ლ. დ. ландау

თანამედროვე ფიზიკა

თ ა ნ ა მ ე დ რ ო ვ ე
ფიზიკის ახალი ცნებანი
პოპულარული გადმოცემით

თ ა რ გ მ ნ ი ნ ი

დოც. ვ. ყიფშიძის და შ. მოსიძისა
პროფ. მ. ნოდიას მიერ შედგენილი დამატებით

ტექგამომცემლობა „ტექნიკა და შრომა"
თბილისი 1938

წინასიტყვა ქართული გამოცემისათვის

ო. დ. ხვოლსონის „თანამედროვე ფიზიკა“, მისი შინაარსისა, დანიშნულებისა და მნიშვნელობის მხრით კარგადაა დახასიათებული ამ წიგნის დედანში მოცემულ წინასიტყვებში, რომელთა ქართული თარგმანი მოცემულია ქვემოთ. ფიზიკური ლიტერატურა ქართულ ენაზე ჯერ კიდევ მეტად ღარიბია; ო. დ. ხვოლსონის წიგნის ქართული თარგმანის მნიშვნელობა თავისთავად ცხადი უნდა იყოს ყველასათვის. უკანასკნელი გამოცემა ამ წიგნისა ავტორის მიერ შედგენილია 1932 წლის მიწურულში, რის გამო, ცხადია, საჭირო იყო მისი ქართული თარგმანის შევსება იმ მასალით, რომელიც 1933—1937 წლების მანძილზე დაგროვდა ატომის ფიზიკის დარგში. ეს მასალა პროფ. მ. ნ ო დ ი ა ს მიერ შედგენილ დამატების სახით თანდართული აქვს წინამდებარე ქართულ თარგმანს.

აღსანიშნავია, რომ თვითონ ო. დ. ხ ვ ო ლ ს ო ნ ს განზრახული ჰქონდა ქართული თარგმანისათვის დაეწერა წინასიტყვა. აი სხვათა შორის რას სწერდა ო. დ. ხვოლსონი 1933 წელს პროფ. მ. ზ. ნ ო დ ი ა ს იმ წერილზე, რომელიც მას უკანასკნელმა ვ. უიფშიძესა და მ. კუკავაძესთან ერთად გაუგზავნა მისი წიგნის ქართულ ენაზე თარგმნის განზრახვის შესახებ.

Глубокоуважаемый

Михаил Розович!

Я был весьма польщен содержанием Вашего письма; прошу Вас лично принять и передать Вашим двум уважаемым товарищам мою искреннюю благодарность за оказанную мне великую честь.

Сообщите, пожалуйста, в какой срок Вы обязались изготовить перевод

От всей души желаю Вам успеха.

Предложение я напишу, когда узнаю, что Вы решили относительно распределения материала.

С искренним уважением

Проф. О. Ивольсон

სამწუხაროდ ამ დაპირების შესრულებას ხელი შეუშალა ო. დ. ხვოლსონის სიკვდილმა (27. 5. 1934).

დროს უქონლობის გამო მ. კუკავაძემ სამწუხაროდ სრულიად ვერ მიიღო მონაწილეობა მუშაობაში, რის გამო მთარგმნელად ჩვენ მიერ მოწვეულ იქნა გეოფიზიკურ ობსერვატორიის უფროსი მეცნიერი თანამშრომელი შ. მოსიძე. წინასიტყვები და მთელი მასალა პირველიდან თერთმეტ თავამდე ჩათვლით თარგმნა ვ. უიფშიძემ, თორმეტი თავის პირველი ორი პარაგრაფი თარგმნა მ. ზ. ნოდიამ, დანარჩენი ნაწილი წიგნისა კი—შ. მოსიძემ, რედაქცია მთელი მასალისა ჩაატარეს მ. ზ. ნოდიამ და ვ. უიფშიძემ.

ფიზიკური ტერმინები ქართულ ენაზე არ არის საბოლოოდ ჩამოყალიბებული. ეს ეხება განსაკუთრებით იმ ტერმინებს, რომელთა წარმოშობა დაკავშირებულია ატომის ფიზიკის სწრაფ განვითარებასთან. მთელი რიგი ტერმინებისა ჩვენ მიერ ხმარებულ იქნა ქართულად თითქმის პირველად, რასაც ადგილი აქვს უმთავრესად თანდართულ დამატებებში. თარგმანს თანდართული აქვს აგრეთვე იზოტოპების ახალი ცხრილი F. Weizsäcker-ის მიხედვით.

ამ წიგნის ქართულად გამოცემას მრავალმხრივ ხელი შეუწყო საკ. სამეც. აკადემიის წევრ-კორესპონდენტმა პროფესორმა ნ. მუსხელიშვილმა, რისთვისაც მას მადლობას ვუძღვნით.

პროფ. მ. ნოდია.

დოც. ვ. უიფშიძე.

პროფ. ორესტ დანიელისძე ხვოლსონის დაბადებიდან 80 წლის თავის გამო.

1932 წლის 5 დეკემბერს ო. დ. ხვოლსონს შეუსრულდა 80 წელი. ო. დ. ხვოლსონს დამსახურებული სახელი აქვს მოხვეჭილი ყველგან მეცნიერთა შორის, როგორც გამოჩენილ მეცნიერს, პროფესორს, რომელსაც ბადალი არა ჰყავს ძნელი საკითხების გადმოცემაში, მთელ ქვეყანაში ცნობილ ექსტომიან ფიზიკის სახელმძღვანელოს ავტორს, რუს ფიზიკოსთა მთელ რიგ თაობათა მასწავლებელს.

მისი თითქმის სამოცი წლის მეცნიერული და განმანათლებელი მოღვაწეობის კულტურული მნიშვნელობა განსაკუთრებით დიდია. მისი მრავალრიცხოვანი მეცნიერული გამოკვლევები (დაახლოებით 40 დაბეჭდილი ნაშრომი), რომლებიც ეხება ფიზიკის მრავალ სხვადასხვა საკითხს უფლებას აძლევს მას საერთაშორისო მეცნიერთა შორის საპატიო ადგილი დაიჭიროს. ო. დ. ხვოლსონს დამსახურება მიუძღვის არა მარტო თავის საკუთარ გამოკვლევებით, არამედ მან სახელი გაითქვა როგორც იშვიათმა ლექტორმა, უნივერსიტეტის ერთერთმა საუკეთესო პროფესორმა. ო. დ. ხვოლსონს ახასიათებს როგორც ლექტორს და პროფესორს შემდეგი თვისებები: ფართო ერუდიცია, არაჩვეულებრივი მოთხოვნილება თავისთავისადმი და თავის მუშაობისადმი, ამ მუშაობის თანამედროვე მეცნიერების დონემდე აყვანა, საუცხოო მკაფიობა რთული საკითხების გადმოცემის დროს და ამავე დროს ამ გადმოცემის სიმარტივე და მისაწვდომობა.

რაღაც უაღრესად ელემენტარულად, „პრეისტორიულად" წარმოგვიდგენია ჩვენ უნივერსიტეტში სწავლა იმ წლებში, როდესაც ო. დ. ხვოლსონი ჯერ კიდევ სტუდენტი იყო, ენერგიის მუდმივობის კანონი მეცნიერების თითქმის უკანასკნელი მიღწევა იყო. თერმოდინამიკა მხოლოდ მაშინ წარმოიშვა და თეორიული ფიზიკა თითქმის არ იკითხებოდა უნივერსიტეტებში. პროფ. ხვოლსონის დიდ დამსახურებად უნდა ჩაითვალოს ის, რომ მან 50 წლის მანძილზე ფიზიკის სხვადასხვა კურსების წაკითხვის დროს უნივერსიტეტში. სწავლის პროცესი თანამედროვე მეცნიერების სიმაღლეზე აიყვანა.

პროფ. ხვოლსონი გადმოცემის განსაკუთრებული ნიჭით იყო დაჯილდოებული და ფიზიკის პოპულარიზაციის საქმეში დიდი ამაგი მიუძღვის. მრავალი მოხსენება, მიმოხილვა, პოპულარული ლექციების წაკითხვა, რამდენიმე ასეული სტატია და ოცდაათამდე ნაშრომი წარმოადგენს მისი შრომის პროდუქციას. ყოველ ახალ საკითხს, რაც უნდა რთული ყოფილიყო იგი, პროფ. ხვოლსონი მისი გამო-

ქვეყნების შემდეგ მაშინვე გადასცემდა თავის მსმენელებს პოპულარული სახით.

ს. ტ. თ. გ. მიერ „თანამედროვე ფიზიკის“ მე-4 გამოცემის დაბეჭდვა საუკეთესოდ ახასიათებს პროფ. ხვოლსონს, როგორც პოპულარიზატორს, რომელმაც შესძლო თანამედროვე ფიზიკის უძნელესი საკითხები მკითხველთა ფართო მასებისათვის მისაწვდომი გაეხადნა. ეს წიგნი ერთად ერთია რუსულ ლიტერატურაში, რომლის დახმარებითაც არასპეციალისტი ფიზიკოსი გაეცნობა თანამედროვე ფიზიკის პრობლემებს.

ფიზიკის პოპულარიზაციამ გაზარდა პროფ. ხვოლსონის აუდიტორია ლენინგრადის უნივერსიტეტის გარეთაც. მაგრამ პროფ. ხვოლსონმა უფრო მეტად გააფართოვა თავისი აუდიტორია მთელი ქვეყნის მეცნიერთა შორის მას შემდეგ, რაც იგი 1895 წელს, ე. ი. 37 წლის წინათ შეუდგა ფიზიკის პირველი დიდი სახელმძღვანელოს შედგენას რუსულ ენაზე.

ფიზიკის სწრაფი განვითარების პირობებში, ისეთი საქმის შესრულება, რომელიც მიზნად დაისახა პროფ. ხვოლსონმა, ერთი პიროვნებისათვის თითქმის დაუძლეველად ითვლებოდა. დასავლეთ ევროპის ლიტერატურაშიაც გადავიდენ ენციკლოპედიების შედგენაზე, სადაც მასალა თავებად დაყოფილი შედგენილია ცალკეულ ავტორების მიერ.

პროფ. ხვოლსონთან ერთდროულად დასავლეთ ევროპის ზოგიერთმა მეცნიერმა სცადა ერთპიროვნულად დაეწერა სახელმძღვანელო, მაგრამ ეს ცდა ყოველთვის დაუმთავრებელი რჩებოდა და მუშაობა წყდებოდა პირველი ტომის გამოსვლის შემდეგ.

მაგრამ პროფ. ხვოლსონმა, 30 წლის შრომის შემდეგ ეს საქმე შეასრულა და ამასთან ერთად დიდის წარმატებით. მხოლოდ მცირეოდენი ნაწილი ელექტრობისა და მაგნიტიზმისა შედგენილია სხვა ავტორების მიერ.

ევროპისა და სბაჭოთა კავშირის კრიტიკის ერთსულოვანი შეფასების თანახმად პროფ. ხვოლსონის „ფიზიკის კურსი“ მიეკუთვნა უცხოეთის საუკეთესო სახელმძღვანელოთა რიგს. ეს კურსი დაიბეჭდა რუსულ ენაზე 5 გამოცემად, გერმანულზე — 3 გამოცემად, ფრანგულზე — 2 გამოცემად და ესპანურზე — 1 გამოცემად. საბჭოთა კავშირის მეცნიერ მუშაკთა ფიზიკის ცოდნის მაღალი დონე უმთავრესად უნდა მიეწეროს პროფ. ხვოლსონის სახელმძღვანელოს არსებობას.

ამჟამად 80 წლის მოხუცმა, ფროტ. ხვოლსონმა განიზრახა და წარმატებითაც ასრულებს ისეთ წამოწყებას, რომლის სიძნელეც შეუძლიანთ შეაფასონ მხოლოდ იმ პირებმა, რომლებიც კარგად იცნობენ თანამედროვე ფიზიკის გიგანტური ნაბიჯებით წინსვლას.

განიზრახა რა თავის კურსის მე-6 გამოცემა, მან ძირფესვიანად გადაამუშავა პირველი ტომი, თითქმის არაფერი დასტოვა ძველი გამოცემიდან და შეიტანა ახალში ყველა თანამედროვე საკითხი იმ მიზნით, რომ ფიზიკის შემსწავლელნი უშუალოდ გასცნობოდნენ იმ ცნებებს, რომლებიც შეადგენენ თანამედროვე მეცნიერების მთავარ საფუძველს. ღრმა პატივისცემის ღირსია ასეთი შეუდრეკელი შრომის უნარი და ასეთი დაუჭკნობელი სიახლე მეცნიერულ შემეცნებისა.

ლენინგრადი, დეკემბერი, 1932 წ. **გამომცემლობა**

პირველი გამოცემის წინასიტყვა

ყველამ იცის, რომ ფიზიკა მიმდინარე საუკუნეში, უფრო სწორედ რომ ვთქვათ, 1895 წლიდან, ძირფესვიანად გარდაიქმნა, უდიდესი ევოლუცია განიცადა. დროის მცირე მანძილზე (1895—1900) აღმოჩენილ იქნა რენტგენის სხივები, რადიოაქტიური ნივთიერებანი, ზეემანის მოვლენა, პირველად გამოჩნდა ცნება კვანტის შესახებ, რომელიც ამჟამად გაბატონებულია მთელ ფიზიკაში. ამ წლების განმავლობაში საძირკველი ჩაეყარა ახალ მეცნიერებას, რომელიც მიმდინარე საუკუნეში აღიმართა გრანდიოზული შენობის სახით.

ფიზიკის ევოლუცია შემდეგში მდგომარეობს, აღმოჩენილ იქნა მრავალი სავსებით უცნობი მოვლენა. ნაპოვნი იქნა საერთო ნიადაგი ისეთ მოვლენებისათვის, რომლებსაც ერთმანეთთან თითქოს არავითარი კავშირი არ ჰქონდათ. წარმოიშვა აბალი თეორიები, რომლებსაც ახსნეს და განმარტეს მოვლენათა მთელი რიგი და შეგვაძლებინეს ღრმად ჩაგვეხედა უშუალო დაკვირვებისათვის მიუწვდომელ მოვლენებში, იქ სადაც მოქმედობენ პირველადი წყაროები იმისა, რასაც ჩვენ შეგვიძლიან დავაკვირდეთ, გამოვიკვლიოთ და გამოვიყენოთ ტექნიკური მიზნებისათვის; საკმარისია მოვიყვანოთ ერთი მაგალითი: ატომის სტრუქტურის თეორია.

ყველა ამ მიღწევამ მეცნიერება გაამდიდრა მრავალი ახალი ცნებით და შესაფერისი ახალი ტერმინით. ენ ცნებანი და ტერმინები ფართოდ გავრცელდა ფიზიკის არასპეციალისტთა შორისაც. იგინი გვხვდებიან ისეთ სტატიებში, რომლებიც გათვალისწინებული არ არის ფიზიკის მცოდნეთათვის, მაგრამ რომლებიც ყოველთვის არ იწერება ყველასათვის გასაგები ენით. და ამას გარდა, გაფანტულია მრავალ სხვადასხვა ჟურნალში.

უდავოა, რომ მრავალია რიცხვი იმ ადამიანებისა, რომლებსაც არა მარტო ხშირად ესმით ფიზიკის ახალი მიღწევების შესახებ, არამედ ეინტერესებათ და სურვილიც აქვთ ამ მიღწევებს გაეცნონ. მათთვის სპეციალური შრომები ან ნაწილობრივ ან სავსებით მიუწვდომელია, უმთავრესად იმიტომ, რომ იგინი არამც თუ არ იცნობენ უმაღლეს მათემატიკას, არამედ საფუძვლიანად დავიწყებული აქვთ საშუალო სკოლის ალგებრისა და გეომეტრიის ნაწილები, მაგ. ტრიგონომეტრია. ეს წიგნი მიზნად ისახავს დააკმაყოფილოს ასეთ პირთა მოთხოვნილება. რათა მიღწეულ იქნეს ამ წიგნის მიზანი, მას არ უნდა ჰქონდეს სახელმძღვანელოს ხასიათი, რომელიც აუცილებლად შესწავლილი უნდა იქნეს თანმიმდევრობით, თავიდან ბოლოამდე. მკითხველს შესაძლებლობა უნდა ჰქონდეს ადვილად იპოვოს მისთვის საინტერესო საკითხი და ისე გაეცნოს მას, რომ არ დასჭირდეს წინა თავების წაკითხვა. ამიტომ ამ წიგნის ზოგიერთ ადგილში მოკლედ არის განმეორებული ის, რაც წინა თავებში დაწერილებილ იყო განხილული. ამას გარდა, წიგნში მრავალ ადგილას მითითებულია წინა პარაგრაფები.

შეიძლება ითქვას, რომ მათემატიკა ამ წიგნში თითქმის არ არის ნახმარი. აქ შეხვდებით მხოლოდ მარტივ განტოლებებს, რომელთა გაგებაც არავის არ გაუქნელდება, თუ კი მკითხველმა იცის, რომ სიდიდე შეიძლება აღნიშნული იყოს ასოებით.

ლენინგრადი, თებერვალი 1928 წ. **პროფ. ო. ხვოლსონი.**

მეოთხე გამოცემის წინასიტყვა

ამ გამოცემაში დავუმატე ორი სტატია: „ნებულაის საკითხის გადაწყვეტა“ და „რამანის, მანდელშტამის და ლანდსბერგის მოვლენა“. საკმაოდ გავაფართოვე სტატია კოსმოსური სხივების შესახებ (ჰესის სხივები). ამის გარდა, ჩამატებულია ორმოცზე მეტი წვრილმანი საკითხი. ახლად ჩამატებული ტექსტი შეიცავს დაახლოვებით ორ ნაბეჭდ ფორმას. პირველი გამოცემის ტექსტი გულმოდგინედ იქნა გადაკითხული; რამდენიმე გვერდი ამოღებულ იქნა. თავი XV თითქმის უცვლელი დავტოვე, თუმცა ამჟამად შესაძლებლობა არის პოპულარულად მოთხრობილ იქნეს ახალი მიკროშექანიკის ზოგიერთი საფუძველი და მიღწევა. მაგრამ ეს ამოცანა მეტად ძნელია და გულახდილად უნდა ითქვას, რომ ჯერჯერობით ასეთი გადმოცემის გეგმა არ მაქვს შედგენილი.

ლენინგრადი, აპრილი 1929 წ. **პროფ. ო. ხვოლსონი.**

მესამე გამოცემის წინასიტყვა

ეს გამოცემა არსებითად განსხვავდება წინა გამოცემისაგან. მთელ რიგ წვრილმან დამატებათა გარდა, მე დავწერე ახალი თავი: „ლითონების ელექტრონული თეორია“. საგრძნობლად გავაფართოვე ის თავი, სადაც განხილულია ახალი მიკროშექანიკის საკითხები. ამ გარემოებამ შესაძლებლობა მომცა გზადაგზა განეხილა საკითხების მთელი რიგი, მაგ. აინშტაინის მოძღვრება დროის ფარდობითობის შესახებ.

ლენინგრადი, აგვისტო 1930 წ. **პროფ. ო. ხვოლსონი.**

მეოთხე გამოცემის წინასიტყვა

ამ გამოცემის მზადების დროს მთავარი ყურადღება მივაქციე განელილ ორი წლის განმავლობაში უმნიშვნელოვანეს მეცნიერულ მიღწევათა აღწერას. მრავალი დამატება ეკუთვნის წინაწლებსაც, დაწყებული 1928 წლიდან; ტექსტი ამ გამოცემაში გაიზარდა დაახლოვებით $1^1/_2$ ფორმით.

ლენინგრადი, აგვისტო 1932 წ. **პროფ. ო. ხვოლსონი.**

თავი პირველი

შესავალი

ფიზიკის უდიდესი წარმატება მე-XX საუკუნეში, უფრო სწორად რომ ვთქვათ—1895 წლიდან, იმაში მდგომარეობს, რომ აღმოჩენილ იქმნა მთელი რიგი ახალი მოვლენები ე. ი. ისეთი მოვლენები, რომლებიც არ წარმოადგენენ წინათ ცნობილ მოვლენების სახეცვალებას, გაღრმავებას ან განზოგადოებას. ამ ახალ აღმოჩენებთან მჭიდროდ არის დაკავშირებული ახალი თეორიების წარმოშობა, ე. ი. ისეთი თეორიების, რომლებიც ცდილობენ ახსნან ფიზიკური მოვლენების ცოტად თუ ბევრად ფართე ჯგუფები, რასაც საფუძვლად დაედო განსაზღვრული, ჰიპოთეზურად დადგენილი ვარაუდები განსაბილველ მოვლენათა ჯგუფის ძირითად მიზეზების შესახებ. ეს თეორიები წარმოადგენენ ცდას—განსჯერიტონ უშუალო დაკვირვებისათვის მიუწვდომელი ზემოხსენებულ ფიზიკურ მოვლენების პირველწყაროები თავის თვისობრივი მახასიათებლებით და რაოდენობითი კანონზომიერებით. ახალ მოვლენათა აღმოჩენასთან და ახალ თეორიების წარმოშობასთან პარალელურად გრანდიოზულად ვითარდებოდა ფიზიკა ექსპერიმენტული. მეცნიერების ყველა ამ წარმატებამ შეჰქმნა ახალი მსოფლმხედველობა. მათმა ერთობლივობამ შეჰქმნა ახალი, მე-XX საუკუნის ფიზიკა, რომელიც ღრმად განსხვავდება გასული საუკუნის ფიზიკისაგან (1895 წლამდე). ეს თითქოს ორი მეცნიერებაა, რომლებიც ერთმანეთისაგან განსხვავდებიან არა მარტო თავის ფაქტიური შინაარსით, არამედ, რაც უფრო მთავარია, იმ სულისკვეთებით, რომელიც უპირველესად ყოვლისა, განსაზღვრავს ჩვენს ფიზიკურ მსოფლგაგებას.

ახალი აღმოჩენანი და ახალი მიმართულებანი ეხებიან ძველი ფიზიკის სხვადასხვა საკითხს; მათვე შეჰქმნეს ამ მეცნიერებაში ახალი საკითხები, რომლებიც დამახასიათებელნი არიან ახალი ფიზიკისათვის. ამასთანავე ახალი თეორიები თავს იჩენენ ძველი ფიზიკის თითქმის ყველა ნაწილში, გავლენას ახდენენ შესაფერ მოვლენათა ახსნა-განმარტების საშუალებაზე, ზოგიერთ შემთხვევაში მათი შემდგომი გამოკვლევის მეთოდზედაც, ე. ი. იმ ძირითად აზრებზე, რომლებითაც ხელმძღვანელობენ მკვლევარნი მეცნიერულ, შემოქმედებითი მუშაობის დროს. ამჟამად ფიზიკის ყველა ნაწილი მჭიდროდ არის ერთმანეთთან დაკავშირებული, გადახლართული, მათი საზღვრები თანდათან ქრება. ასე რომ, ახლო მომავალში ისახება ფიზიკა, როგორც მთლიანი სისტემა, რომელიც

შეიცავს მოუწესრიგებელ, ე. ი. მკვდარი მატერიის თვისებების ერთობლივობას, იმ მოვლენების ერთობლივობას, რომლებიც ამ მატერიაში თავს იჩენს და იმ კანონზომიერებას, რომელიც ამ მოვლენებს განაგებს. სულ სხვა სურათს წარმოადგენს ძველი ფიზიკა, რომელიც შედგება ცალკე ნაწილებისაგან. ეს გამოცალკევებული ნაწილები, ერთმანეთთან თითქოს შემთხვევით იყვნენ დაკავშირებულნი. ეს კავშირი ხშირად ფორმალური იყო და არ წარმოადგენდა რაიმე უფრო ღრმა, ფარულ მიზეზთა შედეგს.

როგორც უკვე მოვიხსენიეთ, ექსპერიმენტული ფიზიკა დიდად განვითარდა. უპირველესად ძირეულად შეიცვალა ის მრავალი საზომი ხელსაწყო, რომლებითაც სარგებლობდა ძველი ფიზიკა. ეს ხელსაწყოები გაუმჯობესებულ იქნა, რამაც გამოიწვია მათი დახმარებით გაზომვის მისაწვდომი სიზუსტის დიდ სიმაღლეზე აყვანა. როდესაც ხელსაწყოები არასრულყოფილი და ტლანქია, მაშინ იგინი ნაკლებად ზუსტ შედეგებს გვაძლევენ. ასეთ პირობებში გაზომვის ცთომილება დიდია და სრულიად შეუძლია დაჩრდილოს ფიზიკური სიდიდის ის უმცირესი ცვლილებანი, რომლებიც გამოწვეულნი არიან სუსტად ზემოქმედ მიზეზებით; ამის გამო შესაძლებელია—ამ მეტად საინტერესო და მნიშვნელოვან მიზეზების არსებობა შეუმჩნეველი დარჩენილიყო. რაც უფრო ზუსტია ხელსაწყო, რაც უფრო გრძნობიერია იგი, მით უფრო მეტი იმედი უნდა გვქონდეს, რომ მისი შემწეობით აღმოვაჩენთ ბუნებაში ისეთ მიზეზებს, რომელთა მოქმედებაც თუმცა სუსტია, მაგრამ რომელთა არსებობაც და მათი მოქმედების კანონებიც მეცნიერებისათვის ღირსმნიშვნელოვანია; მათ შეუძლიათ წარმოშვან ფიზიკის სრულიად ახალი საკითხები და აგრეთვე არსებითად შესცვალონ ესა თუ ის თეორიული სისტემა. იმ ხელსაწყოების გაუმჯობესებასთან ერთად, რომელთა შემწეობითაც იზომებოდნენ უკვე ცნობილი ფიზიკური სიდიდენი, ადგილი ჰქონდა აღმოჩენებს, და შემდეგ თანდათანობით გაუმჯობესებას ახალი ხელსაწყოებისას, რომელთა დანიშნულებაც იყო იმ მრავალ ფიზიკურ სიდიდის გაზომვა, რომლებიც გაიცნეს მეცნიერებმა ახალ მოვლენების აღმოჩენასთან დაკავშირებით.

ფიზიკის ლაბორატორიებსა და ინსტიტუტებში პრაქტიკული მუშაობის დროს, მეტად დიდ როლს ასრულებს დამხმარე ხელსაწყოები, რომელთა დანიშნულებაც არის არა ფიზიკურ სიდიდეების გაზომვა, არამედ იმ სხვადასხვა მანიპულაციის შესრულება, რომლებიც აუცილებლად საჭირო არიან მრავალ ფიზიკურ გამოკვლევის დროს. ჩვენ აქაც ვხედავთ, რომ ერთი მხრით მოხდა იმ დამხმარე ხელსაწყოების გაუმჯობესება, რომლებითაც სარგებლობდა ძველი ფიზიკა, მეორე მხრით ლაბორატორიის პრაქტიკაში უფრო ხშირად და ხშირად გვხვდება ზოგიერთი ახალი, მეტად სასარგებლო ხელსაწყო, რომელიც აადვილებს ამა თუ იმ მანიპულაციებს. მოვიყვანოთ მაგალითი როგორც ერთი, ისე მეორე ხელსაწყოებისა. ყველასათვის ცნობილია, თუ რა როლს ასრულებდა ძველ ფიზიკაში ჰაერის ტუმბოები, რომელთათვის, უფრო სწორედ რომ ვთქვათ, აირის ტუმბოები უნდა ეწოდებინათ, მათი დახმარებით გამოსწოვენ, უფრო სწორედ რომ ვთქვათ, აიშვიათებენ ჰაერს ან სხვა აირს, რომლითაც სავსეა რაიმე ჭურჭელი. ოდესღაც ექსპერიმენტატორები სარგებ-

ლობდენ მხოლოდ დგუშიანი ტუმბოებით, რომლებიც მუშაობის დიდი რაოდენობის დახარჯვის დროს, საშუალებას აძლევდათ გაზის წნევა დაეყვანათ ვერცხლის წყლის სვეტის ნახევარ-მილიმეტრამდე. ჯერ კიდევ მე-XX საუკუნეში, მოწყობილ იქნა ვერცხლის წყლის ტუმბოები, რომელთა დახმარებითაც შეიძლებოდა მეათასედ მილიმეტრამდე გაიშვიათება, თუმცა ამისათვის საჭირო იყო ტუმბოს ხანგრძლივი მოქმედება. მე-XX საუკუნეში გამოგონებულ იქნა გაზის გაიშვიათების ახალი მეთოდები და ამასთან დაკავშირებით აგებულ და გაუმჯობესებულ იქნა ტუმბოები, რომლებიც შეეფერებოდა ამ მეთოდებს. ახალი ტუმბოები მოქმედობს მეტად სწრაფად და საშუალებას გვაძლევს, დავიყვანოთ წნევა ვერცხლის წყლის სვეტის ერთ მეასმილიონედამდე და კიდევ უფრო ნაკლებ ნაწილამდე. ახალ დამხმარე ხელსაწყოებიდან მოვიხსენიოთ კათოდის საუცხოო ნათურა, რომელიც ფართოდ არის გამოყენებული რადიოტექნიკაში, როგორც დეტექტორი და გამაძლიერებელი, იგივე ნათურა გამოდგება როგორც გამასწორებელი და როგორც ცვალებადი დენის გენერატორი.

ექსპერიმენტულ მეთოდების განვითარებამ შესაძლებელი გახადა მთელ რიგ ისეთ მოვლენათა განხორციელება, რომელთა არსებობის შესაძლებლობაშიაც მეცნიერება დიდი ხანია დარწმუნებული იყო, მაგრამ მათი განხორციელება ვერ შესძლო. მოვიყვანოთ ერთი მაგალითი: მე-XIX საუკუნეში შესაძლებელი გახდა თითქმის ყველა იმ ნივთიერების გადაყვანა სითხებრივ და მყარ მდგომარეობაში, რომელიც ჩვეულებრივი—მაგ. ოთახის—ტემპერატურის დროს გაზებრივ მდგომარეობაში იმყოფება. ამასთანავე მიღებულ იქნა ტემპერატურა—190°C, გათხევადებულ და შემდეგ მყარ მდგომარეობაშიც გადაყვანილ იქნა ყველა აირი, წყალბადისა და ჰელიუმის გარდა. მე-XX საუკუნეში დაბალი ტემპერატურების მიღება ისეთი წარმატებით ვითარდებოდა, რომ მიღებულ იქნა ტემპერატურა—272,2°C, რომელიც განსხვავდება ე. წ. ა ბ ს ო ლ უ ტ უ რ ნ ულ ის ტ ემ პ ერ ა ტ უ რ ი ს ა გ ან (—273,1°C) მხოლოდ 0,9°C-ით! ეს მიღწევა ეკუთვნის 1925 წ. უფრო ადრე წყალბადი აქციეს სითხედ და შემდეგ გადაიყვანეს მყარ მდგომარეობაში. სითხედ აქციეს აგრეთვე ჰელიუმი, 1926 წელს მოხერხდა ჰელიუმის გამყარებაც. მეტად დაბალი ტემპერატურების მიღწევის უდიდესი მნიშვნელობა არა მარტო იმაში მდგომარეობს, რომ ექსპერიმენტულმა ფიზიკამ დაადასტურა უწინვე გათვალისწინებული ყველა აირის სითხებრივ და მყარ მდგომარეობაში გადასვლის შესაძლებლობა. უფრო მეტი მნიშვნელობა აქვს იმ გარემოებას, რომ უფრო და უფრო დაბალი ტემპერატურების მიღების მეთოდების თანდათანი გამომუშავებასთან ერთად წარმოიშვა ახალი მეცნიერება „დ ა ბ ა ლ ი ტ ემ პ ერ ა ტ უ რ ებ ის ფ ი ზ ი კ ა“, რომელიც იკვლევს მატერიის თვისებებს და მასში არსებულ მოვლენებს სრულიად ახალ პირობებში, სახელდობრ არა მარტო—190°-ზე` უფრო ნაკლები ტემპერატურის დროს, არამედ აბსოლუტურ ნულთან მეტად ახლო მდებარე ტემპერატურების დროსაც. ფიზიკის თითქმის ყველა თავი გამდიდრდა ახალი მონაცემებით. ამასთანავე მიღებულ იქნა მთელი რიგი ახალ საოცარი ფაქტები, რომლებიც ნაწილობრივ სრულიად მოულოდნელი აღმოჩნდა და ზოგჯერ

ეწინააღმდეგებოდა იმას, რასაც მეცნიერნი მოელოდნენ დაბალი ტემპერატურების დროს.

ჩვენ ზემოთ მოვიხსენიეთ დამხმარე ხელსაწყოები, ასეთ ხელსაწყოებს, უფრო სწორედ რომ ვთქვათ—მანქანებს, ეკუთვნის ჰაერის გასათხევადებელი მანქანა. ამჟამად ეს მანქანები იმდენად გააუმჯობესეს, რომ მათი დახმარებით შედარებით მოკლე ხანში შესაძლებელია გათხევადებული ჰაერის დიდი რაოდენობის მიღება. ასეთი მანქანები ამჟამად ფართოდ გავრცელებულია და მათ შეხვდებით ყოველ ფიზიკურ ლაბორატორიაში, რომლის მოწყობილობაც აკმაყოფილებს თანამედროვე მეცნიერების მოთხოვნილებებს. უფრო იშვიათად გვხვდება წყალბადის გასათხევადებელი მანქანები. რაც შეეხება იმ მანქანებს, რომლებიც საშუალებას გვაძლევს მივიღოთ გათხევადებული ჰელიუმი, ამჟამად (1932 წ.) მხოლოდ სამ ადგილას არსებობენ: ლეიდენში (ჰოლანდია), ბერლინში და ტორონტოში (კანადა).

მე-XX საუკუნის ფიზიკამ განსაკუთრებით გააფართოვა და გააღრმავა ელექტრობისა და სხივადი ენერგიის მოძღვრება. ფიზიკის ეს ორი თავი გაერთიანდა ერთ მთლიან ნაწილად. ამ ღრმა ცვლილებებმა გავლენა მოახდინეს ყველაზე უწინარეს მოლეკულურ ფიზიკაზე. ეს უკანასკნელი მიზნად ისახავს შეისწავლოს გაზების, სითხეების და მყარი სხეულების ის თვისებანი, რომელთა ახსნასაც მეცნიერება ცდილობს მატერიის მოლეკულური აგებულობით. აქ წარმოიშვა ატომის აგებულობის ახალი თეორია და ამასთან მჭიდროდ დაკავშირებული სპექტრების ახალი თეორია. უნდა მოვიხსენიოთ აგრეთვე მოლეკულურ ფიზიკის ერთ-ერთი უდიდესი მიღწევათაგანი: გამორკვევა კრისტალების შინაგანი სტრუქტურისა, რომელიც სულ სხვაგვარი აღმოჩნდა, ვიდრე ეს ჰქონდა წარმოდგენილი ძველ მეცნიერებას. აღარ შეეჩერდებით ფიზიკის სხვა თავებზე, რომლებსაც ახალა ღმოჩენათა და ახალ თეორიათა გავლენა დაეტყოთ.

ფიზიკის ახალი ნაწილი წარმოიშვა 1925 წელს. ნაწილობრივ გარეგნულ, ნაწილობრივ უფრო ღრმა ნიშნების მიხედვით, მას უწოდებენ ტალღურ მექანიკას, ან კვანტურ მექანიკას; უფრო სწორი და ყოვლის შემცველი იქნებოდა სახელწოდება მიკრომექანიკა, ვინაიდან ეს მეცნიერება უპირველესად ეხება იმ მოვლენების მექანიკას, რომელთაც ადგილი აქვთ ატომებსა და მოლეკულებში. თავისი ხასიათით, მეტადრე კი თავისი მსჯელობის მეთოდებით იგი წარმოადგენს ისეთ რამე ახალს, შეიძლება ითქვას — უცნაურს, რომლის შემეცნებაც და მასთან შეჩვევაც უძნელეს საქმეს წარმოადგენს. ამის მიუხედავად, ის ბრწყინვალე შედეგები, რომლებსაც მან მიაღწია, მისი არაჩვეულებრივი სწრაფი განვითარება ნათლად მოწმობს, რომ ეს ახალი მეცნიერება სწორ გზაზედ არის შემდგარი, თუმცა მისი ძირითადი დებულებანი აუცილებლად საჭიროებენ საბოლოო დამუშავებას, გამორკვევას და რაც უფრო მთავარია, გამარტივებას. თუ, მისი ასეთი გამარჯვებითი სვლა შემდეგშიაც ასე გაგრძელდა, თუ მისი მეთოდებით დამუშავებული საკითხების ასპარეზი გაფართოვდა, მაშინ იგი მე-XX საუკუნის ფიზიკას თავის დაღს დაასვამს, მისცემს მას ახალ მიმართულებას და წაიყვანს მას უდიდეს გამარჯვებისაკენ. მათე-

მატიკურ სიძნელეთა გამო, მე ამ წიგნის პირველ ორ გამოცემაში გაკვრით შევეხე ლ. დე-ბროილის (Louis de Broglie) პირველ შრომების მხოლოდ ძირითად დებულებებს და ზოგადად დავახასიათე მიკრომექანიკა. ამ ნაშრომში დე-ბროილმა 1929 წელს მიიღო ნობელის პრემია. ამ წიგნის ამ გამოცემაში კი მე შევეცადე უფრო ღრმად შევხებოდი ამ ახალი მეცნიერების შინაარსს.

განმარტოებით დგას თანამედროვე ფიზიკის ერთ-ერთი უდიდესი მიღწევათაგანი—ფ ე ლ ა ტ ი ვ ო ბ ი ს პ რ ი ნ ც ი პ ი. ამ წიგნში ჩვენ ამ პრინციპს არ შევეხებით, ვინაიდან მოკლედ მისი გადმოცემა შეუძლებელია, მით უფრო რომ რუსულ ენაზე მოიპოვება საკმაო რიცხვი წიგნებისა, რომლებშიაც ეს პრინციპია განხილული.

ფიზიკის წარმატებებმა გაელენა მოახდინეს მეცნიერების სხვა დარგებზედაც, უპირველესად ყოვლისა ქ ი მ ი ა ზ ე და ასტრონომიის იმ ნაწილზე, რომელიც წარმოიშვა ჯერ კიდევ წარსულ საუკუნეში და ცნობილია ა ს ტ რ ო ფ ი ზ ი კ ი ს სახელით.

თ ა ვ ი მ ე ო რ ე

მ ა ტ ე რ ი ა, ე ლ ე ქ ტ რ ო ბ ა, ე ნ ე რ გ ი ა დ ა მ ა ს ა

§ 1. მ ა ტ ე რ ი ა

ჩვენ აქ თავიდანვე არ შევეხებით ახალ შეხედულებებს თანადამოკიდებულებაზე, უფრო სწორად ვთქვათ: მატერიისა და ელექტრობის იგივეობაზე; იყოს ეს ჯერჯერობით ჩვენთვის ორი ცალკე სამყარო, როგორც ეს ეჩვენებოდა მეცნიერებას 1913 წლამდე.

ყველასათვის კარგად არის ცნობილი, რომ მატერია (ნივთიერება), რომლისგანაც შედგება ჩვენ გარშემო არსებული სხეულები, ორი სახისაა: მ ა რ ტ ი ვ ი ნივთიერებანი ანუ ე ლ ე მ ე ნ ტ ე ბ ი და რ თ უ ლ ი ნივთიერებანი (უფრო ზუსტად—ქიმიური შენაერთები). ხშირად ხმარობენ სიტყვებს: მარტივი და რთული სხ ე უ ლ ე ბ ი; მაგრამ ასეთი გამოთქმა ზუსტი არ არის; ყოველი „სხეული" შეიძლება შედგებოდეს მრავალ სხვადასხვა ნივთიერებისაგან. ელემენტები შედგება ა ტ ო მ ე ბ ი ს ა გ ა ნ, რომლებიც, ყოველ მოცემულ ელემენტისათვის, უახლოეს ხანამდე ერთნაირები ეგონათ. რომ ეს ასე არ არის, ჩვენ ამას დავინახავთ ამავე პარაგრაფში. რთული ნივთიერება შედგება მ ო ლ ე კ უ ლ ე ბ ი ს ა გ ა ნ, ეს უკანასკნელნი კი—იმ ელემენტების ატომებისაგან, რომელთა ქიმიურ შენაერთსაც წარმოადგენს მონაცემი რთული ნივთიერება. მონაცემი შენაერთის ყველა მოლეკული ერთნაირად არის შედგენილი შესაფერი ელემენტების ატომების ერთიდაიმავე რიცხვისაგან. მაგრამ ვინაიდან ერთიდაიმავე ელემენტის ატომები შეიძლება ერთნაირი არ იყოს, ამიტომ, ცხადია, რომ ერთიდაიმავე რთული ნივთიერების მოლეკულებიც ერთმანეთისაგან განსხვავდებიან. ჩვენ დავინახავთ, რომ ყველა ქიმიურ შენაერთს ეს არ ეხება.

როგორც ვთქვით, ელემენტები შედგება ატომებისაგან, შენაერთები კი—მოლეკულებისაგან. აქ უნდა შევიტანოთ ერთი მნიშვნელოვანი შესწორება, რომელიც ეხება პირველ რიგში იმ ელემენტებს, რომლებიც გაზებრივ მდგომარეობაში იმყოფება. თურმე მრავალი მათგანი შედგება არა ცალკეულ ატომებისაგან, არამედ მოლეკულებისაგანაც. ეს უკანასკნელები შეიცავს ორს, სამს ან უფრო მეტ ატომს, რომლებიც, რა თქმა უნდა, ეკუთვნის ერთდაიმავე ელემენტს. როგორც მოვიხსენიეთ, მონაცემი ელემენტი შეიძლება შეიცავდეს სხვადასხვა სახის ატომებს, ამიტომაც გაზებრივ ელემენტებს მოლეკულებიც შესაძლებელია ერთნაირი არ იყვნენ და შედგებოდენ მონაცემ ელემენტში შემავალ არაერთხაირ ატომების მრავალ სხვადასხვა კომბინაციისაგან, ამასთანავე, ცხადია, შესაძლებელია ისეთი შემთხვევაც, როდესაც მოლეკულები სავსებით ერთნაირ ატომებისაგან შედგება.

გაზები (ელემენტები და შენაერთები) შეიძლება იყვეს ერთატომიანები, ორატომიანები, სამატომიანები და ასე შ. იმის მიხედვით, თუ გაზის მოლეკულაში რამდენი ატომია. დიდ ინტერესს წარმოადგენს ერთატომიანი გაზები, რომლებიც, ცხადია, ელემენტები უნდა იყვნენ. ასეთ გაზებს ეკუთვნის ის გაზები, რომლებიც დიდი ხანი არ არის რაც აღმოაჩინეს, როგორც ჩვენი ატმოსფეროს შემადგენელი ნაწილები, სახელდობრ: ნეონი, არგონი (ატმოსფეროს თითქმის 1%), კრიპტონი და ქსენონი; ამ გაზებს, ინერციული გაზები ეწოდება, ვინაიდან იგინი სხვა ელემენტებს არ უერთდებიან, ქიმიურ რეაქციებისადმი უნარმოკლებულნი არიან. ერთატომიან გაზებს ეკუთვნის აგრეთვე: 1) ჰელიუმი, ეს ელემენტი იწვევს განსაკუთრებულ ინტერესს და ჩვენ ხშირად მოგვიხდება ამ ელემენტზე ლაპარაკი. იგი მხოლოდ 2-ჯერ უფრო მკვრივეა წყალბადზე, რომელიც ყველა გაზში უფრო მსუბუქია: ამერიკაში, სადაც მას დიდი რაოდენობით იღებენ, მითი სარგებლობენ დირიჟაბლების გასავსებად. ჰელიუმს ინერციულ გაზებს ვერ მივაკუთვნებთ, ვინაიდან 1926 წელს აღმოჩენილ იქმნა მისი ქიმიური შენაერთები ვერცხლის წყალთან. 2) ემანაცია, რადიაქტიური გაზებრივი ელემენტი, თითქმის უდავოდ ინერუციული. 3) ლითონების ორთქლები. ერთატომიანობა შემოწმებულია ვერცხლის წყლის, ნატრიუმის, კალიუმის და კადმიუმის ორთქლებისათვის. თითქმის ყველა ლითონის ორთქლი ერთატომიანია.

ორატომიან გაზებრივ (ჩვეულებრივი ტემპერატურის დროს) ელემენტებს ეკუთვნიან: წყალბადი, ჟანგბადი, აზოტი, ქლორი და ბრომის და იოდის ორთქლი. რა თქმა უნდა, არსებობენ რთული ორატომიანი გაზებიც ე. ი. არა ელემენტები, როგორც, მაგ., ნახშირბადის ჟანგი (თითო ატომი ნახშირბადისა და ჟანგბადისა), აზოტის ჟანგი (აზოტის და ჟანგბადის თითო ატომი), ქლოროვანი წყალბადი (ქლორის და წყალბადის თითო ატომი).

არსებობს ორი სახის მოლეკულები: ჰეტეროპოლარული და ჰომოპოლარული. ჰეტეროპოლარულ (სხვადასხვა პოლარულ) მოლეკულებს ახასიათებთ ის, რომ ისინი შედგებიან ორი ნაწილისაგან, რომლებიც, როგორც ამას დაწვრილებით გავეცნობით შემდგომ, დატვირთულნი არიან სხვადასხვანიშნიან ელექტრობით, რაც ამ მოლეკულებს აძლევს მძლავრად გამოხატულ

„პოლარულ“ ხასიათს; მათში თითქოს ორი მოწინააღმდეგე ელექტრული პოლუსია. ასეთი მოლეკულები წარმოიშობა ისეთი ორი ელემენტის ატომებისაგან, რომლებიც დიდად განსხვავდებიან თავის ქიმიური თვისებებით; იგინი მოთავსებულნი არიან (იხ. ამ თავის 2 §) მენდელეევის სისტემის მეტად დაშორებულ ჯგუფებში. ჰეტეროპოლარულ მოლეკულის ტიპიური წარმომადგენელი არის საჭმელი მარილის მოლეკული, რომელიც შედგება ლითონი ნატრიუმის ერთი ატომისაგან და ქლორის ერთი ატომისაგან, რომელთაგანაც პირველი დატვირთულია დადებითი, მეორე კი უარყოფითი ელექტრობით. ჰომოპოლარულ (ერთნაირი პოლარული) მოლეკულებს ასეთი პოლარობის თვისება არა აქვთ. ამ ჯგუფს ეკუთვნის ზემოხსენებული ორატომიანი გაზების მოლეკულები ე. ი. წყალბადისა, აზოტისა, ჟანგბადისა, ქლორისა და სხვა. ამავე ჯგუფს ეკუთვნის იმ ელემენტების შენაერთების მოლეკულები, რომლებიც თავის ქიმიური თვისებებით ერთმანეთს უახლოვდებიან, როგორც, მაგ., მოლეკული, რომელიც შედგება ქლორის ორი ატომისაგან და ბრომის ორი ატომისაგან. (ქლორი და ბრომი ეკუთვნის მენდელეევის სისტემის ერთდაიმავე ჯგუფს და ქიმიური თვისებებით ერთმანეთს ემსგავსებიან). ამავე ჯგუფს ეკუთვნის მოლეკულები, რომლებიც შედგება ატომების ჯგუფებისაგან, მაგ., ეტანის მოლეკული, რომელიც შეიცავს ნახშირბადის ორ ატომს და წყალბადის ექვს ატომს.

ამ უკანასკნელ წლებში მეტად საინტერესო აღმოჩენას ჰქონდა ადგილი: აღმოჩნდა რომ ზოგიერთ ერთატომიან გაზში განუწყვეტლივ წარმოიშობა ორატომიანი მოლეკულები, რომლებიც იმდენად სუსტად არიან შეერთებულნი, რომ სწრაფად იშლებიან ცალკეულ ატომებად, ამიტომ ასეთ „ერთატომიან“ გაზში, ორატომიან მოლეკულების საერთო რიცხვი ყოველთვის შედარებით მცირეა. ორატომიან მოლეკულების არსებობა დამტკიცებულია, მაგ., ჰელიუმისათვის და ვერცხლის წყლის ორთქლისათვის. ჩვენ შემდგომ განვიხილავთ იმ მოვლენებს, რომლებიც ამას ამოწმებენ. (III თ. 4 §). სამატომიან გაზებრივ ელემენტებს ეკუთვნის, მაგ., ოზონი, რომლის მოლეკული შედგება ჟანგბადის სამი ატომისაგან. მრავალატომიან ელემენტებიდან მოვიხსენიებთ მხოლოდ გოგირდის ორთქლს, რომელიც შეიცავს ატომების სხვადასხვა რიცხვს, ზოგჯერ რვა ატომამდე.

სხვადასხვა ელემენტის ატომებს ერთნაირი წონა არა აქვთ. წინათ სხვადასხვა ატომის წონას ადარებდნენ წყალბადის ატომის წონას, რომელიც ერთეულად იყო მიღებული. ასეთი ერთეულის შერჩევის დროს ჟანგბადის ატომის წონა აღმოჩნდა 16-ზე ცოტაოდენ ნაკლები. ამჟამად ატომის წონის ერთეული შეცვლილია, სახელდობრ, დადგენილების თანახმად, ჟანგბადის ატომის წონა მიღებულია 16-ის თანასწორად, ე. ი. ატომის წონის ერთეულად აღებულია ჟანგბადის ატომის წონის $\frac{1}{16}$. ატომების წონას, ამგვარად მიღებულს, შესაფერი ელემენტების ატომური წონა ეწოდება. ამგვარად, ჟანგბადის ატომური წონა მიღებულია 16-ის თანასწორად, მაშინ თურმე წყალბადის ატომური წონა უდრის 1,0078. ელემენტების ატომურ წონათა გაზომვის აქ

მოხსენებული საშუალება, ე. ი. ჟანგბადის ატომის წონის $\frac{1}{16}$-ის ერთეულად მიღება, 1930 წელში უარყოფილ იქმნა, ამის მიზეზს შემდეგ შევეხებით.

ყველა სხვა ელემენტების ატომური წონა განსაზღვრული იქმნა ქიმიკოსების მიერ დიდი სიზუსტით, ამასთანავე ზოგიერთ ელემენტისათვის, მაგ. ჰელიუმისათვის, ნახშირბადისათვის, აზოტისათვის და გოგირდისათვის მიიღეს ისეთი რიცხვები, რომლებიც შესრულებულ გაზომვათა სიზუსტის ზღვარებში, მთელი რიცხვები აღმოჩნდა; მაგრამ ელემენტების უმრავლესობისათვის ატომური წონები გამოიხატა წილადიან რიცხვებში, ამასთანავე წილადი ნაწილები იმდენად დიდნი აღმოჩნდნენ, რომ მათი არსებობა შეუძლებელი იყო ახსნილიყო არაზუსტი გაზომვით. მოვიყვანოთ ორი მაგალითი: ატომური წონა ქლორისა 35,46, ვერცხლის წყლისა—200,6. ეს რიცხვები ნაპოვნი იყო მრავალი მეცნიერის მიერ და ისეთი გულმოდგინებით, რომ საეჭვონი შეიძლება იყვნენ მხოლოდ ათწილადის მეორე ნიშნები. მაგრამ 1918 წელს ინგლისელმა მეცნიერმა ფ. ვ. ასტონმა (F. W. Aston) აღმოაჩინა უდიდესი მნიშვნელობის ფაქტი, რისთვისაც მას მიესაჯა ნობელის პრემია: თუ ჟანგბადის ატომურ წონას 16-ის თანასწორად ჩავთვლით, მაშინ ყველა ელემენტის ატომების წონა მთელი რიცხვებით გამოიხატება. თუ ასეა, მაშ რითი აიხსნება ის გარემოება, რომ ზოგიერთი ელემენტის ატომ-წონა წილადი რიცხვით არის გამოხატული, როგორც ეს ვნახეთ ორ მაგალითზე? როგორც აღვნიშნეთ, თურმე მრავალი ელემენტის ატომები ერთნაირი არაა, ე. ი. ერთდაიმავე ელემენტში მოიპოვება სხვადასხვა ჯურის ატომები, ამასთანავე ჯურების რიცხვი ზოგჯერ თერთმეტს აღწევს (კალა). გონებითად რომ ერთად დავაგროვოთ ერთნაირი ატომები მაშინ მივიღებთ ერთიდაიმავე ელემენტის სხვადასხვა სახეობას, რომლებსაც ეწოდებათ მოცემულ ელემენტის იზოტოპები; ეს დასახელება შემოიღო სოდიმ (Soddy) 1913 წელს. სწორედ ამ იზოტოპების ატომ-წონანი წარმოადგენენ მთელ რიცხვებს; მონაცემი ელემენტის იზოტოპების ერთობლივობას ზოგიერთ შემთხვევაში, სახელდობრ რადიაქტიურ ელემენტებისათვის, (იხ. ქვემოდ), პლეადა ეწოდება. მაგალითისათვის მოვიხსენიოთ ქლორი და ვერცხლის წყალი. როგორც დავინახეთ, ქლორის ატომ-წონა არის 35,46. აღმოჩნდა რომ ქლორს აქვს ორი იზოტოპი, ე. ი. არსებობს ორი სხვადასხვა „ქლორი“, რომელთა ატომ-წონანი არიან 35 და 37. ის ქლორი, რომელსაც ჩვენ ქიმიიდან ვიცნობთ, წარმოადგენს ორი იზოტოპის ნარევს, სადაც ქლორის ის იზოტოპი სჭარბობს, რომლის ატომ-წონაც უდრის 35. ვერცხლის წყლის, რომელსაც ჩვენ მუდამ ვხვდებით არა მარტო ქიმიასა და ფიზიკაში, არამედ ყოველდღიურ ცხოვრებაშიაც (თერმომეტრები, ბარომეტრები), ატომ-წონა არის 200,6. ასტონმა (1926 და 1927 წ.) დაგვანახვა, რომ ვერცხლის წყალი შედგება 7 იზოტოპისაგან ე. ი. არსებობს 7 სხვადასხვა სახის „ვერცხლის წყალი“; მათი ატომწონანი არიან: 196, 198, 199, 200, 201, 202 და 204. ჩვეულებრივი ატომწონა წარმოადგენს იმ იზოტოპების ყველა ატომის წონათა საშუალოს, რომელთაგანაც მონაცემი ელემენტი შედგება. ქიმიურ პრაქტიკაში საქმე გვაქვს

მხოლოდ ამ ატომ-წონასთან, რომელიც ჩვეულებრივ ცხრილში არის მოყვანილი, უფრო სწორი იქნებოდა მისთვის ასეთი სახელი გვეწოდებინა: პრაქტიკული, შერეული ან ცხრილის ატომ-წონა. 1930 წელს აღმოჩენილ იქმნა, რომ ჟანგბადს სამი იზოტოპი აქვს და სწორედ ამ გარემოებამ აიძულა უარეყოთ ის ძირითადი იდეა, რომელსაც ეყრდნობოდა ელემენტების ატომურ წონათა ერთმანეთთან შედარება, ე. ი. ატომური წონის ერთეულის შერჩევა. აღმოჩნდა შემდეგი: ჟანგბადის სამი იზოტოპიდან ერთი ყოველთვის სჭარბობს, დანარჩენი ორი წარმოადგენს მცირე მინარევს. თუ ჩვენ ჟანგბადის მთავარ შემადგენელ ნაწილის ატომურ წონას მივიღებთ 16-ის ტოლად, მაშინ ამ მინარევების ატომური წონები შესაბამისად იქნებიან 18 და 17. ჩვეულებრივ ჟანგბადში სამი იზოტოპი შედის შემდეგი რაოდენობითი ფარდობით: ჟანგბ. 16 : ჟანგბ. 18 : ჟანგბ. 17 = 630 : 1 : 0,2. ამგვარად, ჟანგბ. 18 შეადგენს 0,0016, ჟანგბ. 17 კი მხოლოდ 0,0003 ჩვეულებრივი ჟანგბადის მთელი რაოდენობისას, მისი ატომური წონა, როგორც სამი იზოტოპის ნარევისა, არის 16,0035. 1930 წლამდე ჟანგბადის (ნარევის) ატომურ წონას სთვლიდნენ 16-ის ტოლად; თუ ეს გამოთვლა ეხლაც ასე დავტოვეთ, მაშინ ჟანგბადის ყველა სამი ატომური წონა ცოტაოდენ განსხვავებული იქნება მთელი რიცხვებიდან 16, 18 და 17. მაგრამ თუ ჩვენ მთავარი იზოტოპის წონად მივიღებთ 16, მაშინ ეს იმის მაჩვენებელი იქნებოდა, რომ ყველა ელემენტის ატომური წონა შემცირდებოდა ფარდობით 16,0035 : 16 = 1,00022, თუ ეს ატომური წონები განსაზღვრული იყო ქიმიური საშუალებებით ან მას-სპექტროგრაფის დახმარებით, რომელიც აღწერილი იქნება მე-IX თავში. რიცხვი 1,00022 მეტად მცირედ განსხვავდება ერთისაგან, მაგრამ ზოგიერთ ელემენტისათვის, რომელთა ატომური წონა განსაზღვრულია დიდი სიზუსტით, ეს შემცირება წარმოადგენს ისეთ სიდიდეს, რომლის უგულებელყოფაც უკვე შეუძლებელია, თუ გვსურს დავიცვათ უდიდესი მისაწვდომი სიზუსტე.

იზოტოპების საკითხს ჩვენ კიდევ დაუბრუნდებით (თ. XI): ამ საკითხს დაწვრილებით შევეხებით განსაკუთრებით მაშინ, როდესაც განვიხილავთ რადიაქტიურ ელემენტების იზოტოპებს. ამჟამად (1927 წ.) უკვე დამტკიცებულია, რომ მთელი რიცხვების კანონი ასტონისა ყოველთვის სამართლიანი არ არის; ამის საუკეთესო მაგალითს გვიჩვენებს წყალბადის ატომწონა 1,0078; გადახრა, მართალია, მცირეა, მაგრამ უდავო. არსებობენ სხვა ამგვარი გადახრანიც, მაგრამ მათ შესახებ გამოკვლევები დაიწყო მხოლოდ 1927 წ. შემდეგში ჩვენ გავეცნობით მეტად საინტერესო ახსნა-განმარტებას, თუ რა იწვევს ატომ-წონების გადახრას მთელ რიცხვებიდან.

ქიმიური შენაერთის მოლეკულური წონა ეწოდება მისი ერთი მოლეკულის წონას, რომელიც უდრის მის შემადგენელ ატომების წონათა ჯამს. მოლეკულურ წონათა გამოთვლის დროს, თუ დიდი სიზუსტე არ არის საჭირო, შეიძლება წყალბადის ატომწონა ერთეულად მივიღოთ. ასე, მაგ., წყლის მოლეკულური წონა უდრის 18 [ჟანგბადის ერთი ატომი (16) და წყალბადის ორი ატომი]. თუ ქიმიურ შენაერთში ისეთი ელემენტები შედის, რომელთაც იზოტოპები აქვთ, მაშინ ასეთი შენაერთის მოლეკულები ერთნაირი არაა, არამედ

ერთმანეთისაგან განსხვავდებიან. მაგ., საკმელი მარილის მოლეკული შედგება ქლორის ერთი ატომისაგან და ნატრიუმის ერთი ატომისაგან; მათი ატომწონები ცხრილის მიხედვით არის 35,45 და 23,0; ასე რომ, საკმელი მარილის მოლეკულური წონა იქნება 35,46+23,0=58,46. სინამდვილეში არ არსებობს მოლეკული, რომლის წონაც უდრიდეს 58,46. ცხადია, უნდა დაუშვათ, რომ საკმელ მარილში არსებობს ორი სახის მოლეკული: ერთში შედის ქლორის ატომი 35 და მეორეში ქლორის ატომი 37. პირველი გვარის მოლეკულის წონა არის 35+23=58, მეორის—37+23=60. რომ შეიძლებოდეს მათი ერთმანეთისაგან განცალკევება, მაშინ მივიღებდით ორ სხვადასხვა საკმელ მარილს; შეიძლება იმის დამტკიცება, რომ ამ ორი მარილის სიმკვრივეთა ფარდობა თანასწორი იქნებოდა მოლეკულურ წონათა ფარდობისა ე. ი. 58:60 ანუ 29:30 ე. ი. განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან 3%-ზე უფრო მეტად.

ორატომიან ელემენტებისათვის (გაზებისათვის) მოლეკულური წონა, ცხადია, უდრის გაორკეცებულ ატომ-წონას. ასე, მაგ., წყალბადის მოლეკულური წონა უდრის 2, უფრო ზუსტად, 2,0156; ჟანგბადის მოლ. წ. არის 16×2=32, ქლორის—35,46×2=70,92.

გავიხსენოთ, რომ „რომელიმე ნივთიერების გრამ-მოლეკული ეწოდება ამ ნივთიერების ისეთ რაოდენობას, რომლის წონაც, გრამებით გამოხატული, რიცხვობრივ უდრის ამ ნივთიერების პრაქტიკულ მოლეკულურ წონას.

ასე, მაგ., წყალბადის გრამ-მოლეკული იწონის 2 გრამს (ორატომიანია); ჟანგბადის გრამ-მოლეკული იწონის 32 გრამ ჟანგბადს; წყლის გრამ-მოლეკული იწონის 18 გრამს, საკმელი მარილის—58,46 გრ., ერთატომიან გაზებისათვის გრამ-მოლეკულს ეწოდება გრამ-ატომი, ასე, მაგ., ჰელიუმის გრამ-ატომი უდრის 4 გრამ ამ გაზისას.

დასასრულს, მოვიგონოთ ის უდიდესი მნიშვნელობის ფაქტი, რომ ნებისმიერი ნივთიერების გრამ-მოლეკული შეიცავს მოლეკულების ერთდაიმავე რიცხვს, რომელსაც აღვნიშნავთ N ასოთი. ამ რიცხვს ეწოდება ავოგადროს რიცხვი ანუ ავოგადრო-მილიკენის რიცხვი, ვინაიდან ამერიკელმა მეცნიერმა მილიკენმა (R. A. Milikan) უდიდესი სიზუსტით იპოვა (1911 და 1917 წლებში) ეს რიცხვი. იგი აღმოჩნდა

$$N = 6{,}062.10^{23}\text{-ის} \qquad (1)$$

ტოლი, ეს რიცხვი შეიცავს 24 ციფრს! ამ რიცხვის საოცარი სიდიდე, რომელიც მიიღება მილიონის მილიონზე, მილიონზე და კიდევ ექვსასათასზე გამრავლებით, ასე შეგვიძლიან დავახასიათოთ: ავიღოთ რომელიმე აირის გრამ-მოლეკულის ერთი მეოცათასედი ნაწილი; იგი შეიცავს დაახლოებით

$$n = \frac{1}{20000} N = 3.10^{19} \qquad (2)$$

მოლეკულს და მისი მოცულობა 0°-ისა და ატმოსფეროს ნორმალურ წნევის დროს ცოტაოდენ აღემატება ერთ კუბურ სანტიმეტრს; იგი უდრის პატარა სათითის მოცულობას. მოვათავსოთ ეს აირი ყოველ მხრიდან დახურულ პატა-

რა ჟურჟელში, რომლის ერთერთ კედელში პაწაწინა ნახვრეტი არის გაკეთებული. ამ ნახვრეტიდან გარეთ გამოუშვათ ყოველ წამში მთელი მილიონი მოლეკული. ადვილად შეიძლება გამოითვალოს, რომ ყველა მოლეკულის გამოსვლას დასჭირდება მილიონი წელიწადი! ამ მაგალითიდან ჩვენ ვხედავთ, თუ მოლეკულების რა უამრავი რიცხვია მოთავსებული ასეთ მცირე მოცულობაში ანუ, სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, თუ რა მცირენი არიან მოლეკულები. ეს უკანასკნელი გარემოება თვალსაჩინო იქნება, თუ მოვიგონებთ, რომ ხსენებულ პირობებში თვით მოლეკულებს უჭირავთ კუბური სანტიმეტრის მხოლოდ მცირე ნაწილი, ვინაიდან იგინი დაშორებული არიან ერთმანეთზე დიდი მანძილებით შედარებით თვით მოლეკულების სიდიდესთან. ეს იქიდან ჩანს, რომ დიდი გაცივების და შეკუმშვის დროს აირის მოცულობა შეიძლება შესამჩნევად შემცირდეს, მაგ., ზოგიერთ შემთხვევაში, ნორმალურ პირობებში, აირის მოცულობის ერთ მეათასედ ნაწილამდე.

§ 2. მენდელეევის სისტემა

უახლოეს ხანამდე ელემენტების პერიოდული სისტემა, ეს უდიდესი აღმოჩენა, რომლითაც დიმიტრი ივანეს ძე მენდელეევმა მე-XIX საუკუნის სამოციან წლებში უკვდავების სახელი მოუხვეჭა როგორც თავის თავს, ისევე რუსეთის მეცნიერებას, იშვიათად იხსენიებოდა ფიზიკის ფართო სახელმძღვანელოებშიაც კი. დაწვრილებით მას არ იკვლევდნენ და არც მოჰყავდათ მთლიანად; იგი ფიზიკაში შესამჩნევ როლს არ თამაშობდა. ეს იყო წმინდა ქიმია. 1913 წლიდან მენდელეევის სისტემის საკითხი მთლიანად შეიჭრა ფიზიკაში, რომელმაც არა მარტო ფართოდ გამოიყენა იგი, არამედ შესძლო იმ ჰორიზონტალურ პერიოდების და იმ ვერტიკალურ ჯგუფების დედააზრის გამორკვევა, რომელთაგანაც ეს სისტემა შესდგება. მაგრამ ამით არ თავდება ყველაფერი: ფიზიკამ სავსებით ახსნა ელემენტების ქიმიური თვისებების პერიოდულობა და, რაც უფრო ღირსშესანიშნავია, ის მრავალი გადახრანი იმ ელემენტარულ სქემიდან, რომლებიც ამ ცხრილში გვხვდებიან. მაგრამ ყველაზე უფრო საოცარი და ღირსმნიშვნელოვანი ის არის, რომ ფიზიკამ სიზუსტით აღნიშნა არა მარტო ყველა არსებულ ელემენტების საერთო რიცხვი (წყალბადიდან ურანამდე), არამედ ე. წ. იშვიათ მიწათა რიცხვიც. ჩვენ ხშირად გვექნება საქმე მენდელეევის სისტემასთან და ამიტომ საჭიროდ მიგვაჩნია იგი მუდამ თვალწინ გვქონდეს. მაგრამ ვინაიდან ჩვენ გვინდა, რომ ეს წიგნი გასაგები იყოს იმ მკითხველებისათვისაც, რომლებიც არ იცნობენ ქიმიურ აღნიშვნებს, ვინაიდან ელემენტების დასახელების შეტანა სისტემაში, მეტად გაადიდებდა მას, ჩვენ ელემენტთა ქიმიური აღნიშვნები შევიტანეთ ცხრილში. ასეთი მკითხველებისათვის ჩვენ ვათავსებთ მეორე ცხრილს, სადაც მოყვანილია ჩვენთვის მნიშვნელოვან ელემენტების ნიშნები და ქიმიური აღნიშვნები.

მენდელეევის ცხრილში ელემენტები განაწილებულნი არიან გარკვეული წესრიგით დაწყებული პირველიდან, წყალბადიდან, უკანასკნელამდე, ურანამდე (ლითონი). ყველა ეს ელემენტი რიგის ნომრებით არის აღნიშნული.

მაგრამ ასეთ ნუმერაციას 1913 წლამდე მხოლოდ შემთხვევითი და დროებითი ხასიათი ჰქონდა, ვინაიდან ყოველ ახალ ელემენტის აღმოჩენის დროს საჭირო იყო ერთეულით გადიდებაყ ველა იმ ელემენტის ნომრებისა, რომელიც ცხრილში მოთავსებული იყო ახლად აღმოჩენილ ელემენტის შემდეგ. ელემენტის ნომერი, ცხადია, ვერ დაახასიათებდა ელემენტს; მით უმეტეს არავის არ მოუვიდოდა თავში აზრი, რომ ელემენტის ნომერსა და იმ სიდიდის შორის, რომელიც ახასიათებს ამათუიმ ელემენტის ქიმიურ და ფიზიკურ თვისებებს, არსებობს მჭიდრო კავშირი.

1913 წელს ეს მდგომარეობა ძირფესვიანათ შეიცვალა. ახალგაზრდა ინგლისელმა მეცნიერმა მოზლიმ (Moseley, მოკლულ იქმნა ომში) თავის ორ უკვდავ სისტემაში გვიჩვენა, რომ წყალბადიდან ურანამდე არსებობს 92 ელემენტი და არსებობს შესაძლებლობა რენტგენის სხივების დახმარებით ვიპოვოთ თითოეულ ცნობილ ელემენტის ნომერი (იხ. თ. V, § 2). ამასთან ერთად ნაპოვნი იყო ყველა იმ ელემენტის რაოდენობა და ნომრები, რომლებიც ჯერ აღმოჩენილი არც კი იყო ამგვარად, გამოირკვა, რომ ყოველ ელემენტს შეეფერება სავსებით გარკვეული რიცხვი, რომელსაც ეწოდება ელემენტის რიგის ნომერი ან რიგის რიცხვი (ზოგჯერ ამბობენ ატომის ნომერის შესახებაც). რიგის ეს ნომერი, რომელსაც Z ასოთი აღვნიშნავთ, თანამედროვე მეცნიერებაში უდიდეს როლს თამაშობს. მის ნამდვილ, წმინდა ფიზიკურ მნიშვნელობას გავიცნობთ, როდესაც ატომის აგებულობის საკითხს შევეხებით. იმ მეთოდს, რომლითაც მოზლი სარგებლობდა ელემენტების რიგის ნომრების საპოვნელად, განვიხილავთ მე-V თავში, სადაც განხილული იქნება ახალი აღმოჩენები რენტგენის სხივების დარგში.

ყოველ ელემენტს შემოკლებით აღნიშნავენ ერთი ან ორი ლათინური ასოთი, თითქმის ყოველთვის მათი ლათინური დასახელების პირველი ასოებით (მაგ., სპილენძი Cu ლათინური cuprum-იდან) ან სხვა ენაზე, თუ ელემენტის სახელი ყველა ენაზე ერთნაირი არ არის. ეს უკანასკნელი ეხება იმ ელემენტებს, რომლებიც აღმოჩენილნი იყვნენ წარსულ ან მიმდინარე საუკუნეში; მაგრამ აქაც გამონაკლისებს აქვთ ადგილი, ვინაიდან ზოგიერთ ახლად აღმოჩენილი ელემენტის დასახელება სხვადასხვა ქვეყანაში ერთნაირი არ არის. ჩვენი სურვილია, რომ ეს წიგნი გასაგები იყოს იმ მკითხველებისათვისაც, რომლებსაც აინტერესებთ ფიზიკის ახალი მიღწევანი, მაგრამ საფუძვლიანად დაავიწყდათ სკოლაში მიღებული ცოდნა ქიმიაში და აღარ ახსოვთ ელემენტების ქიმიური ნიშნები. ამიტომ ჩვენ აქ ვათავსებთ მეორე ცხრილს, რომელიც შეიცავს ელემენტების დასახელებას, მათ შემოკლებით აღნიშვნას, რიგის Z ნომერს და ატომურ A წონას. ამ ცხრილში ყველა ელემენტი არ არის შეტანილი, არამედ მხოლოდ ის ელემენტები, რომლებიც ყველასათვის ცნობილნი არიან და აგრეთვე ყველა ისინი, რომელთა მოხსენებაც მოგვიხდება ამ წიგნში.

ორივე ცხრილში მოთავსებულია შერეული ატომური წონები ე. ი. ის საშუალო ატომური წონები, რომლებიც მიღებულია ამ სიდიდეების ჩვეულებრივი განსაზღვრის დროს (ქიმიური ხერხებით). ნათქვამი, ცხადია, ეხება

ცხრილი 1.

დ. მ. მენდელეევის პერიოდული სისტემა ელემენტებისა (1932 წ.)

პერიოდები	რიგები	ჯგუფი I a b	ჯგუფი II a b	ჯგუფი III a b	ჯგუფი IV a b	ჯგუფი V a b	ჯგუფი VI a b	ჯგუფი VII a b	ჯგუფი VIII	(0)
I	1	1 H 1,0078								2 He 4,002
II	2	3 Li 6,94	4 Be 9,02	5 B 10,82	6 C 12,00	7 N 14,009	8 O 16,000	9 F 19,00		10 Ne 20,18
III	3	11 Na 23,00	12 Mg 24,32	13 Al 26,97	14 Si 28,06	15 P 31,02	16 S 32,066	17 Cl 35,456		10 A 39,94
IV	4	19 K 39,104	20 Ca 40,08	21 Sc 45,100	22 Ti 48,1	23 V 50,95	24 Cr 52,01	25 Mn 51,93	26 Fe 55,84 27 Co 58,94 28 Ni 58,69	
	5	29 Cu 63,57	30 Zn 65,38	31 Ga 69,72	32 Ge 72,6	33 As 74,93	34 Se 79,2	35 Br 79,92		36 Kr 83,7
V	6	37 Rb 85,45	38 Sr 87,63	39 Y 88,925	40 Zr 91,22	41 Nb 93,5	42 Mo 96,0	43 Ma	44 Ru 101,7 45 Rh 102,9 46 Pd 106,7	
	7	47 Ag 107,880	48 Cd 112,41	49 In 114,8	50 Sn 118,7	51 Sb 121,8	52 Te 127,5	53 J 126,93		54 Xe 131,3
VI	8	55 Cs 132,81	56 Ba 137,36	57 La 138,9	58 Ce 140,13 59 Pr 140,9 60 Nd 144,3 61 II 62 Sm 150,43 63 Eu 152,0 64 Gd 157,3 65 Tb 159,2 66 Dy 162,46					
		67 Ho 163,5 68 Er 167,64 69 Tu 169,4 70 Yb 173,5 71 Lu 175,0			72 Hf 178,3	73 Ta 181,36	74 W 184,0	75 Re 186,31	76 Os 190,9 77 Jr 193,1 78 Pt 195,23	
	9	79 Au 197,2	80 Hg 200,6	81 Tl 204,39	82 Pb 207,21	83 Pi 209,0	84 Po (210)	85*		86 Em (222,0)
VII	10	87* —	88 Ra 225,97	89 Ac (226)	90 Th 232,1	91 Pa 231	92 U 238,13			

ცხრილი 2.

რიგის ნომერი Z	ელემენტის დასახელება	ნიშანი	ატომური წონა A	რიგის ნომერი Z	ელემენტის დასახელება	ნიშანი	ატომური წონა A
1	წყალბადი.	H	1,0078	42	მოლიბდენი	Mo	96,0
2	ჰელიუმი	He	4,002	44	რუტენიუმი	Ru	101,7
3	ლითიუმი.	Li	6,94	45	როდიუმი.	Ph	102,9
5	ბორი	B	10,82	46	პალადიუმი	Pd	106,7
6	ნახშირბადი.	C	12,00	47	ვერცხლი	Ag	107,880
7	აზოტი	N	14,009	48	კადმიუმი	Cd	112,41
8	ჟანგბადი	O	16,000	50	კალა	Sn	118,8
9	ფტორი.	F	19,00	51	სტიბიუმი	Sb	121,8
10	ნეონი	Ne	20,18	52	ტელური	Te	127,5
11	ნატრიუმი.	Na	23,00	53	იოდი.	J	126,93
12	მაგნიუმი	Mg	24,32	54	ქსენონი.	Xe	131,3
13	ალუმინი	Al	26,97	55	ცეზიუმი	Cs	132,81
14	კაებადი	Si	26,06	56	ბარიუმი	Ba	137,36
15	ფოსფორი.	P	31,02	57	ლანტანი	La	138,9
16	გოგირდი.	S	32,066	72	გაფნიუმი	Hf	178,3
17	ქლორი.	Cl	35,456	73	ტანტალი	Ta	181,36
18	არგონი.	A	39,94	74	ვოლფრამი	W	184,9
19	კალიუმი	K	39,104	76	ოსმიუმი	Os	190,9
20	კალციუმი.	Ca	40,08	77	ირიდიუმი	Jr	193,1
24	ქრომი	Cr	52,01	78	პლატინი	Pt	195,23
25	მარგანეცი.	Mn	54,93	79	ოქრო	Au	197,2
26	რკინა.	Fe	55,84	80	ვერცხლის წყალი	Hg	200,6
27	კობალტი	Co	58,94	81	ტალიუმი	Tl	204,39
28	ნიკელი	Ni	58,69	82	ტყვია	Pb	207,21
29	სპილენძი	Cu	63,57	83	ბისმუტი	Bi	209,0
30	თუთია	Zn	65,38	84	პოლონიუმი.	Po	210,0
33	დარიშხანი	As	74,93	86	ემანაცია	Em	222,0
34	სელენი	Se	79,2	88	რადიუმი	Ra	225,97
35	ბრომი	Br	79,92	89	აქტინიუმი	Ac	226
36	კრიპტონი	Kr	83,7	90	ტორიუმი	Th	232,1
37	რუბიდიუმი	Rb	85,45	91	პროტაქტინიუმი.	Pa	231
38	სტრონციუმი	Sr	87,63	92	ურანი	U	238,13
40	ცირკონიუმი	Zr	91,22				

მხოლოდ იმ ელემენტებს, რომელთაც იზოტოპები აქვთ; სხვა დანარჩენ ელემენტებისათვის ატომწონები, რომელიც წარმოადგენს მთელ რიცხვებს, ან მცირედ განსხვავდება ამათგან, გამოხატავს ამ სიდიდეთა ნამდვილ მნიშვნელობებს, თუ ჟანგბადის ატომ-წონა 16-ის თანასწორად არის მიღებული. ის, რაც ზემოთ იყო ნათქვამი ჟანგბადის იზოტოპებისა და ატომურ წონის ერთეულის ცნების დაზუსტების შესახებ, აქ მხედველობაში არ არის მიღებული. მენდელეევის I ცხრილს უნდა გავუკეთოთ შენიშვნები, რომლებმაც, როგორც დავინახავთ, დიდი როლი ითამაშეს თანამედროვე ფიზიკაში. ეს შენიშვნები დავნომროთ, რომ შემდეგში მოხერხებული იყოს მათზე მითითება.

1. ყველა 92 ელემენტი, წყალბადიდან (H) ურანამდე (U), განაწილებულია ცხრა ჯგუფს შორის, I-დან VIII-მდე; ამ უკანასკნელ ჯგუფს მოსდევს ნულოვანი ჯგუფი (0), რომელშიაც შედის ინერციული, ერთატომიანი გაზები. ეს ჯგუფები ვერტიკალურ სვეტებად არის დაწყობილი. ნულოვან ჯგუფს ხშირად ათავსებენ ცხრილის დასაწყისში, ე. ი. მის მარცხნივ, I ჯგუფის წინ. ატომის აგებულობის თანამედროვე თეორიის თვალსაზრისით (თ. IV) უფრო სწორი იქნება ნულოვან ჯგუფის მოთავსება მე-VIII ჯგუფის შემდეგ. პირველ შვიდი ჯგუფში თითოეული დაყოფილია ორ ქვეჯგუფად, რომლებიც აღინიშნება a და b ასოებით. ყველა ელემენტს, რომელიც ეკუთვნის ერთდაიმავე ქვეჯგუფს, ახასიათებს თითქმის ერთნაირი ქიმიური თვისებები. შემდეგში ჩვენ ელემენტის დასახელების გვერდით ხშირად მოვათავსებთ ფრჩხილებში მის რიგის ნომერს, რაც საშუალებას მოგვცემს სწრაფად ვიპოვოთ მისი ადგილი მენდელეევის ცხრილში და აგრეთვე მისი ქიმიური ნიშანი, მაგ. ბრომი (35, Br).

2. ვერტიკალურ ჯგუფად და ქვეჯგუფად დანაწილების გარდა, ყველა ელემენტი დანაწილებულია აგრეთვე ჰორიზონტალურ პერიოდებად, რომელთა რიცხვიც შვიდია. ამას გარდა, ჩვენ ვხედავთ ჰორიზონტალურ რიგებსაც რომელთა საერთო რიცხვიც არის 10. პირველი სამი პერიოდი და მეშვიდე შეიცავს თითო რიგს, მეოთხე, მეხუთე და მეექვსე ორ-ორ რიგს. მეექვსე პერიოდის პირველი რიგი შედგება ორი სტრიქონისაგან. სხვადასხვა პერიოდში შემავალი ელემენტების რიცხვი ასეთია:

პერიოდი	I	II	III	IV	V	VI	VII	(3)
ელემენტების რიცხვი	2	8	8	18	18	32	6	

მეშვიდე პერიოდი დამთავრებული არ არის. ჩვენ არ ვიცით ისეთი ელემენტი, რომლის ატომწონაც აღემატებოდეს ურანის ატომწონას (238, 13). მაგრამ არ შეიძლება უარყოფა ასეთი ელემენტების არსებობისა; მათი რიგის ნომერი 92-ზე მეტი იქნებოდა.

რომ დავაკვირდეთ ელემენტებს მიმდევრობით რიგის ზრდადი ნომრების მიხედვით, დავინახავთ რომ თითოეულ პერიოდში მეორდებიან ელემენტების მსგავსი ქიმიური თვისებანი; აქედან წარმოიშვა დასახელება: პერიოდული სისტემა. ეს საშუალებას გვაძლევს წინასწარ განვპვრიტოთ ჯერ კიდევ

აღმოუჩენელ ელემენტების თვისებანი, რაც როგორც ყველასათვის ცნობილია, პირველად შეასრულა თვით დ. ი. მენდელეევმა. ასე, მაგ., შეგვიძლია წინასწარ ვთქვათ, რომ უცნობი ელემენტი რიგის ნომრით 85 უნდა ეკუთვნოდეს გალოიდებს: ქლორი (17 Cl), ბრომი (35, Br), იოდი (53, J).

3. იმ 92 ელემენტიდან, რომლებიც უნდა არსებობდეს წყალბადიდან (1, H) ურანამდე (92, U), 1925 წლამდე ცნობილი იყო 87 ელემენტი, დანარჩენები რიგის რიცხვებით 43, 61, 75, 85 და 87 ჯერ კიდევ აღმოჩენილი არ იყო. 1925 წლის გაზაფხულში ბერლინის მეცნიერებმა ვ. ნოდაკმა, იდა ტაკემ და ო. ბერგმა (W. Noddack, Ida Tacke O. Berg) აღმოაჩინეს მე-VII a ჯგუფის ორი ელემენტი, რომლებიც თავის ქიმიური თვისებებით უნდა მიაგავდნენ მარგანეცს (25, Mn), რიგის ნომრები კი უდრის 43 და 75. ამ ელემენტებს მათ უწოდეს მაზურიუმი (43, Ma) და რენიუმი (75, Re). დანარჩენი სამი ნომერი (61, 85 და 87) მოთავსებულია ჩვენს ცხრილში; იგინი ვარსკვლავებით არიან აღნიშნულნი. ამ უკანასკნელ წლებში არა ერთი შრომა გამოქვეყნებულა, სადაც მეცნიერები ამტკიცებდნენ, რომ აღმოაჩინეს ამ სამი ელემენტის ნიშნები. მაგრამ, ამ აღმოჩენათა რეალობა ჯერჯერობით საეჭვოა. იმ მეცნიერთა შორის, რომლებიც ამტკიცებდნენ, რომ მათ აღმოაჩინეს ელემენტი 61. ზოგმა მას უწოდა ილირიუმი, ზოგმა კი—ფლორენციუმი; აქამდე (1932) ამ ელემენტის არსებობა არ შეიძლება საბოლოოდ დამტკიცებულად ჩაითვალოს.

4. ელემენტების ზოგიერთ ქვეჯგუფს განსაკუთრებული სახელები მიაკუთვნეს, რომელთაც ჩვენ აქ ჩამოვთვლით, ვინაიდან ხშირად ვისარგებლებთ ამ ელემენტებით.

ჯგუფი I, a. ლითიუმი (3, Li), ნატრიუმი (11, Na), კალიუმი (19, K), რუბიდიუმი (37, Rb) და ცეზიუმი (55, Cs) ტუტე ლითონებია. ცხრილში ჩანს, რომ ჯერჯერობით უცნობი ელემენტი 87 უნდა ეკუთვნოდეს ტუტე ლითონებს.

ჯგუფი II, a. ამ ჯგუფს ეკუთვნის სხვათაშორის მაგნიუმი (12, Mg), კალციუმი (20, Ca), სტრონციუმი (38, Sr), ბარიუმი (56, Ba) და რადიუმი (88, Ra), რომელთაც ტუტე-მიწიერი ლითონები ეწოდებათ.

ჯგუფი III. ამ ჯგუფში შემავალ ყველა ელემენტს ე. წ. მიწებს აქ არ ჩამოვთვლით, მათ ეკუთვნის: ალუმინიუმი (13, Al), და აგრეთვე ყველა იშვიათი მიწა რომელსაც ჩვენ ქვემოთ შეეხებით. ამ ელემენტებმა დიდმნიშვნელოვანი როლი შეასრულა ატომის აგებულობის თეორიის შექმნაში. რაზედაც დაწვრილებით შემდეგში ვილაპარაკებთ.

ჯგუფი VII, b. ფტორი (9, F), ქლორი (17, Cl), ბრომი (35, Br), იოდი (53, J), რომლებსაც გალოიდები ეწოდებათ. ცხრილში ჩანს, რომ უცნობი ელემენტი 85 უნდა ეკუთვნოდეს გალოიდებს.

ნულოვანი ჯგუფი. ამ ჯგუფში შემავალი ელემენტები უკვე მოვიხსენიეთ. ამ ჯგუფში შედის ინერციული აირები, ამ ელემენტების ძველი სახელწოდება „კეთილშობილი“ დროა—უკუვაგდოთ.

5. რომ შევადაროთ ატომწონები A რიგის Z ნომრებს, დავინახავთ, რომ მცირე Z—ბისათვის დაახლოვებით, ზოგჯერ კი ზუსტადაც, **რიგის ნომერი უდრის ატომწონის ნახევარს**, ასე რომ

$$Z = \frac{1}{2} A; \qquad (4)$$

იხ. მაგ. ნახშირბადი (6, C), აზოტი (7, N), ჟანგბადი (8, O), ნეონი (10, Ne), სილიციუმი (14, Si), გოგირდი (16, S), კალციუმი (20, Ca). რაც უფრო დიდია Z და A, მით უფრო ატომწონა A აღემატება რიცხვს 2 Z; ურანისათვის უკვე A=2,6 Z.

6. თვალი რომ მივადევნოთ ელემენტების ყველა ჰორიზონტალურ რიგს, რიგის ზრდად ნომრებს 1—92-მდე, ვხედავთ, რომ თითქმის ყოველთვის **რიგის ნომერთან ერთად იზრდება ელემენტის ატომწონაც**. მაგრამ ცხრილის ოთხ ადგილას ჩვენ ვამჩნევთ, რომ რიგის ნომრის გადიდებას ერთით შეეფერება ატომწონის არა გადიდება, არამედ შემცირება.

	რიგის ნომერი	ატომ წონა A	
არგონი (A) .	18	39,94	
კალიუმი (K).	19	39,104	
კობალტი (Co).	27	58,94	
ნიკელი (Ni) .	28	58,69	
ტელური (Te)	52	127,5	(5)
იოდი (J) . .	53	126,93	
თორიუმი (Th). . .	90	232,1	
პროტაქტინიუმი (Pa)	91	231	

მართალია, ატომწონები ნაკლებად მცირდება, მაგრამ შემცირება უდავოა. ამ უკანასკნელ ხანამდე ამ გადახრათა მიზეზი გამორკვეული არ იყო. ჩვენ დავინახავთ, რომ იზოტოპების თანამედროვე თეორიამ საბოლოოდ გამოარკვია ამის მიზეზი.

7. რომ დავაკვირდეთ I ცხრილს, შევამჩნევთ, რომ, თუ ავიღებთ გარკვეულ ჰორიზონტალურ რიგს და გარკვეულ ვერტიკალურ ქვეჯგუფს, მაშინ მათ შეესაბამებათ თითქმის ყოველთვის ერთადერთი ელემენტი, რომელიც მოთავსებულია იმ ადგილას, სადაც გადაჭკვეთენ ერთმანეთს რიგი და ქვეჯგუფი. ავიღოთ, მაგ., მე-7 რიგი და ქვეჯგუფი IV b; მათი გადაკვეთის ადგილას მოთავსებულია ელემენტი კალა (50, Sn). მაგრამ, ადგილი აქვს ორ დიდმნიშვნელოვან გამონაკლისს, რომლებსაც ჩვენ აქ განვიხილავთ:

1) ასეთ გამონაკლისს შეადგენს მე-VIII ჯგუფის ყველა ცხრა ელემენტი, რომლებიც ქვეჯგუფებად არ არიან დაყოფილი. აქ ერთი ელემენტის მაგივრად ვხედავთ სამ ელემენტს ე. წ. **ტრიადას**. თითოეული ტრიადის ელემენტები თავის ქიმიური, ნაწილობრივ ფიზიკური თვისებებით ერთმანეთს ემსგავსებიან. ამ ტრიადებში შემდეგი ელემენტები შედის:

ტრიადა პირველი:	რკინა	(26, Fe)	
	კობალტი	(27, Co)	
	ნიკელი	(28, Ni)	
ტრიადა მეორე:	რუტენიუმი	(44, Ru)	(6)
	როდიუმი	(45, Rh)	
	პალადიუმი	(46, Pd)	
ტრიადა მესამე:	ოსმიუმი	(76, Os)	
	ირიდიუმი	(77, Ir)	
	პლატინი	(78, Pt)	

2. უფრო უცნაურ გამონაკლისს ვხედებით ჩვენი ცხრილის იმ ადგილას, სადაც გადიკვეთებიან მე-8 რიგი და ქვეჯგუფი III, a; აქ, ერთი ელემენტის მაგივრად ვხედავთ თხუთმეტ ელემენტს. ამათგან თავის შესაფერ ადგილას მოთავსებულია მარტო ლანტანი (57, La). დანარჩენი 14 ელემენტი რიგის ნომრებით 58-დან 71-მდე მოთავსებულია შავად შემოვლებულ არშიაში, ესენი არიან ე. წ. იშვიათი მიწები, რომელთა სახელებს აქ აღარ ჩამოვთვლით. უცნობი ელემენტი რიგის ნომრით 61 ეკუთვნის, როგორც ვხედავთ, იშვიათ მიწებს. წარმოვიდგინოთ, რომ ყველა ეს თხუთმეტი ელემენტი (57-დან 71-მდე) მოთავსებული ყოფილიყო იქ, სადაც მარტო ლანტანია (57, La), მაშინ ელემენტები 72-დან (ჰაფნიუმი, Hf) 78-მდე (პლატინი, Pt) გადინაცვლებს მერვე რიგის ზემოთა სტრიქონში, ამ რიგის ქვემოთა სტრიქონი კი მოისპობოდა; აქედან ჩანს, რომ როგორც VI პერიოდი, აგრეთვე IV და V, შესდგება ორი რიგისაგან. ცხადია, რომ მე-VIII ჯგუფის სამივე ტრიადა უნდა მიეკუთვნოს ჯგუფს VIII, a. ამ ორ გამონაკლისის შესახებ (ტრიადები და იშვიათი მიწები) უნდა აგრეთვე ითქვას, რომ უკანასკნელ ხანამდე მათი არსებობა აუხსნელი ამოცანა იყო და მხოლოდ ფიზიკის უახლოესმა მიღწევებმა შესაძლებელი გახადეს, როგორც ამას შემდგომში დავინახავთ, ამ უცნაურობის გამოცნობა, ახსნილ იქმნა ტრიადების და თხუთმეტი ელემენტის არსებობა იქ, სადაც მოსალოდნელი იყო მხოლოდ ერთი ელემენტი.

8. 1922 წლამდე რიგის ნომრით Z=72 ცხრილში მოთავსებული იყო ელემენტი „ტულიუმი II“ (ტულიუმი—ერთ-ერთ იშვიათი მიწის სახელია, სახელდობრ Z=69, Tu), რომელსაც აგრეთვე აკუთვნებდნენ იშვიათ მიწებს. მაგრამ 1922 წელს კოპენჰაგენში დანიის მეცნიერებმა კოსტერმა და ხევეშმა (Coster, Hevesy) აღმოაჩინეს ახალი ელემენტი, რომელსაც კოპენჰაგენის ლათინური სახელის მიხედვით უწოდეს ჰაფნიუმი (Hafnium, Hf). მისთვის აღმოჩნდა Z=72; ეს ელემენტი თავის ქიმიური თვისებებით ენათესავება ცირკონიუმს (40, Zr), ე. ი. მე-IV, a ჯგუფს ეკუთვნის; ტულიუმი II სინამდვილეში არ არსებობს. თანამედროვე ფიზიკის უდიდესი გამარჯვება იმაში მდგომარეობს, რომ მან წინასწარ განჭვრიტა იშვიათ მიწების რიცხვი 14 (ლანტანის ჩაუთვლელად) და ამიტომაც ელემენტი Z=72 შეუძლებელია მიეკუთვნოს იშვიათ მიწებს, არამედ იგი უნდა მიეკუთვნოს მე-IV, a ჯგუფს. ამ საკითხს კიდევ დაუბრუნდებით.

9. პერიოდული სისტემის მნიშვნელობა მარტო იმაში კი არ მდგომარეობს, რომ ელემენტების ქიმიური თვისებანი პერიოდულად იცვლებიან რიგის ნომრების ზრდასთან ერთად. აღმოჩნდა აგრეთვე, რომ ელემენტების მრავალი ფიზიკური თვისება მჭიდროდ არიან დაკავშირებულნი ამ ელემენტების პერიოდულ სისტემაში განაწილებასთან.

მაგრამ აქ უნდა განვარჩიოთ ერთმანეთისაგან ამ კავშირის ორი შემთხვევა, რომელთაც სხვადასხვა ხასიათი აქვთ. პირველ შემთხვევაში ჩვენ ვამჩნევთ, რომ ელემენტის ფიზიკური თვისება ემორჩილება ერთგვარ ცოტად თუ ბევრად, ნათლად გამოხატულ პერიოდულობას, რომელიც პარალელურად მისდევს მენდელეევის სისტემის პერიოდებს. ასეთ თვისებებს ეკუთვნიან: ე. წ. ელემენტის ატომური მოცულობა, ე. ი. გრამ-ატომის მოცულობა (იხ. ზემოთ) მოცულობითი შეკუმშვის კოეფიციენტი, სითბური გაფართოვების კოეფიციენტი, დნობის ტემპერატურა, ელექტროგამტარობა, ზოგიერთი მაგნიტური თვისებანი და სხვა. მეორე შემთხვევაში ელემენტების ზოგიერთ თვისებაში პერიოდულობის კვალსაც კი ვერ ვამჩნევთ. ამ თვისებათა დამახასიათებელი სიდიდენი იცვლებიან საკმაოდ მდორვრად, თუ გავყვებით ელემენტების რიგს რიგითი ზრდადი რიცხვების მიმართულებით. შემდეგში დავინახავთ თანამედროვე ფიზიკამ რა გზით გამოარკვია იმ ძირითადი განსხვავების ღრმა მიზეზი, რომელიც არსებობდა ელემენტების ფიზიკურ თვისებების ამ ორი ჯგუფის დამოკიდებულებათა შორის, პერიოდულ სისტემაში ადგილმდებარეობის მიხედვით.

10. ცხრილის უკანასკნელი 12 ელემენტი Z=80-დან—Z=92-მდე წარმოადგენენ რადიაქტიურ ელემენტებს. ამათგან ელემენტები Z=85 და Z=87 ჯერ-ჯერობით ნაპოვნი არ არის. რადიაქტივობას შემდეგში დაწვრილებით განვიხილავთ. აქ მხოლოდ ორიოდე სიტყვით შეეხებით ამ საკითხს. ყველა რადიაქტიურ ელემენტს იზოტოპები აქვთ, ასე რომ, ათიდან (ორი ელემენტი ნაპოვნი არ არის) თითოეულ ატომურ Z რიცხვს შეეფერება ამ ელემენტის სახესხვაობათა გუნდი; ამ სახესხვაობების რიცხვი რვამდე აღწევს. პირველ სამ ელემენტს აქვს მდეგი, ე. ი. არარადიაქტიური იზოტოპი. ამათ ეკუთვნიან ტალიუმი (81, Tl), ტყვია (82, Pb) და ბისმუტი (83, Bi). დანარჩენი შვიდი ცნობილი ელემენტის (Z=84, 86, 88, 89, 90, 91 და 92) სახესხვაობანი რადიაქტიურნი არიან.

ათ პუნქტში საკმაოდ დაწვრილებით შეეხეთ დ. ი. მენდელეევის პერიოდულ სისტემას. როგორც თითქმის ყველა ამ პუნქტის ბოლო სიტყვებში ჩანს, ყველა ზემოხსენებული წარმოადგენს მთელ რიგ პრობლემათა წამოყენებას. შემდეგში დავინახავთ, თუ რა მძლავრად გააშუქა თანამედროვე ფიზიკამ ყველა ის საკითხი, რომელიც დაკავშირებული იყო მენდელეევის სისტემასთან, რა მკაფიოდ და ბარტივად ახსნა ის გამონაკლისები, რომლებიც ამ სისტემაში გვხვდება და მით გაფანტა ის ბურუსი და უსიამოვნო გრძნობები, რომლებსაც იწვევდნენ მეცნიერული აზროვნების ერთ-ერთი უდიდესი შემოქმედების მოჩვენებითი ნაკლოვანებანი.

§ 3. მოლეკულურ-კინეტიკური მსოფლგაგება

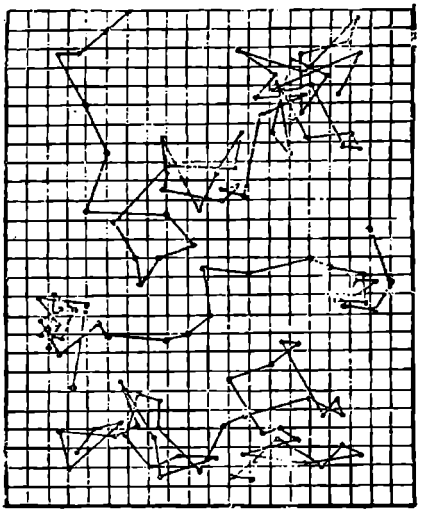
ნივთიერების მოლეკულურ აგებულობის ჰიპოთეზი წარმოადგენს თანამედროვე მსოფლგაგების ერთერთ დედაბოძს. ზუსტად რომ ვთქვათ იგი ჰიპოთეზად აღარ ჩაითვლება, ვინაიდან მისმა ალბათობამ დიდი ხანია მიაღწია უმაღლეს ხარისხს და სინამდვილედ გადაიქცა. იგივე უნდა ითქვას *კინეტიკურ თეორიაზედაც*, რომლის თანახმადაც ნივთიერების შემადგენელი ნაწილები გამუდმებით ფარდობით მოძრაობაში იმყოფება. ეს ორი თეორია ერთად აღებული შეადგენს იმ საფუძველს, რომელსაც შეგვიძლია მოლეკულურ-კინეტიკური მსოფლგაგება უწოდოთ. კინეტიკური თეორია გამოყენებულია ნივთიერების ყველა მდგომარეობისათვის: აირებისათვის, სითხეებისათვის და მყარი სხეულებისათვის, მაგრამ განსაკუთრებით განვითარდა გაზების კინეტიკური თეორია, რომელსაც აქ არ განვიხილავთ, ვინაიდან იგი წარმოადგენს წარსული საუკუნის შუაწლების მეცნიერების უდიდეს მიღწევას.

ეს პარაგრაფი მხოლოდ იმიტომ შემოვიტანეთ აქ, რომ მოვიხსენიოთ ის უახლესი გამოკვლევანი, რომლებმაც საბოლოოდ დაადასტურეს კინეტიკური თეორიის სისწორე და სინამდვილედ აქციეს ის ჰიპოთეზი, რომელიც ამ თეორიას საფუძვლად ედო.

უპირველესად მოვიგონოთ *ბროუნის მოძრაობა*. ინგლისელმა ბოტანიკოსმა ბროუნმა (Robert Brown, 1773—1858) 1827 წ. მიკროსკოპით აღმოაჩინა, რომ მეტად მცირე ნამცეცები, რომლებსაც შეიცავს მცენარის სითხებრივი ნაწილი, როგორც ამბობენ, ატივტივებული ნაწილაკები, გამუდმებით მოძრაობენ, თითქოს თრთიან. ეს თრთოლა, რომელსაც შემდეგში ბროუნის მოძრაობა უწოდეს, არაოდეს არ ჩერდება და წარმოებს ყველა ტემპერატურის დროს; იგი შეგვიძლია შევამჩნიოთ რომელიმე სითხეში, რომელშიაც საკმაოდ მცირე ნაწილაკები დასცურავენ, ყოველ აირში—მაგ., ჰაერში. თვით ნაწილაკი შეიძლება მყარი სხეულიც არ იყოს, არამედ სითხის წვეთი, მაგ.—ცხიმოვანი ნივთიერების წვეთი წყალში და აგრეთვე რაიმე აირის მცირე ბუშტი.

მთელი მე-XIX საუკუნის განმავლობაში თითქმის არავითარი ყურადღება არ მიუქცევიათ *ბროუნის* მიერ აღმოჩენილ ამ საოცარ მოვლენისათვის; შეიძლება ითქვას რომ იგი საფუძვლიანად მივიწყებულ იქმნა; და მხოლოდ მიმდინარე საუკუნეში გამოარკვიეს მისი უაღრესი მეცნიერული მნიშვნელობა. ამ დრომდე მეცნიერთა მხოლოდ მცირე რიცხვი იკვლევდა ამ საკითხს; ზოგიერთმა მათგანმა ეს მოვლენა ასე ახსნა. სითხის ან გაზის მოლეკულები მოძრაობს სწრაფად, მოუწესრიგებელად და განუწყვეტლივ ერთმანეთს ეჯახებიან. ყოველი დაჯახების დროს ცალკეული მოლეკულის სიჩქარე იცვლის მიმართულებას და სიდიდეს. ამ მოძრაობას *სითბური* მოძრაობა ეწოდება, ვინაიდან მისი ენერგია წარმოადგენს სხეულში არსებულ სითბოს ნაწილს. აქვე უნდა შევნიშნოთ რომ სითბოს დანარჩენი ნაწილები წარმოადგენენ 1) მოლეკულების *ბრუნვითი* მოძრაობის ენერგიას, 2) იმ ატომების რყევითი მოძრაობის ენერგიას, რომლებიც მოლეკულის შემადგენლობაში შედის, ე. წ. *ინტრამოლეკულურ ენერგიას*. ინტრაატომურ ენერგიის საკითხს აქ არ შევეხებით. სითხე-

ში ან აირში მოთავსებული მცირე სხეული განუწყვეტლივ ვანიცდის მრავლის მრავალ დაჯახებს მოლეკულების მხრივ, რომლებიც ეტაკებიან მას ყოველი მხრიდან ამ უწესრიგო, წინსვლითი სითბური მოძრაობის დროს. იმ დაჯახებათა რიცხვი, რომელსაც ამ მცირე სხეულის ორი მოწინაალმდეგე გვერდი მონაცვმ მომენტში განიცდის, საერთოდ რომ ვთქვათ, ერთიდაიგივე არ იქნება; აღმოჩნდა, რომ ერთი გვერდი უფრო მეტ დაჯახებებს განიცდის, ვიდრე მეორე, ამის გამო ე. ი. ერთი მხრიდან ზედმეტი ბიძგებისა გამო, დიდი სხეული თავის ადგილს შესამჩნევად ვერ შეიცვლის, იმ დროს როდესაც ძლიერ მცირე სხეული ერთი მიმართულებით განიგდება. შემდგომ მომენტში მეორე მხრიდან ბიძგების რიცხვი შეიძლება მეტი აღმოჩნდეს და სხეული მაშინ სხვა მიმართულებით განიგდება; ამას შედეგად მოჰყვება სხეულის უწესრიგო თრთოლა და, თუ სხეული მეტად მცირეა, იგი მოძრაობს უწესო ტეხილი ხაზით. (ნახ. 1).



ნახ. 1.

1927 წელს გერმანელმა მეცნიერმა ო. ვინერმა (O. Wiener) გამოაქვეყნა, რომ ბროუნის მოძრაობის ზემოხსენებულ ახსნა-განმარტების დედააზრი პირველად გამოსთქვა ქრისტიანე ვინერმა (Christian Wiener) ჯერ კიდევ 1863 წელს. თუ ეს ახსნა-განმარტება სწორია, მაშინ ბროუნის მოძრაობის მეცნიერული მნიშვნელობა უდავოა, ვინაიდან იგი, ასე ვთქვათ, თვალსაჩინოდ ამჟღავნებს მოლეკულების მოძრაობას. წარსული საუკუნის მიწურულში, ასეთი ახსნა-განმარტება თითქმის საყოველთაოდ იყო მიჩნეული და მხოლოდ მიმდინარე საუკუნეში ღირსეულად იყო შეფასებული მისი მეცნიერული მნიშვნელობა. ამ ხნიდან იწყება მისი შემოწმება; უამისოდ იგი წარმოადგენდა მახვილი გონების ნაყოფს, დაუსაბუთებელ ჰიპოთეზს.

შემოწმების შესაძლებლობა წარმოიშვა 1905—1906 წ. წ. როდესაც აინშტაინმა (Einstein, ჯერ კიდევ ციურიხში) და სმოლუხოვსკიმ (Smoluchovsky, კრაკოვში) პირველად თეორიულად გაარჩიეს ბროუნის მოძრაობა. ვიდრე ამ ნაშრომებზე ვიტყვით რამეს, გავეცნოთ ფრანგი მეცნიერის პერენის (Perrin) შესანიშნავ ნაშრომებს (1909 წ.). სწორედ პერენმა მოგვცა ის ნახაზი, რომელიც აქ გვაქვს მოთავსებული (ნახ. 1). ნახაზი წარმოადგენს სამი ნამცეცის გზას, რომელთა დიამეტრიც დაახლოვებით უდრის მილიმეტრის ერთ მეათასედს. წერტილებით აღნიშნულია ნამცეცების მდებარეობანი დროის თანასწორ ინტერვა-

ლებისათვის, სახელდობრ ყოველ 30 წამის შემდგომ; ეს მდებარეობანი შეერთებულნი არიან სწორი ხაზებით. მაგრამ ნუ ვიფიქრებთ, რომ სინამდვილეში ნამცეცები 30 წამის განმავლობაში სწორი ხაზებით მოძრაობდეს. ნამდვილი მოძრაობა შეუდარებლად რთულია, ვიდრე ეს ნახაზზეა აღნიშნული; ტეხილი ხაზის თითოეული მონაკვეთი გონებაში უნდა შევნაცვლოთ რთული ტეხილი ხაზით, ნახაზზე აღნიშნულ ტეხილი ხაზის მსგავსად და მასზე თითოეული ნაწილი კვლავ წარმოვიდგინოთ, როგორც შემდგარი მეტად წვრილ ტეხილ ხაზებისაგან, რომლებიც შეეფერება ნამცეცის თრთოლეითი მოძრაობას. მთელი გზა, ნახაზის ზემოთ მოთავსებული, გაელილი იყო 25 წუთში. მთელი ამ გზის და აგრეთვე მისი სწორი ნაწილების სიგრძე განისაზღვრება ნახაზის მასშტაბით, სადაც ბადის 320 დანაყოფს შეეფერება ერთი მილიმეტრი, ასე რომ, ნახაზის სიგანე, რომელიც შეიცავს 20 დანაყოფს, შეეფერება – $\frac{1}{16}$ – მილიმეტრს, ახლა შეგვიძლია შევეხოთ ბროუნის მოძრაობის იმ კანონებს, რომლებიც თეორიულად წინდაწინ განსჯვრიტეს ა ი ნ შ ტ ა ი ნ მ ა და ს მ ო ლ უ ხ ო ვ ს კ ი მ. წარმოვიდგინოთ, რომ რომელიმე ნამცეცის გზას თვალი ვადევნეთ ხანგრძლივი დროის განმავლობაში და განვსაზღვრეთ ამ გზის ყველა შემადგენელ სწორი ნაწილის სიგრძენი, რომლებსაც იგი გადიოდა დროის თანასწორ ინტერვალებში. როგორც 1 ნახაზზე ჩანს ეს სიგრძენი დიდად განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან. გამოვთვალოთ ა მ ნ ა წ ი ლ ე ბ ი ს ს ა შ უ ა ლ ო ს ი გ რ ძ ე. ადვილად გასაგებია, რომ, თუ იმავე ნამცეცისათვის, იმავე პირობების დროს ხელმეორედ გავზომეთ მონაცემი გზის ნაწილები და ავიღეთ მათი საშუალო სიგრძე, ისევ იმავე სიდიდეს მივიღებთ. გარკვეული ნამცეცის მიერ მ ო ნ ა ც ე მ დ რ ო ი ს გ ა ნ მ ა ვ ლ ო ბ ა შ ი (30 წმ.) გ ა ვ ლ ი ლ ი გ ზ ი ს ს ა შ უ ა ლ ო ს ი გ რ ძ ე, მონაცემ სითხეში მონაცემი ტემპერატურის დროს, სავსებით გარკვეული უნდა იყოს. იგი დამოკიდებულია მხოლოდ ნამცეცის ზომაზე, სითხის თვისებებზე და ტემპერატურაზე. ა ი ნ შ ტ ა ი ნ მ ა და ს მ ო ლ უ ხ ო ვ ს კ ი მ ი წ ი ნ ა ს წ ა რ მ ე ტ ყ ვ ე ლ ს, რომ, თუ ბროუნის მოძრაობა მართლაც გამოწვეულია აირის ან სითხის მოლეკულების სითბურ მოძრაობით, მაშინ იგი უნდა ემორჩილებოდეს შემდეგ სამ კანონს:

ცდის დახმარებით ვიპოვოთ გზის საშუალო სიგრძე და სიგრძის ერთეულების მიღებული რიცხვი (მაგ., მილიმეტრის მეათასედი ნაწილების რიცხვი) გავამრავლოთ თავისთავზე. ნამრავლი გამოხატავს ნ ა მ ც ე ც ი ს ს ა შ უ ა ლ ო გ ზ ი ს კ ვ ა დ რ ა ტ ს. ეს კვადრატი უნდა იყოს:

1) პროპორციული აბსოლუტური ტემპერატურისა (ცელსიუსით აღებულ ტემპერატურას უნდა მიემატოს რიცხვი 273,1);

2) უკუპროპორციული ნამცეცის რადიუსისა, რომელიც წარმოდგენილი გვაქვს ბირთვის სახით;

3) უკუპროპორციული სითხის ს ი ბ ლ ა ნ ტ ი ს ა, ე. ი. ე. წ. შინაგანი ხახუნის კოეფიციენტისა; ეს შინაგანი ხახუნი თავს იჩენს მაშინ; როდესაც სითხის მეზობელი ნაწილაკები ერთნაირი სიჩქარით არ მოძრაობენ. არსებობს ექსპერიმენტული მეთოდები, რომლებიც საშუალებას გვაძლევს სითხის და აირის შინაგანი ხახუნის კოეფიციენტი დიდის სიზუსტით გავზომოთ.

ადვილად მიხვდებით, თუ რა უდიდესი მეცნიერული მნიშვნელობა მიენიჭა თეორიულად წინასწარ განჭვრეტილ ამ სამი კანონის ცდით შემოწმებას. ამ საკითხის გადაწყვეტას ხელი მოჰკიდა შვედელმა მეცნიერმა სვედბერგმა (Svedberg) და უკვე მოხსენებულმა პერენმა. მათ ზოგადად დაადასტურეს სამივე კანონის სამართლიანობა. მაგრამ განსაკუთრებით დიდი მნიშვნელობა აქვს ამერიკელ მეცნიერების შესანიშნავ ექსპერიმენტულ გამოკვლევებს გ. ფლეტშერისა (H. Fletcher, 1911 წ.), რომელმაც ეს გამოკვლევა მოახდინა რ. მილიკენის ლაბორატორიაში და შემდეგ თვით რ. მილიკენისა, (1913). ამ მეცნიერებმა დიდი სიზუსტით და საოცარი გონებამახვილი მეთოდით გამოიკვლიეს ბროუნის მოძრაობა აირებში მათი. დაკვირვებანი საესებით ეთანხმებოდნენ თეორიულად მიღებულ ფორმულას. ჩვენ მიერ მოხსენებულმა თეორიულმა და ექსპერიმენტულმა გამოკვლევებმა საბოლოოდ დაადასტურეს ბროუნის მოძრაობის ზემოხსენებული ახსნა-განმარტებანი. ამ ნაშრომებმა საბოლოოდ დაამტკიცეს მოლეკულების სითბური მოძრაობის არსებობა და მით ალბათობა იმ ჰიპოთეზისა, რომელიც საფუძვლად ედო მოლეკულურ-კინეტიკურ მსოფლგაგებას, სინამდვილის სიმაღლემდე აიყვანეს.

§ 4. ელექტრობა

ყველამ იცის, რომ არსებობს ორგვარი ელექტრობა, დადებითი და უარყოფითი. არც ერთი მათგანი, არავითარ პირობებში, არ აღიძვრება ცალკე, არამედ ორივე ყოველთვის ერთდროულად და ამასთან ერთად ერთნაირი რაოდენობით, ე. ი. უკანასკნელნი მოქმედებენ ერთნაირი, მაგრამ, რა თქმა უნდა, მოწინააღმდეგედ მიმართულ ძალებით. დაახლოვებით წარსული საუკუნის მიწურულში ფიქრობდნენ, რომ ელექტრობის ორივე რაოდენობას, ძალების მიმართულების გამოკლებით, საესებით ერთნაირი თვისებები აქვთ. როგორც დავინახავთ, თანამედროვე მეცნიერებამ სავსებით შესცვალა ეს შეხედულება.

უარყოფითი ელექტრობა შედგება ცალკეულ მეტად მცირე ნაწილაკებისაგან (თითქოს ელექტრობის ატომებისაგან), რომელთაც ელექტრონები ეწოდებათ. დადებითი—ასეთივე ნაწილაკებისაგან—პროტონებისაგან. ელექტრონი და პროტონი აღჭურვილნი არიან ერთნაირი მუხტებით ე. ი. შედგებიან ელექტრობის ერთნაირ რაოდენობისაგან. თუ რომელიმე სხეულში ელექტრონების და პროტონების რიცხვი ტოლია და ერთმანეთში თანაზომიერადაა არეული, მაშინ ასეთი სხეული ელექტრიზებული არ არის ანუ, როგორც ამბობენ, ნეიტრალურია. სხეული მაშინ არის ელექტრიზებული, როდესაც მასში ელექტრონების და პროტონების რიცხვი თანასწორი არ არის და ამასთანავე იგი დატვირთულია დადებითად ან უარყოფითად იმის მიხედვით, რა უფრო სჭარბობს მასში: პროტონების, თუ ელექტრონების რიცხვი.

საჭიროა აქვე აღინიშნოს არსებითი განსხვავება ელექტრონებსა და პროტონებს შორის. ელექტრონები უაღრესად მოძრავია; მათ ყველგან ვხვდებით, ზოგჯერ ცალკეული ერთეულების სახით, მაგ., ჰაერში, ზოგჯერ უდიდესი რაოდენობით, ელექტრონების ნაკადის სახით. შეგვიძ-

ლია ვთქვათ, რომ ყველგან იქ, სადაც საქმე გვაქვს მოძრავ ელექტრობასთან, ფაქტიურად ელექტრონების ნაკადი არსებობს. ასე, მაგ., ყველასათვის კარგად ცნობილი ელექტროდენი წარმოადგენს ელექტრონების დინებას გამტარის შიგნით. პროტონებს, პირიქით, ახასიათებს უაღრესი უძრაობა. იგინი მდებარეობენ ნივთიერების გარკვეულ ადგილებში, სახელდობრ რა ადგილებში, ამას გაეცნობით ატომის სტრუქტურის აღწერის დროს. ცალკეული პროტონები, თუნდაც, მაგ., ჰაერში, არ გვხვდებიან. თავისუფალ პროტონების ნაკადს, ისიც სუსტს, ჩვენ ვხვდებით მხოლოდ ზოგიერთ მოელენაში, რომლებზედაც აქ არ შეეჩერდებით. ახლა უკვე შეგვიძლია პასუხი გავცეთ კითხვაზე: რაში მდგომარეობს იმ ნეიტრალურ სხეულის ელექტრიზაცია, რომელშიაც პროტონების და ელექტრონების რიცხვი ერთიდაიგივეა? ვინაიდან მოძრაობენ მხოლოდ ელექტრონები, და არა პროტონები, ამიტომ ამ კითხვაზე პასუხის გაცემა ადვილია. სხეულის დადებითი ელექტრიზაცია იმით კი არაა გამოწვეული, რომ სხეულს გარემო სივრციდან პროტონები ემატება, არამედ მხოლოდ და მხოლოდ იმით, რომ სხეულში მყოფი ელექტრონების ნაწილი ამ სხეულიდან გადადის მეზობელ სხეულებში. უარყოფითი ელექტრიზაცია კი გამოწვეულია იმით, რომ გარემო სივრციდან ელექტრონები გადმოდის სხეულში და არა პროტონების დაკარგვით ნეიტრალურ სხეულის მიერ. მაგალითისათვის განვიხილოთ ყველასათვის ცნობილი ელექტრიზაცია ხახუნის დროს, ლუქისა და ბეწვიანი ტყავის ერთმანეთზე ხახუნის დროს; პირველი იტვირთება უარყოფითად, მეორე კი—დადებითად. ამ შემთხვევაში ხახუნის დროს ელექტრონები ბეწვიანი ტყავიდან ლუქზე გადადის, რის გამო პირველში წარმოიშობა პროტონების სიჭარბე, მეორეში—ელექტრონებისა. ასეთი შეხედულებით უნდა შეიცვალოს ძველი შეხედულება, რომლის თანახმადაც ხახუნის გამო „იშლება" სხეულებში არსებული „ნეიტრალური ნარევი" ორ ელექტრობად, ერთი მათგანი მინაში გადადის, მეორე კი—ტყავში.

ელექტრონი და პროტონი წარმოადგენენ მეტად მცირე და ამასთანავე ორგვარი ელექტრობის თანასწორ რაოდენობას. ელექტრობის რაიმე რაოდენობის და, მაშასადამე, ელექტრონის და პროტონის ელექტრო-მუხტის გასაზომად, სარგებლობენ ელექტრორაოდენობის ერთეულით, რომელიც განისაზღვრება ასე: ერთეულად მიღებულია ელექტრობის ის რაოდენობა, რომელიც თავის ტოლ ელექტრორაოდენობაზე, ერთი სანტიმეტრით დაშორებულზე, მოქმედობს ერთი დინის ძალით (ეს ძალა უდრის 1,02 მილიგრამ-წონას). ამასთანავე ჩვენ ორივე ერთეული წარმოდგენილი გვაქვს თითქოს ორ წერტილში მოთავსებულად. ასეთ ერთეულს, რომელიც წარმოადგენს ელექტრობის მეტად მცირე რაოდენობას, ეწოდება ელექტრორაოდენობის ელექტროსტატიკური (ელ. სტ.) ერთეული. ხშირად, განსაკუთრებით ტექნიკაში, იხმარება სხვა ერთეული, რომელიც ოცდაათი-ათას მილიონჯერ მეტია, ვიდრე ელექტროსტატიკური ერთეული: მას ეწოდება ელექტრომაგნიტური ერთეული (ელ. მაგნ.). მოვიგონოთ, რომ ერთამპერიანი დენის ძალის დროს, გამტარში გამდინარებს ყოველ წამში 0,1 ელექტრო-რაოდენობა ელ. მაგნ. ერთეულისა. ელექტრონის მუხტი ნაპოვნი იყო მრავალ მეცნიერის მიერ (პირველად 1897 წ. შემდეგ 1903 წ.) ყველაზე უფრო ზუსტი გა-

ზომვანი აწარმოვა მ ი ლ ი კ ე ნ მ ა, რომელმაც ამ გამოკვლევაში ნობელის პრემია მიიღო. მან თავისი შესანიშნავი მუშაობა დაიწყო 1908 წ. და 1910 წელს გამოაქვეყნა პირველი, წინასწარი, ჯერ კიდევ არასაკმაოდ ზუსტი შედეგები (ცდომილება უდრიდა 2,5%). უაღრესად ზუსტი გაზომვანი მილიკენმა განახორციელა ახალი, გონებამახვილად კონსტრუირებულ ხელსაწყოს დახმარებით 1914—1916 წლებში; 1917 წელს მან გამოაქვეყნა საბოლოო შედეგი. როგორც აღმოჩნდა

$$\left.\begin{array}{l} \text{2095 მილიონი ელექტრონი} = \text{ელექტრორაოდენობის ელ. სტ. 1 ერთეულს} \\ \text{ელექტრონის მუხტი} = 4{,}774 \cdot 10^{-10} \text{ ელექტრ. რაოდენობის ელ.-სტ. ერთეულს.} \\ \qquad\qquad\qquad\qquad = 1{,}592 \cdot 10^{-20} \text{ ელექტრ. რაოდენობის ელ.-მაგნ. ერთეულს.} \end{array}\right\} \quad (7)$$

ამაში ჩანს, რა მცირეა ელექტრონის მუხტი და პროტონის მისი ტოლი მუხტი.

ზემოხსენებულზე დამყარებით ადვილად შეიძლება გამოითვალოს იმ ელექტრონების რიცხვი, რომელიც დენის ძალის ერთი ამპერის დროს გამტარში გამდინარებს ერთ წამში. იგი აღმოჩნდა

$$6{,}288 \text{ ტრილიონი ელექტრონი,} \quad (8)$$

სადაც ტრილიონი = მილიონი × მილიონი × მილიონი.

ელექტრონის და პროტონის მუხტები ტოლნია, მაგრამ მათი მასები (წონით გამოხატულნი) დიდად განსხვავდება. ამჟამად ელ ე ქ ტ რ ო ნ ი ს მ ა ს ა დიდი სიზუსტით არის ნაპოვნი; აღმოჩნდა, რომ

ელექტრონის მ ა ს ა 1840-ჯერ მცირეა წყალბადის ატომის მასაზე (9)

1 §-ში ნათქვამის თანახმად წყალბადის ორი გრამი შეიცავს ო რ ა ტ ო მ ი ა ნ მ ო ლ ე კ უ ლ ე ბ ი ს უამრავ N რიცხვს, სადაც N ავოგადრო-მილიკენის რიცხვია, იხ. (1). ცხადია, რომ წყალბადის ერთი გრამი შეიცავს წყალბადის ა ტ ო მ ე ბ ი ს ასეთივე რიცხვს. აქედან ადვილად გამოვთვლით, თუ რამდენი ელექტრონი უნდა ავიღოთ, რომ მათი საერთო მასა უდრიდეს ერთ გრამს. აღმოჩნდა რომ

ელექტრონების ერთი გრამი შეიცავს 10^{27} ელექტრონს. დაახლოებით (10) (ციფრი 1 და 27 ნული!) თუ რა უზარმაზარია უ ა რ ყ ო ფ ი თ ი ელექტრობის ერთი გრამის მუხტი, ეს შემდეგში ჩანს: ორი ელექტრონის ერთმანეთის განზიდვის ძალა მეტისმეტად მცირეა და იცვლება მათ შორის მანძილის კვადრატის უკუპროპორციულად. ორ ელექტრონს შორის მანძილი თუნდაც რომ უდრიდეს მ ი ლ ი მ ე ტ რ ი ს ე რ თ-მ ე მ ი ლ ი ო ნ ე დ ე ს, მაშინაც კი ურთიერთ განზიდვა დაახლოებით ტოლია მილიგრამის ერთი მეორმოცათასედისა. მაგრამ (10)-ის თანახმად ადვილად შეიძლება გამოითვალოს, რომ ელექტრონების ორი გრამი, რომელთა შორისაც მანძილი უდრის ე რ თ მ ი ლ ი ო ნ კ ი ლ ო მ ე ტ რ ს, ერთმანეთს განზიდავენ ოც მილიონ კილოგრამ-წონის ძალით! ერთი

მათგანი დედამიწაზე რომ იყოს მოთავსებული, მეორე კი—მზეზე (მანძილი უდრის 150 მილიონ კილომეტრს), მაშინ მათ შორის განზიდვის ძალა ტოლი იქნებოდა 1200 კილოგრამისა, ან 75 ფუთისა. ერთი გრამი მზეზე რომ ყოფილიყო მოთავსებული, მეორე კი—უშორეს ცთომილზე, ნეპტუნუსზე (მანძილი უდრის 4500 მილიონ კილომეტრს), მაშინაც კი ურთიერთ განზიდვის ძალა ერთ კილოგრამზე მეტი იქნებოდა.

ელექტრონის ზომის შესახებ ჩვენ ხელთ გვქონდა უახლოეს ხანამდე არა დიდად ზუსტი, მაგრამ მაინც, როგორც ჩანს, მიახლოვებით სწორი ცნობები. ფიქრობდნენ, რომ ელექტრონს სფეროსებური ფორმა აქვს; აღმოჩნდა, რომ მწკრივად უნდა მივაწყოთ ორას-ორმოცდაათი-ათასი მილიონი ელექტრონი, რომ მივიღოთ ძაფი სიგრძით ერთი მილიმეტრი. ელექტრონი თავის სიდიდით მეტად მცირეა წყალბადის ატომთან შედარებით. მიუხედავად ამისა, ჩვენ რომ მწკრივად მივაწყოთ ის ელექტრონები, რომლებსაც შეიცავს ზემოხსენებული „გრამი ელექტრონებისა“, მაშინ მივიღებთ ძაფს, რომელიც გაიჭიმება ოთხი ათას მილიონ კილომეტრის მანძილზე ე. ი. 28-ჯერ მეტი იქნება მზესა და დედამიწას შორის მანძილზე!

მეცნიერებამ დღემდე ვერ მიაგნო ისეთ მოვლენას, რომელიც ოდნავ მაინც საშუალებას გვაძლევდეს წარმოვიდგინოთ ელექტრონის ანაგობა. ოდესღაც დიდი კამათი გამოიწვია იმ საკითხმა, შეუძლიანთ თუ არა ელექტრონზე მოქმედ ძალებს შეუცვალოს მას ფორმა, ე. ი. ელექტრონმა დეფორმაცია განიცადოს. საბოლოოდ საყოველთაოდ ცნობილ იქნა, რომასეთი დეფორმაცია შესაძლებელია. 1926 წელში წარმოიშვა მოძღვრება სწრაფად მბრუნავ ელექტრონის შესახებ. ეს გარემოება დიდ როლს თამაშობს ატომის ანაგობის საკითხში.

შეიძლება ვთქვათ, რომ ვარაუდს, ელექტრონის ფორმის შესახებ და მისი ზომების განსაზღვრას უახლოეს ხანამდე, სთვლიდნენ სინამდვილის შესაფერისად. უკანასკნელ წლებში ეს წარმოდგენა ელექტრონზე სავსებით შეიცვალა. ახალმა მეცნიერებამ, მიკრომექანიკამ, რომელსაც ამ წიგნის უკანასკნელ თავს უძღვნით, არა თუ გადასწყვიტა ეს საკითხები, არამედ ბურუსით დაჰფარა იგინი. მიკრომექანიკის დებულებებზე დამყარებით შეუძლებელია უკვე ლაპარაკი ელექტრონის გარკვეულ ფორმაზე, მით უფრო მის გარკვეულ ზომებზე. იმედი უნდა გვქონდეს, რომ მომავალი ამ ბურუსს გაფანტავს.

ელექტრონის და პროტონის მუხტები თანასწორნია, მაგრამ მათი მასები (იხ. § 5) დიდად განსხვავდება. შეგვიძლია მივიღოთ რომ

პროტონის მასა ტოლია წყალბადის ატომის მასისა (11)

უფრო ზუსტად რომ ვთქვათ, წყალბადის ატომის მასა უდრის ერთი პროტონის მასისა და ერთი ელექტრონის მასის ჯამს. მაგრამ ვინაიდან ეს უკანასკნელი (ელექტრონის მასა) შედარებით მცირეა იხ. (9), ამიტომ შეგვიძლია მას ანგარიში არ გავუწიოთ. (9)-დან გამომდინარეობს, რომ

პროტონის მასა 1840-ჯერ დიდია ელექტრონის მასაზე (12)

მიუხედავად მასის სიდიდისა, პროტონი თავის ზომით მეტად მცირე უნდა იყოს ელექტრონთანაც შედარებით.

აღვნიშნოთ ელექტრონის მუხტი e-თი; იგი შეიძლება გამოხატულ იქნეს როგორც ელ. სტატ., აგრეთვე ელ. მაგნ. ერთეულებით. ელექტრონის მასა აღვნიშნოთ m-ით და ვთქვათ, m გამოხატულია გრამებით. აქ m უძრავად მყოფი ელექტრონის მასაა; ასეთი განსაზღვრის მიზეზი შემდეგ იქნება განმარტებული. ფარდობა $\frac{e}{m}$ გამოხატავს ელექტრონის ხვედრით მუხტს. ამ ფარდობის რიცხვითი მნიშვნელობის განსაზღვრისათვის გამოქვეყნებულა ნაშრომთა საკმაოდ დიდი რიცხვი, განსაკუთრებით მიმდინარე საუკუნის დასაწყისში: 45 ნაშრომი 1913 წლამდე. 1925 წლამდე ასე თუ ისე ყოველად ცნობილ რიცხვით მნიშვნელობად შეიძლება ჩაითვალოს:

$$\frac{e}{m} = 1{,}769 \,.\, 10^7 \text{ ელ. მაგნ.} = 5{,}307 \,.\, 10^7 \text{ ელ. სტატ.} \qquad (12,a)$$

1923 წელს ბაბკოკმა (H. D. Babcock) გამოიყვანა თავის დაკვირვებებიდან რიცხვი;

$$\frac{e}{m} = 1{,}761 \,.\, 10^7 \text{ ელ. მაგნ.} \qquad (12,b)$$

ამ უკანასკნელ წლებში ეს სიდიდე კიდევ რამდენჯერმე იქმნა გამოთვლილი, მაგრამ მიღებული შედეგები არსებითად არ განსხვავდებოდა ზემოხსენებულ რიცხვებისაგან.

დასასრულს რამდენიმე სიტყვით უნდა მოვიხსენიოთ სუბ-ელექტრონი, რომელზედაც ამ უკანასკნელ 20 წლის განმავლობაში ბევრი დაიწერა და დაიბეჭდა, თითქოს ზედმეტად ბევრიც. საქმე ისაა, რომ გამოჩენილმა ფიზიკოსმა—ექსპერიმენტატორმა პროფ. ერენჰაფტმა (F. Ehrenhaft) 1909 წელს ქ. ვენაში გამოაქვეყნა ცდები, რომლებიც მისი აზრით ამტკიცებდა უარყოფითი ელექტრობის ისეთ ცალკეული ნაწილაკების არსებობას, რომელთა მუხტიც მრავალჯერ მცირე იყო მილიკენის მიერ განსაზღვრულ მუხტზე (იხ. 7). ელექტრობის სწორედ ამ ნაწილაკებს უწოდეს სუბ-ელექტრონები. 18 წლის განმავლობაში კამათი მათ შესახებ არ შეწყვეტილა. ერენჰაფტი, მისი მოწაფენი და მისი თანამშრომლები საოცარი ჯიუტობით განაგრძობდენ იმის მტკიცებას, რომ სუბ-ელექტრონები არსებობს და ახალ-და-ახალ ცდებს აწყობდნენ. მრავალი სხვა მეცნიერი სხვადასხვა ქვეყანაში სწერდა სტატიებს და ცდილობდა უკუეგდო ერენჰაფტის მოსაზრებანი. მიუხედავად კამათის ასე არაჩვეულებრივი გაჭიანურებისა ვენელ მეცნიერთა ჯგუფი არ ნებდებობა, მაგრამ უნდა აღინიშნოს, რომ ამ ჯგუფის გარდა სხვა არავის არ სჯეროდა სუბ-ელექტრონების არსებობა. მხოლოდ 1929 წელს, როგორც ჩანს, ეს კამათი შეწყდა.

§ 5. ენერგია და მასა

შემდეგში ჩვენ ხშირად მოგვიხდება ლაპარაკი ენერგიაზე და იმ ერთეულებზე, რომლებითაც სარგებლობენ ენერგიის გ ა ს ა ზ ო მ ა დ. ამ საკითხების შესახებ არსებობს მრავალი პოპულარული წერილი, როგორც ცალკე, აგრეთვე სხვადასხვა დიდაქტიკური ხასიათის თხზულებებში მოთავსებული, რომ, ენერგიის მცოდნეობა შეიძლება ჩაითვალოს საყოველთაოდ ცნობილად. მიუხედავად ამისა, ზოგიერთ მკითხველს შესაძლებელია გადაავიწყდათ დეტალები, განსაკუთრებით კი ე ნ ე რ გ ი ი ს ხ მ ა რ ე ბ უ ლ ე რ თ ე უ ლ ე ბ ი ს დასახელებანი, ამიტომ ჩვენის ფიქრით ზედმეტი არ იქნება მოკლედ მაინც გავიხსენოთ ძირითადი ცნებანი.

ჩვენ ვამბობთ, რომ მ უ შ ა ო ბ ა სრულდება, როდესაც რაიმე წინააღმდეგობა დაძლეულია—მაგ., ტვირთის ზევით ატანის დროს. მუშაობის ერთეულად მიღებულია კ ი ლ ო გ რ ა მ-მ ე ტ რ ი (კგ.-მ.); ეს არის ის მუშაობა, რომელიც სრულდება ერთი კილოგრამის ატანის დროს, ერთი მეტრის სიმაღლეზე, მხოლოდ ერთი მნიშვნელოვანი პირობის დაცვით, რაც ჩვეულებრივ გვაავიწყდება, რომ მანძილის დასაწყისში და ბოლოში კილოგრამის სიჩქარე ერთიდაიგივე უნდა იყოს, ანუ ის უნდა იმყოფებოდეს უძრავად (სიჩქარე ნულის ტოლია). მუშაობის მეორე ერთეული, რომლითაც ხშირად ვისარგებლებთ, არის ე რ გ ი; ეს მეტად მცირე მუშაობა უდრის მუშაობას 1,02 მგ-ის აწევის დროს ერთი სანტიმეტრის სიმაღლეზე (ბუზის მუშაობა). მილიონ ერგს ეწოდება მ ე გ ა ე რ გ ი; ათი მეგაერგი შეადგენს ჯ ო უ ლ ს, რომელიც ტოლია 0,102 კგ.-მ-ისა. თუ სხეულს მუშაობის შესრულების უნარი აქვს, ჩვენ ვამბობთ, რომ ამ სხეულში დამარაგებულია ე ნ ე რ გ ი ა, რომელიც იხარჯება მუშაობის შესრულების პროცესში. ენერგიის მარაგი განისაზღვრება იმ მუშაობით, რომელიც სრულდება მისი ხარჯვის დროს. ენერგია სხვადასხვა ფორმაში მოგვევლინება, ეს ფორმები იყოფა ორ ჯგუფად: კინეტიკურ ენერგიად და პოტენციურ ენერგიად. კ ი ნ ე ტ ი კ უ რ ი ე ნ ე რ გ ი ა, რომელსაც მოძრაობის ენერგიაც, ანუ ცხადი ენერგია ეწოდება, ხასიათდება იმით, რომ მუშაობის უნარს საფუძვლად უდევს რ ი ს ა მ ე მ ო ძ რ ა ო ბ ა. კინეტიკურ ენერგიას ეკუთვნის: მოძრავი სხეულის ენერგია, რომელიც პროპორციულია სხეულის მასისა და მისი ს ი ჩ ქ ა რ ი ს კ ვ ა დ რ ა ტ ი ს ა; შემდეგ სითბო, ე. ი. მოლეკულებისა და ატომების მოძრაობის კინეტიკური ენერხია; შემდეგ ამისა ელექტრო-ენი, რომლის მუშაობის უნარს ყველა კარგად იცნობს: ბოლოს სხივადი ენერგია, რომლის კერძო შემთხვევასაც სინათლე წარმოადგენს.

პ ო ტ ე ნ ც ი უ რ ი ე ნ ე რ გ ი ა, რომელსაც ზოგჯერ მდებარეობის ანუ ფარულ ენერგიას უწოდებენ, მიეკუთვნება ორი სხეულის სისტემას და დამოკიდებულია მათ ურთიერთ მდებარეობაზე; იგი შეიძლება დაიხარჯოს მხოლოდ ამ უკანასკნელის შეცვლის დროს. მაგ., მუშაობის შესრულების უნარი აქვს ორ სხეულს, რომლებიც ერთმანეთს იზიდავს ან განზიდავს. ადვილად გასაგებია, რომ მიმზიდავ სხეულების შემთხვევაში მათი პოტენციური ენერგია მით უფრო მეტი იქნება, რაც უფრო დაშორებულნი არიან იგინი ერთმანეთს, ვინაიდან დაახლოების დროს მათ შეუძლიათ. შეასრულონ მუშაობა. იმ ორი სხეულის პოტენციური ენერგია, რომლებიც ურთერთს განზიდავენ. მით უფრო მეტია, რაც უფრო ახლოს არიან ერთმანეთთან, ვინაიდან მხოლოდ ერთმანე-

თზე დაშორების დროს მათ შეუძლიათ შეასრულონ რაიმე მუშაობა. ორ სხეულს, რომლებიც ერთმანეთს იზიდავენ მსოფლიო მიზიდულობის კანონის თანახმად, აქვს პოტენციური ენერგია, მაგ., მზე და ცთომილი, დედამიწა და მთვარე, აგრეთვე დედამიწა და ყოველი სხეული, რომელიც მის ზედაპირის მახლობლად მდებარეობს. ამიტომ ამბობენ ზევით აწეულ ტვირთის პოტენციურ ენერგიაზე, თუმცა აქ საკითხი ეხება ზევით აწეულ სხეულის და დედამიწისაგან შემდგარ სისტემის პოტენციურ ენერგიას. რაც უფრო მაღლაა ატანილი ტვირთი, მით უფრო დიდია პოტენციური ენერგიის მარაგი. დეტალებს აღარ შევეხებით, ჩამოვთვლით მხოლოდ პოტენციურ ენერგიის სხვა ფორმებს. დრეკადი სხეულის შეცვლის დროს წარმოშობილი ენერგია (შეკუმშული, გაჭიმული, მოღუნული, დაგრეხილი ზამბარა), სადაც უნდა განვიხილოთ მეზობელ ნაწილაკებს შორის შეჭიდების ძალები, რომლებიც აღიძერებიან მყარი სხეულის ფორმის შეცვლის დროს. ენერგია ქიმიური, რომელიც არსებობს ორ ერთმანეთზე ქიმიურად მოქმედ, ნივთიერებას შორის, როგორც მაგ. ნახშირბადი და ჟანგბადი. ენერგია ელექტროსტატიკური, რომელიც არსებობს ორ ელექტრულ მუხტს შორის, ამასთანავე შესაძლებელია, როგორც ურთერთ მიზიდვა (ელექტრონი და პროტონი), აგრეთვე განზიდვა (ორი ელექტრონი ან ორი პროტონი). ენერგია მაგნიტური ორი მაგნიტის პოლუსისა, რომლებიც შესაძლებელია ერთმანეთს იზიდავენ ან განზიდავენ.

სხვადასხვა სახის ენერგიები განიცდიან ერთი მეორეში გარდაქმნას, მაგრამ ენერგიის საერთო მარაგი არ იცვლება; ამაში მდგომარეობს ყველასათვის ცნობილი ენერგიის მარადისობის კანონი. ენერგიის ერთეულად მიღებულია მისი ისეთი მარაგი, რომლის დახარჯვის დროსაც სრულდება მუშაობის ერთეული. ამიტომ ბუნებრივია, რომ ენერგიის ერთეული გამოიხატება იმავე ერთეულით, როგორც მუშაობის ერთეული; ამგვარად, ენერგიის ერთეულებს წარმოადგენს ერგი, მეგაერგი, ჯოული და აგრეთვე კილოგრამ-მეტრი. სითბური ენერგიის ანუ სითბოს რაოდენობის გასაზომად ჩვეულებრივ იხმარება განსაკუთრებული ერთეული—მცირე კალორია (იგი ათბობს 1 გრამ წყალს 14,5°-დან 15,5°-მდე C). აღმოჩნდა, რომ ერთი ჯოული უდრის 0,24 მცირე კალორიას; აქედან ცხადია, რომ ერთი მცირე კალორია ტოლია 4,2 ჯოულისა ანუ 42 მეგაერგისა ანუ 42 მილიონი ერგისა. ათასი მცირე კალორია შეადგენს ერთ დიდ კალორიას (იგი ათბობს 1 კგ. წყალს 14,5°-დან 15,5°-მდე C).

ყოველ სხეულს აქვს გარკვეული მასა, რომელიც დამოკიდებული არ არის იმაზე, თუ სად იმყოფება ეს სხეული: ზღვის დონეზე, მაღალ მთაზე, ეკვატორზე, პოლუსებზე, მთვარეზე თუ მზეზე,—ყველგან მისი მასა ერთნაირია. ყველასათვის ცნობილია, რომ თუ თავისუფალ სხეულზე მოქმედობს რაიმე ძალა, მაშინ ეს სხეული მოძრაობს გარკვეული აჩქარებით, რომელიც ამ ძალის პროპორციულია. მაგრამ სხვადასხვა სხეული კი ერთიდაიმავე ძალის გავლენით ერთნაირი აჩქარება არ მოძრაობს. რათა სხვადასხვა სხეულსაც მივანიჭოთ ერთიდაიგივე აჩქარებანი, აუცილებლად მათზე უნდა იმოქმედონ არაატოლ ძალებმა. სხვადასხვა სხეულის მასები იმ ძალების პრო-

პორციულია, რომლებიც ისე მოქმედებენ ამ სხეულებზე, რომ მათ ენიჭებათ ერთიდაიგივე აჩქარება. სხეულის წონა ე. ი. მისი წნევა საყრდნობზე, რაც გამოწვეულია დედამიწის მიმზიდველობით, დამოკიდებულია იმაზე, თუ სად იმყოფება ეს სხეული. დედამიწაზე სხეულის წონა დამოკიდებულია სიმაღლეზე ზღვის დონის მიმართ და გეოგრაფიულ ადგილის სიგანედზე; ერთიდაიმავე სხეულის წონა მთვარეზე, მზეზე, დედამიწაზე ერთიდაიგივე არ იქნება. აღმოჩნდა, რომ სხეულის მასა პროპორციულია მისი წონისა (იხ. ქვემოთ), თუ კი სხვადასხვა სხეული ასვწონეთ ერთდაიმავე ადგილას. მასის ერთეულად მიღებულია გრამი, რომელიც უდრის იმ კილოგრამ-მასის მეათასედ ნაწილს. რომელიც მომზადებული იყო 1799 წელს, და ამჟამად ინახება პარიზის მახლობლად. მისი წონის 0,001-ს (პარიზში) ეწოდება აგრეთვე „გრამი“, ზოგჯერ განსხვავების მიზნით სწერენ გრამ-მასა და გრამ-წონა. თუ გრამ-მასიანი სხეული ავიტანეთ მაღალ მთაზე, მაშინ მისი მასა არ შეიცვლება, წონა კი გრამზე ნაკლები იქნება. იმ მასას, რომელიც განისაზღვრება აჩქარების სიდიდით მოცემული ძალის დროს, ინერციული მასა ეწოდება. მსოფლიო მიზიდულობის კანონის თანახმად, ორი სხეულის ურთერთ მიზიდვის ძალა პროპორციულია მათი მასების ნამრავლისა და უკუპროპორციულია მათ შორის მანძილის კვადრატისა. იმ მასას, რომლის შესახებაც აქ არის საუბარი, ეწოდება წონადი მასა ანუ გრავიტაციული მასა. სხვადასხვა სხეულისათვის ინერციული მასები წონადი მასების პროპორციულია. თუ ერთეულებად მივიღეთ ერთიდაიმავე სხეულის ინერციული მასა და წონადი მასა, მაშინ ყველა სხეულებისათვის ინერტული მასა და მასა წონადი ტოლნი არიან ე. ი. გამოიხატებიან შესაფერისი ერთეულების ერთიდაიმავე რიცხვით. სხეულის წონა, რთიელიც წარმოადგენს მსოფლიო მიმზიდველობის კერძო შემთხვევას, პროპორციულია ამ სხეულის წონადი მასისა. ეს უკანასკნელი, როგორც უკვე მოვიხსენიეთ, პროპორციულია ინერციული მასისა და, თუ გარკვეული ერთეულებია შერჩეული, მისი თანასწორია. აქედან გამომდინარებს სხეულის (ინერციული) მასისა და მისი წონის ზემოხსენებული პროპორციულობა. უდიდესი სიზუსტის ცდებმა, რომლებიც ჩაატარა უნგრეთის მეცნიერმა ეტვეშმა (Eötvös), საესებით ცხადყვეს, რომ სხეულის ინერციული მასა პროპორციულია მისი წონადი მასისა.

ახლა გადავდივართ მე-XX საუკუნის ყველაზე უფრო ღირსშესანიშნავ ორ მეცნიერულ მიღწევის განხილვაზე; ერთი ეხება იმ კავშირს, რომელიც არსებობს მასასა და ენერგიის ცნებას შორის, მეორე ეხება მხოლოდ მასას. ჯერ შევეხოთ პირველს. მეცხრამეტე საუკუნის მეორე ნახევარში, როდესაც უკვე შექმნილი იყო ენერგიის მცოდნეობა (ორმოციანი წლები), არავის არ მოუვიდოდა თავში აზრად რაიმე ნათესავობა და, მით უფრო—იგივეობა ისეთ პირველი შეხედვით, სავსებით განსხვავებულ ფიზიკურ სიდიდეთა შორის, როგორც მასა და ენერგიაა. არსებობდა მხოლოდ რაოდენობითი კავშირი, რომელიც მდგომარეობდა იმაში, რომ სხეულის გადანაცვლებითი მოძრაობის კინეტიკური ენერგია მონაცემი სიჩქარისათვის ამ სხეულის მასის პროპორციულია. ახალმა მეცნიერებამ აღმოაჩინა უფრო ღრმა კავშირი, რომელიც ცხადყოფს ამ ორი ფი-

ზიკური სიდიდის სრულ იგივეობას. შეეთანხმდეთ იმაში, რომ მასა გამოვხატოთ გრამებით, ენერგია—ერგებით. მოვიგონოთ, რომ, თუ სიჩქარე გამოვხატეთ სანტიმეტრების იმ რიცხვით, რომელიც გავლილია ერთ წამში, მაშინ სინათლის სიჩქარე (300.000 კმ. წამში), გამოხატული იქნება რიცხვით 3.10^{13} (ციფრი 3 და ათი ნული); იგი უდრის ოცდაათი-ათას მილიონ სანტიმეტრს ერთ წამში. ამ რიცხვის კვადრატი თავის სიდიდით უზარმაზარი რიცხვია: $9 \cdot 10^{20}$ (ციფრი 9 და ოცი ნული).

მე-XX საუკუნის მეცნიერება შემდეგს გვეუბნება: ყოველი ენერგია აღჭურვილია მასით, რომლის სიდიდეს მივიღებთ, თუ ენერგიის რაოდენობას გავყოფთ სინათლის სიჩქარის კვადრატზე. თავისთავად ცხადია, რომ ენერგია, მასა და სინათლის სიჩქარე გამოხატულნი არ უნდა იყვნენ ნებისმიერი ერთეულებით, არამედ ურთერთ შესაბამის ერთეულებით ე. წ. აბსოლუტური ერთეულებით. ამ საკითხზე, შეგვიძლიან არ შევჩერდეთ. საკმარისი იქნება მოვიხსენიოთ, რომ ზემოაღნიშნული ერთეულები სწორედ ისეთნი არიან, რომლებიც ერთმანეთს შეესაბამებიან. ეს გვაძლევს შემდეგ სქემას:

$$\text{ენერგიის მასა გრამებში} = \frac{\text{ენერგიის სიდიდე ერგებში}}{9 \cdot 10^{20}}. \qquad (13)$$

ეს სქემა ნათლად გვიჩვენებს, რომ ჩვეულებრივი წარმოდგენით ენერგიის უდიდესი რაოდენობა უსასრულოდ მცირე მასის მატარებელი ყოფილა. იმისთვის, რათა ენერგია აღჭურვილი იყოს ერთი გრამის ტოლი მასით, წილადი ფორმულაში (13)—ერთს უნდა უდრიდეს. ასე რომ,

$9 \cdot 10^{20}$ ერგი აღჭურვილია 1 გრამი მასით (14)

თანახმად იმისა, რაც იყო ზემოთ ნათქვამი ენერგიის სხვადასხვა ერთეულზე, ადვილად გამოითვლება, რომ

21,6 ათასი მილიონი მცირე კალორია აღჭურვილია ერთი მილიგრამი (მგ.) მასით, ანუ 21,6 მილიონი დიდი კალორია აღჭურვილია 1 მგ. მასით. (15)

ტონა უდრის 1000 კილოგრამს; (15)-დან გამომდინარეობს, რომ 1 მგ. სითბოს შეუძლია გააცხელოს 216 ტონა წყალი 0^0-დან 100^0-მდე. ე. ი. დუღილის წერტილამდე. ენერგიის მასის შესახებ ძირითადი დებულებიდან გამომდინარებს შემდეგი დასკვნები:

1. ცხელ სხეულს უფრო მეტი მასა აქვს, და მაშასადამე მეტი წონაც, ვიდრე ცივს. ამავე დროს ისეთი სხეულებისათვის და ისეთი ტემპერატურებისათვის, რომლებთანაც საქმე გვაქვს ლაბორატორიებში, მასათა შორის სხვაობა (წონათა შორის) წარმოუდგენელად მცირეა და, ცხადია, რომ მისი ცდით გაზომვა შეუძლებელია. 216 ტონა წყალი 100^0-ის დროს იწონის 1 მგ-ით მეტს ვიდრე იგივე წყალი 0^0-ის დროს.

2. ქიმიური რეაქციების დროს—მაგ., ნახშირის ან წყალბადის წვის დროს—გამოიყოფა მეტად დიდი რაოდენობა სითბოსი, რომელიც აღჭურვილია გარკვეული მასით; ეს მასა ქიმიური რეაქციის დროს იკარგება. ქიმიის ძირითადი დებულება, მატერიის ე. ი. მასის ანუ წონის მარადისობის

ზესანიშნავი კანონი, სწორე არ ყოფილა! მაგრამ ამ კანონიდან გადახრა უსასრულოდ მცირეა და გაზომვის დროს მისი შემჩნევა შეუძლებელია. როდესაც 2 გრ. წყალბადი უერთდება 16 გრ. ჟანგბადს ამ კანონის თანახმად უნდა მიგვეღო 18 გრ. წყალი. სინამდვილეში უნდა მივიღოთ 3,2 მილიონედ მილიგრამზე უფრო ნაკლები, რის გაზომვაც, ცხადია შეუძლებელია.

3. სხივადი ენერგია, რომელსაც ვუძღვნით შემდეგ თავს, და რომლის კერძო შემთხვევასაც წარმოადგენს ჩვენი ხედვის ორგანოზე მოქმედი სინათლე, აღჭურვილია მასით და, მაშასადამე, წონითაც. მზე და ყველა ვარსკვლავი გამოასხივებს სხივადი ენერგიის აუარებელ რაოდენობას, რაც იწვევს მათი მასების თანდათანობით შემცირებას; ამ გარემოებას კი უდიდესი მნიშვნელობა აქვს ასტრონომიაში, იგი მეტად დიდ როლს თამაშობს ვარსკვლავების თანმიმდევრობითი ევოლუციის საკითხში. რაც უფრო მცირეა ვარსკვლავის მასა, მით უფრო, საერთოდ რომ ვთქვათ, ვარსკვლავი „ხანში შესულია“, მით უფრო დიდი დრო გასულა იმ მომენტიდან, როდესაც იგი წარმოიშვა პირველსაწყისი ნისლისაგან.

თუ ენერგია აღჭურვილია მასით, ე. ი. იგივეა რაც მასა, მაშინ, პირიქით, ყოველი მასაც იგივეა, რაც ენერგია, რომლის გამოსათვლელად ეს მასა უნდა გავამრავლოთ სინათლის სიჩქარის კვადრატზე. თუ მასა, ენერგია და სიჩქარე გამოვხატეთ იმავე ერთეულებით, როგორც ზემოთ, მაშინ შეგვიძლია დავსწეროთ (13)-ის ანალოგიური შემდეგი სქემა:

$$\text{მასის ენერგია ერგებში} = \text{მასის სიდიდეს გრამებში} \times 9.10^{20}. \qquad (16)$$

აქ იგულისხმება უძრაობაში მყოფი მასა ე. ი. ისეთი, რომელიც აღჭურვილი არ არის მოძრაობის კინეტიკური ენერგიით; სითბური ან სხვა რამ ენერგიის უკვე ცნობილი ფორმა აქ მხედველობაში არ არის მიღებული. აქ საქმე გვაქვს ენერგიის ისეთ სახეობასთან, რომელიც ჩამალულია ყოველ მასაში, ე. ი. ყოველ მატერიაში. ეს ჩვენი დებულება შეგვიძლია ასეც გამოვთქვათ: ყოველივე მატერია იგივეა რაც რომელიმე ენერგია. ჩვენ იძულებულნი ვართ, მართალია, ჯერჯერობით მხოლოდ თეორიულად, დავუშვათ შესაძლებლობა იმისა, რომ მატერია ენერგიად გარდაიქმნას და მასთან ერთად ამ მატერიის არსებობა მოისპოს. სქემა (16) გვიჩვენებს შემდეგს: შესაძლებელი რომ ყოფილიყო რაიმე ნივთიერების ერთი გრამის ენერგიათ გარდაქმნა, მაშინ ეს უკანასკნელი ტოლი იქნებოდა $9 \cdot 10^{20}$ ერგისა, რაც გააცხელებდა 216 ტონა წყალს 0°-დან 100°-მდე. ამაზე დამყარებით ხშირად შეხვდებით პოპულარულ სტატიებში ფანტასტურ აზრებს, მაგ., რომ თითქოს შეიძლებოდეს საოკეანო გემის გადაგზავნა ევროპიდან ამერიკაში მატერიის ისეთი რაოდენობის დახმარებით, რომელიც თავისუფლად მოთავსდება ჟილეტის ჯიბეში; მაგრამ მატერიის ენერგიად გარდაქმნა არ ვიცით; ეს რომ ოდესმე შევსძლოთ, მაშინ, ცხადია, კაცობრიობის ცხოვრების სურათი ახალ სახეს მიიღებდა, რაზედაც შეგვიძლია მხოლოდ ვიოცნებოთ.

რაკი ვიცით წყალბადის ატომების რიცხვი ერთ გრამში (იხ. ზემო.: $6{,}06 \cdot 10^{23}$), ადვილად შეიძლება გამოითვალოს, რომ წყალბადის ერთი ატომიც კი იგივეა, რაც ენერგიის რაოდენობა 0,0015 ერგი.

ამგვარად, ახალმა მეცნიერებამ მიგვიყვანა უმაღლეს აზრამდე: მატერია და ენერგია ერთიდაიგივეა, შესაძლებელია მატერიის გარდაქმნა ენერგიად, რაც ჩვენთვის, ჯერ კიდევ განუხორციელებელია. თუმცა შესაძლებელია, რომ ბუნებაში ასეთი გარდაქმნანი თავისთავად სწარმოებდნენ და ამ აზრით ხშირად სარგებლობენ ამა თუ იმ ჯერ კიდევ აუხსნელ ფიზიკურ მოვლენათა ასახსნელად. თუ კი მატერია შეიძლება ენერგიად გარდაიქმნეს, მაშინ ბუნებრივად აღიძვრება საკითხი ენერგიის მატერიად გარდაქმნის შესაძლებლობის შესახებ. მზე და ვარსკვლავები განუწყვეტლივ გამოასხივებენ სხივადი ენერგიის აუარებელ რაოდენობას. საიდან წარმოიშობა იგი და სად მიდის? ამ უკანასკნელი წლების განმავლობაში ასტრონომები განსაკუთრებული ინტენსიეობით იკვლევენ კოსმიურ საკითხებს მნათობთა წარმოშობის შესახებ. ადვილი გასაგებია, რომ ატომების, ელექტრონების და პროტონების წარმოშობის საკითხი ჩვენთვის უცნობ პირობების დროს დიდ როლს უნდა თამაშობდეს ყველა იმ საკმაოდ მერყეე და ზოგჯერ ფანტასტურ მსჯელობაში, რომელიც ამ საკითხს ეხება. ყველა იმას, ვინც პირველად გაეცნობა აქ მოხსენებულ იდეებს, შეუძლებელია თავში არ მოუვიდეს მთელი რიგი გაურკვეველ კითხვებისა. ამ კითხვების გადაჭრას უნდა უცადოთ მეცნიერების შემდგომ განვითარებამდე. ჯერ-ჯერობით კი მეცნიერების ეს კუთხე ბურუსით არის დაფარული და უნდა ვიფიქროთ, რომ გაივლის საკმაოდ დიდი დრო, ვიდრე ეს ბურუსი გაიფანტება.

ამ საკითხს კვლავ დავუბრუნდებით, როდესაც უფრო ახლო გავეცნობით რადიაქტიურ მოვლენებს და იზოტოპებს. ჩვენ დავინახავთ, თუ რა უაღრესი მნიშვნელობა აქვს ჰელიუმის ატომების სტრუქტურის და წარმოშობის საკითხს. აქ ჩვენ გავეცნობით მოვლენას ე. წ. „მასის დეფექტს“ ე. ი. მასის მოსპობას, თუმცა, შეიძლება მხოლოდ მოჩვენებითი იყოს ეს მოსპობა. მოვიხსენიოთ აქ ერთი ჰიპოთეზი, რომელიც გამოსთქვა ინგლისელმა ასტრონომმა ედინგტონმა (Eddington) 1926 წელს. მისი აზრით, პროტონის და ელექტრონის სრული შეერთების დროს ადგილი აქვს მასის მოსპობას, სხივად ენერგიად გარდაქმნას (თ. III), ე. ი. „თავისთავად გამოსხივებას“. მატერიის ენერგიად ასეთი გარდაქმნის პირობების და მექანიზმის საკითხი ჯერ-ჯერობით გამორკვეული არ არის. ამერიკელ მეცნიერებმა ჯენსიმ და იუზმა (Jauncey, Hughes) გამოსთქვეს ის აზრი, რომ ასეთ მოვლენას შეიძლება ადგილი ჰქონდეს მაშინ, როდესაც ერთი პროტონი დაეჯახება ორ ელექტრონს. ამ დროს პროტონი და ერთი ელექტრონი მოისპობა და გარდაიქმნება სხივად ენერგიად, ამასთან ამ ენერგიის ერთ კვანტად. (იხ. თ. III); მეორე ელექტრონი კი დაჯახების შემდგომ თავისუფლდება.

ედინგტონის აზრმა შეერთებულ პროტონის და ელექტრონის სხივადი ენერგიის ერთ კვანტად გარდაქმნის შესახებ ვერ გაიდგა ფესვი მეცნიერებაში. 1931 წლის დამლეეს და 1932 წელში აღმოჩენილ იქმა პერილიუმის

სხივები, რომლების განხილვასაც ჩვენ ქვემოთ შევეხებით. ამ აღმოჩენასთან დაკავშირებით აღმოცენდა მცოდნეობა ნეიტრონის შესახებ, როგორც ისეთ ნაწილაკზე, რომელიც წარმოიშობა პროტონის და ელექტრონის შეერთების დროს. ნეიტრონის მასა ისეთივეა, რაც პროტონისა, ვინაიდან ელექტრონის მასა შეგვიძლია უგულებელვყოთ. მაგრამ ნეიტრონის მუხტი ნულის ტოლია. სწრაფად მოძრავ ნეიტრონს, შეუძლიან დიდი მოქმედება მოახდინოს, მაგ., დაჯახების დროს, მაგრამ ელექტრული ველი მის ირგვლივ სივრცეში არ ჩნდება.

ზემოთ მოვიხსენიეთ XIე-XX საუკუნის ორი შესანიშნავი მეცნიერული მიღწევა. ერთი უკვე განვიხილეთ; გავეცნოთ ახლა მეორეს, რომელიც მჭიდროდ არის პირველთან დაკავშირებული, მაგრამ სულ სხვა ხასიათი აქვს. ეს საკითხი ბუნებისთვის არ არის მოცული; აქ ყველაფერი ნათელია და შედარებით მარტივი. საეჭვო არაფერია, ვინაიდან მრავალ მეცნიერის მეტად ზუსტმა ცდებმა უდავოდ ცხადყვეს ამ მეორე მეცნიერული მიღწევის სამართლიანობა. ეს მიღწევა შემდეგში მდგომარეობს: მ ო ძ რ ა ო ბ ა შ ი მ ყ ო ფ ი ს ხ ე უ ლ ი ს მ ა ს ა ი ზ რ დ ე ბ ა მ ი ს ი მ ო ძ რ ა ო ბ ი ს ს ი ჩ ქ ა რ ი ს ზ რ დ ა ს თ ა ნ ე რ თ ა დ; ს ხ ე უ ლ ი ს მ ა ს ა უ ს ა ს რ უ ლ ო დ დ ი დ ს ი დ ი დ ე ს ა ღ წ ე ვ ს მ ა შ ი ნ, რ ო დ ე ს ა ც ე ს ს ი ჩ ქ ა რ ე ს ი ნ ა თ ლ ი ს ს ი ჩ ქ ა რ ე ს უ ა ხ ლ ო ვ დ ე ბ ა. ამ მოვლენის დედააზრის გაგება არ არის ძნელი. როგორც დავინახეთ, სხვადასხვა სხეულის მასები პროპორციულნი არიან იმ ძალებისა, რომლებიც ამ სხეულებს ანიჭებენ ერთდაიმავე აჩქარებას. ამ კანონიდან გამომდინარეს, რ ო მ თ უ ს ხ ე უ ლ ი უ კ ვ ე მ ო ძ რ ა ო ბ ს, მაშინ გარკვეული აჩქარების მისანიჭებლად საჭირო იქნება უფრო მეტი ძალა, ვიდრე მაშინ, როდესაც ეს სხეული უძრაობაში იმყოფება, ეს კი ნიშნავს სწორედ იმას, რომ მოძრაობისა გამო მისი მასა გაიზარდა. რაც უფრო დიდია მოძრაობის სიჩქარე, მით უფრო მეტია შესაბამისი ძალა და, მაშასადამე, სხეულის მასაც. მაგრამ არა მეტად დიდი სიჩქარეებისათვის მასის მატება უსასრულოდ მცირეა, იგი შეგვიძლიან შევამჩნიოთ მხოლოდ უდიდესი სიჩქარეების დროს, რომლებიც უახლოვდება სინათლის სიჩქარეს ე. ი. 300.000 კმ. წამში. სხეულების ასეთ სიჩქარეებს ვერ შეხვდებით ვერც დედამიწაზე (მცირე რიცხვი კილომეტრებისა წამში), ვერც სამყაროს სივრცეში (ციურ მნათობთა სიჩქარენი გამოიხატებიან რამდენიმე ათეული კილომეტრით წამში და იშვიათ შემთხვევაში აღემატება 100 კილომეტრს). სიჩქარის მომატების დროს მასა იზრდება პირველხანში მეტად ნელის ტემპით; როდესაც სიჩქარე ტოლია 30.000 კილომეტრისა წამში, მასის მომატება უკვე შეიძლება შევამჩნიოთ. დაწყებული სიჩქარიდან, რომელიც ტოლია 270000 კმ. წამში (0,9 სინათლის სიჩქარისა), მასა იზრდება საკმაოდ სწრაფად და უსასრულოდ დიდი ხდება მაშინ, როდესაც სიჩქარე სინათლის სიჩქარის ტოლია. ეს უკანასკნელი გარემოება იმის მაჩვენებელია, რომ სინათლის სიჩქარე ზღვარია რაიმე სხეულის შესაძლებელი სიჩქარისა და ეს ზღვარი შეუძლებელია მიღწეულ იქმნეს, რა ძალებიც არ უნდა მოქმედობდეს სხეულზე. ა რ ა ვ ი თ ა რ პ ი რ ო ბ ე ბ შ ი ს ხ ე უ ლ ს ა რ შ ე უ ძ ლ ი ა ჰ ქ ო ნ დ ე ს ი ს ე თ ი ს ი ჩ ქ ა რ ე, რ ო მ ე ლ ი ც ა ღ ე მ ა ტ ე ბ ა ს ი ნ ა თ ლ ი ს ს ი ჩ ქ ა რ ე ს. მასის დამოკიდებულება სიჩქარეზე გამოიხატება შემდეგი ტოლობით:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \qquad (17)$$

სადაც m მოძრაობაში მყოფი სხეულის მასაა, m_0—უძრაობაში მყოფ სხეულის მასა; v—სხეულის სიჩქარე, c—სინათლის სიჩქარე. როდესაც v=0. მაშინ $m=m_0$; თუ v=c, მაშინ m უსასრულოდ დიდია; შეუძლებელია რომ v>c, ვინაიდან ამ შემთხვევაში m მოჩვენებითია.

ყველა ზემოაღნიშნულის ცდით შემოწმება შესაძლებელი გახდა ელექტრონების მოძრაობის შესწავლის დროს; როგორც ვიცით, ელექტრონები აღჭურვილია მასით. ელექტრონების სიჩქარე ზოგიერთ შემთხვევაში აღწევს სინათლის სიჩქარის 0,995. მრავალ მეცნიერის მიერ შესრულებულმა რთულმა ცდებმა ცხადყვეს, რომ ელექტრონის მასა მისი სიჩქარის ზრდასთან ერთად იზრდება და ისე რომ, იგი აკმაყოფილებს ფორმულას (17).

უკანასკნელ ორ პარაგრაფში ჩვენ გავეცანით ძალის ერთეულს, დინს, მუშაობის ერთეულს, ერგს. რომ არ შეგვეწყვიტა იმ საკითხების განხილვა, რომელთა შესახებაც ამ პარაგრაფებში გვქონდა საუბარი, ჩვენ დავკმაყოფილდით შენიშვნით, რომ დინი უდრის (დაახლოვებით) 1,02 მგ-ს, ერგი—იმ მუშაობას, რომელიც სრულდება 1,02 მგ-ის ატანის დროს 1 სმ-ის სიმაღლეზე, რაც შეიძლება გამოითქვას ასე: ერგი უდრის დინი-სმ. სასარგებლოდ მიგვაჩნია გავიხსენოთ თუ საიდან წარმოიშვა ეს ორი ერთეული. ყველანაირ ფიზიკურ სიდიდეთათვის ერთეულები შეგვიძლია ავარჩიოთ სრულიად ნებისმიერად და ერთმანეთზე დამოუკიდებლად; ერთეულების ასეთი ნებისმიერი არჩევა წარმოადგენს დიდ უხერხულობას. როგორც აღმოჩნდა, შესაძლებელია ერთეულების ისეთი სისტემის არჩევა, სადაც ისინი ლოგიკურად არიან ერთმანეთთან დაკავშირებულნი, თუ წინასწარ შევარჩევთ ერთეულებს სამ ისეთ ფიზიკურ სიდიდეთათვის, რომლებიც ერთმანეთზე დამოკიდებულნი არ არიან; ამ სამ ერთეულს ძირითადი ერთეულები ეწოდებათ. ამ სამ ძირითად ერთეულებიდან მიიღეს ერთეულები ყველა დანარჩენ ფიზიკურ სიდიდისათვის; ამ ერთეულებს წარმოებული ერთეულები ეწოდებათ. ძირითად ერთეულებად მიღებულია სიგრძის, მასის და დროის ერთეულები. თუ ასეთ ერთეულებად ამოვარჩიეთ სანტიმეტრი, გრამი (მასა და არა წონა) და წამში, მაშინ მივიღებთ C. G. S. სისტემას, სადაც სამი ასო ამ სამი ძირითადი ერთეულის შემოკლებული აღნიშვნებია. წარმოებულ ერთეულებსაც C. G. S. სისტემის ერთეულები ეწოდებათ. ცხადია, რომ ფართობის და მოცულობის C. G. S. ერთეულები არიან კვადრატული და კუბიკური სანტიმეტრი. დანარჩენ წარმოებულ ერთეულებიდან ჩვენ აქ განვიხილავთ მხოლოდ სიჩქარის, აჩქარების, ძალის და მუშაობის (ანუ ენერგიის) ერთეულებს.

1. სიჩქარის C. G. S. ერთეულად მიღებულია ისეთი წერტილის სიჩქარე, რომელიც თანაბრად მოძრაობის დროს 1 წამში გადის 1 სანტიმეტრს.

2. აჩქარების C. G. S. ერთეულად მიღებულია ისეთი მოძრაობის აჩქარება, რომლის დროსაც წერტილის სიჩქარე იზრდება ერთ წამში სანტი-

მეტრით, ე. ი. სიჩქარის C. G. S. ერთეულით. განვსაზღვროთ აჩქარების რამდენ C. G. S. ერთეულს შეიცავს ის აჩქარება, რომლითაც სხეულები თავისუფლად ვარდება (სიცარიელეში) დედამიწის ზედაპირის მახლობლად; ამ აჩქარებას უწოდებენ სიმძიმის ძალის აჩქარებას და ჩვეულებრივ აღნიშნავენ g-თი. სხეულის ვარდნის დროს მისი სიჩქარე იზრდება ერთ წამში 981 სმ-ით. აქედან გამომდინარებს, რომ

$$g = 981 \text{ C. G. S. აჩქარების ერთეულს.} \tag{18}$$

3. ძალის C. G. S. ერთეული, მოქმედებს რა ერთ გრამ-მასაზე, ანიჭებს მას აჩქარების C. G. S. ერთეულს; ძალის ამ ერთეულს **დ ი ნ ი** ეწოდება. შევადაროთ დინი გრამ-ძალას (წონას), რომელიც მოქმედებს გრამ-მასაზე დედამიწის ზედაპირთან. ჩვენ ვიცით, რომ გრამი-მასა გრამი ძალის გავლენით მიიღებს აჩქარებას $g = 981$ აჩქარების C. G. S. ერთეულს; ვინაიდან დინი იმავე გრამ-მასას ანიჭებს აჩქარების C. G. S. ერთეულს, ამიტომ ცხადია, რომ

$$\text{დინი} = \frac{\text{გრამი-წონა}}{981} = 1{,}02 \text{ მგ.} \tag{19}$$

რაც უკვე გვქონდა მოხსენებული. მილიონი დინი შეადგენს **მ ე გ ა დ ი ნ ს**; ასე რომ

$$\text{მეგადინი} = 1{,}02 \text{ კგ.-წონას.} \tag{20}$$

4. მუშაობის C. G. S. ერთეულად მიღებულია მუშაობა 1 დინისა 1 სმ-ის მანძილზე; მას ეწოდება **ე რ გ ი**, ასე რომ

$$\text{ერგი} = \text{დინი-სმ.}$$

ეს არის ის მუშაობა, რომელიც შესრულდება ისეთი ტვირთის ატანის დროს 1 სმ-ის სიმაღლეზე, რომლის წონაც უდრის ერთ დინს ე. ი. 1,02 მგ-ს. მილიონი ერგი შეადგენს **მ ე გ ა ე რ გ ს**, რომელიც უდრის 1,02 კგ-ის ატანის მუშაობას 1 სმ-ის სიმაღლეზე. ათ მეგაერგს ეწოდება **ჯ ო უ ლ ი**, ასე რომ, დაახლოვებით

$$\text{ჯოული} = 0{,}1 \text{ კგ.-მ.}$$

ადვილად შეიძლება იმის გამოთვლა, რომ ჯოული = 0,24 მცირე კალორიას. ელექტრო-რაოდენობის ელექტროსტატიკური ერთეულიც, რომელიც განსაზღვრული იყო თ. II § 4, ცხადია, C. G. S. სისტემის ერთეულია, ასე, რომ, მას უნდა ეწოდებოდეს ელექტრო-რაოდენობის ელექტროსტატიკური C. G. S. ერთეული.

თავი მესამე

სხივადი ენერგია

§ 1. შესავალი

ს ი ნ ა თ ლ ე ს ჩვენ ვუწოდებთ ყველა სახეის სხივადი ენერგიის იმ მეტად მცირე ნაწილს, რომელიც მოქმედობს ჩვენი თვალის ბადურაზე. თეთრად გაგარჟარებული მყარი სხეულები და სითხეები გამოასხივებენ ე. წ. თეთრ სხივებს,

რომელთა სპექტრიც, მაგ. პრიზმით მიღებული, ყველასათვის ცნობილია. სპექტრი შეგვიძლიან მივიღოთ ე. წ. სადიფრაქციო მესერის დახმარებითაც; საჭიროდ არ ვთვლით შევჩერდეთ მის აღწერაზე, ვინაიდან ეს ხელსაწყო დიდიხანია რაც ცნობილია. მე-V თავში, § 6 აღვწერთ ამ ხელსაწყოს. შევთანხმდეთ—სპექტრი წარმოვიდგინოთ ჰორიზონტალური ზოლის სახით, რომელშიაც წითელი ბოლო მდებარეობს მარცხნივ, იისფერი კი—მარჯვნივ, ამათ შორის სხივების ფერი თანდათანობით გადადის ერთიმეორეში, ასე რომ, სხვადასხვა ფერის სხივების რიცხვი განუზღვრელად დიდია და მხოლოდ პირობით ასხვავებენ წითლისა და იისფერის შორის სხივების ჯგუფებს: ნარინჯი, ყვითელი, მწვანე, ცისფერი და ლურჯი. სხივადი ენერგიის სხვა ფორმები გვაძლევენ სპექტრებს, რომლებიც მდებარეობენ ხილული სპექტრის მარცხნივ და მარჯვნივ, ამასთანავე მარცხნივ მოთავსებული სპექტრი გაგრძელებულია განუზღვრელად შორს.

არსებობს სხვადასხვა შეხედულება სხივადი ენერგიის რაობაზე. ჯერჯერობით დავემყარებით სინათლის ელექტრომაგნიტურ თეორიის საფუძვლებს, რომლის თანახმად სხივადი ენერგია წარმოადგენს სივრცეში შიმავალ ელექტრომაგნიტურ რყევას, რომლის შესახებაც ცნება ამჟამად მეტად პოპულარულია რადიოგადაცემის ფართო გავრცელებისა გამო. ამ ენერგიის სხვადასხვა სახეობა ერთმანეთისაგან განსხვავდება მხოლოდ რყევათა სიხშირით, ე. ი. რყევათა რიცხვით ერთ წამში. სიცარიელეში სხივადი ენერგიის ყველა სახეობა ერთნაირი სიჩქარით ვრცელდება; ჩვეულებრივ ამ სიჩქარეს უწოდებენ სინათლის სიჩქარეს; იგი უდრის

$$\text{სინათლის სიჩქარე} = 300 \cdot 000 \text{ კმ/წმ} = 3 \cdot 10^{10} \text{ სმ/წმ} \qquad (1)$$

ეს უკანასკნელი რიცხვი (ციფრი 3 და ათი ნული) უდრის ოცდაათი ათას მილიონ სანტიმეტრს ერთ წამში. მოვიგონოთ, რომ ტალღის სიგრძე ეწოდება იმ მანძილს, რომელსაც გაივლის რყევითი მოძრაობა ერთი რყევის განმავლობაში. სიხშირის შემცირებასთან, ერთად, ცხადია, იზრდება ტალღის სიგრძე, რომლის სიდიდესაც მივიღებთ, თუ სიჩქარეს (1) გავყოფთ რყევათა სიხშირეზე. აქედან ცხადია, რომ ტალღის სიგრძე უკუპროპორციულია რყევათა სიხშირისა. აღვნიშნოთ რყევათა სიხშირე ე. ი. რყევათა რიცხვი ერთ წამში, ბერძნული ასოთი ν (ნიუ), ტალღის სიგრძე ბერძნული ასოთი λ (ლამბდა), სინათლის სიჩქარე ასოთი c. მაშინ გვექნება

$$\nu . \lambda = c \qquad (1,a)$$

თუ c-თვის ავიღებთ რიცხვს (1), მაშინ ტალღის სიგრძე გამოხატული იქნება სანტიმეტრებით. სხივადი ენერგიის სპექტრში ტალღის სიგრძე თანდათან იზრდება მარჯვნიდან მარცხნივ, სიხშირე კი იზრდება მარცხნიდან მარჯვნივ. სხივს ახასიათებს ელექტრომაგნიტურ რყევათა სიხშირე ან ტალღის სიგრძე; ჩვენ ვისარგებლებთ ამ უკანასკნელით. სხივადი ენერგიის სპექტრს რომ გავყვეთ მარცხნიდან მარჯვნივ, მაშინ შევამჩნევთ, რომ ტალღის სიგრძე თანდათან მცირდება ნებისმიერ კილომეტრების რიცხვიდან დაწყებული, ტალღის ისეთ სიგრძემდე, რომელიც მეტად მცირეა ატომის დიამეტრთან შედარებით. ცხადია,

რომ ტალღის სიგრძეთა გაზომვის დროს სპექტრის სხვადასხვა ნაწილში სიგრძის სხვადასხვა ერთეულით სარგებლობენ. ჩამოვთვალოთ სიგრძის ის ერთეულები, რომლებსაც ამჟამად ხმარობენ. სპექტრის იმ ნაწილებში, რომლებიც მდებარეობენ მისი ხილული ნაწილის მარცხნივ შორს, სარგებლობენ ჯერ კილომეტრებით, შემდეგ მეტრებით და მილიმეტრებით. მაგრამ იმ ადგილებში, რომლებიც ჯერ კიდევ შორს არიან მარცხნით ხილული სპექტრიდან, მილიმეტრი მეტად დიდი ერთეული აღმოჩნდა და იძულებული იყვნენ ეხმარათ უფრო მცირე ერთეული, რომელიც აღინიშნება ბერძნული ასოთი μ (მიუ); რათა არ ვიხმაროთ ბევრი ბერძნული ასო, ჩვენ ამ ერთეულს ვიხმართ მ ი უ ს დასახელებით; იგი უდრის მილიმეტრის ერთ მეათასედ ნაწილს:

$$\text{მილიმეტრი} = 1000 \text{ მიუს} \qquad (2)$$

ამ ერთეულით სარგებლობენ სპექტრის ხილულ ნაწილში და მის მარცხნივ მდებარე გრძელ ნაწილში. სპექტრის ხილული ნაწილის მარჯვნივ ხმარობენ სიგრძის უფრო მცირე ერთეულს, რომელსაც ზოგჯერ უწოდებენ „ანგსტრემს" და აღინიშნება ასოთი Å. ჩვენ მას ვუწოდებთ „ო ნ გ ს ტ რ ე მ ს", ვინაიდან ეს დასახელება მიეკუთვნა ამ ერთეულს შვედელი მეცნიერის ონგსტრემის პატივსაცემად; A ასოს ზევიდან აწერია პატარა წრე (ასეთი ასო შვედურად გამოითქმის როგორც „ო").

ონგსტრემი, ე. ი. Å უდრის მიუს ერთ მეათიათასედ ნაწილს.

$$\text{მიუ} = 10\,000 \text{ Å}; \quad \text{მმ} = 10 \text{ მილიონ Å}; \quad \text{სმ} = 10^8 \text{ Å} \qquad (2,a)$$

უნდა აღინიშნოს, რომ ონგსტრემის სიგრძე შეეფერება ა ტ ო მ ი ს დ ი ა მ ე ტ რ ს. ამ ერთეულით სარგებლობენ სპექტრის ხილულ ნაწილში (მიუს პარალელურად) და სპექტრის თითქმის ყველა იმ ნაწილში, რომელიც მდებარეობს ხილულის ნაწილის მარჯვნივ. მაგრამ სპექტრის მარჯვნივ, ამ უკანასკნელ ბანებში შემოღებულია სიგრძის კიდევ უფრო მცირე ერთეული, რომელიც აღინიშნება ლათინური ასოთი X; ჩვენ მას ვუწოდებთ ი ქ ს ს. იგი 1000-ჯერ ნაკლებია ონგსტრემზე.

$$\text{Å} = 1000 \text{ იქსს}; \quad \text{მილიმეტრი} = \text{ათიათას მილიონ } (10^{10}) \text{ იქსს}. \qquad (3)$$

რომ ავიღოთ ის განაპირა ერთეულები, რომლებსაც ამჟამად ხმარობენ სხივადი ენერგიის ტალღის სიგრძის გასაზომად, კ ი ლ ო მ ე ტ რ ი და ი ქ ს ი და შევადაროთ იგინი ერთმანეთს, დავინახავთ რომ

$$\text{კილომეტრი} = 10^{16} \text{ იქსს}$$

(ციფრი 1 და თექვსმეტი ნული). შემდეგში ხშირად მოგვიხდება სარგებლობა ტერმინით „ო ქ ტ ა ვ ა", რომელიც ნასესხებია აკუსტიკიდან. ყველასათვის ცნობილია, რომ ოქტავა ეწოდება იმ ორ ტონს შორის ინტერვალს, რომელთაგან ერთს ახასიათებს რაყევათა ორჯერ უფრო მეტი რიცხვი, ვიდრე მეორეს ანუ სხვანაირად რომ ვთქვათ, ტალღის ორჯერ უფრო ნაკლები სიგრძე. ეს ცნება შეგვაქვს სხივად ენერგიათა სფეროში და მთელ სპექტრს ვანაწი-

ლებთ ოქტავებად. ამგვარად, ჩვენ უწოდებთ ოქტავას ამ სპექტრის მონაკვეთს ორ იმ სხივს შორის, რომელთა ტალღის სიგრძენიც არიან მაგ. 100 მ. და 50 მ., 30 მმ და 15 მმ, 80 μ და 40 μ. 300 Å და 150 Å, 200 X და 100 X. სხივ ყოველ წყვილში ერთი მეორისათვის ოქტავაა. ზოგჯერ ამბობენ მონაცემი სხივის „ობერტონებზე". ამ ტერმინსაც ისეთივე მნიშვნელობა აქვს, როგორც აკუსტიკაში.

ჩამოვთვალოთ აქ სხივადი ენერგიის სხვადასხვა სახეობა, დავასახელოთ მისი სპექტრის ნაწილები და აგრეთვე ამ ნაწილების საზღვრები იმ სახით, როგორც ეს ამჟამად (1932 წ.) ცნობილია. ყველა დეტალი და მათ შორის მათი აღმოჩენის ისტორია განხილული იქნება შემდეგ.

1. ხილული სპექტრი იწყება ტალღის სიგრძიდან (ტ. სგ.) 0,76 მიუ (სპექტრის წითელი ბოლო) და თავდება ტ. სგ-ით 0,4 მიუ (იისფერი ბოლო). ანუ 7600 Å-დან 4000 Å-მდე. სპექტრის ეს ნაწილი ერთ მთლიან ოქტავასაც არ შეიცავს.

2. ინფრაწითელი სპექტრი მდებარეობს ხილული ნაწილის მარცხნივ. ამჟამად იგი გამოკვლეულია 0,76 მიუდან 343 მიუმდე ე. ი. 0,343 მმ-მდე, რაც შეადგენს 9 ოქტავას. ეს სხივები შეისწავლა უმთავრესად გერმანელმა მეცნიერმა რუბენსმა (H. Rubens). ამგვარად, უხილავი ინფრაწითელი სპექტრი დაახლოვებით 10-ჯერ უფრო გრძელია, ვიდრე ხილული სპექტრი.

3. ჰერცის სხივები. ვინაიდან ამ სხივებზე არ მოგვიხდება ლაპარაკი, ამიტომ ჩვენ აქ შედარებით მეტს ვიტყვით, ვიდრე სხივადი ენერგიის სპექტრის სხვა ნაწილებზე. ჰერცის სხივები—ეს ის სხივებია, რომლებიც გამოყენებულია უმავთულო ტელეგრაფსა და ტელეფონში; მათი გამოყენება საფუძვლად უდევს მთელ რადიოგადაცემას, რომელმაც ამჟამად დაიპყრო მთელი ქვეყნიერება. ჰერცის მიერ (H. Hertz 1857—1894) 1888 წელს პირველად მიღებული სხივების ტ. სგ. იყო 9 მ. ადვილია მიღება სხივებისა ნებისმიერი ტალღის სიგრძით, მაგრამ მეცნიერული და ტექნიკური მნიშვნელობა მხოლოდ იმ სხივებს აქვთ, რომელთა ტალღის სიგრძე არ აღემატება რამდენიმე კილომეტრს. შეეჩერდებით სრულიად ნებისმიერად ტალღის სიგრძეზე 4 კმ. და არ შეეეხებით მის შემდეგ მოთავსებულ სპექტრის მარცხენა ნაწილს. მარჯვნივ ჰერცის სხივების სპექტრი გამოკვლეულ იქმნა ტალღის სიგრძემდე 3 მმ. რადიოგადაცემაში სარგებლობენ, სხვადასხვა დადგმულობის მიხედვით, ტალღის სიგრძით რამდენიმე ათეულ მეტრიდან (მოკლე-ტალღიანი გადაცემა) 1000 მეტრამდე და უფრო მეტიც. ჰერცის სხივების მთელი სპექტრი ტ. სგ-დან 4 კმ. ტ. სგ-მდე 3 მმ. შეადგენს 20 ოქტავას. ჰერცის სხივებსა და რუბენსის განაპირა სხივებს შორის მოთავსებულია ტ. სგ-ნი 3 მმ-დან 0,343 მმ-დე. ეს სხივები დიდის წარმატებით გამოიკვლია ორმა რუსის ქალმა. მ. ა. ლევიცკაიამ ლენინგრადში (1924—1927) და ა. ა. გლაგოლევა არკადიევამ მოსკოვში (1924—1929) და აგრეთვე ამერიკელმა მეცნიერებმა ე. ფ. ნიკოლსმა და ი. დ. ტირმა (E. F. Nichols, J. D. Tear, 1922). ჯერჯერობით მაინც ვერ მოხერხდა ამ შუალედიდან ერთგვაროვანი (მონო-

ქრომატული) სხივების გამოყოფა და ამგვარად მათი თვისებების დაწვრილებით გამოკვლევა.

4. ულტრაიისფერი სპექტრი მოთავსებულია ხილული სპექტრის იისფერის ბოლოდან მარჯვნივ. 1929 წლის ბოლომდე სპექტრის ეს ნაწილი გამოკვლეულ იქმნა ტალღის სიგრძიდან 0,4 მიუ ან 4000 Å-დან 136 Å-მდე; მთელი მისი სიგრძე შეადგენდა ხუთ ოქტავას. 1929 წლის ნოემბერში და 1930 წლის თებერვალში გამოქვეყნდა ორი შესანიშნავი ნაშრომი შვედელ მეცნიერთა ბ. ედლენისა და ა. ერიქსონისა (Bengt Edlen, Algot Ericson), პროფ. ზიგბანის (Siegbahn) მოწაფეებისა (უპსალში). მათ მოახერხეს მისვლა ტალღის სიგრძემდე 100 Å და შემდეგ 76 Å-მდე, ასე რომ, ულტრაიისფერი სპექტრის მთელმა სიგრძემ მიაღწია ექვს ოქტავას. ამ როგორც თეორიულ, აგრეთვე ექსპერიმენტულ თვალსაზრისით ერთნაირად დიდად მნიშვნელოვან და საინტერესო ნაშრომებს ჩვენ არაერთხელ დავუბრუნდებით.

5. რენტგენის სხივები. მათი სპექტრი მდებარეობს ულტრაიისფერი სხივების მარჯვნივ, საკმაოდ შორს. დაწვრილებით შესწავლილი მისი ნაწილი შეიცავს ტალღის სიგრძეებს 20 Å-დან $\frac{1}{14}$ Å-მდე ე. ი. 20000 იქსიდან 71 იქსამდე, რაიც აღემატება რვა ოქტავას. მარჯვენა მხრიდან განაპირა ტალღის სიგრძე უდრის ატომის დიამეტრის $\frac{1}{14}$ ნაწილს. ამ სპექტრის შუა ნაწილი დაშორებულია ხილული სპექტრის შუა ნაწილიდან 13 ოქტავით, მისი მარჯვენა ნაპირი კი დაშორებულია განაპირა იისფერ სხივებიდან 16 ოქტავით. ულტრაიისფერ სპექტრსა და რენტგენის სხივების სპექტრს შორის მოთავსებულია შუალედი, რომელსაც უჭირავს თითქმის სამი ოქტავა: ტალღის სიგრძიდან 136 Å-დან 20 Å-მდე; ჯერჯერობით ვერ მოხერხდა ამ შუალედის შესწავლა იმდენად, რომ შეიძლებოდეს ნებისმიერი სხივის ან სხივთა ჯგუფის გამოყოფა. მაგრამ არაუშუალო გზით აღმოჩენილ იქმნა ცალკეული სხივების არსებობა ზოგიერთი მათი განსაკუთრებული თვისების მიხედვით. ეს სხივები ენათესავება რენტგენის სხივებს და ამიტომ შეიძლება მათ მიეკუთვნოს. იგინი განაწილებულნი არიან ამ შუალედის სამ ოქტავას შორის, ზოგიერთი მათგანი კი მოთავსებულია ულტრაიისფერ სხივების ზემოხსენებულ განაპირა ნაწილში. შეიძლება ითქვას ერთგვარი ძალდატანებით, რომ რენტგენის სხივების სპექტრი ნაწილობრივ გადადის ულტრაიისფერ სპექტრში.

ამით ჩვენ მოვათავეთ სხივადი ენერგიის სპექტრის იმ ნაწილების მოკლე მიმოხილვა, რომლებიც ცდის გზით გულმოდგინედ იქნა გამოკვლეული თუ არ ჩავთვლით სხივების ორ ზემოხსენებულ ჯგუფს. ყველა ეს სხივი შეადგენს სპექტრს, რომელიც იწყება ჩვენ მიერ ნებისმიერად არჩეულ ტალღის სიგრძიდან 4 კმ. და თავდება 71 იქსით და უჭირავს 50 ოქტავა. აქედან ერთ ოქტავაზე ნაკლები ეკუთვნის ხილულ სპექტრს. ამ სპექტრის განაპირა სხივების ტალღის სიგრძეთა ან რყევების სიხშირეთა ფარდობა უდრის 5.10^{14} ე. ი. 500 მილიონჯერ მილიონს. მე-XIX საუკუნის სამოცდაათიან წლების დასა-

ეოხში (როდესაც ამ წიგნის ავტორი ჯერ კიდევ მოწაფე იყო), ხილულ სპექტრის გარდა ცნობილი იყო ულტრაიისფერ და ინფრაწითელ სპექტრების მხოლოდ მცირე ნაწილები. სხივადი ენერგიის იმ დროისათვის ცნობილი სპექტრი არ აღემატებოდა 3 ან 4 ოქტავას; განაპირა სხივების ტალღის სიგრძეთა ანუ რყევების სიხშირეთა ფარდობა უდრიდა დაახლოვებით 12, ამჟამად კი იგი უდრის $5 \cdot 10^{14}$!.

6. **გამა-სხივები** (ბერძნული ასო γ, გამა), რომლებსაც გამოასხივებენ რადიაქტიური ნივთიერებანი. მათი სპექტრი, რომელსაც ზოგჯერ ულტრარენტგენის სპექტრს უწოდებენ, ნაწილობრივ თანხვდება რენტგენის განაპირა (მარჯვნივ) სხივების სპექტრს. 1922 წელს ერთმა ინგლისელმა მეცნიერმა მოახერხა და გამოიკვლია ეს სხივები დაახლოვებით 19 იქსის ტალღის სიგრძემდე, ე. ი. თითქმის ორი ოქტავა. იყო ისეთი აზრიც, რომ ეს სხივები აღწევენ 5 იქსს, ე. ი. კიდევ ორ ოქტავით შორს მარჯვნივ.

7. **კოსმოსური ანუ ჰესის სხივები.** ეს სხივები აღმოაჩინა 1911 წელს გერმანელმა მეცნიერმა ჰესმა (O. F. Hess) და მას შემდეგ შესწავლილ იქმნა მრავალ მეცნიერის მიერ, მათ შორის განსაკუთრებით **კოლჰერსტერის** (Kolhörster) მიერ გერმანიაში, **ლ. ვ. მისოვსკის** მიერ ლენინგრადში და **მილიკენის** მიერ ამერიკაში. ზოგჯერ ამ სხივებს **მილიკენის** სხივებს უწოდებენ, რაც სწორი არ არის, ვინაიდან ის, ვინც ამ სახელს უწოდებს, არ იცნობს ამ სხივების აღმოჩენის ისტორიას და იმ მრავალ ნაშრომს, რომელიც გამოქვეყნდა მილიკენამდე. ამ სხივების ტალღის სიგრძეზე ჯერჯერობით მცირე ცნობები მოიპოვება. უნდა ვიფიქროთ, რომ მათი სიგრძე აღწევს 0,1 იქსს, ე. ი. 9 ოქტავით არიან დაშორებულნი **რენტგენის** განაპირა სხივებიდან. თუ ეს მართალი გამოდგა, მაშინ სხივადი ენერგიის სპექტრის მთელი სიგრძე მიაღწევს 59 ოქტავას, განაპირა სხივების ტალღის სიგრძეთა ანუ რყევების სიხშირეთა ფარდობა კი (4 კმ-დან 0,1 იქსამდე)— $1{,}5 \cdot 10^{17}$-მდე. ამ საკითხს დაწვრილებით შეეხებით მე-VII თავში.

§ 2. უწყვეტი სპექტრი. აბსოლუტურად შავი სხეული

უნდა გავარჩიოთ გამოსხივების და შთანთქმის სპექტრები. ჯერ განვიხილოთ პირველი სახის სპექტრები. როგორც სახელწოდებიდანაც ჩანს, იგი წარმოადგენს სხივადი ენერგიის სპექტრს, რომელსაც **გამოასხივებს** სხვადასხვა მყარი სხეული, სითხეები და აირები. წინა პარაგრაფში სხივადი ენერგიის მთელი სპექტრის განხილვის დროს, ჩვენ უმთავრესად ვგულისხმობდით გამოსხივების სპექტრებს. არსებობს გამოსხივების სამგვარი სპექტრი: **უწყვეტი, ხაზოვანი** და **ზოლოვანი.** ჯერ განვიხილოთ პირველი.

სპექტრს ეწოდება **უწყვეტი,** თუ მას უჭირავს გაბმით იმ ჰორიზონტალურ ზოლის არა მცირე ნაწილი, რომელიც განხილული იყო § 1-ში. თეთრად გავარვარებული მყარი სხეულები და სითხეები გამოასხივებენ ე. წ. **თეთრ** სხივებს, რომელთა სპექტრსაც უჭირავს არა მარტო მთელი ხილული ნაწილი, არამედ ინფრაწითელი სპექტრის უდიდესი ნაწილი და ულტრაიისფერი სპექტ-

რის საკმაოდ დიდი ნაწილი. უწყვეტი სპექტრი აქვთ აგრეთვე რენტგენის სხივებს და გამა-სხივებს. ასეთ სხივებს ანალოგიისა გამო, ზოგჯერ „თეთრ სხივებს“ უწოდებენ.

როდესაც საქმე გვაქვს უწყვეტ სპექტრთან, მიუხედავად იმისა, სად იმყოფება იგი, ინფრაწითელ, ხილულ, ულტრაიისფერ თუ რენტგენის ნაწილში, ან ერთდროულად რამდენიმე მეზობელ ნაწილებში, ჩვენ წინ წამოიჭრება მნიშვნელოვანი საკითხი ასეთ სპექტრში ენერგიის განაწილების შესახებ. ამ საკითხის დედააზრი ასეთია: მონაცემი უწყვეტი სპექტრი გონებრივ დავანაწილოთ მრავალ მეტად ვიწრო განივ ზოლად ისე. რომ ცალკეული ზოლის ყველა სხივი შეიძლებოდეს თითქმის მონოქრომატულ სხივებად ჩავთვალოთ ე. ი. ისეთ სხივებად, რომელთა ტალღის სიგრძენიც თითქმის ტოლნი არიან. ჩვენი ვიწრო ზოლები ერთნაირი სიფართისაა; ეს იმას ნიშნავს, რომ ორ განაპირა სხივის ტალღის სიგრძეთა სხვაობა ყველა ზოლში ერთიდაიგივეა. სხივთა ერთობლივობა, რომელიც ასეთ ზოლს შეადგენს, აღჭურვილია ენერგიის გარკვეული მარაგით, რომლის გაზომვასაც ჩვენ შეეცდებით. თუ გავზომეთ ყველა იმ ზოლის ენერგია, რომლებიც შეადგენენ მთლიან უწყვეტ სპექტრს, მაშინ დავინახავთ, რომ ენერგიის მარაგი მათში ერთნაირი არ არის და ამგვარად ნათელი წარმოდგენა გვექნება სპექტრში ენერგიის განაწილების შესახებ; ჩვენ გვეცოდინება სპექტრში შემავალ რომელ სხივებს უფრო მეტი ინტენსივობა აქვს, რომელთ—ნაკლები. აქ არ შეეხებით რენტგენის სხივების უწყვეტ სპექტრს, ვინაიდან მასში ენერგიის განაწილების საკითხი ჯერჯერობით სავსებით არ არის გამორკვეული. განვიხილოთ იმ სხივების სპექტრი, რომლებსაც გამოასხივებენ მყარი სხეულები და სითხეები, გარკვეული ტემპერატურის დროს, რომელსაც გავზომავთ აბსოლუტური სკალის მიხედვით (t^0 C+273,1^0) და აღვნიშნავთ T ასოთი.

უწყვეტ სპექტრში ენერგიის განაწილების გამოსაკვლევად არსებობს სხვადასხვა მეთოდი, მაგრამ ყველა იგინი ემყარებიან სხივადი ენერგიის სითბურ ენერგიაში გარდაქმნას და ამით გამოწვეულ გამთბარობის გაზომვას. ამ მიზნით სხივებში შეიტანენ გაშავებულ—მაგ., მურის თხელი ფენით დაფარულ მყარ სხეულს, რომლის ზედაპირზე ეცემიან სხივები. ამ დროს სხივად ენერგიას შთანთქავს სხეულის ზედაპირული ფენი და სითბურ ენერგიად გარდაიქმნება. წარმოვიდგინოთ, რომ მიღებული გვაქვს სპექტრი ეკრანზე (ან ჰოგრის ოკულარის ფოკალურ სიბრტყეში).

ავიღოთ ვერცხლის წყლიანი თერმომეტრი ვიწრო და გრძელი, გაშავებული რეზერვუარით და მოვათავსოთ იგი ეკრანის მახლობლად სპექტრულ ზოლის წინ. მაშინ თერმომეტრის რეზერვუარი გათბება და ეს გამთბარობა შეეფერება იმ ზოლის ენერგიას, რომელშიაც რეზერვუარი იყო მოთავსებული; ამ გამთბარობას გვიჩვენებს თერმომეტრი. ასეთი ტლანქი საშუალება ზუსტ შედეგებს ვერ მოგვცემს; სპექტრის ბევრ ადგილში თერმომეტრს არავითარი გათბობა არ ემჩნევა, თუმცა სხივადი ენერგიის არსებობა ეჭვს გარეშეა. არსებობს გაცილებით უფრო ზუსტი მეთოდები. მათ შორის უპირველესად დასახელებულ უნდა იქნეს გრძელი, მაგრამ ვიწრო თერმოელექტრული სვეტის

(გაშავებულ) გამოყენების მეთოდი. ეს სვეტი მეტად გრძნობიერი არის უმნიშვნელო გათბობისადმი. მეორე მეთოდი, რომელიც ხშირად იხმარება, ემყარება სხივადი ენერგიის გაზომვას ბ ო ლ ო მ ე ტ რ ი ს შემწეობით, რომელზედაც ორიოდე სიტყვა უნდა ვთქვათ. ბოლომეტრის მთავარი ნაწილს შეადგენს პლატინის მეტად წვრილი, გაშავებული მავთული, რომელიც ჩართულია ე. წ. უ ი ტ ს ტ ო ნ ი ს ბ ო გ ი რ ს შ ი. ეს უკანასკნელი საშუალებას გვაძლევს ზუსტად ვადევნოთ თვალი მავთულის წინააღმდეგობის ცვლილებას, რომელიც დამოკიდებულია ტემპერატურაზე; წინააღმდეგობა იზრდება ტემპერატურის ზრდასთან ერთადთუ ასეთი მავთული მოვათავსეთ სპექტრის სიბრტყეში და ამავე დროს მისდამი გ ა ნ ი ვ ა დ, მაშინ მას დაეცემა სპექტრის მეტად ვიწრო ზოლი. მავთულის წინააღმდეგობის შეცვლის მიხედვით შეგვიძლია გავზომოთ მისი გათბობა და ამის შემდეგ სპექტრის ამ ზოლის ენერგიაც. მავთულას გადანაცვლებით სპექტრის მთელ სიგრძეზე მივიღებთ ა მ ს პ ე ქ ტ რ შ ი ე ნ ე რ გ ი ი ს გ ა ნ ა წ ი ლ ე ბ ი ს ნ ა თ ე ლ ს უ რ ა თ ს.

როდესაც სხივადი ენერგიის წყაროს წარმოადგენს მყარი სხეული ან სითხე, მაშინ მის სპექტრში ენერგია განაწილებულია ასე: სპექტრის ერთ გარკვეულ ადგილას ენერგია უდიდესია; ამ ადგილის შესაბამის სხივს შეეფერება ტალღის სიგრძე, რომელსაც ვუწოდებთ უ დ ი დ ე ს ი ე ნ ე რ გ ი ი ს ტ ა ლ ღ ი ს ს ი გ რ ძ ე ს, ამ ადგილიდან ორივე მხარეს ენერგია განუწყვეტლივ მცირდება და ბოლოს შეუმჩნეველი ხდება. სპექტრის იმ ნაწილის ადგილ-მდებარეობა, რომელიც შეეფერება ენერგიის მაქსიმუმს და აგრეთვე ამ სპექტრის სიგრძე, დამოკიდებულია გამომსხივი სხეულის ტ ე მ პ ე რ ა ტ უ რ ა ზ ე და აგრეთვე მის ნ ი ვ თ ი ე რ ე ბ ი ს გვარობაზე. საერთოდ შეიძლება ითქვას, რომ თუ სხეულის ტემპერატურა უფრო დაბალია, ვიდრე წითელი ვარვარების ტემპერატურა, მაშინ მთელი სპექტრი მოთავსებულია ი ნ ფ რ ა წ ი თ ე ლ ნაწილში. წითელი ვარვარის დროს საგრძნობლად იწყებენ გამოჩენასპირველი ხილული მუქ-წითელი სხივები. ტემპერატურის გადიდებასთან ერთად შემდეგ ცვლილებებს ექვემდებარებათ ადგილი: 1) სპექტრის ყველა ნაწილში ენერგია იმატებს; 2) სპექტრი წაგრძელდება ორივე მხრით; 3) ენერგიის მაქსიმუმი მარჯვნივ გადაინაცვლებს, ე. ი. მოკლე სიგრძის ტალღებისაკენ.

გერმანელმა მეცნიერმა ვ. ვ ი ნ მ ა (Willy Wien) აღმოაჩინა შესანიშნავი კანონი ე. წ. ენერგიის მაქსიმუმის „გ ა დ ა ნ ა ც ვ ლ ე ბ ი ს კ ა ნ ო ნ ი“, რომელიც ეხება მხოლოდ გარკვეულ სხეულებს ე. წ. „ა ბ ს ო ლ უ ტ უ რ ა დ შ ა ვ“ სხეულებს. ამ სხეულებზე, რომელთაც თითქმის მთავარი როლი ითამაშეს ახალი ფიზიკის განვითარებაში მიმდინარე საუკუნის დასაწყისში, ორიოდე სიტყვას ვიტყვით. ა ბ ს ო ლ უ ტ უ რ ა დ შ ა ვ ი სხეული ე წ ო დ ე ბ ა ი ს ე თ სხეულს, რ ო მ ე ლ ი ც მ ა ს ზ ე დ ა ც ე მ უ ლ ყ ვ ე ლ ა სხივს ს ა ვ ს ე ბ ი თ შ თ ა ნ თ ქ ა ვ ს; იგი არც ერთ სხივს არ არეკლავს და არც თავისთავში გაატარებს. წითელი ვარვარების ტემპერატურის ქვევით ასეთი სხეული, ცხადია, შავად მოგვეჩვენება ამ სიტყვის ჩვეულებრივი მნიშვნელობით. მაგრამ მაღალი ტემპერატურის დროს (თეთრი ვარვარი), როდესაც სხეული გამოასხივებს ხილულ სპექტრს, და შეიძლება ულტრაიისფერ სხივებსაც, მაშინ იგი ჩვენ თვალს ეჩვენება მოელვარე თეთრად; მაგრამ ასეთ სხეულსაც უწოდებთ აბსოლუტურად

შავ სხეულს, თუ იგი მაღალი ტემპერატურის დროსაც მასზე დაცემულ ყველა სხივს შთანთქავს. ძალიან ახირებული თქმაა, მაგრამ უნდა ითქვას, რომ მზეც მკაცრად განსხვავდება აბსოლუტურად შავი სხეულისაგან, ვინაიდან საეჭვოა რომ მზეზე დაცემულმა სხივებმა განიცადოს არეკლვა. თეორია გვარწმუნებს, რომ ყველა აბსოლუტურად შავი სხეული ერთნაირად გამოასხივენ, ე. ი. ერთნაირი ტემპერატურის დროს გვაძლევს ზომით და ენერგიის განაწილების მხრივ სავსებით ერთნაირ სპექტრებს. აქედან გამომდინარებს, რომ სამყაროში არსებულ ყველა აბსოლუტურად შავი სხეულისათვის არსებობს ერთგვარი „სამყარო კანონი", რომელიც გამოხატავს გამოსხივებული ენერგიის ინტენსივობის დამოკიდებულებას სხივების ტალღის სიგრძეზე, დამოუკიდებელად იმისა, როგორ არიან ეს შავი სხეულები მოწყობილი და რა მასალისაგან შედგებიან. ეს კანონი უნდა გამოიხატოს „სასამყარო ფორმულით", რომელიც უნდა მართლდებოდეს ყველა აბსოლუტურად შავი სხეულებისათვის და რომელიც უნდა გამოხატავდეს გამოსხივებულ აბსოლუტურად შავ ε ენერგიის დამოკიდებულებას ორ ცვლად სიდიდეზე: ტალღის λ სიგრძეზე და აბსოლუტურ T ტემპერატურაზე. სიმბოლურად ეს დამოკიდებულება ასე შეიძლება დაიწეროს:

$$\varepsilon = f(\lambda, T), \qquad (3a)$$

სადაც f სიმბოლოა (და არა სიდიდე), რომელიც გამოხატავს ε-ის ფუნქციურ დამოკიდებულებას ორ ცვლად სიდიდეზე: λ და T-ზე, ანუ უფრო მარტივად, ε ფუნქციაა λ და T-სი და მათთან ერთად იცვლება.

ამ საკითხის შექახებ მრავალი ნაშრომია გამოქვეყნებული როგორც თეორიული, ისე ექსპერიმენტული; ერთი ამ უკანასკნელთაგანი დამუშავებულ იქმნა 1921 წ. უკვე მოხსენებულ რუბენსის მიერ, მისი გარდაცვალების წინა ხანებში. ექსპერიმენტულ გამოკვლევათა დახმარებით ცდილობდნენ გამოერკვიათ ε ენერგიის დამოკიდებულება λ და T-ზე წმინდა ემპირიული გზით, სარგებლობდნენ რა ამ დროს ხელოვნურ აბსოლუტურად შავი სხეულით, რომლის მოწყობილობასაც ჩვენ შემდეგ გავეცნობით. თეორიული ნაშრომები ემყარებოდნენ გარკვეულ, ცოტად თუ ბევრად წინსწრებულ წარმოდგენას გამოსხივების მექანიზმზე, ე. ი. იმაზე თუ რა ხდება სხეულის შიგნით ან მის ზედაპირულ ფენში, როდესაც იგი გამოასხივებს. ამ წარმოდგენაზე დამყარებით მეცნიერი-თეორეტიკოსები ცდილობდნენ გამოეყვანათ აბსოლუტურად შავი სხეულებისათვი სდამოკიდებულება (3a). მართლაც, ნაპოვნი იყო ზოგიერთი მეტად საინტერესო კანონები, რომლებსაც უნდა ემორჩილებოდეს აბსოლუტურად შავი გამოსხივება დამოუკიდებლად იმისა, თუ როგორ წარმოიშვა იგი, არამედ მხოლოდ იმ მოსაზრებისა გამო, რომ აბსოლუტურად შავი სხეული ყველანაირი ტემპერატურის დროს არავითარ სხივებს არ არეკლავს და არც გაუშვებს თავისთავში.

უპირველესად ამ კანონთა შორის უნდა მოვიხსენოთ აბსოლუტურად შავი სხეულის სპექტრში ენერგიის მაქსიმუმის გადანაცვლების კანონი, ვინის მიერ აღმოჩენილი, რომელიც შემდეგში მდგომარეობს: მაქსიმალური ენერგიით აღჭურვილი ტალღის სიგრძე უკუპროპორციულია აბსოლუტური ტემპერატურისა; თუ რიცხვი 3000 გავყავით აბსოლუტურ

ტემპერატურაზე, მაშინ მივიღებთ მაქსიმალური ენერგიის ტალღის სიგრძეს, რომელიც მიუებით (μ) იქნება გამოხატული. ეს კანონი გვიჩვენებს, რომ თითქმის ყველა იმ სხეულისათვის, რომელიც მოიპოვება დედამიწის ზედაპირზე, გამოსხივებულ ენერგიის მაქსიმუმი მდებარეობს სპექტრის ინფრაწითელ ნაწილში 1000° K დროს (ასო K აღნიშნავს ტემპერატურათა აბსოლუტურ სკალას; ასე რომ, t° K=t° C+273,1) ე. ი. 727° C დროს მაქსიმუმი შეეფერება ტალღის სიგრძეს 3 მიუ; როდესაც T=3000° K (2727° C), მაშინ ამ შემთხვევაშიაც ენერგიის მაქსიმუმი შეესაბამება ტალღის სეგრძეს λ=1 მიუს (μ), ე. ი. სპექტრის ინფრაწითელ ნაწილს და მხოლოდ 6000° K დროს (5727° C) იგი გადაინაცვლებს ხილული სპექტრის შუანაწილში, ე. ი. იქ სადაც ტალღის სიგრძე უდრის 0,5 მიუს. ამას გარდა, აბსოლუტურად შავი გამოსხივება აკმაყოფილებს სამ შემდეგ კანონს:

სტეფან-ბოლცმანის კანონს. აბსოლუტურად შავი სხეულის მიერ გამოსხივებული მთელი ენერგია იზრდება აბსოლუტური ტემპერატურის მეოთხე ხარისხის პროპორციულად. ამ ტემპერატურას აღნიშნავთ T ასოთი. ასე რომ, თუ T ორჯერ გაიზარდა, მაშინ მთელი ენერგია 16-ჯერ გაიზრდება. მეორე კანონი ასე გამოითქმის: აბსოლუტურად შავი სხეულის სპექტრში მაქსიმალური ენერგია იზრდება აბსოლუტური ტემპერატურის მეხუთე ხარისხის პროპორციულად; ასე რომ, თუ ტემპერატურა T გაიზარდა, მაგ.—სამჯერ, მაშინ ენერგია გაიზრდება 243-ჯერ. განსაკუთრებით დიდი მნიშვნელობა აქვს მესამე კანონს: აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივება მაქსიმალურია: ეს იმას ნიშნავს, რომ ერთნაირი ტემპერატურის დროს ყველა არაabsოლუტურად შავი სხეული უფრო სუსტად გამოასხივებს, ვიდრე აბსოლუტურად შავი სხეული. მიუხედავად ამისა, არა აბსოლუტურად შავი მყარი სხეულის ან სითხის უწყვეტ სპექტრში ენერგიის განაწილება იმ სპექტრის ანალოგიურია, რომელსაც გვაძლევს აბსოლუტურად შავი სხეული; სპექტრის რომელიმე ადგილს შეეფერება ენერგიის მაქსიმუმი და ამ ადგილიდან ორივე მხარეს ეს ენერგია თანდათან მცირდება და ბოლოს შეუმჩნეველი ხდება. აქ ვინის, სტეფანის და სხვათა კანონები სამართლიანი აღარაა. თუ გრაფიკულად გამოვსახეთ სპექტრში ენერგიის განაწილება, როგორც ტალღის ფუნქცია, მრუდით, მაშინ არა აბსოლუტურად შავი სხეულის მრუდი უფრო დაბლა იქნება მოთავსებული, ვიდრე აბსოლუტურად შავი სხეულის მრუდი. თუ ტემპერატურა ძალიან მაღალი არ არის, მაშინ არა აბსოლუტურად შავი სხეულისათვის ენერგიის მაქსიმუმი მდებარეობს სპექტრის ინფრაწითელ ნაწილში. ამის გამო, მთელი გამოსხივებული ენერგიის მხოლოდ მცირე ნაწილი ეკუთვნის ხილულ ენერგიას. მოვიყვანოთ ორი მაგალითი: ნახშირის ძაფიან ელექტრონათურაში ენერგიის ერთი პროცენტის მხოლოდ ნაწილი ეკუთვნის ხილულ სპექტრს, დანარჩენი 99 და ზედმეტი პროცენტი ეკუთვნის სპექტრის უხილავ ინფრაწითელ ნაწილს; ვოლტას რკალში, მიუხედავად მისი მოელვარე სიკაშკაშისა, სხივადი ენერგიის ხილული ნაწილი შეადგენს მთელი გამოსხივებული ენერგიის მხოლოდ 10,4%-ს.

§ 3. კვანტების ცნება

ახლა გადავდივართ ძირითად საკითხის განხილვაზე; როგორ არის განაწილებული ენერგია აბსოლუტურად შავი სხეულის გაბმულ სპექტრში, ე. ი. როგორია ფუნქცია (3,a)? ამ საკითხზე დიდხანს მუშაობდნენ მეცნიერები, ვიდრე იგი არ გადასწყვეტა მ. პლანკმა (M. Planck) 1900 წ. საქმე ის არის, რომ ჩვენს გარშემო მყოფი ყველა სხეული არ წარმოადგენს აბსოლუტურად შავ სხეულებს, მაგრამ ასეთნი თუნდაც რომ არსებულიყვნენ, საეჭვოა—მოვახერხებდით თუ არა მათ აღმოჩენას, ე. ი. იმის დამტკიცებას, რომ ეს სხეულები ყველანაირ ტემპერატურის დროს, უმდაბლესიდან უმაღლესამდე, შთანთქამენ სხივად ენერგიას ნებისმიერი სიგრძის ტალღით. სამაგიეროდ, ჩვენ მუდამ თვალს ვადევნებთ იმ მოვლენას, რომ სხეულები ამა თუ იმ სხივებს არეკლავენ ან გაატარებენ თავის თავში. მაგრამ მაინც შესაძლებელი აღმოჩნდა ხელოვნურად სხივადი ენერგიის ისეთი ნაკადის მიღება, რომელიც თავის შემადგენლობით საესებით ისეთივეა, როგორც აბსოლუტურად შავი სხეულის მიერ გამოსხივებული სხივადი ენერგიის ნაკადი და ამ იგივეობას ადგილი აქვს ყველა ტემპერატურისათვის. აბსოლუტურად შავი სხეული ხელოვნურად პირველად განახორციელეს 1895 წელს ვერმანელმა მეცნიერებმა ვინმა და ლუმერმა (Lummer). მისი მთავარი ნაწილი შედგება ჰორიზონტალურ, ღრუ ცილინდრისაგან, რომელიც მომზადებული იყო მაღალი ტემპერატურის გამძლე ნივთიერებისაგან (პლატინი, ნახშირი და მისთანანი). ამ ცილინდრის ორივე ბოლო დახურულია, მაგრამ ერთ-ერთ ფსკერს გაკეთებული აქვს პატარა ჭუჭრუტანა. მთელ ცილინდრს აცხელებენ (ჩვეულებრივად ელექტროდენით) გარკვეულ T ტემპერატურამდე. როგორც თეორია გვიჩვენებს, ის სხივადი ენერგია, რომლის ნაკადიც გამოდის ცილინდრის შიგნიდან ვიწრო ჭუჭრუტანის გზით, წარმოადგენს სწორედ იმ აბსოლუტურად შავ ენერგიას, რომლის მიღებაც გვინდოდა. ამ ნაკადის დაშლით მივი, ღებთ აბსოლუტურად შავი სხეულის სპექტრს და, ამგვარად, შეეძლებთ ექსპერიმენტულად ე. ი. ემპირიულად, შეგვამოწმოთ ენერგიის განაწილების სურათი აბსოლუტურად შავი სხეულის სპექტრში ცილინდრის T ტემპერატურის შეცვლით შეეძლებთ—შეისწავლოთ ენერგიის ეს განაწილება ყველანაირ ტემპერატურისათვის. აბსოლუტურად შავი სხეულის სპექტრის ასეთი ემპირიული შესწავლა მრავალჯერ ჩატარებულ იქმნა სხვადასხვა მეცნიერის მიერ და ამ უკანასკნელ ხანებში 1921 წელს განსაკუთრებული გულმოდგინებით რუბენსის მიერ.

აბსოლუტურად შავი სხეულის სპექტრში ენერგიის განაწილება ამჟამად ზუსტად ცნობილია.

მაგრამ აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების კანონების უდიდესი თეორიული მნიშვნელობა გამორკვეულ იქნა უფრო ადრე, ვიდრე 1895 წელს პრაქტიკულად განხორციელდა აბსოლუტურად შავი სხეული, და მრავალი მეცნიერი, როგორც ნათქვამი იყო, ცდილობდა გამოსხივების მექანიზმის შესახებ განსაზღვრულ ჰიპოთეზურ წარმოდგენაზე დამყარებით, თეორიულად

გამოეყვანა შავი გამოსხივების კანონი (3,a). სხვანაირად რომ ვთქვათ, იგინი ცდილობდნენ ეპოვათ იმ ფორმულის სახე, რომელიც გამობატავდა გამოსხივების ენერგიას, როგორც ორი სიდიდის ფუნქციას: ტალღის სიგრძის და ტემპერატურის. ამ მიმართულებით პირველობა ეკუთვნის ვ. ა. მიხელსონს (მოსკოვი) 1887 წ. და ამ მხრივ მას მიუძღვის დიდი დამსახურება. მაგრამ მის მიერ მოცემული ფორმულა არ იყო სწორი, ვინაიდან იგი არ აკმაყოფილებდა ვინის და სტეფან-ბოლცმანის კანონებს. მრავალი ფორმულა, სხვადასხვა მეცნიერის მიერ წამოყენებული, არ ეთანხმებოდა ექსპერიმენტის შედეგებს. ეს იმის მაჩვენებელი იყო, რომ იგინი გვაძლევდნენ სულ სხვა დამოკიდებულებას ენერგიასა ერთის მხრივ, ტალღის სიგრძესა და ტემპერატურას ძორის მეორე მხრივ, ვიდრე ის დამოკიდებულება, რომელიც მტკიცედ იყო დადგენილი ზემოხსენებული ექსპერიმენტული გზით.

ამოცანა გადასწყვიტა მ. პლანკმა, გერმანიის ფიზიკურ საზოგადოების სხდომაზე 14 დეკემბერს 1900 წელს. ამ დღეს დაიბადა ახალი ფიზიკა, მე-XX საუკუნის ფიზიკა; ამ დღეს წარმოიშვა კვანტების ცნება და ზოგიერთი სხვა მასთან დაკავშირებული ფიზიკური სიდიდის ცხებანი, რომლებიც ამჟამად უდიდეს როლს თამაშობენ ფიზიკის თითქმის ყველა ნაწილებში. ფიზიკის გრანდიოზული ევოლუცია შეეძლო გამოეწვია მხოლოდ სრულიად ახალი აზრის ჩაქსოვას იმ საძირკველში, რომელზედაც შენდებოდა თეორიული გამოყვანა აბსოლუტურად შავი სხეულის სპექტრში ენერგიის განაწილების ფორმულისა; გავეცნოთ ამ აზრს. რაგვარიც არ უნდა ყოფილიყო გამოსხივების მექანიზმი, რომელიც ჰიპოთეზურად ჰქონდა წარმოდგენილი სხვადასხვა მეცნიერს ზემოხსენებულ ფორმულის გამოყვანის დროს, ყოველ შემთხვევაში მათი აზრით სხივად ენერგიას ასხივებს „გამოსხივების ცენტრები", რომლებიც მრავლად იმყოფებიან გამომსხივებელ სხეულის შიგნით. ასეთ ცენტრებს რადიატორებსაც უწოდებენ. ასეთ რადიატორებად შესაძლებელია იყვნენ მოლეკულები, ატომები ან ელექტრონები; რაც შეეხება ამ რადიატორების ენერგიის რაიმე ფორმის გარდაქმნას სხივად ენერგიაში, ამის შესახებაც შეიძლებოდა მრავალგვარი სხვადასხვანაირი ჰიპოთეზის გამოთქმა. თავისთავად ცხადია, რომ იგივე ცენტრები შეიძლება წარმოადგენდა თანთქმის ცენტრებსაც, როდესაც მათზე დაეცემა სხივადი ენერგიის შესაფერისი სიგრძის ტალღა (რომლის შესაბამისად აწყობილია ეს ცენტრები), ამასთანავე შთანთქმული ენერგია გარდაიქმნება თვით ცენტრის ენერგიის ერთერთ შესაძლებელ ფორმად. მიუხედავად მრავალგვარი ჰიპოთეზისა, რომლებიც საფუძვლად დაედო იმ მეცნიერთა თეორიულ დასკვნებს, რომლებიც პლანკამდე ეძიებდნენ აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების კანონს, ყველა ამ მეცნიერს ერთი რამ აერთიანებდა, სახელდობრ: იგინი ფიქრობდნენ, რომ სხივად ენერგიას ასხივებენ და შთანთქავენ ცენტრები უწყვეტი ნაკადის სახით.

და, აი, პლანკს მოუვიდა თავში მეტად გაბედული აზრი, რომ სწორედ ეს არ არის მართალი, არამედ სხივადი ენერგია გამოსხივდება და შთაინთქმება არა უწყვეტი ნაკადის სახით, არამედ სრუ-

ლიად გარკვეული სიდიდის ცალკეული რაოდენობით, თითქოს ცალკეული პორციებით ან წვეთებით. ენერგიის ამ ცალკეულ პორციებს, რომელთაც ანალოგიის მიხედვით შეგვიძლიან სხივადი ენერგიის ატომები ვუწოდოთ, ეწოდებათ კვანტები. შემდეგში პლანკმა შესცვალა თავისი თეორია იმ მხრივ, რომ სხივადი ენერგია მხოლოდ გამოსხივდება ცალკეული კვანტების სახით, შთაინთქმება კი უწყვეტი ნაკადის სახით. თუმცა უფრო გვიან პლანკმა თითქოს უარყო ეს თავისი უკანასკნელი მოსაზრება.

როგორც ქვემოთ დავინახავთ, სხივადი ენერგიის გამოსხივების და შთანთქმის ცენტრებს წარმოადგენენ ატომები და მოლეკულები. ამგვარად, პლანკის აზრით რადიატორები გამოასხივებენ და შთანთქავენ სხივად ენერგიას კვანტების სახით. ამ აზრზე დამყარებით პლანკმა თეორიულად გამოიყვანა ფორმულა, რომელიც გვაძლევს აბსოლუტურად შავი სხეულის სპექტრში ენერგიის განაწილების კანონს და ამასთანავე ნებისმიერი ტემპერატურისათვის. აქ არ მოგვყავს საკმაოდ რთული ფორმულა პლანკისა და არ გვაქვს შესაძლებლობა გავეცნოთ მის გამოყვანას, რომლის გაგებაც მოითხოვს ღრმა ცოდნას უმაღლესი მათემატიკის, თერმოდინამიკის, ალბათობათა თეორიის და სხვა. ჩვენთვის დიდი მნიშვნელობა აქვს არა ფორმულას, არამედ იმ ფაქტს, რომ პლანკის ფორმულა სინამდვილეში და უცილობლად გამოხატავს აბსოლუტურად შავი სხეულის სპექტრში ენერგიის განაწილების კანონს, ვინაიდან მისი დახმარებით გამოთვლილი ენერგიის მნიშვნელობანი ზუსტად თანხვდებიან იმ მნიშვნელობებს, რომლებიც მიღებული იქნა ექსპერიმენტის გზით. 1920 წელს ნერნსტმა (Nernst) ეპვი გამოსთქვა პლანკის ფორმულის სისწორეში გრძელი ტალღებისათვის, ე. ი. სპექტრის შორეულ ინფრაწითელ ნაწილისათვის. მაშინ რუბენსი (1921 წელს) შეუდგა ახალ გამოკვლევას. მან მიაღწია სხივებს, რომელთა ტალღის სიგრძე იყო 52,2 მიუ (თითქმის ხუთი ოქტავა წითელი სხივებიდან მარცხნივ) და გაზომა ენერგია სხვადასხვა ტემპერატურისათვის—170° C-დან 1558° C-მდე. შედეგები სავსებით ეთანხმებოდა პლანკის ფორმულას, ეს მოწმობს ძირითადი ჰიპოთეზის სისწორეს სხივადი ენერგიის ცალკეული კვანტების სახით გამოსხივების და შთანთქმის შესახებ.

პლანკის თეორია გვაძლევს კვანტის სიდიდესაც სხივის გვარობის მიხედვით, ე. ი. სხივადი ენერგიის სპექტრში მისი მდებარეობის მიხედვით. ამ წიგნში საზოგადოდ ვერიდებით მათემატიკური ფორმულების ხმარებას, მაგრამ აქ ეს წესი უნდა დავარღვიოთ, ვინაიდან ქვემოთ მოყვანილ ფორმულას ძირეული მნიშვნელობა აქვს და უაღრესად მარტივია. უნდა შემოვიტანოთ აგრეთვე ის ბერძნული ასოები, რომლებითაც ჩვეულებრივ ამ შემთხვევაში სარგებლობენ. ქვანტის სიდიდის ქვეშ ჩვენ ვგულისხმობთ ენერგიის იმ რაოდენობას, რომლისაგანაც შედგება მონაცემი კვანტი; ე. ი. რომელსაც ერთდროულად გამოასხივებს ან შთანთქავს ატომი ან მოლეკული. ამ ენერგიას ანუ მოკლედ რომ ვთქვათ, კვანტს გამოვხატავთ ერგებით (თავი I § 5) და ერგების იმ რიცხვს, რომელიც კვანტს შეადგენს, აღვნიშნავთ ბერძნული ასოთი ε (ეფსილონ). პლანკის აღმოჩენით კვანტის სიდიდე დამო-

კიდებულია სხივის გვარობაზე; მკაფიოდ რომ ვთქვათ, კ ვ ა ნ ტ ი პ რ ო პ ო რ ც ი უ ლ ი ა რ ხ ე ვ ა თ ა ს ი ხ შ ი რ ი ს ა, ე. ი. რხევათა რიცხვისა ერთ წამში. როგორც დავინახეთ (თავი II, § 1), ტალღის სიგრძე უკუპროპორციულია რხევათა სიხშირისა; ამიტომ შეიძლება ითქვას, რომ კ ვ ა ნ ტ ი უ კ უ პ რ ო პ ო რ ც ი უ ლ ი ა ტ ა ლ ღ ი ს ს ი გ რ ძ ი ს ა. აქედან ცხადია, რომ კ ვ ა ნ ტ ე ბ ი ი ზ რ დ ე ბ ი ა ნ, თ უ ს პ ე ქ ტ რ ს გ ა ვ ყ ვ ე ბ ი თ მ ა რ ცხ ნ ი დ ა ნ მ ა რ ჯ ვ ნ ი ვ. სპექტრის შორეულ ინფრაწითელ ნაწილში გვაქვს მეტად მცირე კვანტები; უდიდესი კვანტები იმყოფება რენტგენის სხივებში, გამმა სხივებში და კოსმოსურ სხივებში. რხევათა რიცხვი აღვნიშნოთ ბერძნული ასოთი ν (ნიუ); შეგვიძლია ვთქვათ, რომ ε პროპორციულია ν-სი. პროპორციულობის კოეფიციენტი აღვნიშნოთ h ასოთი. ეს არის სწორედ პ ლ ა ნ კ ი ს შ ე ს ა ნ ი შ ნ ა ვ ი მ უ დ მ ი ვ ა, რომელიც დაეუფლა თანამედროვე ფიზიკას, და რომელიც ამჟამად უდიდეს როლს თამაშობს ფიზიკის თითქმის ყველა ნაწილში.

შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\varepsilon = h\nu. \tag{4}$$

h მუდმივას რიცხვითი მნიშვნელობა დამოკიდებულია მხოლოდ იმაზე, თუ რა ერთეულებით იქნება გაზომილი ენერგია ε; სიხშირე ν წარმოადგენს სავსებით გარკვეულ რიცხვს, ვინაიდან ჩვენ უკვე შევთანხმდით იმაში, რომ დროის ერთეულად მივიღეთ წ ა მ ი. მაგრამ ჩვენ იმაშიც შევთანხმდით, რომ კვანტი ε გამოვხატოთ ე რ გ ე ბ ი თ, ასე რომ, h გამოხატული უნდა იყოს სავსებით გარკვეული რიცხვით. კვანტი მეტად მცირე სიდიდეა ერგთან შედარებით, ელექტრომაგნიტურ რხევათა რიცხვი კი (ერთ წამში) ν საერთოდ მეტისმეტად დიდია, მაგ., ხილული სპექტრის შუა ნაწილისათვის იგი უდრის $5 \cdot 10^{14}$, რენტგენის განაპირა სხივებისათვის—$4 \cdot 10^{19}$. აქედან გამომდინარობს, რომ h უნდა იყოს მეტისმეტად მცირე სიდიდე, მართლაც

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon \ (\text{ერგებში}) &= h\nu \\ h = 6{,}54 \cdot 10^{-27} &= \frac{6{,}54}{10^{27}} \ \text{ერგი. წმ.} \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

ამგვარად, თუ კვანტი ε გამოვხატეთ ერგებით, სიხშირე ν კი ავიღეთ შეფარდებული ერთი წამისათვის, მაშინ h ტოლი იქნება რიცხვის 6,54 გაყოფილს ერთზე 27 ნულით. იმ მიზეზებისა გამო, რომელთაც აქ ვერ შევეხებით, h სიდიდეს უწოდებენ მ ო ქ მ ე დ ე ბ ი ს კ ვ ა ნ ტ ს, რაც განსხვავდება ε-გან, რომელიც წარმოადგენს ე ნ ე რ გ ი ი ს კ ვ ა ნ ტ ს. რათა ერთგვარი წარმოდგენა გვქონდეს ε კვანტის სიდიდეზე, მოვიყვანოთ ორი მაგალითი. სხივადი ენერგიის კვანტი, რომელიც შეეფერება ხილული სპექტრის შუა ნაწილს (ტალღის სიგრძე 0,5 μ), უდრის

$$\varepsilon_{(0{,}5\mu)} = 3{,}9 \cdot 10^{-12} = \frac{3{,}9}{10^{12}} \ \text{ერგს.}$$

ეს ამას ნიშნავს, რომ ამ სხივის 280 000 მილიონი კვანტის ენერგია ტოლია ერთი ერგისა. თუ მართალი აღმოჩნდა ის, რომ ჰესის სხივების (კოსმოსური სხივების) ტალღის სიგრძე უდრის 0,5 X (თავი III, § 1), მაშინ ამ სხივის კვანტის ენერგია ტოლი იქნებოდა:

$$\varepsilon_{(0,5X)} = \frac{1}{50\,000} \text{ ერგისა.}$$

ასე რომ, მხოლოდ 50 000 კვანტი შეადგენს ერთ ერგს. ატომის მიერ სხივადი ენერგიის გამოსხივების და შთანთქმის საკითხთან მჭიდროდ არის დაკავშირებული მეორე, უდიდესი მნიშვნელობის საკითხი, რომელსაც ამჟამად გაკვრით მოვიხსენიებთ, მაგრამ შემდგომში ამ საკითხს კვლავ დაუბრუნდებით. იგი მდგომარეობს შემდეგში. თუ გამომსხივებელი რადიატორი ენერგიას კარგავს ან შთანთქავს მთლიანი ε კვანტებით, მაშინ შეიძლებოდა გვეფიქრა, რომ ასეთი ცენტრის ენერგიის მთელი მარაგი J აუცილებლად მთელი ჯერადი უნდა ყოფილიყო ε-ის მიმართ, ე. ი. J-ს შეუძლია ჰქონდეს მხოლოდ ასეთი მნიშვნელობანი;

$$J = 0,\ \varepsilon,\ 2\varepsilon,\ 3\varepsilon, \text{ და ასე შემდეგ.} \qquad (6)$$

მაგრამ ასეთი მსჯელობა არ არის სწორი. ამჟამად იძულებულნი ვართ დავუშვათ, რომ ზოგიერთ შემთხვევაში რადიატორის ენერგიას შეიძლება ასეთი მნიშვნელობანიც ჰქონდეს:

$$J = \frac{1}{2}\varepsilon,\ 1\frac{1}{2}\varepsilon,\ 2\frac{1}{2}\varepsilon,\ 3\frac{1}{2}\varepsilon,\ 4\frac{1}{2}\varepsilon \text{ და ასე შემდ.} \qquad (6,a)$$

ასე თუ ისე, ყოველ შემთხვევაში ყველა ზემო ნათქვამიდან გამომდინარეობს დიდმნიშვნელოვანი დასკვნა: რადიატორის ენერგიას შეუძლებელია ჰქონდეს ყველანაირი მნიშვნელობა, არამედ მხოლოდ ზოგიერთი, სავსებით გარკვეული მნიშვნელობანი, რომლებიც შეადგენენ სიდიდეთა ისეთ მწკრივს, რომლის მიმდევარი წევრები ერთმანეთისაგან განსხვავდება ერთი ε კვანტით. შეიძლება ითქვას, რომ ენერგიის J მარაგს შეფერება *რადიატორის სავსებით გარკვეული მდგომარეობა*. მაშინ ჩვენი დებულება შეგვიძლია სხვანაირადაც გამოვთქვათ, სახელდობრ: *შეუძლებელია, რომ რადიატორი ნებისმიერ მდგომარეობაში იმყოფებოდეს. მისთვის შესაძლებელია დისკრეტულ (ცალკეულ) მდგომარეობათა მხოლოდ გარკვეული მწკრივი*. ყოველ ამ ცალკეულ მდგომარეობაში მას შეუძლია იმყოფებოდეს რაიმე დროის განმავლობაში, თუნდაც მეტად მცირე, განსაკუთრებულ შემთხვევაში კი—მეტად დიდიხნის განმავლობაშიც. ამიტომ რადიატორის ასეთ შესაძლებელ მდგომარეობებს *სტაციონარული* ეწოდებათ. რადიატორის ყველა დანარჩენი მდგომარეობა, ე. ი. სტაციონარულ მდგომარეობათა საშორისო, შეუძლებელია. ასეთი შეხედულება რადიატორის დისკრეტულ შესაძლებელ მდგომარეობაზე მეტად დამახასიათებელია თანამედროვე ფიზიკისათვის, საიდანაც თანდათან გამოიდევნა ცნება განუწყვეტლობის, სავსიანობისა. განა ეს უძველესი დროის შეხედულება არ არის, რომ-

ლის თანახმადაც სივრცე მატერიით არ არის ამოვსებული, არამედ იგი შედგება დისკრეტულ ნაწილაკებისაგან, ე. ი. ატომებისაგან. ასეთივე შეხედულება არსებობს ელექტრობაზე, რომელიც შედგება ელექტრონებისაგან და პროტონებისაგან. ამ აზრმა დიდის მკაფიობით იჩინა თავი სხივადი ენერგიის კვანტების ცხებაში და სრულიად ახალი, მოულოდნელი ფორმა აისხა მოძღვრებაში რადიატორის დისკრეტულ, შესაძლებელ სტაციონარულ მდგომარეობათა შესახებ. წყვეტადობის დიდი ხნის ცნობილ საუკეთესო მაგალითს წარმოადგენენ ის ხაზოვანი სპექტრები, რომლებსაც ჩვენ განვიხილავთ შემდეგ პარაგრაფში. ის, რაც იყო თქმული რადიატორის შესახებ, შეგვიძლია განვაზოგადოთ ასე. უწოდოთ ს ი ს ტ ე მ ა ერთგვარ რთულს, მაგრამ ამავე დროს მთლიანს, ერთმანეთთან დაკავშირებულ ელექტრონების და პროტონების ერთობლივობას. როდესაც გავეცნობით ატომის აგებულობას, დავინახავთ, რომ ატომი წარმოადგენს იმას, რასაც ჩვენ სისტემა ვუწოდეთ. „სისტემის“ მიმართ ფიზიკის ეს ახალი იდეა შემდეგ სახეს მიიღებს. სისტემის ყოველ შესაძლებელ მდგომარეობას შეეფერება ენერგიის საკვანძოდ გარკვეული მარაგი, რომელიც ამ სისტემაში იმყოფება. ამ მარაგმა შეუძლებელია მიიღოს ყველა შესაძლებელი მნიშვნელობა, არამედ მხოლოდ საკვანძოდ გარკვეული, დისკრეტული მნიშვნელობანი; რომლებსაც ჩვენ აღვნიშნავთ ასოებით:

$$J = J_1,\ J_2,\ J_3,\ J_4,\ J_5 \text{ და ასე შ.} \qquad (6,b)$$

საშორისო მნიშვნელობანი შეუძლებელნი არიან დროის დაბოლოებულ შუალედში. სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, სისტემა შეიძლება იმყოფებოდეს მხოლოდ გარკვეულ დისკრეტულ მდგომარეობებში გ ა ნ ს ა ზ ღ ვ რ უ ლ, თუმცა მეტად მცირე დროის განმავლობაში; ამ მდგომარეობებს შეგვიძლია ეუწოდოთ ს ტ ა ც ი ო ნ ა რ უ ლ ნ ი. საშორისო მდგომარეობებში სისტემას არ შეუძლია იმყოფებოდეს უსასრულოდ მცირე დროის განმავლობაშიაც კი; ამ მდგომარეობებზე მას შეუძლია მხოლოდ გაიაროს ერთ შესაძლებელ მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლის ანუ გადახტომის დროს. მნიშვნელობანი (6)და (6 a), რომლებიც რადიატორს ეხებიან, წარმოადგენენ მწკრივის (6,b) კერძო შემთხვევებს, სახელდობრ, როდესაც სიდიდენი J_1, J_2, J_3, J_4 და ასე შემდ. შეადგენენ არითმეტიკულ პროგრესიას, რომლის მეზობელ წევრებს აქვთ ერთნაირი სხვაობა, რომელიც ε კვანტის ტოლია.

§ 4. ხაზოვანი და ზოლოვანი სპექტრები

ამ თავის § 2-ის დასაწყისში ვთქვით, რომ არსებობს გაბმული, ხაზოვანი და ზოლოვანი სპექტრები. გაბმულ სპექტრებს ჩვენ შევეხეთ 2 §-ში და 3 §-ში; აქ განვიხილავთ ხაზოვან და ზოლოვან სპექტრებს. ამ უკანასკნელ სპექტრებს გამოასხივებს მ ა ნ ა თ ე ბ ე ლ ი გ ა ზ ე ბ ი და ო რ თ ქ ლ ე ბ ი. ხაზოვანი სპექტრი შედგება ცალკეულ ფერად ხაზებისაგან, რომლებიც მდებარეობენ სპექტრის სხვადასხვა ნაწილში; ცხადია, რომ თითოეული ხილული ხაზის ფერი შეეფერება იმ ადგილს, რომელიც ამ ხაზს უჭირავს სპექტრში, ე. ი. ამ ად-

გილის ფერს გაბმულ სპექტრში. მოცემულ მანათებელ გაზისათვის ან ორთქლისათვის ხაზების რიცხვი მეტისმეტად დიდია და ზოგჯერ აღწევს მრავალ ათასს; ამასთანავე იგინი მდებარეობენ სპექტრის ინფრაწითელ, ხილულ და ულტრაიისფერ ნაწილში. ამ ხაზების ინტენსიობა ანუ სიკაშკაშე ერთდაიმავე სპექტრში მეტად განსხვავდება, მეტისმეტად კაშკაშა ხაზებიდან დაწყებული ბნელ, ოდნავ შესამჩნევ ხაზებამდე. მეტად საგულისხმოა, რომ მრავალი ნივთიერება გვაძლევს ერთდროულად როგორც ხაზოვან, აგრეთვე გაბმულ სპექტრის ნაწილებს; ამასთანავე ეს ნაწილები მართლაც გაბმულია, ე. ი. არ იპობიან ცალკეულ, ერთმანეთთან მეტად დაახლოებულ ხაზებად, თუნდაც რომ ვისარგებლოთ მძლავრი დისპერსიით, რომელიც აგრძელებს სპექტრს, რომლის ნაწილებიც იმდენად განიერდება, რომ შესაძლებელი ხდება შევამჩნიოთ მონაცემი სპექტრის დეტალები.

ზოლოვანი სპექტრები შედგება სხვადასხვა სიგანის ზოლებისაგან, რომლებიც მდებარეობენ სპექტრის სხვადასხვა ნაწილში. ჩვეულებრივ თითოეულ ზოლს ახასიათებს ერთი მხრიდან მკაფიო ნაპირი, იმ დროს როდესაც მეორე მხარეს სიკაშკაშე თანდათანობით მცირდება ნულამდე, ასე რომ, შეუძლებელია შევამჩნიოთ მეორე მხარეს ნაპირი ანუ ის ადგილი, სადაც ზოლი თავდება. მკაფიო ნაპირი შეიძლება მდებარეობდეს როგორც მარცხნივ, ისე მარჯვნივ. ის ზოლები, რომლებზედაც აქ ვლაპარაკობთ, არასოდეს გაბმულნი არ არიან; საკმაოდ დიდი დისპერსიის დროს იგინი იპობიან მრავალრიცხოვან, ერთმანეთის მახლობლად მდებარე მეტად წვრილ ხაზებად.

ხაზების ან ზოლების რიცხვი, მათი ადგილმყოფობა და შედარებითი სიკაშკაშე ახასიათებს მონაცემ გამომსხივებელ გაზს ან ორთქლს. თუმცა უნდა შევნიშნოთ, რომ ერთდაიმავე ნივთიერებას შეუძლია მოგვცეს სხვადასხვა სახის სპექტრები იმის მიხედვით, თუ რა მიზეზი იწვევს მის გამოსხივებას. მოვიგონოთ რომ ასეთ მიზეზად ჩვეულებრივ ითვლება ელექტროდენის გავლა გაზში ან ორთქლში, ამასთანავე შეგვიძლიან ვისარგებლოთ ან ყველასათვის ცნობილ გეისლერის მილით, ან ვოლტას რკალით, ან ნაპერწკლითი განცლით. აირის და ორთქლის გამოსხივება შეიძლება გამოწვეულ იქნას სხვა საშუალებითაც; ამას ეკუთვნის ფოტოლუმინესცენცია, რომელსაც დაწვრილებით განვიხილავთ შემდეგ (მე-IX თ.).

ამჟამად უდავოდ ცნობილია, რომ ხაზოვან სპექტრებს გამოასხივებს მარტოოდენ ატომები, ზოლოვან სპექტრებს კი— მოლეკულები. აქედან სრულიად არ გამომდინარეობს, რომ ორატომიან მოლეკულებისაგან შემდგარ გაზს ხაზოვანი სპექტრის მოცემა არ შეუძლია. პირიქით, როგორც აღმოჩნდა, ისეთი ორატომიანი გაზები, როგორც, მაგ., წყალბადი, აზოტი, ჟანგბადი ადვილად გვაძლევს ხაზოვან სპექტრებს. მაგრამ ეს აიხსნება იმით, რომ ასეთ გაზებში ელექტროდენის გავლის დროს წარმოებს მოლეკულების დაშლა ცალკეულ ატომებად, რომლებიც უკვე გვაძლევს ხაზოვან სპექტრს. მაგრამ, თუ ორ ან მრავალატო-

მიან მოლეკულების ასეთი დაშლა არ წარმოებს, მაშინ ყოველთვის მიეიღებთ ზოლოვან სპექტრს.

უდიდეს ინტერესს წარმოადგენს შემთხვევა ერთგვარად საწინააღმდეგო იმისა, რაც იყო მოხსენებული ზემოთ. ასეთი შემთხვევის შესაძლებლობა დამტკიცებული იყო ამ უკანასკნელ წლებში. იგი შემდეგში მდგომარეობს. მე-II თავში, § 1 მოხსენებული იყო ერთატომიანი გაზები, რომლებსაც ეკუთვნის ინერციული გაზები და აგრეთვე ლითონების ორთქლები, უპირველესად ყოველისა—ვერცხლის წყლის ორთქლი. იქვე იყო მოხსენებული, რომ ზოგიერთ ერთატომიან გაზებში, სახელდობრ, ჰელიუმში და ვერცხლისწყლის ორთქლში წარმოიშობა არამდეგი, ე. ი. სწრაფად შლადი ორატომიანი მოლეკულები. ახლა ადვილად მისახვედრია—ეს მოულოდნელი ფაქტი როგორ იქნა ახლახან აღმოჩენილი. საქმე ის არის, რომ უმთავრესად ჰელიუმის და ვერცხლის წყლის სპექტრებში გარკვეული პირობების დროს, მოჩანს მრავალრიცხოვან ხაზებთან ერთად ცალკეული ზოლები, ეს კი იმის მაჩვენებელია, რომ ამ, საერთოდ რომ ვთქვათ, ერთატომიან ნივთიერებებში არსებობს რთული მოლეკულები. შემდგომმა გამოკვლევებმა ცხადყვეს, რომ აქ ჩვენ საქმე გვაქვს ჰელიუმის და ვერცხლის წყლის ორატომიან მოლეკულებთან. როგორც აღმოჩნდა, ასეთივე ორატომიანი მოლეკულები წარმოიშობიან აგრეთვე ნატრიუმის, კალიუმის, თუთიის, კადმიუმის და კალციუმის ორთქლში. ყველა ასეთ შემთხვევაში მოლეკულებში შემავალი ატომები მეტად სუსტად არიან ერთმანეთთან კავშირგაბმულნი და ამის გამო, საელექტრონო ორბიტები (თავი IV) მცირედ არიან შეცვლილნი. ამას მოწმობს მოლეკულურ და ატომურ სპექტრებში ზოლების და ხაზების მდებარეობათა დიდი მსგავსება. ზოლოვანი სპექტრები მოწმობენ აგრეთვე იმ სხვადასხვა ა რ ა მ დ ე გ შ ე ნ ა ე რ თ ი ს არსებობას, რომელთა მიღებაც ქიმიური საშუალებით შეუძლებელია. ასეთებს ეკუთვნის შემდეგი ლ ი თ ო ნ ე ბ ი ს წ ყ ა ლ ბ ა დ ი ა ნ ი შ ე ნ ა ე რ თ ე ბ ი (ჰიდრიდები) თუთიის, კადმიუმის, ვერცხლისწყლის, მაგნიუმის და კალციუმის, რომელთა მოლეკულები შედგება წყალბადის ერთი ატომისაგან და ლითონის ერთი ატომისაგან. 1928 წელს ამ გზით აღმოჩენილ იქმნა ალუმინის ჰიდრიდი და აგრეთვე სხვა ამგვარი შენაერთები, მაგ., ორი ტუტე ლითონის შენაერთები, ტალიუმის და ვერცხლის წყლის შენაერთი, ინდიუმის და კადმიუმის შენაერთი. მხოლოდ ზოლოვანი სპექტრების დახმარებით შესაძლებელი გახდა ასეთი ხანმოკლე და მოულოდნელი შენაერთების არსებობის აღმოჩენა.

გადავიდეთ სპეციალურად ხ ა ზ ო ვ ა ნ ს პ ე ქ ტ რ ე ბ ი ს განხილვაზე. როგორც უკვე ვთქვით, იგინი შედგებიან მრავალ ხაზისაგან, რომლებიც გაფანტულნი არიან სპექტრის ინფრაწითელ, ხილულ და ულტრაიისფერ ნაწილებში; ყოველ ხაზს შეესაბამება ტალღის გარკვეული სიგრძე და გარკვეული სიხშირე. მეცნიერები დიდხანს ცდილობდნენ, მაგრამ უნაყოფოდ, აღმოეჩინათ რაიმე კ ა ნ ო ნ ზ ო მ ი ე რ ე ბ ა ნ ი იმ რიცხვთა შორის, რომლებიც გამოხატავენ რაიმე ელემენტის სპექტრის ხაზებისათვის რუეკვათა სიხშირეს. ასეთი კანონზომიერება წყალბადის სპექტრისათვის პირველად აღმოჩენილ იქმნა 1885 წელს ბაზელის (შვეიცარია) გიმნაზიის მასწავლებლის ბ ა ლ მ ე რ ი ს (Balmer) მიერ. ამ სპექტრის

ხილული ნაწილი შეიცავს მხოლოდ ხუთ ხაზს: წითელს, მწვანეს, ლურჯს და ორ იისფერს; ეს ხაზები აღნიშნულია ბერძნული ასოებით α (ალფა), β (ბეტა), γ (გამმა), δ (დელტა), ε (ეპსილონ). ამ ხაზების გარდა წყალბადის სპექტრში მოიპოვება კიდევ მრავალი ხაზი იისფერ ნაწილში; შედარებით მცირეოდენი რიცხვი ხაზებისა ნაპოვნი იყო ამ უკანასკნელ ხანს წყალბადის სპექტრის ინფრაწითელ ნაწილშიაც. იმ ხაზების ერთობლიეობას, რომლებიც უდავოდ დაკავშირებულნი არიან ერთმანეთთან რაღაც კანონზომიერებით, ხაზების **სერია** ეწოდება. ერთდაიმავე სერიის ხაზთა შორის კავშირი ჩვეულებრივ გამოიხატება არა მარტო წმინდა მათემატიკური კავშირით რაეევათა სიხშირეთა შორის, რომლებიც ამ ხაზებს შეეფერებათ, არამედ ამ ხაზებს ახასიათებთ ერთიდაიგივე თვისებანი. ასე, მაგ., ამ ხაზების სიმკვეთრე ან ბუნდოვანობა ერთნაირია; ერთი სერიის ხაზებს სხვა საერთო თვისებანიც ახასიათებთ, რასაც შეეხებით იმ თავში, რომელშიაც განვიხილავთ მაგნიტურ ძალების გავლენას გამოსხივებაზე (**ზეემანის** მოვლენა, თ. XIV).

კარგა ხანია, რაც შემჩნეული იყო, რომ ზოგიერთი სპექტრი შედგება **დუბლეტებისაგან**, ე. ი. წყვილ-წყვილ ხაზებისაგან. ასეთ სპექტრებს ეკუთვნის ტუტე ლითონების ორთქლის სპექტრები; ყველასათვის ცნობილია გაორებული ყვითელი ხაზი ნატრიუმისა, რომელიც წარმოადგენს ასეთი დუბლეტის მაგალითს. ამას გარდა, შემჩნეული იყო, რომ ზოგიერთი სპექტრი შედგება **ტრიპლეტებისაგან**, ე. ი. ხაზთა ისეთი ჯგუფებისაგან, რომლებიც სამ-სამ ხაზს შეიცავს. ასეთ სპექტრებს ეკუთვნიან ტუტე-მიწოვან ლითონების მაგნიუმის, კალციუმის, თუთიის და სხვათა ორთქლის სპექტრები. ამ უკანასკნელ ხანებში აღმოჩენილ იქნა ისეთი სერიებიც, რომლებიც შედგება ხუთ-ხუთი, შვიდ-შვიდი და უფრო მეტ რიცხვ ხაზებისაგან; ასეთ ჯგუფებს უწოდეს **მულტიპლეტები**.

მრავალ მეცნიერის მიერ სხვადასხვა ელემენტის ხაზოვან სპექტრების ბეჯითმა შესწავლამ წარმოშვა მეტად ფართო მეცნიერება სპექტრების აგებულობის შესახებ, ე. ი. ყველა სპექტრულ ხაზის სერიებად დანაწილება, იმ კანონზომიერებათა გამორკვევა, რომელთაც ეს სერიები ემორჩილება. ჩვენთვის საპირო არაა დაწვრილებით შეეხოთ მრავალ და ზოგჯერ მეტად რთულ ფაქტებს. დავკმაყოფილდებით მხოლოდ იმ მცირეოდენი ფაქტებით, რომლებიც ქვემოთ დაგვეჭირდება **ატომის აგებულობის თეორიასთან დაკავშირებით**. უპირველესად აღმოჩენილი იყო, რომ მრავალ სპექტრში არსებობს ერთმანეთზე დამოუკიდებელი სერიები, რომელთაგანაც სამს შედარებით ადვილად ვამჩნევთ, მეოთხეს და მეხუთეს მხოლოდ იშვიათ შემთხვევაში, ისიც მცირერიცხოვან ხაზებით. ყველა ეს სერია შეადგენს **სერიათა სისტემას**; მრავალ სპექტრში ნაპოვნი იყო სერიათა რამდენიმე ასეთი სისტემა. როგორც ვთქვით, ეს სერიები შეიძლება იყოს **ერთეულადი** (შემდგარი ცალკეულ ხაზებისაგან), ან დუბლეტური, ტრიპლეტური და ა. შ. ამ სერიებში აღმოჩენილია მრავალი კანონზომიერება, რომელთაც აქ არ განვიხილავთ. აღვნიშნავთ მხოლოდ ერთ მეტად დიდმნიშვნელოვან ფაქტს. ყოველი სერია იწყება ე. წ. **მეთაური ხაზით** (ერთეულადის, დუბლეტის,

ტრიპლეტის, სერიის სახის მიხედვით), ყველაზე უფრო მოკაშკაშე ხაზით. ამ ხაზიდან სერია გაჟიმულია მარცხნიდან მარჯვნივ, ე. ი. მცირე სიგრძიან ტალღების მხრისაკენ. ამავე დროს ხაზების სიკაშკაშე (ინტენსიობა) თანდათან მცირდება და თანაც მეზობელ ხაზებს შორის მანძილი თანდათანობითვე მცირდება. ხაზები უფროდაუფრო მჭიდროდ ლაგდება და ბოლოს თავდება ე. წ. კ უ დ ი თ, რომელშიაც ცალკეული ხაზების შემჩნევა უკვე შეუძლებელია და რომელშიაც ხაზების რიცხვი თეორიულად უსასრულოდ დიდია. ამ კუდს სავსებით მკაფიო საზღვარი აქვს, რომლის ადგილმდებარეობაც, როგორც დავინახავთ, თეორიულად ზუსტად შეიძლება განისაზღვროს, თუნდაც ცდით ძნელი იყოს მისი ადგილჩვენება. ამგვარად, ყოველ სერიას ორივე მხრიდან სავსებით გარკვეული საზღვრები აქვს.

ახლა უნდა გავეცნოთ წ ყ ა ლ ბ ა დ ი ს სპექტრს, ვინაიდან მას უდიდესი მნიშვნელობა აქვს ატომის აგებულობის თეორიაში, რომელსაც შემდეგ თავში განვიხილავთ. წყალბადის სპექტრში აღმოჩენილ იქნა მარტოული ხაზების ო თ ხ ი ს ე რ ი ა. პ ი რ ვ ე ლ ს (ამ სერიას შემდეგში მეორეს ვუწოდებთ) ეწოდება ბ ა ლ მ ე რ ი ს სერია, იმ მეცნიერის პატივსაცემად, რომელმაც აღმოაჩინა ამ სერიაში ხაზების განაწილების კანონზომიერება. როგორც ზემოთ უკვე გვქონდა ნათქვამი, ამ სერიას ეკუთვნის ხილული ხაზები: წითელი, მწვანე, ლურჯი და ორი იისფერი. წითელი ხაზი არის ამ სერიის მეთაური ხაზი; მისი ტალღის სიგრძე უდრის 6562,8 ონგსტრემს (Å). მეექვსე ხაზიდან დაწყებული ამ სერიის დანარჩენი ხაზები მდებარეობს ულტრაიისფერ ნაწილში, უკანასკნელ ხანამდე დანახულ იქმნა (ნაწილობრივ ვარსკვლავთა სპექტრში) პირველი 31 ხაზი ბ ა ლ მ ე რ ი ს სერიისა. ამ სერიის კუდის ბოლო მდებარეობს ტალღის სიგრძესთან 3647,0 Å. მეტად საგულისხმოა, რომ ამ ბოლოს შემდეგ მარჯვნივ მდებარეობს გაბმული სპექტრი. იგი თანდათან სუსტდება, ასე რომ, იმის თქმა, თუ ზუსტად სად თავდება ეს სპექტრი, შეუძლებელია; დაახლოვებით შეიძლება ითქვას, რომ იგი თავდება ტალღის სიგრძესთან 2000 Å. ამ წიგნში ყოველთვის ვცდილობთ არ ვიხმაროთ მათემატიკური ფორმულები, მაგრამ ახლა იძულებულნი ვართ გამონაკლისის სახით მოვიყვანოთ ბ ა ლ მ ე რ ი ს მიერ ნაპოვნი ს ე რ ი უ ლ ი ფ ო რ მ უ ლ ა, რომელიც ერთდროულად გვაძლევს ზემოხსენებულ სერიის ყ ვ ე ლ ა ხ ა ზ ი ს ა თ ვ ი ს ν სიხშირეს. ფორმულას მოვიყვანთ იმ ოდნავ შეცვლილი სახით, რომლითაც იგი ამჟამად იხმარება. ეს შესანიშნავი ფორმულა ასეთია:

$$\left.\begin{aligned} &\nu = R\left\{\frac{1}{4} - \frac{1}{k^2}\right\} \\ &R = 3{,}29 \cdot 10^{15} \\ &k = 3,\ 4,\ 5,\ 6,\ 7 \text{ და ასე შ.} \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

ამ ფორმულაში R რიცხვს ეწოდება რ ი დ ბ ე რ გ ი ს რ ი ც ხ ვ ი, შვედელ მეცნიერის (Rydberg) პატივსაცემად, რომელმაც სახელი გაითქვა თავის ნაშრო-

მებით სპექტრულ ხაზების შესახებ და აღმოაჩინა დიდმნიშვნელოვანი ფაქტი, რომ ეს რიცხვი R შედის ყველა იმ ფორმულაში, რომლებიც გამოხატავს ყოველნაირი ხაზოვან სპექტრის სერიული ხაზების რხევათა სიხშირეს. თუ k-ს მაგივრად ჩავსვით რიცხვები 3, 4, 5, 7 და ასე შ. უსასრულობამდე, მაშინ მივიღებთ ბალმერის სერიის ყველა ხაზისათვის (მეთაური ხაზიდან კუდის ბოლომდე) ν სიხშირეს. თუ k=3, მაშინ გვექნება:

$$\nu = R\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{9}\right) = \frac{5}{36} R = \frac{5}{36} \cdot 3{,}29 \cdot 10^{15}.$$

რათა ν სიხშირიდან გადავიდეთ ტალღის λ სიგრძეზე, რომელიც ანგსტრემებით არის გამოხატული, ვისარგებლოთ განტოლებით (1,a), რომელიც აკავშირებს ν და λ-ს სინათლის c სიჩქარესთან. იგი გვაძლევს λ=c: ν; ასე რომ, λ-ს მივიღებთ, თუ c-ს გავყოფთ ν-ზე. მაგრამ c.ტოლია იმ მანძილისა, რომელსაც გადის სინათლე ერთ წამში. თუ ეს მანძილი გამოხატულია სანტიმეტრებით, ე. ი. $c = 3 \cdot 10^{10}$ სმ. [იხ. (1)], მაშინ λ-ც სანტიმეტრებით იქნება გამოხატული. თუ გვსურს λ გამოვხატოთ ანგსტრემებით (Å), მაშინ c-ც ანგსტრემებით უნდა იყოს გამოხატული, ე. ი. Å-ბით; ვინაიდან 1 სმ. $= 10^8$ Å [იხ. (2a)], ამიტომ, ცხადია, რომ $c = 3 \cdot 10^{18}$ Å. ეს რიცხვი რომ გავყოთ ν-ზე, მივიღებთ λ-ს ანგსტრემებში.

ამგვარად

$$\lambda = \frac{3 \cdot 10^{18}}{\nu} \text{ Å}.$$

თუ აქ ჩავსვით ν-ს მნიშვნელობა, მე-(7) ფორმულიდან მიღებული, როდესაც k=3, მაშინ სავსებით ზუსტად მივიღებთ ბალმერის სერიის მეთაურ (წითელი) ხაზისათვის ტალღის სიგრძეს, სახელდობრ 6562,8 Å. თუ ფორმულაში ჩავსვით k=4, მაშინ მივიღებთ:

$$\nu = R\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{16}\right) = \frac{3}{16} R = \frac{3}{16} \cdot 3{,}29 \cdot 10^{15},$$

აქედან ასევე ზუსტად მივიღებთ ტალღის სიგრძეს ბალმერის სერიის მეორე (მწვანე) ხაზისათვის, სახელდობრ 4861,3 Å. თუ k=5, მაშინ

$$\nu = R\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{25}\right) = \frac{21}{100} R = 0{,}21 \cdot 3{,}29 \cdot 10^{15},$$

აქედან მივიღებთ ბალმერის სერიის მესამე (ლურჯი) ხაზისათვის ტალღის სიგრძეს, სახელდობრ 4340,5 Å, რაც სავსებით ეთანხმება წყალბადის სპექტრზე დაკვირვებით მიღებულ შედეგს. ახლა, ცხადია, როგორ უნდა მოვიქცეთ შემდეგში: თუ ფორმულაში (7) ჩავსვით k=6, 7, 8, 9 და ასე შ., მაშინ მივიღებთ ჯერ სიხშირეებს, შემდეგ კი ტალღის სიგრძეებს ბალმერის

სერიის ყველა დანარჩენ ხაზისათვის. თუ k უსასრულოდ დიდია, მაშინ მივიღებთ ამ სერიის ზღვარს, ე. ი. მისი კუდის ბოლოს. ამ შემთხვევისათვის ფრჩხილებში მოთავსებული მეორე წევრი ნულის ტოლი გახდება, ასე რომ, გვექნება:

$$\nu=\frac{1}{4}\,R=\frac{1}{4}\cdot 3{,}29\cdot 10^{15}$$

აქედან კი ტალღის სიგრძე ბალმერის სერიის ბოლო ხაზისათვის იქნება 3647,0 Å. ეს არის ამ სერიის ბოლო ხაზის თეორიული განსაზღვრა, რომელზედაც გვქონდა უკვე ლაპარაკი და რომელიც შეუძლებელია განხორციელდეს უშუალო დაკვირვებით. ფორმულა (7) იმ მიზეზის გამო, რომელსაც შემდეგში გავიგებთ, გადავწეროთ სხვა სახითაც;

$$\left.\begin{aligned}&\nu=R\left\{\frac{1}{2^2}-\frac{1}{k^2}\right\}\\&R=3{,}29\cdot 10^{15}\\&k=3,\ 4,\ 5,\ 6,\ 7\ \text{და ასე შ.}\end{aligned}\right\}\qquad(7,a)$$

წყალბადის სპექტრის ხაზების მეორე სერია (სწორად რომ ვთქვათ, ამ სერიას უნდა ერქვას პირველი, ბალმერის სერიას კი—მეორე) მთლიანად მოთავსებულია შორეულ ულტრაიისფერ ნაწილში. ამ სერიის ხაზებისათვის რხევათა სიხშირე განისაზღვრება ფორმულით:

$$\nu=R\left(1-\frac{1}{k^2}\right),$$

რაც ასეც შეიძლება დაიწეროს (7a) ფორმულის მსგავსად:

$$\left.\begin{aligned}&\nu=R\left(\frac{1}{1^2}-\frac{1}{k^2}\right)\\&R=3{,}29\cdot 10^{15}\\&k=2,\ 3,\ 4,\ 5,\ 6\ \text{და ასე შ.}\end{aligned}\right\}\qquad(7,b)$$

თუ k=2, მაშინ ამ სერიის მეთაური ხაზისათვის გვექნება:

$$\nu=R\left(\frac{1}{1^2}-\frac{1}{2^2}\right)=\frac{3}{4}\times R=\frac{3}{4}\cdot 3{,}29\cdot 10^{15}.$$

აქედან კი ამ ხაზის ტალღის სიგრძისათვის მივიღებთ 1215,7 Å. შემდგომ ამისა k=3,4 და ასე შ. გვაძლევს ამ სერიის მეორე, მესამე და ასე შ. ხაზებისათვის ტალღის სიგრძეებს, რაც საესებით ეთანხმება დაკვირვებას. თუ k უსასრულოდ დიდია, მაშინ ამ სერიის ბოლო ხაზისათვის გვექნება:

$$\nu=R=3{,}29\cdot 10^{15},$$

ტალღის სიგრძე კი—911,75 A. აქ უნდა შევნიშნოთ, რომ ამ სერიას მთავარი სერია ეწოდება. ამ სერიის ბოლო ხაზი, როგორც ამას დავინახავთ, წყალბადის მთელ სპექტრში ყველაზე უფრო განაპირა ხაზია (მარჯვნივ). მართლაც, ულტრაიისფერ სპექტრის იმ შორეულ ნაწილში, რომელიც გამოკვლეულია ტალღის სიგრძემდე 76 Å (თ. III, § 1), არ აღმოჩნდა წყალბადის სერიებიდან არც ერთი ხაზი. წყალბადის სპექტრის მესამე სერია მდებარეობს ინფრაწითელ ნაწილში; მისი ფორმულა ასეთია:

$$\left.\begin{array}{l} \nu = R\left(\frac{1}{9} - \frac{1}{k^2}\right) = R\left\{\frac{1}{3^2} - \frac{1}{k^2}\right\} \\ k = 4,\ 5,\ 6,\ 7,\ 8 \text{ და ასე შ.} \end{array}\right\} \qquad (8)$$

როდესაც $k=4$, ჩვენ გვექნება მეთაური ხაზი, ყველაზე უფრო მეტად დაშორებული ხილული სპექტრიდან. ამ ხაზისათვის

$$\nu = R\left(\frac{1}{9} - \frac{1}{16}\right) = \frac{7}{144} R = \frac{7}{144} \cdot 3{,}29 \cdot 10^{15}$$

ტალღის სიგრძე კი—1,8751 მიუ. ამ სერიის მეორე ხაზისათვის ($k=5$) ტალღის სიგრძე უდრის 1,2817 მიუს. ეს ორი ხაზი იპოვა პაშენმა (Paschen) 1908 წ. რამდენიმე შემდეგი ხაზი იპოვა ცოტათი გვიან ბრეკეტმა (Bracket) (1922); ამ სერიის კუდის ბოლოს (k უსასრულოდ დიდია) შეეფერება $\nu = \frac{1}{9} R$; ეს გვაძლევს ტალღის სიგრძეს 0,8205 მიუ, რაც უკვე უახლოვდება ხილულ სპექტრს. წყალბადის სპექტრის მეორე სერია მოთავსებულია უფრო შორეულ ინფრაწითელ ნაწილში; თეორიის თანახმად, ამ სერიის ხაზებისათვის სიხშირე განისაზღვრება ფორმულით:

$$\left.\begin{array}{l} \nu = R\left(\frac{1}{16} - \frac{1}{k^2}\right) = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{k^2}\right) \\ k = 5,\ 6,\ 7,\ 8,\ 9 \text{ და ასე შ.} \end{array}\right\} \qquad (9)$$

როდესაც $k=5$, მივიღებთ ამ სერიის მეთაური ხაზისათვის ტალღის სიგრძეს 4,05 მიუ, თუ $k=6$, მაშინ გვექნება ამ სერიის მეორე ხაზი ტალღის სიგრძით 2,63 მიუ. ეს ორი ხაზიც ბრეკეტმა აღმოაჩინა (1922 წ.) სწორედ წინასწარ მიჩენილ ადგილებში; ამ სერიის საზღვარი შეეფერება სიხშირეს $\nu = \frac{1}{16} R$, ე. ი. ტალღის სიგრძეს 1,459 მიუ. რომ დაუკვირდეთ ფორმულებს (7,a), (7,b), (8) და (9), დავინახავთ, რომ იგინი ერთმანეთის მსგავსია და წარმოადგენენ უფრო ზოგადი სახის ფორმულის კერძო შემთხვევებს სახელდობრ—ფორმულის

$$\left.\begin{aligned} &\nu = R\left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2}\right) \\ &R = 3{,}29 \cdot 10^{15} \\ &i = 1,\ 2,\ 3,\ 4 \text{ და ასე შ.} \\ &k = i+1,\ i+2,\ i+3,\ i+4 \text{ და ასე შ.} \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

ამ ერთი ფორმულით გამოიხატება სიხშირე წყალბადის სპექტრის ყველა სერიის ყველა ხაზისათვის. სერიები ერთმანეთისაგან განსხვავდებიან მთელი i რიცხვით, რომელიც ერთიდაიმაეე სერიისათვის უცვლელი რჩება. ერთი რომელიმე სერიის ხაზები განისაზღვრება მთელი k რიცხვით, რომელიც ყოველთვის მეტი უნდა იყოს i-ზე. თუ $i=5$ და $k=6$, 7, 8 და ასე შ. ან $i=6$ და $k=7$, 8, 9 და ასე შ., მაშინ მივიღებთ წყალბადის სპექტრის მეხუთე და მეექვსე სერიას, რომლებიც უნდა მდებარეობდეს სპექტრის უფრო და უფრო დაშორებულ ინფრაწითელ ნაწილებში და რომლებიც ჯერჯერობით ცდით აღმოჩენილი არაა. თუ k-ს უსასრულოდ დიდად ჩაეთვლით, დავინახავთ, რომ ყველა სერიის ბოლოები (მარჯვნივ) მდებარეობენ იქ, სადაც

$$\left.\begin{aligned} &\nu = \frac{1}{i^2} R = \frac{1}{i^2} 3{,}29 \cdot 10^{15} \\ &i = 1,\ 2,\ 3,\ 4,\ 5 \text{ და ასე შ.} \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

ფორმულები (10) და (11) გვაძლევს პირველ ე. ი. ულტრაიისფერ სერიას (რომელსაც წინათ ეუწოდეთ მეორე), როდესაც $i=1$; ბალმერის სერიას შეეფერება $i=2$, იმ დროს როდესაც $i=3$, 4 და ასე შ. გვაძლევს წყალბადის სპექტრის სხვადასხვა ინფრაწითელ სერიას.

ჩვენ მიერ განხილულ წყალბადის სპექტრს, როგორც ხაზოვანს, გამოასხივებს წყალბადის ატომები; ცხადია, რომ მის წარმოშობას წინ უნდა უძღოდეს იმ ორატომიან მოლეკულების დაშლა ანუ, როგორც ამბობენ, დისოციაცია, რომლებისაგან შედგება ჩვეულებრივი წყალბადი. მაგრამ აღმოჩნდა, რომ ზოგიერთ პირობებში, როდესაც გაზის ნათების გამომწვეევი ელექტროდენი მეტად სუსტია, გეისლერის მილში შეიძლება დანახვა კიდევ სხვა სპექტრისა, რომელსაც მრავალხაზოვანი ეწოდება. ასეთ სპექტრს, როგორც ეს დადასტურდა ზოგიერთი მეცნიერის გამოკვლევით, გამოასხივებს წყალბადის მოლეკულები, რომლებმაც ელექტროდენის სისუსტისა გამო ვერ განიცადა დისოციაცია. ჩვენ დავინახეთ, რომ მოლეკულები გვაძლევს ზოლოვან სპექტრებს, სადაც ზოლები შედგება მკიდროდ მიწყობილ მრავალ ხაზისაგან. მაგრამ წყალბადის მოლეკულებისათვის ეს ხაზები ერთმანეთზე საკმაოდ დაშორებულია; თვითეული ზოლი თითქოს გადაგვარებულია დაშორებულ ხაზების სისტემაში, რომლის უდიდესი ნაწილი მდებარეობს სპექტრის ხილულ ნაწილში, სადაც ატომი გვაძლევს ბალმერის სერიის მხოლოდ 5 ხაზს. მრავალ მეცნიერის ნაშრომებმა, რომლებზედაც მუშაობ-

დაიწყო 1912 წ. და დიდის რაოდენობით გამოქვეყნდა 1926 წლის შემდეგ, ცხადყვეს, რომ წყალბადის მოლეკულების სპექტრის ხაზები შეიძლება დაჯგუფებულ იქნეს; თვითოეული ჯგუფი წარმოადგენს გაშლილ ზოლს, ამასთანავე თითოეული ჯგუფის ხაზები არ ემორჩილება იმ კანონს, რომელსაც გამოხატავს ფორმულა (10), არამედ სულ სხვა კანონებს, რომლებიც აღმოჩენილ იქმნა დ ე ლ ა ნ დ რ ი ს (Deslandres) მიერ ჯერ კიდევ 1886 წ. იმ ხაზებისათვის, რომლებისაგანაც შედგება ზოლოვანი სპექტრების ზოლები. ამგვარად, საეჭვო არაა, რომ წყალბადის მრავალხაზოვანი სპექტრი წარმოადგენს გადაგვარებულ ზოლოვან სპექტრს.

ჩვენ აღვნიშნეთ ν ასოთი რხევათა რიცხვი 1 წამში. მაგრამ ხშირად ν-ს ნაცვლად სარგებლობენ სხვა სიდიდით, ე. წ. ტ ა ლ ღ უ რ ი რ ი ც ხ ვ ი თ, იგი უდრის იმ ტალღათა რიცხვს, რომლებიც დაეტევიან 1 სმ-ის მანძილზე; ჩვენ ამას აღვნიშნავთ ν' ასოთი. ვინაიდან იმ მანძილზე, რომელსაც გადის სინათლე 1 წამში და რომელიც ტოლია 3.10^{10} სმ.-ისა, დაეტევა ტალღათა რიცხვი ν ($c=\nu\lambda$), ამიტომ, ცხადია, რომ ტალღური ν' რიცხვი $3\cdot10^{10}$-ჯერ ნაკლებია ν სიხშირეზე, ასე რომ

$$\nu'=\frac{\nu}{3\cdot10^{10}} \tag{11,a}$$

თუ ტალღის სიგრძე λ გამოხატულია სანტიმეტრებით, მაშინ

$$\nu'=\frac{1}{\lambda\ \text{სმ.}}; \tag{11,b}$$

მაგრამ, თუ λ გამოხატულია ანგსტრემებით მაშინ,

$$\nu'=\frac{10^8}{\lambda\ (\text{Å})}. \tag{11,c}$$

სპექტრის ხილულ ნაწილში ტალღური რიცხვი ν' იცვლება 13000-დან (წითელი ბოლო) 25000-მდე. შორეულ ულტრაიისფერ სხივისათვის ($\lambda=0{,}1\ \mu=1000$ Å) გვექნება $\nu'=100000$; შორეულ ინფრაწითელი სხივისათვის ($\lambda=10\ \mu=10^5$ Å) გვექნება $\nu'=1000$, განაპირა სხივისათვის კი ($\lambda=300\ \mu=0{,}3$ მმ) ტალღური რიცხვი $\nu'=33$.

ზემოხსენებულ ფორმულებში, რომლებიც განსაზღვრავს წყალბადის სპექტრის სხივებისათვის რხევათა რიცხვს, შედიოდა რიდბერგის მუდმივა $R=3{,}29.10^{15}$. თუ წყალბადის ყველა სერიულ ფორმულაში შევიტანეთ ν-ს ნაცვლად ტალღური რიცხვი ν', მაშინ R-ის მაგივრად უნდა ავიღოთ R', რომელიც, ცხადია, ტოლია

$$R'=\frac{R}{3\cdot10^{10}}; \tag{11,d}$$

წყალბადისათვის

$$R'=109677{,}69. \tag{11,e}$$

ანგსტრემის სიდიდის შესახებ ჩვენ ახლა შეგვიძლია დაეუმატოთ შემდეგი პრინციპულად მნიშვნელოვანი შენიშვნა. თეორიულად $\mathring{A} = 10^{-8}$ სმ. ამჟამად სხვადასხვა სპექტრულ ხაზების ტალღათა λ სიგრძის გაზომვა წარმოებს λ სიდიდეების ერთმანეთთან უშუალო შედარების გზით, ე. ი. განსაზღვრავენ ტალღის საძებნ სიგრძის ფარდობას ისეთი სხივის ტალღის λ_0 სიგრძესთან, რომლისთვის ეს სიდიდე ზუსტად არის ცნობილი. ცხადია რომ, თუ ახალმა, უფრო ზუსტმა გაზომვამ ოდნავ შესცვალა სიდიდე λ_0, მაშინ იძულებულნი ვიქნებით შევცვალოთ ყველა λ, რომლებიც განსაზღვრული იყო λ და λ_0-ის შედარების გზით. თავიდან რომ ავიცილოთ ასეთი რამ, გადაწყვეტილია მოვიქცეთ ასე: ძირითად სიდიდედ მიღებულია კადმიუმის წითელი ხაზის ტალღის სიგრძე λ_0, რომლისათვისაც უზუსტესმა გაზომვამ მოგვცა რიცხვი:

$$\lambda_0 = 6438{,}4696\ \mathring{A}; \tag{11,f}$$

დადგენილების თანახმად ეს რიცხვი არაოდეს არ უნდა შეიცვალოს. ამგვარად, აღიარებულ იქმნა სიგრძის ახალი ერთეული, რომელიც უდავოდ, მაგრამ მაინც მცირეოდენ, განსხვავდება თეორიულ ანგსტრემისაგან. მრავალ ნაშრომში ეს გარემოება აღნიშნეს მით, რომ სიგრძის ახალ ერთეულს უწოდეს საერთაშორისო ანგსტრემი I $\mathring{A}$. რიცხვი (11,f) ნაპოვნი იყო ამ სიდიდის უშუალო შედარებით სანტიმეტრთან.

§ 5. ხაზოვანი და ზოლოვანი სპექტრები (გაგრძელება)

ჩვენ საკმაოდ დაწვრილებით განვიხილეთ წყალბადის სპექტრი. ახლა შეეხოთ ჰელიუმის სპექტრს, რომელსაც უდიდესი მნიშვნელობა აქვს. არსებობს ჰელიუმის სამი სხვადასხვა სპექტრი. პირველს მივიღებთ, როდესაც ჰელიუმში გავატარებთ ნაპერწკლითს განცლას—მაგ., ინდუქციურ კოჭიდან. ეს სპექტრი თავის ხასიათით მიაგავს წყალბადის სპექტრს, და ყველა მისი სერია განისაზღვრება იმავე (10) ფორმულით, მხოლოდ იმ განსხვავებით, რომ R-ის მაგივრად ჩასმულია 4 R და ამას გარდა, თვით რიცხვი R ჰელიუმისათვის მცირეოდენ აღემატება R-ის მნიშვნელობას წყალბადისათვის, სახელდობრ

$$\frac{R\ (\text{ჰელიუმი})}{R\ (\text{წყალბადი})} = 1{,}00041 \tag{12}$$

ეს განსხვავება შეადგენს მხოლოდ 0,04%; მაგრამ ჩვენ დავინახავთ, თუ რა დიდი როლი შეასრულა ამ მცირე განსხვავებამ ატომის აგებულობის ახალი თეორიის აღორძინების დასაწყისში (1914 წ.). ერთხელ კიდევ გადმოვწეროთ ბალმერის სერიების ფორმულა წყალბადისათვის (7a)

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2}\right),\ k = 3,\ 4,\ 5,\ 6 \text{ და ასე შ.} \tag{13}$$

ჰელიუმისათვის გვექნება სერია:

$$\nu = 4\ R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{k^2}\right),\ k = 6,\ 8,\ 10,\ 12 \text{ და ასე შ.} \qquad (14)$$

რომ შევადაროთ ერთმანეთს ეს ორი უკანასკნელი განტოლება, დავინახავთ, რომ წყალბადის ხაზები, რომელთათვისაც (13-ში) $k = 3,\ 4,\ 5,\ 6..$, უნდა თანემთხვეოდენ ჰელიუმის ხაზებს; ამ უკანასკნელებისათვის (14-ში) k ტოლია წყვილი რიცხვებისა 6, 8, 10, 12..... მაგრამ ეს თანამთხვევა სრული არაა, როგორც ეს ჩანს ქვემოთ მოთავსებულ ცხრილში:

k	ჰელიუმი	k	წყალბადი
6	6560,1	3	6562,8 (H_α)
8	4859,3	4	4861,3 (H_β)
10	4338,7	5	4340,5 (H_γ)
12	4100,0	6	4101,7 (H_δ)

გადახვევა მცირეა, რაც იმის მაჩვენებელია, რომ R (14-ში) ცოტაოდენ მეტია, ვიდრე (13-ში). შევიტანოთ ν-ს ნაცვლად ტალღური რიცხვი ν′ და R-ის ნაცვლად ავიღოთ R′; წყალბადისათვის R′ უკვე მოცემული იყო (11,e). ჰ ე ლ ი უ მ ი ს ა თ ვ ი ს (12)-დან ვიპოვით R′-ს. ვინაიდან სიდიდენი R′ ეფარდებიან ერთმანეთს, როგორც შესაბამისი R = c R′:

$$R'\ (\text{ჰელიუმი}) = 109722{,}14 \qquad (15)$$

მოვიყვანოთ აგრეთვე წმინდა თეორიული ზ ღ ვ ა რ უ ლ ი მნიშვნელობა R′-თვის:

$$R'_\infty = 109737{,}11, \qquad (16)$$

რომლის მნიშვნელობა და გამოთვლის წესი ქვემოთ იქნება მოხსენებული.

ჰელიუმის მ ე ო რ ე სპექტრი, რომელსაც გვაძლევს ჰელიუმში ანთებული ვოლტას რკალი, წარმოადგენს დიდ უცნაურობას: იგი შედგება ორ ერთმანეთზე დამთხვეულ სპექტრისაგან, რომელთაგანაც ერთი შედგება მარტოული ხაზებისაგან, მეორე კი დუბლეტებისაგან. თვითეულ მათგანში ნაპოვნი იყო სპექტრული სერიები. ქვემოთ დავინახავთ, რომ ერთდაიმავე ატომმა შეუძლებელია მოგვცეს ისეთი სპექტრი, რომლის ზოგიერთი სერია შედგება მარტოული ხაზებისაგან ან ტრიპლეტებისაგან, ზოგიერთნი კი—დუბლეტებისაგან. ეჭვის გარეშეა, რომ მეორე სპექტრს (რკალურს) გამოასხივებს ჰელიუმის ატომი, რომელსაც ი ო ნ ი ზ ა ც ი ა არ განუცდია; ე. ი. ჰელიუმის ატომს არ დაუკარგავს ერთი ელექტრონი. ამ საკითხს დაწვრილებით შევეხებით შემდეგ. შეიძლება ითქვას, რომ მეორე სპექტრს გვაძლევს ჩვეულებრივი ჰელიუმის ატომი. მარტოული და დუბლეტიანი სერიების არსებობა გვიჩვენებს, რომ ჰელიუმი შ ე დ გ ე ბ ა ო რ გ ვ ა რ ი ა ტ ო მ ე ბ ი ს ა გ ა ნ, რომელთაც ერთიდაიგივე ატომური წონა 4 აქვთ და არ წარმოადგენენ იმ ი ზ ო ტ ო პ ე ბ ს, რომლებსაც განვიხილავთ მე-XI თავში. ამ ორი გვარის ჰელიუმს ეწოდება ერთს—პ ა რ ჰ ე ლ ი უ მ ი, მეორეს—ო რ ტ ო ჰ ე ლ ი უ მ ი; ამათგან პირველი გვაძლევს, მარტოულ ხაზებიან სპექტრს, მეორე კი—დუბლეტებიან სპექტრს. ეს ორი ჰელიუმი ერთმანეთისაგან განსხვავდება ატომების შინაგანი სტრუქტურით. ამ საკითხს ისევ დავუბრუნდებით. ჰ ე ლ ი უ მ ი ს მ ე ს ა მ ე სპ ე ქ ტ რ ი, მ რ ა ვ ა ლ-

ხაზოვანი აღმოჩენილ იქმნა 1913 წ. ეკვის გარეშეა, რომ მას გამოასხივებს ჰელიუმის ორატომიანი მოლეკულები; ეს უკანასკნელები წარმოიშობა იმ ატომებისაგან, რომლებიც თვითეულად ჰკარგავენ თითო ელექტრონს მძლავრი ელექტროგანცლის გავლენით. ეს მოლეკულები, უნდა ვიფიქროთ, განუწყვეტლივ წარმოიშობა მაგრამ მათი ხანმოკლე არსებობისა გამო, იგინი კვლავ იშლებიან ატომებად, ჰელიუმის მრავალხაზოვანი სპექტრი გარეგნულად უფრო მიაგავს ზოლოვან სპექტრს, ვიდრე წყალბადის შესაფერისი სპექტრი. ამ სპექტრში არის ხაზების ჯგუფები, რომლებიც მოგვაგონებენ ზოლებს ცოტად თუ ბევრად მკაფიო ნაპირებით.

რაც შეეხება სხვა ელემენტების (გაზების ან ორთქლების) სპექტრებს, ჩვენ დავკმაყოფილდეთ მხოლოდ ერთი ღირსმნიშვნელოვანი შენიშვნით. ამ უკანასკნელ წლებში აღმოჩენილ იქმნა, რომ ელემენტებს შეუძლია მოგვცეს სხვადასხვა ხაზოვან სპექტრების მთელი რიგი, რომლებიც შეეფერებიან ატომის სხვადასხვა შესაძლებელ მდგომარეობას (იონიზაციებს, იხ. ქვემოთ). ზოგიერთ შემთხვევაში სპექტრების რიცხვი აღწევს შვიდს. ერთი ასეთი მაგალითი აღმოჩენილ იქმნა 1923 წელს, უდიდესი მათი რიცხვი კი 1926 წლიდან. ამჟამად ასეთ სპექტრებს აღნიშნავენ რომაული ციფრებით, რომლებიც მიწერილია ელემენტის ნიშნის გვერდით (თ. II, § 2. ცხრ. 2). ამასთანავე ციფრი I ეკუთვნის ნორმალურ ატომს, ციფრები II, III და ასე შ.—იმ ატომებს, რომლებმაც ცვლილება განიცადეს და რაც უფრო დიდია ეს ცვლილება, მით უფრო მეტია ეს რომაული ციფრი. ნორმალურ სპექტრს (I) გვაძლევს ვოლტას რკალი და ამიტომ მას ეწოდება რკალური სპექტრი; დანარჩენებს (II, III და ასე შ.) ადგილი აქვს განცლით ნაპერწკალში და ეწოდებათ ნაპერწკლური სპექტრები. ჰელიუმის (He) რკალური სპექტრი აღინიშნება He I, ნაპერწკლური კი—He II. 1923 წელს პაშენმა აღმოაჩინა ალუმინის სპექტრები Al II და Al III, მაგნიუმის Mg II და ქლორის Cl IV. ამის შემდეგ ნაპოვნი იყო სპექტრები: სილიციუმის Si IV-მდე, ნახშირბადის C II, მაგნიუმის Mg IV-მდე, ჟანგბადის O III-მდე, აზოტის N V-მდე, ცირკონიუმის Zr IV-მდე, სპილენძის Cu III, რკინის Fe III-მდე, ტყვიის Pb IV-მდე, მანგანუმის Mn VII-მდე, ქრომის Cr V-მდე, კალიუმის K IV-მდე, არსენიკუმის As VI-მდე, კალის Sn IV-მდე, ბრომის Br IV-მდე, ქლორის Cl IV-მდე და ასე შ. განსაკუთრებით დიდი წარმატებაა ამ დარგში 1930 წლის შემდეგ, როდესაც მოხერხდა ნაპერწკლური სპექტრების მიღება და ამასთანავე უმაღლესი რიგობის სპექტრები კიდევ სხვა მრავალ ელემენტისათვის. განსაკუთრებით საინტერესოა, რომ ამ უკანასკნელ ხანებში შესაძლებელი გახდა მიღება სპექტრებისა Li II, Li III, Be III, Be IV, B IV, C V; ამის მიზეზს ჩვენ შემდეგ გამოვარკვევთ. აქედან ვხედავთ, რომ ყოველ ელემენტს ეკუთვნის ხაზოვან სპექტრების მთელი რიგი და ამასთანავე ეს სპექტრები ერთმანეთს სრულებით არ მიაგავს. ამ საკითხს კვლავ დავუბრუნდებით.

გადავიდეთ ახლა აგრეთვე მეტად მნიშვნელოვან საკითხზე: რა კავშირი არსებობს ელემენტის ხაზოვან სპექტრის ზოგად ხასიათსა და მენდელეევის სისტემაში ამ ელემენტების ადგილმდებარეობას შორის (თავი II § 1, ცხრ.

1 და 2). როგორც უკვე მოხსენებული გვქონდა, ელემენტების ყველა სპექტრი მხოლოდ ორი სახისა შეიძლება იყოს: მონაცემი სპექტრის ყველა სერია შედგება დუბლეტებისაგან, ან ზოგიერთი სერია შედგება მარტოული ხაზებისაგან და დანარჩენნი ტრიპლეტებისაგან; მაგრამ არაოდეს არ მოხდება, რომ ერთდაიმავე სპექტრში ზოგიერთი სერია დუბლეტებისაგან შედგებოდეს, დანარჩენნი კი მარტოული ხაზებისაგან ან ტრიპლეტებისაგან. მას შემდეგ რაც აღმოჩენილ იქნა მულტიპლეტები, შესაძლებელი გახდა ამ კანონს უფრო ზოგადი სახე მისცემოდა. დაახლოვებით 1922 წელს დაწყებულმა გამოკვლევებმა ცხადყვეს, რომ რომელიმე ელემენტის სპექტრის ყველა სერია აუცილებლად შედგება ან წყვილადი ან კენტადი ხაზებისაგან. ეს იმას ნიშნავს, რომ მონაცემ სპექტრში ზოგიერთი სერია შეიძლება დუბლეტებისაგან შედგებოდეს, მეორენი კვარტეტებისაგან, მესამენი—სექსტეტებისაგან; სხვა სპექტრებში კი ზოგიერთი სერია შედგება მარტოული ხაზებისაგან, მეორენი—ტრიპლეტებისაგან, მესამენი—კვინტეტებისაგან და ასე შ. შ. დავაკვირდეთ მენდელეევის ცხრილს. აღმოჩნდა, რომ ერთიდაიმავე ჯგუფის ყველა ელემენტი გვაძლევს ერთი ტიპის სპექტრებს, ე. ი. ან პირველი ტიპის (წყვილადს), ან მეორე ტიპის (ხაზების კენტად ჯგუფებს). რიდბერგმა და ზომერფელდმა (Sommerfeld) აღმოაჩინეს შესანიშნავი კანონი რიგრიგობისა, რომელიც ასე გამოითქმის: თუ პერიოდული სისტემის ჯგუფებს გავყევით ზრდადი ნომრებისაკენ, მაშინ სპექტრების ორი ტიპი რიგრიგობით იცვლება. თუ პერიოდული სისტემის ერთი ჯგუფის ელემენტებში ჩვენ გვაქვს სპექტრული სერიები წყვილადი ხაზებით, მაშინ ორ მეზობელ ჯგუფში ისეთი ელემენტებია, რომელთა სპექტრებიც შედგება კენტ ხაზიანი სერიებისაგან. ამას გარდა, აღმოჩნდა, რომ მენდელეევის ცხრილში მარჯვნივ გადანაცვლების დროს, ე. ი. ტუტე ლითონებიდან ინერციული გაზებისაკენ, სპექტრული ხაზების უდიდესი შესაძლებელი ჯერადობა და, მაშასადამე, შესაძლებელ ჯერადობათა რიცხვი თანდათან მატულობს ისე, რომ ერთი ჯგუფიდან მეზობელ ჯგუფში გადასვლის დროს ჯერადობას ემატება ერთი. ამასთან დაკავშირებულია სპექტრულ ხაზების თანდათანი გართულება მენდელეევის ცხრილში მარჯვნივ ერთი ჯგუფიდან მეორე ჯგუფზე გადასვლისას. პირველი ორი ჯგუფის სპექტრები შედარებით მარტივია, მაგრამ უკანასკნელი ჯგუფების სპექტრები შედგება მრავალ ხაზისაგან. 1922 წლამდე ნაპოვნი იყო პირველი სამი ჯგუფის ელემენტებისათვის სპექტრული ხაზების სერიები. ამჟამად შორს აღარ არის ის მომენტი, როდესაც ყველა ელემენტის სპექტრები სავსებით შესწავლილი იქნება, ე. ი. ყველა მათი ხაზი განაწილებული იქნება კანონზომიერად აგებულ სერიათა შორის. თუ ცალკეულ ჯგუფებს დავაკვირდით, მაშინ სპექტრები ასე შეგვიძლია დავახასიათოთ.

პირველი ჯგუფი, ტუტე ლითონები: ყველა სერია შედგება მხოლოდ დუბლეტებისაგან. მეორე ჯგუფი, ტუტე-მიწოვანი ლითონები: ზოგი სერია შედგება მარტოული ხაზებისაგან, ზოგიც ტრიპლეტებისაგან. მესამე ჯგუფი: დუბლეტებიანი

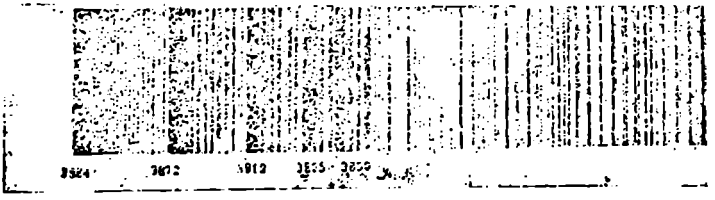
და კვარტეტებიანი სერიებისაგან. მეოთხე ჯგუფი: მარტოული, ტრიპლეტიანი და კვინტეტიანი სერიებისაგან. მეხუთე ჯგუფი შეიცავს დუბლეტიან, კვარტეტიან და სექსტეტიან სერიებს. კანონი ნათელია და შემდეგი ჯგუფების განხილვა ზედმეტია.

ჩვენ უკვე შევეხეთ ერთიდაიმავე ელემენტის სპექტრებს, რომლებიც აღვნიშნეთ ციფრებით I, II, III და ასე შ. ამ სპექტრებიდან I ეკუთვნის ნორმალურ ატომს, რომლის სტრუქტურაც არ შეცვლილა; ასეთ სპექტრს მივიღებთ მაგ. გეისლერის მილში ან ვოლტას რკალით, რომელიც ანთია გაზებრივ ან ორთქლებრივ ელემენტის შიგნით. უმაღლესი რიგის სპექტრებს II, III და ასე შ. მივიღებთ თანდათან გაძლიერებულ ელექტრო-ნაპერწკალით, რომელიც ტარდება ელემენტში. თუმცა ატომის სტრუქტურას მე-IV თავში განვიხილავთ, მაგრამ ჩვენ უკვე მოვიხსენიეთ, რომ მეორე სპექტრი მაშინ ჩნდება, როდესაც ატომი კარგავს ერთ ელექტრონს. აქ ცოტა წინ უნდა ვუსწროთ და ამას შემდეგიც დავუმატოთ: სპექტრები II, III, IV და ასე შ. მაშინ გამოჩნდება, როდესაც ატომიდან მოწყდება 1, 2, 3 დ. ასე შ. ელექტრონი. ახლა შეგვიძლია გადავიდეთ დიდმნიშვნელოვან კანონზე, წანაცვლების კანონზე, რომელიც აღმოაჩინეს 1919 წელს კოსელმა და ზომერფელდმა; ამჟამად ეს კანონი შეიძლება გამოითქვას უფრო ზოგადი სახით. იგი მდგომარეობს შემდეგში: სპექტრთა მწკრივში I, II, III და ასე შ. ერთი სპექტრიდან მეორეზე გადასვლის დროს, სპექტრის ხასიათი თითქოს ინაცვლებს მარცხნივ ერთი ადგილით მენდელეევის სისტემის ჯგუფთა მწკრივში. ასე, მაგ., ტუტე-მიწოვან ლითონების სპექტრი II მიაგავს ტუტე ლითონების სპექტრს, ე. ი. იგი შედგება უკვე არა მარტოულ და ტრიპლეტიან ხაზების სერიებისაგან, არამედ მხოლოდ დუბლეტებისაგან. იგივე ითქმის მესამე ჯგუფის ელემენტების სპექტრების შესახებ, მეოთხე ჯგუფის სპექტრების შესახებ და ასე შ. მეექვსე ჯგუფის ელემენტის სპექტრი (მაგ. ქრომი; კენტადი ხაზები) შედგება დუბლეტებისაგან და კვარტეტებისაგან. როდესაც ნაპერწკლის გაძლიერებასთან ერთად და რიცხვების I, II, III და ასე შ. ზრდის დროს სპექტრი მიაღწევს ტუტე ლითონების სპექტრების ტიპს, მაშინ მის მეზობლად მარცხნივ აღმოჩნდება ინერციული გაზები. აქ ადგილი აქვს სპექტრის სტრუქტურის უდიდეს ცვლილებას, ვინაიდან უმარტივესი სპექტრი გადადის ურთულეს სპექტრად. მართლაც, უკვე 1894 წელს აღმოჩენილ იქმნა, რომ ნატრიუმი და კალიუმი მძლავრი ნაპერწკლური განცლის გაელენით, გეაძლევს უაღრესად მრავალხაზოვან სპექტრებს, რომლებიც მიაგავს ინერციულ გაზების სპექტრს. 1922 წლიდან ასეთივე მოვლენა აღმოჩენილ იქნა ორ სხვა ტუტე ლითონისათვის—რუბიდიუმისათვის და ცეზიუმისათვის.

ახლა უკვე შეგვიძლია აეხსნათ, თუ რატომ არის განსაკუთრებით საინტერესო სპექტრი Li II (იხ. ზემოთ) წანაცვლების კანონი გვიჩვენებს, რომ სპექტრი Li II უნდა მიაგავდეს სპექტრს He I, რომელიც, როგორც დავინახეთ, შედგება ორ, ერთმანეთზე თანამთხვეულ მრავალხაზოვან სპექტრისაგან—ორტო და პარაჰელიუმის სპექტრებისაგან. აღმოჩნდა, რომ ნაპერწკ-

ლურ სპექტრებშიაც Li II ადგილი აქვს ორი სპექტრის ასეთივე თანამხვევას და ეს სპექტრები ემსგავსება ორტო და პარაჰელიუმის სპექტრებს. აქედან გამომდინარობს, რომ ლითიუმის ორთქლი, რომლის ატომებმაც დაჰკარგეს თითო ელექტრონი, წარმოადგენს ორი ორთქლის ნარევს: ორტო და პარალითიუმის.

მაგრამ უფრო საინტერესოა და უფრო დიდი მნიშვნელობა აქვს სპექტრებს Li III და Be IV. გამოვიყენოთ კოსელის და ზომერფელდის კანონი ყველაზე უფრო მსუბუქი ელემენტებისათვის: ჰელიუმი (He, რიგის ნომერი Z=2), ლითიუმი (Li, Z=3) და ბერილიუმი (Be, Z=4). ზემოხსენებულ კანონიდან გამომდინარებს, რომ ნაპერწკლური სპექტრი He II უნდა მიაგავდეს წყალბადის სპექტრს (H, Z=1), რაც, როგორც დავინახეთ, მართლაც სინამდვილეში არსებობს. მეცნიერნი დიდხანს უშედეგოდ ცდილობდნენ მიეღოთ სპექტრი Li III, რომელიც, იმავე კანონის თანახმად, უნდა ემსგავსებოდეს წყალბადის სპექტრს. იგივე ითქმის, ცხადია, სპექტრის Be IV შესახებაც. მე-III თავში § 1 ჩვენ მოვიხსენიეთ შვედელ მეცნიერთა ედლენის და ერიქსონის ნაშრომი, რომელიც გამოქვეყნდა 1930 წლის თებერვალში. ამ ნაშრომში ულტრაიისფერი სპექტრი გამოკვლეული იყო 76 Å-მდე. ახლა ამას უნდა დაუმატოთ, რომ ამ მეცნიერებმა აღმოაჩინეს რამდენიმე ხაზი სპექტრებში Li III და Be IV. სწორედ ეს ხაზები აღმოჩნდა შორეულ ულტრაიისფერ ნაწილში, რომელიც აღწევს 76 Å-ს. მათი ადგილმდებარეობასწ ორედ თანემთხვევა იმ ადგილს, რომელიც საერთო თეორიით (თავი IV, § 7) წინასწარ_იყო გათვალისწინებული.



ნახ. 2.

მე-4 პარაგრაფის დასაწყისში შეეხეთ ზოლოვან სპექტრებს, მათ საერთო_სახეს და ვთქვით, რომ ასეთ სპექტრს გვაძლევს მოლეკულები. 2 ნახ-ზე მოთავსებულია ერთ-ერთი ჯგუფი ე. წ. ციანურ ზოლებისა, რომლებსაც გვაძლევს ვოლტას რკალი ნახშირის ელექტროდთა შორის. აქ ჩვენ ვხედავთ ხუთი ზოლისაგან შემდგარ ჯგუფს; მათი ნაპირების ტალღის სიგრძენი აღნიშნულია ონგსტრემებით. მთელი ჯგუფი მდებარეობს სპექტრის ულტრაიისფერ ნაწილში; ზოლების ნაპირები მდებარეობს ზრდადი სიგრძის ტალღებში, ე. ი. სპექტრის ხილულ ნაწილში. ფრანგმა მეცნიერმა დელანდრმა ჯერ კიდევ 1885 წ. აღმოაჩინა ის ძირითადი კანონები, რომლებსაც ემორჩილება სპექტრულ ზოლების შემადგენელი ხაზები. მან იპოვა შემდეგი:

ერთი რომელიმე ზოლის ხაზები შეგვიძლიან გავანაწილოთ სერიებად, რომლებიც თითქოს ერთმანეთში არიან ჩალაგებულნი და ყველა ისინი იწყება ერთდაიმავე ადგილთან, სახელდობრ, ზოლის ნაპირთან. ზოლის ნაპირიდან დაშორებასთან ერთად, ერთი სერიის ხაზები ერთმანეთს უფრო და უფრო შორდება და ამასთანავე ორ მეზობელ ხაზის რხევის რიცხვთა სხვაობა იზრდება არითმეტიკული პროგრესიით. ერთი რომელიმე ზოლის ყველა სერიის ხაზებს ახასიათებს მეზობელ ხაზების სიხშირეთა ერთნაირი სხვაობა; მაგრამ ერთდაიმავე სპექტრში სხვადასხვა ზოლის სერიებს აქვს რხევის რიცხვთა სხვადასხვა სხვაობა. აქედან გამომდინარეობს, რომ ერთი რომელიმე სერიის ხაზებისათვის რხევათა სიხშირენი ν გამოიხატება შემდეგი სახის განტოლებით:

$$\nu = a + bm^2, \tag{17}$$

სადაც a და b წარმოადგენს მონაცემი სერიისათვის ორ მუდმივ რიცხვს. m არის ხაზების რიგის ნომერი 1, 2, 3, 4 და ასე შ. რომელთა თვლაც იწყება ზოლის ნაპირიდან. ზემონათქვამი გვიჩვენებს, რომ b თითქმის ერთნაირია ერთი რომელიმე ზოლის ყველა სერიისათვის. მაგრამ, თუ გვაქვს ზოლების მთელი ჯგუფი, მაშინ მათი ნაპირები თანდათან უახლოვდება ერთმანეთს, თუ გავყვებით ზოლებს მათი ნაპირებიდან ზოლების შიგნით, ე. ი. მარცხნიდან მარჯვნივ (ნახ. 2). ამგვარად, ზოლები ერთმანეთს უახლოვდება იმ მიმართულებით, საითკენაც ამ ზოლების შემადგენელი ხაზები ერთმანეთს შორდება. ზოლთა ჯგუფის ნაპირებისათვის სიხშირენი ν გამოიხატება იმავე სახის განტოლებით, როგორც სერიის ხაზების სიხშირენი:

$$\nu = A + Bp^2 \tag{18}$$

აქ A და B ორი მუდმივი რიცხვია; p კი ზოლთა ჯგუფში, ზოლის რიგის ნომერია 1, 2, 3, 4 და ასე შ., თუ მათ ზემონაჩვენები მიმართულებით დავთვლით.

რათა მოვათავოთ სხივადი ენერგიის საკითხის განხილვა, რამდენადაც აქ მას შეგვიძლია შევეხოთ, მოვიგონოთ შთანთქმის სპექტრები და კირხჰოფის კანონი. შთანთქმის სპექტრს მაშინ მივიღებთ, როდესაც განუწყვეტელ სპექტრის ან მისი ნაწილის მომცემ სხივებს გავატარებთ რაიმე ნივთიერების ფენში. უმეტეს შემთხვევაში სწორედ ეს ნივთიერება წარმოადგენს ჩვენი კვლევის ობიექტს; ამ გამოკვლევამ უნდა გამოარკვიოს იმ სხივებიდან, რომლებითაც ჩვენ ვსარგებლობთ, სახელდობრ რომლებს შთანთქავს ეს ნივთიერება, რასაც, ცხადია, შეუძლია მოგვცეს ძვირფასი ცნობები მისი შინაგანი სტრუქტურის შესახებ. თვით გამოსაკვლევ ნივთიერებას არ უნდა ჰქონდეს მაღალი ტემპერატურა. ზოგჯერ გამოკვლევის მთავარი ყურადღება მიქცეულია იმ სხივების თვისებათა შესწავლისაკენ, რომლებითაც ვსარგებლობთ. ეს მეტადრე მოკლე ტალღის სხივებს ეხება, ე. ი. რენტგენის სხივებს, გამა-სხივებს და ჰესის კოსმოსურ სხივებს: მათი თვისებანი, განსაკუთრებით ამ ორ უკანასკნელების, ჯერჯერობით არ არის დაწვრილებით შესწავლილი და ამიტომ მათ შთანთქმადობას სხვადასხვა ნივთიერებაში უდიდესი მნიშვნელობა აქვს

მათი დახასიათებისათვის; ამავე დროს ჩვენ შეგვიძლია ძვირფასი ცნობები მივიღოთ შთანმთქავი ნივთიერების შესახებაც.

ამ შემთხვევაში იკვლევენ სხივების შემადგენლობას და ინტენსიობას ნივთიერებაში გავლამდე და მასში გავლის შემდგომ. ჩვეულებრივი შთანთქმითი სპექტრი წარმოადგენს უწყვეტელ სპექტრს, რომელშიაც არ არის გამოსაკვლევ ნივთიერებაში შთანთქმული სხივები.

შთანთქმითი სპექტრი შეიძლება იყოს უწყვეტი, ხაზოვანი ან ზოლოვანი, სადაც ზოლები საკმაო დისპერსიის დროს ცალკეულ ხაზებად არის დაშლილი.

რაც შეეხება ყველასათვის ცნობილ კირხჰოფის კანონს, ჩვენ დაუმატებთ რამდენიმე სიტყვას იმას, რაც ჩვეულებრივ ნათქვამია ელემენტარულ სახელმძღვანელოებში.

უპირველესად ყოვლისა უნდა აღინიშნოს, რომ ეს კანონი ეხება მხოლოდ კალორიულ გამოსხივებას, ე. ი. ისეთს რომელიც გამოწვეულია მხოლოდ და მხოლოდ სხეულის სითბური ენერგიით და წარმოადგენს ტემპერატურის ფუნქციას. იგი არ ეხება ე. წ. ლუმინესცენციას, რომლის დროსაც ხილული სინათლის გამოსხივებას თანარსდევს ტემპერატურის შესაფერისი ამაღლება, მაგ., ჩვეულებრივი ტემპერატურის დროს ან მეტად დაბალი ტემპერატურის დროს. ასეთ მოვლენებს ეკუთვნის: ყველასათვის ცნობილი ფოსფორესცენცია, ზოგიერთ ნივთიერების გამონათება შედარებით მცირე გათბობის დროს (თერმო-ლუმინესცენცია), კრისტალიზაციის დროს, ხახუნის და მსხვრევის დროს (შაქარი), ზოგიერთ ქიმიურ რეაქციების დროს, ელექტროდენის გავლის დროს გაიშვიათებულ გაზებში; ამასვე ეკუთვნის ზოგიერთ ცხოველის და მცენარის გამონათება.

კირხჰოფის კანონი შედარებით მარტივად ასე გამოითქმის: ყოველი სხეული მონაცემი ტემპერატურის დროს შთანთქავს სხვათა შორის იმ სხივებს, რომლებსაც იგი ამ ტემპერატურის დროს გამოასხივებს. მაგრამ შებრუნებით თქმა სწორი არ იქნება; შეუძლებელია იმის თქმა, რომ სხეული შთანთქავს მხოლოდ იმ სხივებს, რომლებსაც იგი გამოასხივებს. საკმარისია მოვიხსენიოთ, რომ ჩვენ გარს გვარტყია გაუმჭვირვალე სხეულები, ე. ი. ისეთნი, რომლებიც შთანთქავს ყველა ხილულ სხივს, თუმცა იგინი ამ სხივებს არ გამოასხივებენ; მაგრამ იმ სხივებს, რომლებსაც იგინი გამოასხივებენ, აუცილებლად შთანთქავენ.

რაც ითქვა სხივადი ენერგიის შესახებ ამ თავში, ამით მოვთავთ; მრავალ საკითხს სხივადი ენერგიის შესახებ კელავ დაეუბრუნდებით. ასეთ საკითხებს ეკუთვნის: სხივადი ენერგიის გამოსხივების და შთანთქმის მექანიზმის საკითხი, რენტგენის სხივები, გამა-სხივები და ჰესის კოსმოსური სხივები; ამავე საკითხებს ეკუთვნის: მაგნიტურ და ელექტრულ ძალთა გავლენა გამოსხივებაზე, სპექტრულ ხაზების თანამგზავრთა არსებობა და ბალლის სინათლის კვანტური თეორია.

თავი მეოთხე

ატომის აგებულება და სპექტრების წარმოშობა

§ 1. საკითხის ისტორია

ამ თავს ჩვენ უძღვნით თანამედროვე ფიზიკის ერთ-ერთ უდიდეს საკითხს, რომელიც წარმოიშვა და ფართოდ განვითარდა მიმდინარე მე-XX საუკუნეში. მთავარი ბიძგი ამ განვითარებას მისცა 1913 წელს დანელ მეცნიერის ნილს ბორის გენიოსურმა გამოკვლევამ.

დიდი ხანია მას შემდეგ, რაც მეცნიერებამ გამოარკვია, რომ მატერია შედგება მოლეკულებისაგან, მოლეკულები კი—ატომებისაგან. ასი წლის განმავლობაში მეცნიერება იკვლევდა მატერიის აგებულობის დეტალებს და შეიძლება ითქვას, რომ ეს მუშაობა ჩაატარა ქიმიამ. მხოლოდ მიმდინარე საუკუნეში მეცნიერებამ გაბედულად გადადგა შემდეგი ნაბიჯი და დააყენა საკითხი ატომის აგებულების შესახებ. ამასთანავე, რაც მეტად დამახასიათებელია, ეს მუშაობა ჩაატარა ფიზიკამ. ამ უკანასკნელის მიერ აღმოჩენილ და შესწავლილ იქნა ის მრავალსახოვანი მოვლენები, რომლებმაც ჯერ მიგვიყვანეს ატომის აგებულების საკითხის დაყენებამდე, შემდეგ მის გადაწყვეტამდე. მის მიერვე განმარტებულ იქნა ის დასკვნები, რომლებიც გამომდინარებდნენ ატომის ახალი თეორიიდან, და მით ნაპოვნი იქნა იმ მრავალ ფაქტის და მოვლენის ახსნა, რომლებიც მანამდე ბურუსით იყო მოცული და მიუხედავად მრავალი ცდისა, მათი მოთავსება ლოგიკურად ნაშენ თეორიის ჩარჩოებში შეუძლებელი გახდა.

ჩვენთვის საჭირო არაა შევჩერდეთ იმ ნაწილობრივ უკვე ცნობილ მოვლენებზე და ფაქტებზე, რომლებმაც როგორც ვთქვით, აიძულეს მეცნიერული და შემოქმედებითი აზროვნება წამოეყენებინა საკითხი ქიმიურ ელემენტების ატომების აგებულების ანუ „სტრუქტურის“ შესახებ. ყველა ეს მოვლენები მოწმობენ, რომ ატომები შედგება ელექტრულ მუხტებისაგან. ასეთ მოვლენას ეკუთვნის ძველადვე ცნობილი ელექტროლიზის მოვლენა ე. ი. ქიმიურ რეაქციების წარმოშობა სხეულებში, უმთავრესად სიმჟავეთა, ტუტეთა და მარილთა ხსნარებში, როდესაც მათში გავატარებთ ელექტროდენს. ექვი არ იყო, რომ ნივთიერების (ელექტროლიტის) შიგნით ელექტროდებისაკენ მოძრაობენ მოლეკულები ან ატომები (იონები)—ზოგნი დატვირთული ელექტრონებით, ზოგი კი—დადებითად, როგორც ეხლა ამბობენ, ელექტრონებს დაკლებულნი (იხ. თ. II, § 4). ასეთივე მოვლენას ეკუთვნის მრავალრიცხოვანი უკვე შესწავლილი გაზების იონიზაციის შემთხვევები, რომლის დროსაც ჩნდება თავისუფალი ელექტრონები, გაზების მოლეკულებიდან ან ატომებიდან მოწყვეტილნი, რის შემდეგ იგინი წარმოადგენენ დადებითად დამუხტულ იონებს. ყველასათვის ცნობილია, რომ რენტგენის მიერ აღმოჩენილი სხივების ერთ-ერთი მთავარი თვისება იმაში მდგომარეობს, რომ იგინი იწვევენ იმ გაზების იონიზაციას, რომლებშიაც მათ უხდებათ გაელა. ატომების შიგნით ელექტრომუხტების არსებობას ამტკიცებს აგრეთვე ახლად აღმოჩენილი რადიაქტიური ნივთიერე-

ბანი, რომლებიც გამოასხივებენ მეტად სწრაფად მოძრავ ელექტრონებს (ბეტა-სხივებს) და აგრეთვე დადებითად დამუხტულ ალფა-ნაწილაკებს, ე. ი. ისეთ ნაწილაკებს, რომლებსაც აკლიათ ორ-ორი ელექტრონი:

ამ მოვლენათა ერთობლივობამ და აგრეთვე ზოგიერთმა სხვა მოვლენამ, მაგ. ფოტოელექტრულმა (იხ. თ. VIII), მეცნიერები იმ დასკვნამდე მიიყვანა, რომ ქიმიური ელემენტების ატომების სტრუქტურა რთულია და იგინი არ წარმოადგენენ ერთგვაროვან ბირთვებს, როგორც წინათ ეგონათ. წარმოიშვა ის აზრი, რომ ატომი შეიცავს ელექტრულ მუხტებს, სხვათა შორის ელექტრონების სახითაც. ატომის აგებულობის შესახებ არა ერთი ჰიპოთეზი იქნა გამოთქმული, არა ერთი „მ ო დ ე ლ ი ა ტ ო მ ი ს ა“ იქნა წამოყენებული. მოკლედ ავწეროთ სამი მოდელი, რომლებიც წამოყენებული იყო მიმდინარე საუკუნის 1913 წლამდე. პირველი ასეთი მოდელი ეკუთვნის ლ ო რ დ კ ე ლ ვ ი ნ ს (Kelwin) (წინათ ვილიამ ტომსონი, 1902), რომლის შეხედულებითაც ატომი წარმოადგენს სფეროს, სადაც დადებითი ელექტრობა თანაბრად არის განაწილებული; ამ სფეროს შიგნით იმყოფება ელექტრონების ისეთი რიცხვი, რომელიც ექვივალენტურია თვით სფეროს მუხტისა, ასე რომ, ზედაპირიდან დაშორებულ წერტილებში სფერო უნდა იყოს ელექტრულად ნეიტრალური. ეს მოდელი ვრცლად დაამუშავა მეორე ინგლისელმა მეცნიერმა ჯ. ჯ. ტ ო მ ს ო ნ მ ა (J. J. Thomson, 1910); ეს მოდელი კარგა ხანს იყო მიჩნეული მეცნიერებაში. ჯ. ჯ. ტ ო მ ს ო ნ მ ა შეისწავლა ელექტრონების სხვადასხვა რიცხვისაგან შემდგარ ჯგუფების წონასწორობა ისეთი დადებით ბირთვის შიგნით, რომლის დიამეტრიც მან მიიღო ატომის დიამეტრის თანასწორად ე. ე. 10^{-8} სმ. მისი აზრით სხივად ენერგიას გამოასხივებს ბირთვის შიგნით მერყეევი ელექტონები. სხვათა, შორის, ჯ. ჯ. ტ ო მ ს ო ნ მ ა ის აზრიც გამოსთქვა, რომ მის მოდელში ელექტრონების რიცხვი დაახლოვებით უნდა უდრიდეს ელემენტის ატომური წონის ნახევარს. მიუხედავად ამისა, მისმა მოდელმა ვერ ახსნა სპექტრებში შემჩნეული კანონზომიერებანი, თუნდაც ისეთი მარტივის, რომელიც გამოხატულია ბ ა ლ მ ე რ ი ს ფორმულით წყალბადისათვის. [თავი III, § 4, ფორმულა (6)]. ინგლისელმა მეცნიერმა ე. რ ე ზ ე რ ფ ო რ დ მ ა (E. Rutherford, 1912) ახალ გამოკვლევებზე დამყარებით ააგო ატომის სხვა მოდელი. ამ მეცნიერის აზრით, ა ტ ო მ ი შ ე დ გ ე ბ ა დ ა დ ე ბ ი თ ი ე ლ ე ქ ტ რ ო ბ ი თ დ ა მ უ ხ ტ უ ლ გ უ ლ ი ს ა გ ა ნ, რ ო მ ლ ი ს ი რ გ ვ ლ ი ვ ბ რ უ ნ ა ვ ე ნ ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ ე ბ ი, ი მ ი ს მ ს გ ა ვ ს ა დ, რ ო გ ო რ ც პ ლ ა ნ ე ტ ე ბ ი ბ რ უ ნ ა ვ ე ნ მ ზ ი ს ი რ გ ვ ლ ი ვ. ა ტ ო მ ი ს გ უ ლ ი მ ე ტ ა დ მ ც ი რ ე ზ ო მ ი ს ა ა (დაახლოებით 10^{-12} სმ.), მ ა გ რ ა მ მ ა ს შ ი დ ა გ რ ო ვ ი ლ ი ა ა ტ ო მ ი ს თ ი თ ქ მ ი ს მ თ ე ლ ი მ ა ს ა. გულის მუხტი ეკვივალენტურია ყველა იმ ელექტრონის მუხტისა, რომლებიც ბრუნავენ გულის ირგვლივ. ჰოლანდელმა მეცნიერმა ვან-დერ-ბრეკმა (Vander Broek) პირველმა გამოსთქვა ის აზრი (1913), რომ ა ტ ო მ ი ს გ უ ლ ი ს ი რ გ ვ ლ ი ვ მ ბ რ უ ნ ა ვ ი ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ ე ბ ი ს რ ი ც ხ ვ ი უ დ რ ი ს ე ლ ე მ ე ნ ტ ი ს რ ი გ ი ს Z ნ ო მ ე რ ს (თ. II, § 2. ცხრ. 1 და 2). უნდა აღინიშნოს, რომ რ ე ზ ე რ ფ ო რ დ ი ს მოდელმა ვერ აგვიხსნა ცალკეული და მკვეთრი ე. ი. ვიწრო სპექტრულ ხაზების წარმოშობის მიზეზი.

1913 წელს გამოქვეყნდა ბორის სამი სტატია, რომლებშიაც აღწერილი იყო გენიოსური გამოკვლევა ატომის სტრუქტურის შესახებ და ამ მომენტიდან გადაიშალა ფიზიკის ისტორიის ახალი ფურცელი. ამ მომენტიდან ატომის აგებულების საკითხი განუყოფელად დაუკავშირდა სპექტრების წარმოშობის საკითხს, რასაც შემდეგში ნათლად დავინახავთ. 1913 წლის ბოორის თეორიამ დროის მსვლელობა განიცადა მრავალგვარი ცვლილებანი; ამ თეორიის ზოგიერთი დებულება, ძირითადნიც კი, საკმაოდ მალე უარყვეს. იმ ღრმა ცვლილებებზე, რომლებიც შეიტანა ამ თეორიაში მიკრომექანიკამ, გვექნება საუბარი ამ წიგნის უკანასკნელ თავში. მაინც სასარგებლოდ მიგვაჩნია პირველ რიგში განვიხილოთ ბორის თეორიის ძირითადი საფუძვლები იმ სახით, რა სახითაც იგინი გამოქვეყნდა 1913 წელს, მით უმეტეს, რომ მოზლი ბორის თეორიის სწორედ ამ პირველად სახეს ემყარებოდა, როდესაც მან თავის უკვდავ გამოკვლევაში განსაზღვრა ელემენტების რიგის ნომრები. ამის შესახებ უკვე გვქონდა მოხსენებული თ. II, § 2, დაწვრილებით კი განვიხილავთ თავში V, რომელიც ეხება რენტგენის სხივების თეორიის განვითარების საკითხს. ბორმა მთლიანად მიიღო რეზერფორდის მოდელი ატომისა ვან-დერ-ბრეკის დამატებით: იმ ელემენტის ატომი, რომლის რიგის ნომერიც მენდელეევის ცხრილში უდრის Z-ს, შედგება გულისაგან, რომლის დადებითი E მუხტიც თავის აბსოლუტური სიდიდით უდრის Z პროტონთა მუხტს, ასე რომ, შეიძლება დაიწეროს:

$$E = Ze \text{ (პროტონი)}, \qquad (1)$$

სადაც e ელექტრონის მუხტია, რომელიც განვიხილეთ თ. II § 4; ცხადია, რომ ფორმულაში (1) e შედის შებრუნებული ნიშნით, ვინაიდან აქ საქმე გვაქვს პროტონებთან და არა ელექტრონებთან. გულის ირგვლივ აქაც ბრუნავს Z ელექტრონი, თუ ატომი ნეიტრალურ მდგომარეობაში იმყოფება, ე. ი. არ დაუკარგავს და არც მიუერთებია არც ერთი ელექტრონი; ასეთ შემთხვევაში ატომი დაელექტროებული არ არის და იმ მანძილზე, რომელიც აღემატება მის ზომას, ატომის მიერ გამოწვეულ ელექტრულ ძალების არსებობას ვერ აღმოვაჩენთ. მაგრამ, გული შედგება არა მარტო Z პროტონებისაგან, რომლებიც ანეიტრალებენ გულის გარშემო მყოფ Z ელექტრონებს და აი რატომ, როგორც დავინახეთ (თ. II. § 4), ელექტრონის მასა მეტად მცირეა; იგი 1840-ჯერ ნაკლებია წყალბადის ატომის მასაზე. ამიტომ მცირე შეცდომის დაშვებით, შეგვიძლია ვთქვათ, რომ ატომის გულის წონა უდრის თვით ატომის წონას, ე. ი. ელემენტის ატომურ A წონას. მაგრამ პროტონის წონა ზუსტად უდრის წყალბადის ატომის წონას, ე. ი. იმ ერთეულს, რომლითაც ვზომავთ ატომურ წონას; აქ ანგარიშს არ უწევთ იმ მცირე განსხვავებას, რომელიც არსებობს წყალბადის ატომის წონასა და ჟანგბადის ატომის $\frac{1}{16}$ წონას შორის. აქედან ცხადია, რომ პროტონების რიცხვი გულში უნდა უდრიდეს ელემენტის ატომურ A წონას. მოვიგონოთ, რომ ელემენტების ატომური წონა A მთელი რიცხვებით გამოვხატეთ (თ. II § 1) და ის ატომური წონები, რომლებიც

ჩამოთვლილია ცხრილებში 1 და 2 (თ. II § 2), შეეფერება მონაცემ ელემენტის **ი ზ ო ტ ო პ ე ბ ი ს** ნარევს; ეს არის პრაქტიკული ატომური წონა. ზემონათქვამიდან ცხადია, რომ ატომის გულში მოთავსებული მთელი, დადებითი მუხტი E, უდრის არა Ze-ს [იხ. განტ. (1)], არამედ Ae-ს, ასე რომ, შეიძლება დაიწეროს:

$$\text{გულის დადებ. მუხტი } E' = Ae \text{ (პროტონი)} \qquad (2)$$

როგორც ვიცით, ატომური წონა A გაცილებით დიდია რიგის ნომერზე (იხ. II, § 2, ცხრილი 2), ე. ი. პროტონების რიცხვი გულში გაცილებით მეტია **გ ა რ ე** ელექტრონების რიცხვზე, ე. ი. იმ ელექტრონების რიცხვზე, რომლებიც გულს გარსარტყიან. ამგვარად, **ნ ე ი ტ რ ა ლ უ რ ი** ატომი უნდა შეიცავდეს ელექტრონების და პროტონების ერთნაირ რიცხვს. ეს იმას ნიშნავს, რომ **ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ ე ბ ი გ უ ლ ი ს შ ი გ ნ ი თ ა ც უ ნ დ ა ა რ ს ე ბ ო ბ დ ნ ე ნ** და ამავე დროს ისეთი რაოდენობით, რომ **შ ი დ ა** და **გ ა რ ე** ელექტრონების საერთო რიცხვი უნდა უდრიდეს გულში **მ ო თ ა ვ ს ებ უ ლ ი** პროტონების A რიცხვს. აქედან ცხადია, რომ **შ ი დ ა ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ ე ბ ი ს** რიცხვი ტოლია A—Z, ასე რომ, შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\text{გულის უარყოფითი მუხტი } E'' = (A - Z).\ e \text{ (ელექტრონი)} \qquad (3)$$

ყველა ზემოხსენებულის თანახმად **ა ტ ო მ ი ს შ ე მ ა დ გ ე ნ ლ ო ბ ა** ასეთია:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{გარე ელექტრონების რიცხვი} & Z \\ \text{გულში პროტონების რიცხვი} & A \\ \text{შიდა ელექტრონების რიცხვი} \ldots\ldots & A-Z \\ \text{ატომში ელექტრონების საერთო რიცხვი} & A \end{array}\right\} \qquad (4)$$

შიდა ელექტრონებს ზოგჯერ უწოდებენ **გ უ ლ ი ს შ ი დ ა** ელექტრონებს, გარე ელექტრონებს კი—**პ ლ ა ნ ე ტ უ რ ს**, ვინაიდან ეს უკანასკნელნი ატომის გულის ირგვლივ ბრუნავენ ისევე, **რ ო გ ო რ ც პ ლ ა ნ ე ტ ებ ი მ ზ ი ს ი რ გ ვ ლ ი ვ.**

ცხრილი 3

ელემენტი	აღნიშნა.	რიგის ნომერი Z	ატომური წონა A	გარე ელექტრონების რიცხვი Z	პროტონების რიცხ. გულში A	შიდა ელექ. რიცხვი A—Z
წყალბადი	H	1	1	1	1	—
ჰელიუმი	He	2	4	2	4	2
ლითიუმი	Li	3	7*	3	7	4
ნახშირბადი	C	6	12	6	12	6
აზოტი	N	7	14	7	14	7
ნატრიუმი	Na	11	23	11	23	12
ალუმინი	Al	13	27	13	27	14
გოგირდი	S	16	32*	16	32	16
კალციუმი	Ca	20	40*	20	40	20
რკინა	Fe	26	56*	26	56	30
სპილენძი	Cu	29	63*	29	63	34
ბრომი	Br	35	79*	35	79	44
ვერცხლი	Ag	47	107	47	107	60
იოდი	J	53	127	53	127	74
ოქრო	An	79	197	79	197	118
ვერცხლის წყალი	Hg	80	202*	80	202	122
ტყვია	Pb	82	207*	82	207	125
რადიუმი	Ra	88	226	88	226	136
ურანი	U	92	238*	92	238	148

გამოვიყენოთ ეს ცხრილი მენდელეევის სისტემის პირველი ორი ელემენტისათვის: წყალბადისათვის და ჰელიუმისათვის. წყალბადისათვის Z=1, A=1; ეს იმას ნიშნავს, რომ წყალბადის ატომი შედგება ერთი პროტონისაგან, რომლის ირგვლივაც ბრუნავს ერთი ელექტრონი. წყალბადის ატომის გული წარმოადგენს სწორედ პროტონს. წყალბადი—ერთადერთი ელემენტია, რომლის გულიც ელექტრონს არ შეიცავს, ჰელიუმისათვის Z=2, A=4. ეს იმას ნიშნავს, რომ ჰელიუმის ატომის გული შეიცავს 4 პროტონს და A—Z=4—2=2 ელექტრონს; გულის ირგვლივ ბრუნავს 2 ელექტრონი. ჰელიუმის ატომის გული წარმოადგენს სწორედ იმ შესანიშნავ ალფა-ნაწილაკს, რომელსაც გამოაკრთობენ რადიაქტიური ნივთიერებანი და რომელიც თანამედროვე ფიზიკაში ასეთ დიდ როლს თამაშობს. ცხრილში ჩამოთვლილია მაგალითისათვის ზოგიერთი ელემენტის ატომის შემადგენლობა; ატომურ A წონის გვერდით აღნიშნული ვარსკვლავი იმის მაჩვენებელია, რომ ცხრილში ჩაწერილია ერთერთი იზოტოპი.

ამგვარად, ჩვენ ვხედავთ, რომ მაგ. სპილენძის ატომის გული შეიცავს 63 პროტონს და 34 ელექტრონს, გულის ირგვლივ კი ბრუნავს 29 ელექტრონი; ურანის ატომის გული შეიცავს 238 პროტონს და 146 ელექტრონს, გულის ირგვლივ კი ბრუნავს 92 ელექტრონი; ასე რომ, ურანის ატომი 476 ნაწილაკისაგან შედგება! ადვილი მისახვედრია, რომ ყველა შემადგენელ ნაწილაკის საერთო რიცხვი ყოველთვის უდრის 2 A—ს, ე. ი. გაორკეცებულ ატომურ წონას, ვინაიდან ყველა ელექტრონის რიცხვი უდრის პროტონების რიცხვს, ეს უკანასკნელი კი უდრის A-ს.

ვიდრე გადავიდოდეთ ბორის თეორიის დაწვრილებით განხილვაზე, უნდა მივაქციოთ ყურადღება ორ გარემოებას: მე-XIX საუკუნის მეცნიერთა შეხედულებით ელემენტები არსებითად სხვადასხვა ნივთიერებას წარმოადგენენ; მათი აზრით ბუნებაში არსებობენ მრავალი აგენტები (ეხლა ვიტყოდით 92), ასე ვთქვათ, სრულიად დამოუკიდებელნი, ერთმანეთთან დაუკავშირებელნი და მით უმეტეს, ცხადია, ისეთნი, რომელთაც არავითარ პირობებში ერთი მეორეში გარდაქმნა არ შეუძლიათ. მართლაც, ერთი ელემენტის მეორე ელემენტში გარდაქმნის შესაძლებლობა საშუალო საუკუნეთა ალქიმიკოსების ოცნებად იყო მიჩნეული. ატომები წარმოდგენილი ჰქონდათ ნივთიერების ისეთ ნაწილაკებად, რომლებიც უფრო მცირე შემადგენელ ნაწილაკებად არავითარ შემთხვევაში აღარ იშლებიან. სპილენძის ატომი შედგება სპილენძისაგან, გოგირდის ატომი—გოგირდისაგან; ესენი არიან ამა თუ იმ ნივთიერების ჰაწაწინა მარცვლები, რომლებიც არსებითად სხვადასხვანი არიან. ეხლა სულ სხვა სურათი გვაქვს. ყველა ელემენტის ატომები აგებულია ერთ გეგმაზე ელექტრონებისაგან და პროტონებისაგან. ერთი ელემენტის მეორე ელემენტში გარდაქმნის შესაძლებლობა, თეორიულად რომ ვთქვათ, აღარ წარმოადგენს უაზრო ოცნებას. ავიღოთ მაგ. ვერცხლისწყალი და ოქრო, რომლებიც მენდელეევის სისტემაში ერთმანეთის გვერდით არიან მოთავსებულნი ატომური ნომრებით 80 და 79. მე-3 ცხრილის რიცხვები გვიჩვენებს, რომ ვერცხლისწყლის ატომი შე-

საძლებელია გარდაიქმნას ოქროს ატომად, თუ 1) გარეგან ელექტრონებს ერთს ელექტრონს გამოვტაცებთ, რის განხორციელებაც ადვილად შეიძლება ვერცხლისწყლის ორთქლის იონიზაციის დახმარებით;

2) თუ ვერცხლისწყლის ატომის გულიდან ამოვგლეჯავთ 5 პროტონს და 4 ელექტრონს;

3) თუ ვერცხლისწყლის ატომის გულის შიგნით მოვახდენთ დარჩენილ შემადგენელ ნაწილების გადაჯგუფებას, რაიც უნდა ვიფიქროთ, აუცილებელი იქნება. მეორის და მესამის განხორციელების გზა ამჟამად არ ვიცით, მაგრამ, შესაძლებელია მომავალში შევძლოთ. ჩვენ ქვემოთ განვიხილავთ ზოგიერთი ელემენტის ატომის გულის წარმატებით შესრულებულ ხელოვნურ დაშლას; რაც შეეხება ერთი ელემენტის მეორე ელემენტად გარდაქმნას, თუმცა არახელოვნურს, არამედ თავისთავადს, ჩვენ ამ აზრს დიდი ხანია, რაც შევეჩვიეთ რადიაქტიური მოვლენების შესწავლასთან დაკავშირებით.

მეორე გარემოება, რომელზედაც უნდა შეეჩერდეთ, შემდეგში მდგომარეობს. ძველი მეცნიერება, როგორც უკვე ვთქვით, 92 ელემენტს სხვადასხვა ნივთიერებად სთვლიდა და მით შემოჰქონდა 92 სხვადასხვა ძირითად აგენტის ცნება. თუ ამას დაუმატეთ ორი ელექტრობა და სამყაროთა-შორისო ეთერი, რომლითაც ამოვსებულია ვარსკვლავთა შორის სივრცე, მაშინ მივიღებთ რთულ მსოფლგაგებას, რომლის თანახმადაც, სამყარო შედგება, უკიდურეს შემთხვევაში 95 სხვადასხვა აგენტისაგან. ამჟამად 92 ელემენტი აღარა გვაქვს; დარჩა ორი ელექტრობა და უკიდურეს შემთხვევაში კიდევ ორი აგენტი, რომელთა ხასიათიც ჯერჯერობით საბოლოოდ გამორკვეული არ არის, მაგრამ ვფიქრობთ, რომ იგინი სხივადი ენერგიის მატარებელნი არიან. ამგვარად, 95 აგენტის მაგივრად ჩვენ შეგვრჩა მხოლოდ 4 სხვადასხვა აგენტი, რომელთა ურთერთ კავშირი და მოქმედება ქმნის მთელ არაორგანიზებულ, მკვდარ ბუნებას და იწვევს გარემყოფი ბუნების უსასრულო მრავალსახეობას. ცოცხალი ბუნების მოვლენებს, ცხადია, უყურადღებოდ ვტოვებთ.

სამყაროში 95 აგენტის შემცირება მხოლოდ 4-მდე წარმოადგენს ჩვენი მსოფლგაგების უაღრესად გრანდიოზულ გამარტივებას, რომლითაც არ შეიძლება არ იამაყოს მე-XX საუკუნემ.

§ 2. ბოორის თეორია. ორი პირველი დებულება

თუმცა წინა პარაგრაფში ბოორის სახელი მოვიხსენეთ, მაგრამ ჯერ არაფერი გვითქვამს მისი თეორიის იმ ნაწილებზე, რომლებიც ყველაზე დამახასიათებელნი დიდად მნიშვნელოვანნი და ახალნი არიან. ჩვენ დავინახეთ, რომ ბორმა ძირითადად მიიღო რეზერფორდის მოდელი: გული და მის ირგვლივ მბრუნავი ელექტრონები. ახლა გადავიდეთ თავის გამბედაობით გასაოცარ ახალ აზრების განხილვაზე, ზუსტად რომ ვთქვათ, იმ სამ პოსტულატის განხილვაზე, რომლებიც გამოსთქვა ბორმა და რომლებიც შეადგენს მისი თეორიის დედააზრს. ეს სამი პოსტულატი წარმოადგენს დიდ უცნაურობას. როგორც ეს შეეფერება პოსტულატებს, ცხადია, იგინი დასაბუთებული არ

არიახ; ისინი დადგენილია აპოდიქტურად და მიღებული უნდა იყოს უყოყმანოდ. მათ გამართლება ჰპოვეს მხოლოდ და მხოლოდ იმ საოცარ შედეგებში, რომლებიც გამომდინარეზენ ამ დებულებებიდან, იმ სრულ თანხმობაში, რომელმაც თავი იჩინა ამ თეორიულ შედეგებსა და აუარებელ ექსპერიმენტულ გამოკვლევათა შორის; თუმცა შეიძლება ითქვას, პირველ ყოვლისა თავი იჩინა იმაში, რომ ბორის თეორიამ შესაძლებლობა მოგვცა მიგველო წვრილმან დეტალებშიაც კი იმ მრავალ სხვადასხვა მოვლენის ახსნა-განმარტება, რომლებიც ბორამდე სავსებით გამოუცნობნი იყვნენ და, რაც განსაკუთრებით მთავარია, ამ თეორიამ შეაერთა ერთ ლამაზად ჩამოსხმულ მთლიანობაში იმ მოვლენების ახსნა, რომელთა შორის კავშირის არსებობაში ძველ მეცნიერებას ეჭვიც კი არ მიუტანია. გადავიდეთ ბორის თეორიის ამ სამი პოსტულატის განხილვაზე.

ბორის აზრით, მონაცემი ატომის ყველა ელექტრონი ბრუნავს კონცენტრულ წრიულ ორბიტებზე გულის ირგვლივ, რომელიც მოთავსებულია მათ საერთო ცენტრში. მოძრაობა წარმოებს, ცხადია, იმ მიმზიდველობის გავლენით, რომელიც არსებობს დადებით გულსა და უარყოფით ელექტრონის შორის. ამ მიმზიდველობის სიდიდე განისაზღვრება საყოველთაოდ ცნობილ კულონის კანონის მიხედვით, რომელიც გვეუბნება, რომ ორი მუხტის შორის მიმზიდველობა პირდაპირ პროპორციულია ამ მუხტების ნამრავლისა და უკუპროპორციულია მათ შორის მანძილის კვადრატისა. აუცილებლად თვალში გვეცემა, რომ ეს კანონი სავსებით ანალოგიურია ნიუტონის მსოფლიო მიზიდულობის კანონისა. ამიტომ მოსალოდნელი უნდა ყოფილიყო, რომ ელექტრონები მოძრაობს ელიფსურ ორბიტებზე, როგორც ცთომილები მზის ირგვლივ. და რომ წრიული ორბიტი მხოლოდ კერძო შემთხვევაა ელიფსურისა. და, მართლაც, ქვემოთ დავინახავთ, თუ რა დიდი როლი ითამაშა ბორის თეორიაში წრიული ორბიტების მაგივრად ელიფსური ორბიტების შეტანამ, მაგრამ ჯერჯერობით დავტოვოთ წრიული ორბიტები, რომლებიც ბორმა პირველხანს შეიტანა გამარტივების მიზნით. როდესაც გვაქვს ორი სხეული, რომლებიც მოძრაობს ერთმანეთზე ურთერთმოქმედების გავლენით, ნიუტონის კანონის თანახმად, მაშინ ორივე სხეული ბრუნავს ერთნაირი კუთხური სიჩქარით სიმძიმის იმ საერთო ცენტრის ირგვლივ, რომელსაც ამ შემთხვევისათვის სჯობს უწოდოთ ინერციის ცენტრი. ეს წერტილი მდებარეობს იმ სწორხაზზე, რომელიც აერთებს ამ ორ სხეულს და ამასთანავე უფრო ახლო დიდ სხეულთან. თუ ერთერთი სხეულის მასა მეტად დიდია მეორე სხეულის მასასთან შედარებით, მაშინ პირველი მიახლოვებით შეიძლება დავუშვათ, რომ პირველი სხეული სულაც არ მოძრაობს; მეორე კი ბრუნავს მის ირგვლივ, როგორც უძრავ ცენტრის ირგვლივ. ასეთ შემთხვევას წარმოადგენს ცთომილთა მოძრაობა მზის ირგვლივ. ამის ანალოგიურად ატომის გული და ელექტრონი ბრუნავენ ინერციის საერთო ცენტრის ირგვლივ; მაგრამ ვინაიდან გულის მასა ელექტრონის მასასთან შედარებით დიდია (წყალბადისათვის მასათა შეფარდება უდრის 1840), ამიტომ პირველი მიახლოვებით შეიძლება დავუშვათ, რომ ატომის გული ელექტრონის წრიული ორბიტის ცენტრში უძრავად რჩება.

ჩვენ ვიცით, რომ ნიუტონის კანონზე დამყარებით, მოძრაობის განხილვის დროს, წრიული ორბიტის რადიუსი შეიძლება ნებისმიერი სიდიდისა იყოს; ამასთანავე ყოველ რადიუსს შეეფერება საკუთარი გარკვეული სიჩქარე „ცთომილისა" თავის ორბიტზე მოძრაობის დროს. ამ სიჩქარის სიდიდე განისაზღვრება შეტად მარტივად იმ მოთხოვნილების დაცვით, რომ ცენტრიდანი ძალა, რომელიც ვითარდება ცთომილის წრიულ მოძრაობის დროს და რომელიც მიმართულია რადიუსის თანხვდენილად ცენტრიდან გარეთ, უნდა უდრიდეს ცთომილზე მოქმედ მიზიდვის ძალას, რომელიც მიმართულია რადიუსის თანხვდენილად ცენტრისაკენ. ამასთანავე მტკიცდება, რომ სიჩქარის კვადრატი უკუპროპორციულია ორბიტის რადიუსისა, ამ რადიუსის კვადრატი კი პირდაპირ პროპორციულია თანამგზავრის წრიულ ორბიტზე ერთი შემოვლის დროის კუბისა. მეორე კანონი (კეპლერის კანონი) სამართლიანია ცთომილების მოძრაობისათვის ელიფსურ ორბიტებზედაც. ბორის პირველი დებულების თანახმად ელექტრონს არ შეუძლია იმოძრაოს ნებისმიერი რადიუსის წრიულ ორბიტზე, არამედ არსებობს „შესაძლებელი" ანუ როგორც ზოგჯერ ამბობენ, „ნებადართული" ორბიტები, რომლებიც ერთმანეთზე დაშორებული არიან ცარიელი შუალედებით, რომელთა შიგნითაც ელექტრონის წრიული მოძრაობა შეუძლებელია. „ნებადართულ" ორბიტებს უწოდებენ აგრეთვე სტაციონარულს, ვინაიდან ასეთ ორბიტებზე ელექტრონს შეუძლია იმოძრაოს დროის გარკვეული მონაკვეთის განმავლობაში. ბორის პოსტულატი გვასწავლის, თუ როგორ უნდა გამოვარჩიოთ შესაძლებელი ორბიტები, ე. ი. ვიპოვოთ მათი რადიუსების სიდიდე.

მოვიგონოთ, რომ მე-III თავში § 3 გავეცანით პლანკის მუდმივას, რომელიც აღნიშნული იყო h-ით და რომელიც განსაზღვრავს სხივადი ენერგიის კვანტის სიდიდეს (1) განტოლების მიხედვით; h სიდიდის რიცხვით მნიშვნელობას გვაძლევს განტოლება (2). აი, სწორედ, ეს რიცხვი, რომელიც გამოჩნდა მეცნიერებაში აბსოლუტურად შავი სხეულის სპექტრში ენერგიის განაწილების საკითხის გადაწყვეტასთან დაკავშირებით, უდიდეს როლს თამაშობს ბორის თეორიაში. ბორის აზრთა მსვლელობა ასეთია: ავიღოთ წრეხაზი, რომელზედაც მოძრაობს ელექტრონი, მისი სიგრძე არის $2\pi r$, სადაც r—რადიუსის სიგრძეა, სანტიმეტრებით გამოხატული. შემდეგ აღვნიშნოთ ელექტრონის სიჩქარე v-თი სანტიმეტრებით წამში მის წრიულ ორბიტზე მოძრაობის დროს და ბოლოს ელექტრონის მასა m-ით, გრამებით გამოხატული. გადავამრავლოთ ერთმანეთზე სამი რიცხვი $2\pi r$, v და m; ეს ნამრავლი უნდა უდრიდეს პლანკის h მუდმივას, გამრავლებულს მთელი k რიცხვზე. ამგვარად, მივიღებთ ასეთ განტოლებას:

$$\left.\begin{array}{l} 2\pi r v m = k \cdot h \\ k = 1,\ 2,\ 3,\ 4 \text{ და ასე შ.} \end{array}\right\} \qquad (5)$$

სადაც k—რომელიმე მთელი რიცხვია. ამ ფორმულაში m და h ცნობილია. როდესაც k=1, საბოლოოდ (იხ. ქვემოთ) მივიღებთ ელექტრონის

პირველ „ნებადართულ“ ორბიტს, რომელიც დანარჩენებზე უფრო ახლოს არის ატომის გულთან; თუ $k=2$, მიეიღებთ მეორე „ნებადართულ“ ორბიტს, რომელიც უფრო დაშორებულია გულს; თუ $k=3$, მაშინ—მესამე ორბიტს, თუ $k=4$—მეოთხე „ნებადართულ“ ორბიტს და ასე შ. აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ მარტოოდენ (5) განტოლებას არ შეუძლია უშუალოდ მოგვცეს ყველა „ნებადართულ“ ორბიტის რადიუსები, ვინაიდან ამ განტოლებაში შედის ელექტრონის სიჩქარე v, რომლის სიდიდე ჩვენ არ ვიცით. ქვემოთ დავინახავთ: თუ როგორ უნდა დავაღწიოთ თავი ამ სიძნელეს.

ახლა კი ბორის პირველი პოსტულატი შეგვიძლიან ასე გამოვთქვათ, ატომის გულის ირგვლივ ელექტრონის წრიული მოძრაობის დროს მხოლოდ ის ორბიტებია დასაშვები, რომელთათვისაც ორბიტის $2\pi r$ სიგრძის ნამრავლი ელექტრონის v სიჩქარეზე და მის m მასაზე უდრის პლანკის h მუდმივას, გამრავლებულს მთელ რიცხვზე, ე. ი. ისეთნი რომლებიც აკმაყოფილებენ (5) განტოლებას. ყველა დანარჩენი საშორისო ორბიტი დაუშვებელია, ასეთ ორბიტებზე ელექტრონს მოძრაობა არ შეუძლია. თავისთავად იგულისხმება, რომ ბორი ამ დებულებამდე მივიდა არა უბრალო მიხვედრის გზით, არამედ ემყარებოდა გარკვეულ მოსაზრებებს, თუმცა დიდი როლი ითამაშა მისმა გენიოსურმა ინტუიციამ, ვინაიდან ამ მოსაზრებათა მტკიცედ დასაბუთება შეუძლებელია. მაინც უურადღება უნდა მივაქციოთ შემდეგ გარემოებას. მე-III თავში, § 3, ჩვენ ვთქვით, რომ რადიატორი, ე. ი. გამომასხივებელი ცენტრი შეიძლება სტაციონარულად იყოფებოდეს მხოლოდ გარკვეულ. დისკრეტულ მდგომარეობებში, რომლებიც ერთმანეთისაგან განსხვავდება ენერგიის მარაგის რაოდენობით. ეს შემთხვევა ჩვენ მიერ განზოგადოებული იყო სისტემისათვის და ამიტომ წარმოვში (4,a) სიმბოლურად გამოვხატეთ ენერგიის ის მარაგნი, რომლებიც შეეფერებოდენ სისტემის შესაძლებელ მდგომარეობებს. ელექტრონის და პროტონისაგან შედგენილი ატომი წარმოადგენს სწორედ ასეთი „სისტემის“ მაგალითს. თავის პირველი დებულების ფორმულირების დროს ბორმა შეგნებულად შეიტანა ატომის სტრუქტურის თეორიაში ცნება „შესაძლებელ მდგომარეობებზე“.

გადავიდეთ ბორის მეორე დებულების გარჩევაზე.

სინათლის ელექტრომაგნიტური თეორიის თანახმად ელექტრონს შეუძლია მოძრაობა განუსაზღვრელად დიდხანს მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როდესაც ეს მოძრაობა სწორხაზოვანია და თანაბარი, ე. ი. როდესაც სიჩქარე აო იცვლება არც სიდიდით, არც თავის მიმართულებით. ყველა სხვაგვარ მოძრაობის დროს ელექტრონი უნდა გამოასხივებდეს, ე. ი. მისი მოძრაობის კინეტიკური ენერგია (თავი II, § 5) თანდათან უნდა გარდაიქმნას სხივად ენერგიად, რის გამოც მოძრაობის სიჩქარე თანდათან უნდა მცირდებოდეს და ელექტრონი ბოლოსდაბოლოს აუცილებლად უნდა გაჩერდეს. ცხადია, ნაოქვამი ეხება იმ შემთხვევასაც, როდესაც ელექტრონის ორბიტი წრიულია. ძველი მეცნიერების ამ ძირითად დასკვნის საწინააღმდეგოდ ბორმა წამოაყენა თავისი მეორე პოსტულატი. როდესაც ელექტრონი მოძრაობს ერთერთ დასაშვებ ორბიტზე, რომელიც აკმაყოფილებს პირველ დებულებას, ე. ი. გან-

ტოლებას (ა). მაშინ იგი არ გამოასხივებს. ამ პოსტულატის ლოგიკურად დასაბუთება ამაოდ დარჩა. ცხადია, რომ ამ დებულების გარეშე ჩვენი მოდელი მ დ ე გ ი ატომის სურათი აღარ იქნებოდა, ვინაიდან ყველა პლანეტარული ელექტრონები, რომლებიც კარგავენ თავის ენერგიას გამოსხივებისა გამო, ბოლოსდაბოლოს უნდა ჩაცვივნულიყო ატომის გულში.

§ 3 ბოგრის თეორიის მესამე დებულება

ელემენტარულ მექანიკის კანონების მიხედვით ადვილად გამოითვლება იმ ატომის შიდა ენერგიის მარაგი, რომელიც შედგება გულისაგან და ელექტრონისაგან. ეს მარაგი შედგება მოძრავი ელექტრონის კინეტიკური ენერგიისაგან და ურთერთ მიმზიდავ გულის და ელექტრონის პოტენციურ ენერგიისაგან. ეს უკანასკნელი ი ზ რ დ ე ბ ა ელექტრონსა და გულს შორის მანძილის გადიდებასთან ერთად, იმ დროს როდესაც პირველი მცირდება. მეტად მარტივი გამოთვლა გვიჩვენებს, რ ო მ ა ტ ო მ ი ს მ თ ე ლ ი შ ი დ ა ე ნ ე რ გ ი ა მ ი თ უ ფ რ ო მ ე ტ ი ა, რ ა ც უ ფ რ ო დ ი დ ი ა ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ ი ს წ რ ი უ ლ ი ო რ ბ ი ტ ი ს რ ა დ ი უ ს ი. რაც უფრო დიდია ორბიტის რადიუსი, მით უფრო მცირეა ელექტრონის სიჩქარე და მაშასადამე, მით უფრო მ ც ი რ ე ა მისი მოძრაობის კინეტიკური ენერგია, რომელიც პროპორციულია მისი სიჩქარის კვადრატისა. სამაგიეროდ, ურთერთ მიმზიდავ გულის და ელექტრონის პოტენციური ენერგია იზრდება მათ შორის მანძილის გადიდებასთან ერთად და ამასთანავე უფრო მეტად, ვიდრე მცირდება ელექტრონის კინეტიკური ენერგია. ამით აიხსნება ის გარემოება, რომ შიდა ენერგიის მთელი მარაგი იზრდება ელექტრონის გულიდან დაშორებასთან ერთად. აღვნიშნოთ ყველა „შესაძლებელი" ორბიტი ნომრებით და გულთან უახლოესს მიუწეროთ ხომერი ერთი; ორი რაიმე მთელი რიცხვი აღვნიშნოთ l და k ასოებით, ასე გამოვთქვათ: i-ური და k-ური ორბიტი. შეეთანხმდეთ, რომ რიცხვი k მეტია l რიცხვზე (k > i); ასოები i და k ყოველთვის მიუწეროთ ქვემოდან იმ ასოებს, რომლებითაც ჩვენ აღვნიშნავთ რაიმე სიდიდეს პირველი, მეორე, მესამე და ასე შ., l-ური და k-ური ორბიტისათვის. ასე მაგ. დასაშვებ ორბიტების რადიუსები აღინიშნება ასე:

$$r_1,\ r_2,\ r_3 \ldots,\ r_i \ldots,\ r_k \text{ და ასე შ.,} \tag{6}$$

სადაც r_1 — უმცირესი რადიუსია და r_k მეტია r_i-ზე. ელექტრონის სიჩქარე სხვადასხვა დასაშვებ ორბიტზე აღვნიშნოთ ასე:

$$v_1,\ v_2,\ v_3 \ldots,\ v_i \text{ და } v_k \text{ და ასე შ.} \tag{7}$$

როგორც დავინახავთ, უდიდესი სიჩქარე იქნება v_1; სიჩქარე v_k ნაკლებია v_i-ზე. ატომის ენერგიის მნიშვნელობანი ელექტრონის მდებარეობის მიხედვით აღვნიშნოთ ასე:

$$J_1,\ J_2,\ J_3 \ldots\ J_i \ldots\ J_k \text{ და ასე შ.} \tag{8}$$

ზემონათქვამის თანახმად, აქ J_1 აღნიშნავს ატომის ენერგიის უმცირეს მნიშვნელობას და, რაც მთავარია,

$$J_k > J_i \tag{9}$$

ბორის აზრით ელექტრონს შეუძლია გადავიდეს ანუ როგორც ამბობენ, გადახტეს ერთერთ დასაშვებ ორბიტიდან მეორეზე; ამასთანავე არა მარტო მეზობელზე, არამედ რომელიმე უფრო დაშორებულ ორბიტზე. ეს გადახტომა შეიძლება მოხდეს როგორც ერთი, ისე მეორე მიმართულებით, ე. ი. ელექტრონი ან დაშორდეს გულს, როგორც მაგ. i-ურ ორბიტიდან k-ურზე გადახტომის დროს, ან დაუახლოვდეს გულს k-ურ ორბიტიდან l-ურზე გადახტომის დროს. მაგრამ, ეს ორი გადახტომა ერთმანეთისაგან არსებითად განსხვავდება, ვინაიდან J_i მეტია J_k-ზე. როდესაც ელექტრონი ერთი ორბიტიდან მეორეზე გადახტომის დროს გულს შორდება, მაგ. გადადის i-ურ ორბიტიდან k-ურზე, მაშინ ატომის ენერგიის შინაგანი მარაგი უნდა გაიზარდოს. მაგრამ ენერგიის ასეთი ზრდა უნდა გამოიწვიოს გარედან გადაცემულმა რაიმე სხვა სახის ენერგიამ; სხვანაირად რომ ვთქვათ, ელექტრონის ერთი ორბიტიდან უფრო დაშორებულ ორბიტაზე გადასაყვანად გარეშე ძალებმა უნდა შეასრულონ მუშაობა. ეს მაშინ შეიძლება მოხდეს, თუ ატომმა განიცადა დაჯახება მეორე თავისუფლად მოძრავ ელექტრონის, ან ალფა-ნაწილაკის მხრივ (§ 1 ამ თავისა, ცხრილის წინ) ან სხვა ატომის მხრივ. ელექტრონის გადახტომა ამ შემთხვევაში წარმოებს დამკვრელ ელექტრონის, ალფა-ნაწილაკის ან სხვა ატომის კინეტიკურ ენერგიის ხარჯზე. ელექტრონის იგივე გადახტომა შეიძლება აგრეთვე გამოიწვიოს საიდანმე, გარედან მოსულმა სხივად ენერგიამ. ატომის გულიდან დაშორების ყველა ეს შემთხვევები, რომელთა დროსაც სრულდება მუშაობა გარეშე ძალების მიერ ანუ, სხვანაირად რომ ვთქვათ, იხარჯება საიდანმე აღებული ენერგია, მეტის მეტად გვაგონებს მძიმე სხეულის დედამიწის ზედაპირიდან მაღლა ატანას. ამიტომ მეტად ხერხიანია ორბიტები წარმოვიდგინოთ ატომის გულიდან სხვადასხვა სიმაღლეზე მდებარენი. ერთი ორბიტიდან გულიდან უფრო დაშორებულ ორბიტზე გადასვლა უნდა გვესმოდეს, როგორც ელექტრონის ატანა, რაზედაც უნდა დაიხარჯოს მუშაობა გარედან მოსულ ენერგიის ხარჯზე. ამის შედეგად მიიღებთ ატომის ენერგიის გადიდებას მაგ. J_i-დან J_k-მდე.

ატომის ჩვეულებრივ, ნორმალურ მდგომარეობის დროს ელექტრონი მოძრაობს პირველ ორბიტზე, რომელიც ყველა ორბიტზე უფრო ახლო არის გულთან: ამასთანავე ატომის ენერგია E_1 უმცირესია. აქ იგულისხმება ატომის მხოლოდ შინაგანი ენერგია; ატომის სვლითი მოძრაობის ენერგია აქ მხედველობაში არ არის მიღებული. თუ გარეშე მიზეზებმა ელექტრონი აიტანეს ერთერთ დაშორებულ, დასაშვებ ორბიტზე, მაშინ ამბობენ, რომ ატომი აღგზნებულ მდგომარეობაშია; რაც უფრო ელექტრონი მაღლაა აწეული, მით უფრო იგი მეტად არის აღგზნებული. მაგრამ, რაც უნდა დიდად იყოს აღგზნებული ატომი, იგი მაინც ელექტრულად ნეიტრალურია. აღგზნება გამოიხატება იმაში, რომ ატომი უფრო მეტი შინაგანი ენერგიით არის აღჭურვილი, ვიდრე ნორმალურ მდგომარეობაში, აღგზნების ხარისხი განისაზღვრება იმ სიმაღლით, სადამდეც ელექტრონია აწეული, ე. ი. მისი ორბიტის ნომრით ანუ ატომის ენერგიის სიდიდით. თუ გარეშე ზეგავლენა საკმარისად დიდია, მაშინ

ელექტრონი შეიძლება სრულიად ამოგდებულ იქნეს ატომის საზღვრებიდან. ასეთ შემთხვევაში ატომი უკვე ნეიტრალური აღარ არის; იგი დადებითად დამუხტული აღმოჩნდება, როგორც ამბობენ, ატომი იონიზირებულია. იონიზაცია შეიძლება იყოს მარტივი, ორმაგი, სამმაგი და ასე შ. იმის მიხედვით, თუ რამდენი ელექტრონია ამოგდებული ატომის საზღვრებიდან.

მოვიგონოთ ის, რაც იყო ნათქვამი თ., III §, 5 ერთი და იმავე ელემენტის სხვადასხვა სპექტრის I, II, III და ასე შ. შესახებ. და ამას გარდა ის, რომ სპექტრს (I) გამოასხივებს ნეიტრალური ატომი, სპექტრს (II)—ერთ ელექტრონს მოკლებული ატომი, სპექტრს III—ორ ელექტრონს მოკლებული და ასე შ. ცხადია, რომ სპექტრი II და დანარჩენი მაღალი რიგის სპექტრები ეხება იონიზირებულ ატომებს. მარტივ იონიზაციას ახასიათებს სპექტრი II, ორმაგს—სპექტრი III და ასე შ. ახლა შეგვიძლია ამას ისიც დაუმატოთ, რომ აქ ნათქვამი ეხება ატომიდან ერთერთ პლანეტარულ ელექტრონის ამოგდებას და არამც და არამც გულის შიდა ელექტრონისას. აქ მეტიც შეიძლება ითქვას: ჩვენ დავინახავთ, რომ იონიზაცია უმთავრესად მაშინ ხდება, როდესაც ატომიდან ამოვარდება ერთი ან რამდენიმე ელექტრონი, რომლებიც უფრო მეტად არიან დაშორებულნი ატომის გულს. მათი რიცხვი შეუძლებელია აღემატოს რიცხვს 7; ასეთ ელექტრონებს ვუწოდოთ ვალენტური ელექტრონები (§ 4, ამ თავისა). ზოგიერთ შემთხვევაში შესაძლებელია ამოგლეჯილ იქნეს არავალენტური ელექტრონიც. აქ ამ საკითხზე არ შევჩერდებით, ვინაიდან ამ საკითხს შევეხებით, მაშინ, როდესაც საუბარი გვექნება რენტგენის სხივებზე (თ. V).

დავუმატოთ კიდევ ის, რომ იმ იონიზაციას, რომელზედაც აქ ვლაპარაკობდით, ეწოდება დადებითი იონიზაცია, ვინაიდან ნეიტრალური ატომი, ერთ ან რამდენიმე ელექტრონს მოკლებული, დადებითად არის დაელექტროებული; ასეთ შემთხვევაში ატომს ეწოდება დადებითი იონი; ასეთ იონში პროტონების რიცხვი აღემატება ელექტრონების რიცხვს.

სულ სხვა სურათს წარმოადგენს საწინააღმდეგო მიმართულებით ელექტრონის გადახტომის ხასიათი და პირობები, ე. ი. ერთერთ დაშვებულ ორბიტიდან, რომელზედაც იგი უკვე იყო აწეული, მეორეზე, რომელიც უფრო ახლოა აღგზნებულ ატომის გულთან. ასეთ გადახტომას შეგვიძლია ვუწოდოთ ელექტრონის ვარდნა, მაგ. k-ურ ორბიტიდან l-ურზე. აქ უნდა შევნიშნოთ, რომ ატომს შეუძლია განუსაზღვრელად დიდხანს დარჩეს ნორმალურ მდგომარეობაში, რომელიც, როგორც აღმოჩნდა, სავსებით მდეგია. აღგზნებული ატომი კი, საერთოდ რომ ვთქვათ, ნაკლებად მდეგად მდგომარეობაშია; აწეული ელექტრონი თავისთავად ვარდება და შესაძლებელია რამოდენიმე ხანს დარჩეს ნებისმიერ ორბიტზე, მაგ. მეორეზე, მესამეზე და ასე შ. მაგრამ ეჭვის გარეშეა, რომ გარე ზეგავლენა, მაგ. ბიძგი, ხელს უწყობს ელექტრონის ვარდნას. ეს ვარდნა შეიძლება მოხდეს ნებისმიერი ორბიტიდან უშუალოდ პირველზე, ამასთანავე აღგზნებული ატომი გადადის ნორმალურ მდგომარეობაში. მაგრამ, ეს ვარდნა შეიძლება მოხდეს ნახტომებითაც, ელექტრონმა გაიაროს საშორისო სადგურები, ე. ი. ელექტრონი შეჩერდეს სა-

შორისო ორბიტებზე და თითოეულ მათგანზე რამოდენიმე ხანს დარჩეს. ასეთ შემთხვევაში ატომის აღგზნება თანდათანობით სუსტდება. ისეთი შემთხვევაც არის შესაძლებელი, რომ დადებითად იონიზირებულ ატომთან მივა უცხო ელექტრონი, რომელიც ან დარჩება ერთერთ დასაშვებ ორბიტზე, ან უშუალოდ დაეცემა პირველ ორბიტზე. პირველ შემთხვევაში მივიღებთ აღგზნებულ ატომს, მეორე შემთხვევაში—ნორმალურს; აღგზნებული ატომი რამოდენიმე ხნის შემდეგ თავისთავად უშუალოდ ან საშორისო სადგურების გზით ჩადგება ნორმალურ მდგომარეობაში. ისეთი შემთხვევებიც არის, როდესაც მოფრენილი უცხო ელექტრონი მიუერთდება ა რ ა ი ო ნ ი ზ ი რ ებ უ ლ, ნორმალურ ან აღგზნებულ ატომს. ასეთ შემთხვევაში ატომი ელექტრულად ნეიტრალური აღარ დარჩება; ი გ ი უ ა რ ყ ო ფ ი თ ა დ ი ქ ნ ებ ა ი ო ნ ი ზ ი რ ებ უ ლ ი და ეწოდება მას უ ა რ ყ ო ფ ი თ ი ი ო ნ ი. ეს იონიზაციაც შეიძლება იყოს მარტივი, ორმაგი, სამმაგი და ასე შ. იმის მიხედვით, თუ რამდენი ელექტრონი მიუერთდა ნეიტრალურ ატომს.

ზემოთ იყო ნათქვამი, რომ ერთერთ დასაშვებ ორბიტზე ამხტარი ელექტრონი (აღგზნებულ ატომში), ნაკლებად მდეგ მდგომარეობაში იმყოფება. მრავალი მეცნიერი ცდილობდა სხვადასხვა საშუალებით გამოერკვია ის ს ა შ უ ა ლ ო დრო, რომლის განმავლობაშიაც ელექტრონი იმყოფება ერთ რომელიმე დასაშვებ ორბიტზე. ცხადია, ეს ეხება მეორე, მესამე და ასე შ. ორბიტს, ვინაიდან პირველ ორბიტზე ელექტრონს შეუძლია დარჩეს განუსაზღვრელად დიდხანს (ატომი აღგზნებული არ არის). საგულისხმოა, რომ მიუხედავად საშუალებათა სხვადასხვაობისა, ელექტრონის ორბიტზე ყოფნის დროისათვის, ყველა ამ საშუალებამ მოგვცა ერთიდაიგივ რიგობის სიდიდე. ეს სიდიდე საოცარია თავისი სიმცირით. მეორე მხრით, უნდა შევეჩვიოთ იმ აზრს, რომ ატომების და მოლეკულების საფლობელოს შესწავლის დროს გამუდმებით ვხვდებით ზოგჯერ მიუწვდომელ დიდს, ზოგჯერ კი ასევე მიუწვდომელ მცირე რიცხვს. ასე, მაგ. ელექტრონს შეუძლია ერთი წამის განმავლობაში შეასრულოს ბრუნვათა რიცხვი 10^{14}, ე. ი. ასი მილიონჯერ მილიონი. ცხადია, რომ ერთი წამი ატომთა სამყაროსელოში—ეს მთელი საუკუნეა. ვნახოთ რას მივიღებთ, თუ შევადარეთ ატომის გულის გარე (პლანეტარულ) ელექტრონის ირგვლივ ბრუნვის პერიოდი ან მზის ირგვლივ პლანეტის ბრუნვის პერიოდი. ყველა განსაზღვრა ელექტრონის ერთერთ ორბიტზე დარჩენის დროის სიდიდისათვის გვაძლევს რიცხვს 10^{-8} წვ. ე. ი. წამის მეასმილიონედე ნაწილს. ამ რიცხვს შეგვიძლია ვუწოდოთ აღ გ ზ ნ ებ უ ლ ი ატ ო მ ი ს ს ი ც ო ც ხ ლ ი ს ს ა შ უ ა ლ ო ხ ა ნ გ რ ძ ლ ი ვ ო ბ ა. ატომისათვის ეს არც ისე მცირე სიდიდეა, ვინაიდან ელექტრონი ორბიტზე დარჩენის დროის განმავლობაში მილიონჯერ მაინც შემოირბენს გულის ირგვლივ. ამ ორბიტს ეწოდება სტაციონარული, ვინაიდან ელექტრონს შეუძლია მასზე მოძრაობა, თუმცა მეტად მცირე (ჩვენთვის!), მაგრამ დროის მასრულო მონაკვეთში.

მხოლოდ ასლა შეგვიძლია ბ ო რ ი ს მესამე დებულების განხილვას შევუდგეთ. როდესაც ელექტრონი ზ ე ვ ი თ ა ხ ტ ი ლ ა, მაშინ ატომის ენერგია ი ზ რ დ ე ბ ა, რაზედაც იხარჯება გ ა რ ე ძ ა ლ ებ ი ს მუშაობა. ეს მუშაობა, ცხა-

დია, უდიდესი იქნება მაშინ, როდესაც ნორმალური ატომი იონიზაციას განიცდის, მაგრამ, როდესაც ელექტრონი დაბლა დაეცემა, მაშინ ატომის ენერგია შემცირდება, მაგ. $J_k - J_i$ სიდიდით k-ურ დასაშვებ ორბიტიდან i-ურ ორბიტაზე ჩახტომის ან ელექტრონის ვარდნის ერთერთ სხვა შემთხვევის დროს. ყველა ამ შემთხვევაა თავისუფლდება ენერგიის გარკვეული რაოდენობა. სად ჩადის ატომის მიერ ეს დაკარგული ენერგია? ენერგიის მარადისობის პრინციპის თანახმად იგი უნდა გარდაიქმნას სხვა რაიმე ფორმის ენერგიის ეკვივალენტურ რაოდენობად. ბორი ამ კითხვაზე ასეთ პასუხს გვაძლევს: ელექტრონის ვარდნის დროს დაკარგული ენერგია შეიძლება ვარდაიქმნას და უმეტეს შემთხვევებში მართლაც გარდაიქმნება სხივად ენერგიად; ატომი წარმოადგენს ამ შემთხვევაში გამოსხივებელ ცენტრს ანუ რადიატორს. ამ დროს გამოსხივებული სხივადი ენერგიის რაოდენობა, ცხადია, ტოლია ატომის მიერ დაკარგული ენერგიისა. მაგრამ აქ წამოიჭრება ძირითადი საკითხი: რა სახის სხივად ენერგიას გამოასხივებს ატომი მასში ელექტრონის ვარდნის დროს, ე. ი. რანაირია მისი სიხშირე? აი სწორედ ამ კითხვაზე გვიპასუხებს ბორის მესამე პოსტულატი. აღვნიშნოთ, როგორც წინათ, საძებნი სიხშირე ბერძნული ასოთი ν; ამ სიხშირით განისაზღვრება გამოკრთობილ სხივების ადგილმდებარეობა სხივადი ენერგიის საერთო სპექტრში. მე-III თავში, § 3 ჩვენ გაეცანით პლანკის თეორიას, რომლის თანახმადაც, რადიატორი გამოაკრთობს სხივად ენერგიას ცალკეული კვანტების სახით, ამასთანავე კვანტის სიდიდე ε პროპორციულია ν სიხშირისა და გამოიხატება (იხ. იქვე) განტოლებით (1) $\varepsilon = h\nu$; პლანკის h მუდმივას რიცხვითი მნიშვნელობა მოცემული იყო იქვე (2). ახლა შეგვიძლიან ბორის მესამე პოსტულატი ასე გამოვთქვათ: **როდესაც ელექტრონი გადახტება (ჩამოვარდება) ერთი ორბიტიდან ატომის გულთან უფრო ახლო მდებარე მეორე ორბიტაზე, მაშინ ატომის მიერ დაკარგული ენერგია გარდაიქმნება ატომის მიერ ამ მომენტში გამოკრთობილი სხივადი ენერგიის ერთ კვანტად.** ასე, მაგ., თუ ელექტრონი ჩამოვარდა k-ურ ორბიტიდან i-ურზე, მაშინ დაკარგული ენერგია ტოლი იქნება $J_k - J_i$ და მესამე დებულება ასეთ განტოლებას მოგვცემს:

$$J_k - J_i = h\nu. \tag{10}$$

აქედან, საძებნ ν სიხშირეს მივიღებთ, თუ ატომის მიერ დაკარგულ ენერგიას, ერგებით გამოხატულს, გავყოფთ პლანკის h მუდმივაზე. ასე რომ

$$\nu = \frac{J_k - J_i}{h} \tag{11}$$

როგორც აქედან ჩანს, სიხშირე ν დამოკიდებული ყოფილა k და i რიცხვზე, ე. ი. იმ ორ ორბიტის ნომერზე, რომელთა შორისაც ადგილი ჰქონდა ელექტრონის ვარდნას. ამიტომ ν ასოს მიუწერენ ინდექსების სახით ორ ციფრს i და

k-ს; ესე მაგ. $\nu_{2,2}$ ნიშნავს გამონასხივის სიხშირეს იმ შემთხვევისათვის, როდესაც ელექტრონი ვარდება მეხუთე დასაშვებ ორბიტიდან მეორეზე. განტოლებებში (10) და (11) უნდა ყოფილიყო დაწერილი $\nu_{k,i}$, მაგრამ სირთულის თავიდან ასაცილებლად ასეთი აღნიშვნა აღარ შევიტანეთ. განტოლება (11) გვიჩვენებს, რომ სიხშირე ν მით უფრო დიდია და მაშასადამე ატომის მიერ გამოკრთობილ სხივები მით უფრო მარჯვნივ მდებარეობენ სხივადი ენერგიის სპექტრში, რაც უფრო დიდია მონაცემ i-ს დროს სხვაობა k—i. ამის მაგივრად ჩვენ შეგვიძლია განვიხილოთ ელექტრონის ვარდნა გარკვეულ k-ურ ორბიტიდან სხვადასხვა დაბლა მდებარე ორბიტზე. საერთოდ შეიძლება ითქვას შემდეგი: როდესაც ელექტრონი განიცდის ვარდნას გულიდან დაშორებულ ორ ორბიტს შორის, მაშინ J_k—J_i მცირეა და გამონასხივი მდებარეობს სადმე მარცხნივ, მაგ; სპექტრის ინფრაწითელ ნაწილში. მაგრამ, თუ ელექტრონი ვარდება ატომის გულთან ახლო მდებარე ორბიტზე და ისიც შორეულ ორბიტიდან, მაშინ მოსალოდნელია ულტრაიისფერი გამოსხივება. უდიდესი ν მაშინ გვექნება, როდესაც ელექტრონი ვარდება გარედან პირველ ორბიტზე, მაშინ მიღებული გამოსხივება მდებარეობს სპექტრის უკიდურეს მარჯვნივ ნაწილში, მაგ., მის შორეულ ულტრაიისფერ ნაწილში.

ელექტრონის ვარდნის საკითხის შესახებ კიდევ უნდა მოვიხსენიოთ ერთი მოვლენა, რომლის შესაძლებლობაც და უდიდესი მნიშვნელობაც აღმოჩენილ იქნა მხოლოდ 1921 წელს; ეს არის ე. წ. მეორე გვარის ბიძგი. ჩვენ ვგულისხმობდით, რომ ელექტრონის ვარდნის დროს ატომის მიერ დაკარგული ენერგია გარდაიქმნება სხივად ენერგიად. მაგრამ, არის ისეთი შემთხვევაც, როდესაც ელექტრონის ვარდნას გამოსხივება თანარსდევს, მაგრამ დაკარგული ენერგია გარდაიქმნება სხვა სახის ენერგიად, ე. ი. იხარჯება სხვა რაიმე მუშაობაზე. წარმოვიდგინოთ, რომ გარედან მოსული ელექტრონი დაეჯახა აღგზნებულ ატომს, მას შეუძლია ელექტრონის უფრო მაღლა აწევით გააძლიეროს ატომის აღგზნებულობა ან თავის მოძრაობის კინეტიკური ენერგიის ნაწილის გადაცემით ამ ატომის იონიზაციაც კი გამოიწვიოს, ამასთანავე მისი სიჩქარე მცირდება. შეიძლება ისიც მოხდეს, რომ ბიძგის დროს ატომის ელექტრონი ჩამოვარდეს, ასე რომ, ატომის აღგზნება შესუსტდეს ან სულაც მოისპოს, განთავისუფლებული ენერგია გადაეცეს დამჯახებელ ელექტრონს, რომლის სიჩქარეც ამ დროს გაიზრდება. ამას გარდა, შესაძლებელია აღგზნებული ატომი დაეჯახოს მეორეს, ნორმალურს; ამ შემთხვევაში პირველის აღგზნებულობა შემცირდება ან შეიძლება სულაც მოისპოს, მეორე კი აღიგზნება ანუ მისი მოძრაობის სიჩქარე გაიზრდება. აღგზნებული ატომი შეიძლება დაეჯახოს რომელიმე მოლეკულს, რომელიც ამ დროს განიცდის ცვლილებას— მაგ. აიღგზნება ან დისოციაციას განიცდის, ე. ი. დაიშლება ორ ნაწილად. შესაძლებელია აღგზნებულ ატომის დაჯახების სხვა შემთხვევაც, რომლის დროსაც მასში ელექტრონის ვარდნით განთავისუფლებული ენერგია არ გარდაიქმნება სხივად ენერგიად. 1922 წლიდან დიდი მუშაობა იქნა ჩატარებული ამ მიმართულებით და მრავალი მოვლენა ახსნილ იქნა ასეთ მეორე გვარის ბიძგების დახმარებით.

§ 4. ატომის აგებულების დეტალები

ჯერჯერობით ნუ განვიხილავთ ატომის გულს, არამედ განვიხილოთ გარე ელექტრონები, რომელთა რიცხვიც უდრის ელემენტის რიგის Z ნომერს და აღწევს ურანისათვის 92-ს. ყველაზე უწინარეს განვიხილოთ ის უმარტივესი შემთხვევა, როდესაც $Z=1$, ე. ი. გულის ირგვლივ ბრუნავს მხოლოდ ერთი ელექტრონი, რომელიც მოძრაობს ერთერთ იმ დასაშვებ ორბიტზე, რომელიც აკმაყოფილებს განტოლებას (5): ამ ორბიტების რადიუსები აღვნიშნოთ ასოებით r_1, r_2, r_3 და ასე შ. [იხ. (6)], სადაც r_1—ნორმალურ მდგომარეობაში მყოფ ატომში ორბიტის რადიუსია. ასეთ შემთხვევას წარმოადგენს წყალბადის ატომი, შემდეგ მარტივად იონიზირებული ჰელიუმის ატომი, ორმაგად იონიზირებული ლითიუმის ატომი და ასე შ.

§ 2-ში უკვე იყო ნათქვამი, რომ ბორი ელექტრონების ორბიტებს წრეხაზებად სვლიდა, ზოგად შემთხვევაში კი მოსალოდნელია ელიფსური ორბიტები. ელემენტარული მექანიკის და აგრეთვე პირველი პოსულატის [ტოლობა (5)] დახმარებით ადვილად განისაზღვრება დასაშვებ ორბიტების რადიუსები r_1, r_2, r_3..., r_i..., r_k და ასე შ., და აგრეთვე სიჩქარენი v_1, v_2, v_3,..., v_i,..., v_k და ასე შ. ერთერთ ელექტრონისათვის ამ ორბიტებზე მოძრაობის დროს. დავსწეროთ განტოლება (5), რომელშიაც k ნებისმიერი, მთელი, დადებითი რიცხვია და რომელიც ეხება k-ურ ორბიტს. რათა ეს უკანასკნელი გარემოება უფრო ნათელყოთ, r და v-ს მაგივრად დავსწეროთ r_k და v_k:

$$2\pi r_k v_k m = kh \tag{12}$$

აქ რადიუსი r_k გამოხატულია სანტიმეტრებით, სიჩქარე v_k—სანტიმეტრებით წამში, ელექტრონის მასა m—გრამებით; ცხადია, რომ r_k და m მეტად მცირენი არიან; ამას ეთანხმება ის, რომ პლანკის მუდმივა h [იხ. თ. III, § 3, განტოლება (2)] მეტად მცირე სიდიდეა:

$$h = 6{,}54 \cdot 10^{-27}; \tag{13}$$

$k=1$, 2, 3 და ასე შ. ელემენტარული მექანიკა გვასწავლის, რომ გულის ირგვლივ ელექტრონის წრიული მოძრაობის დროს ცენტრიდანი ძალა და გულის მიმზიდავი ძალა, რომლებიც მოქმედობენ ელექტრონზე და ერთმანეთის საწინააღმდეგო მიმართულება აქვთ, ერთმანეთის ტოლნი უნდა იყვნენ. ცენტრიდანი ძალა პროპორციულია ელექტრონის მასისა და მისი სიჩქარის კვადრატისა და უკუპროპორციულია წრიული ორბიტის რადიუსისა. მიზიდვის ძალა კი განისაზღვრება კულონის კანონით; იგი უდრის გულისა და ელექტრონის E და e მუხტთა ნამრავლს (სადაც E და e გამოხატულია ელექტროსტატიკური ერთეულებით), გაყოფილს ორბიტის რადიუსის კვადრატზე. ამგვარად ასეთი განტოლება გვექნება:

$$\frac{m v_k^2}{r_k} = \frac{E \cdot e}{r_k^2}$$

-ანუ

$$mv_k^2 = \frac{E \cdot e}{r_k} \tag{14}$$

ორი განტოლება (12) და (14) სავსებით საკმარისია k-ურ დასაშვებ ორბიტის r_k რადიუსის და ამ ორბიტზე ელექტრონის v_k სიჩქარის გამოსათვლელად, ვინაიდან ამ განტოლებებში შემავალი ყველა დანარჩენი სიდიდე ცნობილია. აქ არ მოგვყავს მეტად მარტივ გამოთვლათა შედეგები, რათა ზედმეტი ფორმულებით არ დავტვირთოთ ეს წიგნი; აქ მხოლოდ ის გვინდოდა გვეჩვენებინა, თუ რა გზით უნდა ვიპოვოთ ორბიტების რადიუსი და ელექტრონების სიჩქარე. იმ ფორმულებიდან, რომლებიც გამოხატავს r_k რადიუსს და v_k სიჩქარეს, გამომდინარეებენ მეტად საინტერესო კანონზომიერებანი, რომელთაც აქვე ჩამოვთვლით:

I. დასაშვებ ორბიტების რადიუსები ეფარდება ერთმანეთს, როგორც ამ ორბიტების რიგის k რიცხვების კვადრატები, ე. ი. როგორც რიცხვები 1, 4, 9, 16, 25 და ასე შ. როგორც ვხედავთ, მანძილები ორბიტთა შორის სწრაფად იზრდება და შორეული ორბიტები მეტად შორსაა ერთმანეთისაგან.

II. სხვადასხვა ატომში ერთნაირი რიგის (k) ორბიტების რადიუსები r_k უკუპროპორციულია ატომის გულის E მუხტისა. აქედან გამომდინარეობს, რომ ჰელიუმის იონიზირებულ ატომში ორბიტების რადიუსები ორჯერ უფრო მცირეა, ვიდრე წყალბადის ატომში და ლითიუმის ორმაგად იონიზირებულ ატომში კი—სამჯერ მცირე.

III. სხვადასხვა დასაშვებ ორბიტზე ელექტრონის სიჩქარე v_k უკუპროპორციულია ამ ორბიტების რიგის k რიცხვისა. შორეულ ორბიტზე მოძრაობა შედარებით ნელია.

IV. სხვადასხვა ატომებში ერთნაირ k რიგის ორბიტებზე ელექტრონის სიჩქარე v_k პირდაპირ პროპორციულია ატომის გულის E მუხტისა. ამგვარად, ჰელიუმის იონიზირებულ ატომში ელექტრონი ორჯერ უფრო ჩქარა მოძრაობს, ვიდრე წყალბადის ატომში, ორმაგად იონიზირებულ ლითიუმის ატომში კი—სამჯერ უფრო ჩქარა.

არ უნდა დაგვავიწყდეს, რომ ყველა აქ ნათქვამი ეხება მარტოოდენ იმ ატომებს, რომელთა გულის ირგვლივ ბრუნავს მხოლოდ ერთი ელექტრონი. ზემოხსენებული კანონზომიერებანი გვიჩვენებს, რომ თუ გვეცოდინება წყალბადის ატომში პირველი ორბიტის რადიუსი და ამ ორბიტზე ელექტრონის სიჩქარე, მაშინ ადვილად გამოვთვლით ყველა ერთ ელექტრონიან ატომისათვის ყველა რადიუსს და ყველა სიჩქარეს. აღვნიშნოთ ძირითადი სიდიდენი წყალბადის ატომის პირველ ორბიტისათვის r_0 და v_0-ით მოვიგონოთ, რომ წყალბადის გულის მუხტი (ერთი პროტონი) ტოლია ელექტრონის მუხტისა, ე. ი. განტოლებაში (14) E=e, გამოთვლის შედეგი ასეთია:

$$r_k = 0{,}532 \cdot 10^{-8} \text{ სმ} = 0{,}532 \text{Å}, \tag{15}$$

სადაც Å ანგსტრემია [იხ. თ. III, § 1, განტ (3)]. შემდეგ გამოირკვა, რომ

$$v_0 = 219 \cdot 10^{-8} \text{ სმ, წმ.} = 0{,}00729 \text{ სინათლის სიჩქარისა.} \qquad (16)$$

წარმოვიდგინოთ, რომ ურანის ატომს შეეძელით და გამოვსტაცეთ 91 ელექტრონი (მათი რიცხვი სულ 92), ე. ი. ურანმა განიცადა იონიზაცია 91-ჯერ. ზემოხსენებულ მე-IV კანონზომიერების თანახმად პირველ ორბიტზე დარჩენილი ერთი ელექტრონის სიჩქარე ტოლი იქნებოდა 92 v_0 ე, ი. 0,671 ანუ 67% სინათლის სიჩქარისა, რაც შეადგენს დაახლოებით 200000 კილომეტრს წამში! მე-II კანონზომიერების თანახმად ამ ორბიტის რადიუსი ტოლი იქნებოდა $r_0 : 92$, ე. ი; დაახლოებით 0,006 ანგსტრემისა.

ადვილად შეიძლება აგრეთვე გამოითვალოს ერთელექტრონიანი ატომის ენერგია. როგორც აღმოჩნდა, იგი მით უფრო მცირეა, რაც უფრო ახლოა ელექტრონი ატომის გულთან, ე. ი. რაც უფრო მცირეა იმ ორბიტის რიგის ნომერი, რომელზედაც მოძრაობს ელექტრონი; ჩვენ ჯერ-ჯერობით არ მოვიყვანთ გამოთვლების შედეგებს.

ამ მარტივი გამოთვლების დროს ჩვენ ვემყარებოდით იმ აზრს, რომ ელექტრონი მოძრაობს უძრავ გულის ირგვლივ; ამის შესახებ უკვე გვქონდა ნათქვამი 2 § ში. ელემენტარული მექანიკა გვასწავლის, როგორ უნდა შეიცვალოს გამოთვლა, თუ მხედველობაში მივიღებთ იმ გარემოებას, რომ სინამდვილეში გული და ელექტრონი ბრუნავენ მათი სიმძიმის საერთო ცენტრის ირგვლივ (ინერციის ცენტრის). აღმოჩნდა, რომ ზემოთმიღებული რადიუსი r_k უნდა გამრავლდეს, სიჩქარე v_k კი უნდა გაიყოს ერთგვარ S რიცხვზე; ეს რიცხვი კი ტოლია გულის M მასისა, გაყოფილი M+m, სადაც m ელექტრონის მასაა, ე. ი.

$$S = \frac{M}{M+m} \qquad (17)$$

ვინაიდან m მეტად მცირეა M-თან შედარებით, ამიტომ, ცხადია, რომ S ერთისაგან მეტად მცირედ განსხვავდება.

წყალბადისათვის M=1840 m, ეს კი გვაძლევს:

$$S \text{ (წყალბადისათვის)} = 1 - 0{,}0005435 \qquad (18)$$

ჰელიუმისათვის M 4-ჯერ მეტია, ე. ი. M=7360 m,

$$\text{ასე რომ, } S \text{ (ჰელიუმისათვის)} = 1 - 0{,}0001359 \qquad (18,a)$$

დანარჩენ ელემენტებისათვის, რომელთა M კიდევ უფრო მეტია, შეგვიძლია ჩავთვალოთ S=1.

მეტად მნიშვნელოვანია ის, რომ (18) და (18,a) გვაძლევენ:

$$\frac{S \text{ (ჰელიუმისათვის)}}{S \text{ (წყალბადისათვის)}} = 1{,}00041 \qquad (18,b)$$

ეს სიდიდე ზუსტად თანხვდება იმ სიდიდეს, რომელიც მოხსენებული იყო [თ. III, § 5, განტ. (12)]; როგორც დავინახავთ, ამ თანხვდენას უდიდესი მნიშვნელობა ჰქონდა ბორის თეორიისათვის.

§ 5-ში თ. III ჩვენ განვიხილეთ წყალბადის და ჰელიუმის სპექტრები მოვიყვანეთ მათი სერიული ფორმულები, შევიტანეთ მათში ტალღური რიცხვი $\nu' = \nu : c$ და ამ რიცხვისათვის სათანადო მუდმივა რიდბერგისა $R' = R : c$. განტოლებანი (11, e) და (15) განსაზღვრავენ R' სიდიდის რიცხვით მნიშვნელობას წყალბადისათვის და ჰელიუმისათვის, განტოლება (16) კი გვაძლევს მის ზღვარულ მნიშვნელობას $R' = R'_\infty$; ახლა უკვე შეგვიძლია გამოვარკვიოთ R' ჰელიუმისათვის რატომ არის უფრო დიდი, ვიდრე წყალბადისათვის და რა მნიშვნელობა აქვს R'_∞ სიდიდეს; როდესაც შევეხებით სპექტრების წარმოშობის სიკითხს ბორის თეორიაზე დამყარებით (თ. IV, § 7), დაინახავთ, რომ ეს თეორია გვაძლევს ისეთ გამოთქმას ტალღური ν' რიცხვისათვის. რომელშიაც შედის მუდმივი R'_∞ გამრავლებული $\frac{M}{M+m}$-ზე. რაც უფრო დიდია M შედარებით m-თან, მით უფრო უახლოვდება მამრავლი $\frac{M}{M+m}$ ერთს; ზღვართან, ე. ი. როდესაც შეიძლება m სიდიდის უგულებელყოფა M-თან შედარებით, დაგვრჩება მხოლოდ მამრავლი R'_∞, რომლის რიცხვითი მნიშვნელობაც მოცემულია თ. III განტ. (16). წყალბადისათვის და ჰელიუმისათვის გვექნება:

$$R' = R_\infty \cdot \frac{M}{M+m} = R_\infty \cdot S$$

აქ რომ ჩავსვათ მნიშვნელობანი (18) და (18, a) წყალბადისათვის და ჰელიუმისათვის, მივიღებთ R'-ის მნიშვნელობას ამ ორი ელემენტისათვის.

ზემოთქვამიდან ცხადია, რომ საკითხი ატომის გულის ირგვლივ ერთი ელექტრონის მოძრაობის შესახებ საკვანძოდ გადაწყვეტილია; პრაქტიკულად იგი ეხება მხოლოდ წყალბადს, იონიზირებულ ჰელიუმს, ორმაგად იონიზირებულ ლითიუმს და ასე შ. სამწუხაროდ იგივე არ ითქმის დანარჩენ ატომების შესახებ, რომელთა ელექტრონების რიცხვი არის 2, 3, 4 და ასე შ. 92 ელექტრონამდე. პირველ ხანებში ბორი ფიქრობდა, რომ ყველა ელექტრონი მოძრაობს წრიულ ორბიტზე და ერთდაიმავე ორბიტზე შეუძლია მოძრაობა ერთნაირი სიჩქარით რამდენიმე ელექტრონს, ისე რომ, მათ შორის მანძილები ტოლია. მაგრამ ეს აზრი „ელექტრონულ რგოლების“ შესახებ უკუგდებულ იქნა, განსაკუთრებით მას შემდეგ, როდესაც გამოირკვა, რომ ელექტრონები მოძრაობენ არა წრიულ ორბიტებზე, არამედ ელიფსურ ორბიტებზე. უდავოა, რომ ატომის გულის გარემომცველი ელექტრონებიდან თითოეული თავის ორბიტზე მოძრაობს, მაგრამ მეცნიერებამ ვერ მოგვცა ზუსტი პასუხი იმაზე, თუ ეს ორბიტები ურთერთის მიმართ როგორ განლაგებაშია. უკვე უმარტივეს შემთხვევაში ორი გარეგანი ელექტრონის დროს (ჰელიუმი), როდესაც ადგილი აქვს არამარტო გულის მიერ მიზიდვას, არამედ ელექტრონების ურთერთ მოქმედებასაც, ჩვენ წინ დგას ცნობილი „ამოცანა სამი სხეულის შესახებ“, რომლის მათემატიკური სრული გადაწყვეტა ნაპოვნი არ არის. 3, 4, 5 და ასე შ. 92 ელექტრონის შემთხვევებზე ხომ ლაპარაკიც ზედმეტია. ჩვენ დავინახეთ (თ. III, § 5), რომ ნორმალურ, არაიონიზირებულ ჰელიუმის სპექტრი

შედგება პარჰელიუმის და ორტოჰელიუმის ერთმანეთზე თანამთხვეულ სპექტრებისაგან. ამ საკითხს ისევ დაუბრუნდებით.

თუმცა მექანიკა პასუხს არ გვაძლევს იმის შესახებ, თუ როგორ მოძრაობენ ელექტრონები არა მარტო გულის გავლენით, არამედ ერთმანეთზე მოქმედების გავლენით, მაგრამ ჩვენ.ვის ბევრი რამ მაინც ცნობილია ამ ორბიტების განსაკუთრებულ დაჯგუფების შესახებ, რასაც შემდეგში დავინახავთ.

მოლეკულები შედგება ატომებისაგან; მაგრამ მათ შინაგან აგებულობაზე, ან იმის შესახებ, თუ მოლეკულში როგორ არიან განაწილებული იმ ელექტრონების ორბიტები, რომლებიც ეკუთვნიან ცალკეულ ატომებს, ჯერჯერობით ცოტა რამ ვიცით. წყალბადის მოლეკულს უმარტივესი აგებულობა აქვს; იგი შედგება ორი პროტონისაგან და ორი ელექტრონისაგან. ბორის თეორიის მიხედვით ორივე ელექტრონი მოძრაობს ერთ წრიულ ორბიტზე, რომელიც ბოთავსებულია ორი პროტონის შემაერთებელ ხაზისადმი პერპენდიკულარულ სიბრტყეში; ეს უკანასკნელი ჰყოფს ამ ხაზს ორ თანასწორ ნაწილად; ამასთანავე ელექტრონები მუდამ იმყოფება ორბიტის დიამეტრის ბოლოებზე. წყალბადის მოლეკულის ამ მოდელზე იძულებული იყვნენ უარი ეთქვათ. მაგრამ უფრო უცილობელი მოდელის გამონახვა ჯერჯერობით ვერ მოხერხდა. უფრო რთულ მოლეკულების აგებულობაზე ლაპარაკიც კი არ შეიძლება.

ამ უკანასკნელ წლებში ახალი მიკრომექანიკა თავის მეთოდების საშუალებით საკმაოდ ახლო მიუდგა ამ საკითხების გადაწყვეტას. მან მოგვცა ასე თუ ისე გარკვეული პასუხი იმ კითხვაზე, თუ როგორ არიან განაწილებული ატომები. არა მარტო ორატომიან, არამედ სამატომიან მოლეკულებშიაც, მაგ. წყლის ორთქლის, ნახშირმჟავა გაზის, გოგირდოვან გაზის მოლეკულში.

ჩვენ დავინახეთ, რომ იმ ატომის გულს, რომლის რიგის ნომერიც არის Z, გარს არტყია Z ელექტრონი, რომლებიც ბორმა გაანაწილა ერთდაიმავე სიბრტყეში მდებარე ელექტრონულ რგოლთა შორის. შემდეგ კი გამოირკვა, რომ თვითოეულ ელექტრონს თავის საკუთარი ორბიტი აქვს და ყველა ეს ორბიტი სივრცეშია განლაგებული, ე. ი. ურთერთისადმი სხვადასხვა კუთხეს შეადგენენ და ყოველ მხრიდან გულს გარსერტყმიან. ელექტრონების რგოლებში განაწილება ამჟამად შეცვლილია მათი დაჯგუფებით ელექტრონულ შრეებში. ყოველ შრეს ეკუთვნის ელექტრონების გარკვეული, შემავსებელი, თითქოს მისი გამაჯერებელი რიცხვი. ჩვენ არ ვიცით, როგორ წარმოიშვა სხვადასხვა ელემენტის ატომები, მაგრამ შეგვიძლიან გონებით პერიოდულ სისტემაში დავიწყოთ წყალბადიდან (Z=1) და გადავიდეთ ერთი ელემენტიდან შემდეგ, მიმდევნო ელემენტზე, ამასთანავე ყოველთვის ემატება ერთი გარე ელექტრონი; ამასთან დაკავშირებულ გულის გაცილებით უფრო რთულ ცვლილებას აქ არ განვიხილავთ. ამგვარად, ჩვენ თვალწინ იშლება, ასე ვთქვათ, ატომების თანდათანობითი შენების სურათი, უფრო სწორად რომ ვთქვათ, მათი ელექტრონული გარსის აშენების სურათი. ეს გარსი დანაწილებულია გარკვეულ შრეებად, რომლებიც აღინიშნება ასოებით:

K, L, M, N, O, P, Q

შრე K—ყველაზე უფრო ახლოა გულთან; შემდეგი შრეები გულს თანდათან შორდება. მაგრამ არ უნდა ვიფიქროთ, თითქოს ეს შრეები გარსერტყვიან ერთმანეთს, ე. ი. N შრის ელექტრონული ორბიტები მთლიანად მდებარეობენ M შრეს გარეთ. ელექტრონები თავის ელიფსურ მოძრაობის დროს (გული მოთავსებულია ორბიტის ერთერთ ფოკუსში) ხან უახლოვდება გულს, ხან შორდება. ამ მოძრაობის დროს, მაგ. N შრის ელექტრონები ღრმად იჭრებიან „ქვემოთ" მოთავსებულ შრეებში, მაგრამ N შრის ელექტრონთა ორბიტების გულიდან ყველაზე უფრო დაშორებული ნაწილები უფრო შორს არიან გულიდან, ვიდრე M შრის ელექტრონთა ორბიტების უდიდესად დაშორებული ნაწილები. ჩვენ რომ გონების თვალი გავადევნოთ ელემენტებს წყალბადიდან ურანამდე, შემდეგს დავინახავთ: შრე K შეიცავს მხოლოდ 2 ელექტრონს; ყველა დანარჩენი შრე წინასწარ დამთავრებულია, როდესაც იგინი შეიცავენ რვა-რვა ელექტრონს. ამის შემდეგ იწყება შემდგომი შრის აშენება. არის ისეთი შემთხვევაც, როდესაც ახალი შრის აშენების დაწყების უმალ იწყება ერთერთ ღრმად მდებარე შრის დაშენება. შრე N განიცდის დაშენებას ორჯერაც კი, ამასთანავე ელექტრონების რიცხვი ამ შრეში 8 ელექტრონიდან იზრდება 18-მდე, შემდეგ კი—32-მდე, ქვემოთ მოთავსებულ ცხრილში ნაჩვენებია ყველა ეს აშენებანი და დაშენებანი.

ცხრილი 4.

შ რ ე ე ბ ი	K	L	M	N	O	P	Q
პირველი აშენება . .	2	8	8	8	8	8	დამთავრებული არ არის
პირველი დაშენება .	—	—	18	18	18	დამთავრებული არ არის	—
მეორე დაშენება .	—	—	—	32	—	—	—

თითოეული შრე დაყოფილია ქვეჯგუფებად. თითოეულ შრეში ქვეჯგუფების რიცხვი და თითოეულ ქვეჯგუფში ელექტრონების რიცხვი, ამჟამად დადგენილია, თანახმად ორი ინგლისელი მეცნიერის წინადადებისა, სტონერის და მენ-სმიტის (Stoner, Main-Smith, 1924). ქვემოთ მოთავსებულ ცხრილში ნაჩვენებია თითოეულ შრეში ქვეჯგუფების რიცხვი (მეორე სტრიქონი), ქვეჯგუფების აღნიშვნები და თითოეულ ქვეჯგუფში ელექტრონების რიცხვი პირველი ოთხი შრისათვის. დანარჩენი შრეები (სამი) ურანშიაც კი არ არის დამთავრებული.

ცხრილი 5.

K	L			M					N						
1	3			5					7						
K	L_{11}	L_{21}	L_{23}	M_{11}	M_{21}	M_{22}	M_{23}	M_{32}	N_{11}	N_{21}	N_{23}	N_{32}	N_{33}	N_{43}	N_{44}
2	2	2	4	2	2	4	4	6	2	2	4	4	6	6	8

ასოებთან მიწერილი რიცხვები წარმოადგენს შემდეგ რიცხვების წყვილ-წყვილ კომბინაციას: 1, 2, 3 და 4. ამ რიცხვთა შორის ან მძიმე ან ხაზი უნდა ყოფილიყო; მიწერილია, მაგ., 21 ნაცვლად 2, 1 ან 2—1.

აქ იგულისხმება, რომ შრეები საბოლოოდ დამთავრებულია და ამიტომაც მათში ელექტრონების საერთო რიცხვი ტოლია 2, 8, 18 და 32, თანაღმად 4 ცხრილისა.

შიდა შრეების ის დაშენება, რომელსაც ეკუთვნის ცხრილი 4, სტონერის მიხედვით, მდგომარეობს ახალი ქვეჯგუფების აშენებაში. პირველი აშენების დროს ყოველთვის წარმოიშობა სამი ქვეჯგუფი ელექტრონების რიცხვით 2+2+4=8. M შრის დაშენების დროს ემატება ქვეჯგუფები M_{22} და M_{33} 4+6=10 ელექტრონით. N შრეში პირველი დაშენება გვაძლევს ქვეჯგუფებს N_{22} და N_{33} 10 ელექტრონით, მეორე დაშენება კი— N_{43} და N_{44} 6+8=14 ელექტრონით, რაც სავსებით ეთანხმება ჩვენ ცხრილს, ვინაიდან N შრისათვის საბოლოოდ მივიღებთ 8+10+14=32 ელექტრონს.

განსაკუთრებით დიდმნიშვნელოვან როლს თამაშობს ყოველი ელემენტის ატომში ის ელექტრონები, რომლებიც მოთავსებული არიან გაღე შრეში ე. ი. იმ შრეში, რომლის წინასწარი აშენება ჯერ არ დამთავრებულა, ე. ი. რომლის ელექტრონების რიცხვი რვამდე არ აღწევს. ამ ელექტრონებს ვალენტური ელექტრონები ეწოდებათ; მათი რიცხვი შეიძლება აღწევდეს შვიდს. იმ ატომებს, რომელთა გარეგანი შრეც შეიცავს 8 ელექტრონს, ე. ი. პირველი აშენება უკვე დამთავრებულია, ვალენტური ელექტრონები არა აქვთ. ვალენტურ ელექტრონების რიცხვზე დამოკიდებულია უპირველესად ატომის ქიმიური თვისებანი და აგრეთვე ატომის მიერ გაჭოსხივება სპექტრის ინფრაწითელ, ხილულ და ულტრაიისფერ ნაწილებში. ვალენტურ ელექტრონებს ეხება ის, რაც იყო თქმული § 2 და § 3 დასაშვებ ორბიტების და ერთი ორბიტიდან მეორეზე გადახტომის შესახებ. ვალენტურ ელექტრონების გარეგანი შრე უნდა წარმოდგენილი გვქონდეს, როგორც ადვილად ცვლადი რამ მონაცემ ატომში. არა მარტო მათი განაწილება დასაშვებ ორბიტთა შორის, არამედ მათი რიცხვიც შეიძლება შეიცვალოს, რაც შეეფერება დადებით იონიზაციას ელექტრონების მოწყვეტის დროს და უარყოფით იონიზაციას—გარედან მოსულ ელექტრონების შემატების დროს. შიდა შრეები, განსაკუთრებით დამთავრებული ქვეჯგუფები, პირიქით, წარმოადგენს ისეთ სისტემას, რომელიც ძნელათ და იშვიათ პირობებში განიცდის ცვლილებას.

§ 5. ატომის აგებულება და მენდელეევის სისტემა. ენერგიის დონეები. მაგნიტონი.

წინა პარაგრაფში შეეხეთ ელექტრონულ შრეებს, ქვეჯგუფებს და აგრეთვე იმას, თუ როგორ შეიძლება გონებით წარმოვიდგინოთ მათი პირველი აშენება, შემდეგი დაშენება, თუ გავყვებით მენდელეევის სისტემას წყალბადიდან ურანამდე. ეხლა დავინახავთ, რა უღრმესი კავშირი არსე-

ბობს ელექტრონულ შრეებსა და მენდელეევის სისტემის პერიოდთა შორის. ახლავე უნდა აღინიშნოს, რომ ატომში ვალენტურ ელექტრონების რიცხვი განსაზღვრავს იმას, რასაც ქიმიაში ელემენტის ვალენტობას უწოდებენ. ერთდაიგივე ვერტიკალურ ჯგუფის ყველა ელემენტს, საერთოდ რომ ვთქვათ (დეტალებს ჯერჯერობით არ ვეხებით), ერთნაირი ვალენტობა აქვს. აი რა აღმოჩნდა: ყოველთვის, როდესაც კი იწყება ახალი შრის აშენება, ე. ი. როდესაც გამოჩნდება ერთი ვალენტური ელექტრონი, მაშინ საქმე გვაქვს ახალი პერიოდის პირველ ელემენტთან, ე. ი. ტუტე ლითონთან. ყოველთვის, როდესაც დამთავრდება ახალი შრის პირველი აშენება, ე. ი. მასში აღმოჩნდება ყველა 8 ელექტრონი, ვალენტური ელექტრონები კი აღარ არის, მაშინ საქმე გვაქვს პერიოდის უკანასკნელ ელემენტთან ე. ი. ინერციულ გაზთან, რომელშიაც ვალენტურ ელექტრონების არ არსებობა არის მიზეზი მათი ქიმიური ინერციულობისა. შიდა შრეების დაშენებანი საქმეს ართულებს იმ მხრივ, რომ პერიოდები შეიცავს არა მარტო 8 ელემენტს, არამედ 18 ან 32 ელემენტს. სულ სხვას წარმოადგენს პირველი პერიოდი, რომელიც შეეფერება K შრეს, ეს უკანასკნელი შეიცავს არა 8, არამედ 2 ელექტრონს. გულდასმით განვიხილოთ ახლა ყველა ელექტრონული შრის აშენება მენდელეევის ცხრილის მიხედვით (იხ. თ. II, § 2, ცხრილი 1).

I პერიოდი და K შრე. ამ პერიოდში მხოლოდ ორი ელემენტია: წყალბადი (1, H) ერთი ელექტრონით და ჰელიუმი (2, He) ორი ელექტრონით. K შრეს აშენება აქ დამთავრებულია და ჩვენ გვაქვს ერთვალენტოვანი წყალბადი და ინერციული (თუმცა არა სავსებით) ჰელიუმი. პერიოდი II (8 ელემენტი) და შრე L (8 ელექტრონი). აქ მეტად მარტივი სურათია: თავშივე მოთავსებულია ტუტე ლითონი—ლითიუმი (3, Li), ბოლოში კი—ინერციული გაზი ნეონი (10, Ne): ამ პერიოდში რვა ელემენტია და 8 ელექტრონი შრეში, რომელიც დაშენებას აღარ განიცდის. პერიოდი III (8 ელემენტი) და შრე M (8 ელექტრონი პირველი აშენებისა). აქაც თავშივე ტუტე ლითონია: ნატრიუმი (11 Na), ბოლოში კი—ინერციული გაზი არგონი (18, Ar). პერიოდი IV (18 ელემენტი), N შრის პირველი აშენება (8 ელექტრონის) და M შრის მეოთხე და მეხუთე ქვეჯგუფთა დაშენება. ჯერ იწყება N შრის აშენება. ჩვენ გვაქვს ტუტე ლითონი კალიუმი (19, K) ტუტე მიწოვანი კალციუმი (20, Ca), მაგრამ სკანდიუმიდან (21, Sc) დაწყებული ნიკელამდე (28, Ni) გრძელდება M შრის დაშენება. სპილენძიდან (29, Cu) გრძელდება N შრის პირველი აშენება, რომელიც თავდება ინერციულ გაზთან კრიპტონთან (36, Kr). პერიოდი V (18 ელემენტი) შენდება ისევე, როგორც მეოთხე. O შრის აშენება იწყება ტუტე ლითონთან—რუბიდიუმთან (27, Bb); შემდეგ იწყება N შრის პირველი დაშენება (ქვეჯგუფში N_{32} და N_{33}), რომელიც თავდება პალადიუმთან (46, Pd); აქეე თავდება O შრის პირველი აშენება, რომელიც საშუალოდ დამთავრებულია ინერციულ გაზთან ქსენონთან (54, Xe). უფრო რთულია მე-VI პერიოდი (32 ელემენტი). ჯერ იწყება P შრის პირველი აშენება, რომელიც იწყება ისევ ტუტე ლითონთან, ცეზიუმთან (55, Cs).

და თავდება ინერციულ გაზთან—ემანაციასთან (86, Em). მაგრამ ეს აშენება ორჯერ წყდება შიგნითა დაშენებებით. ჯერ საბოლოოდ დაშენდება შრე N, წარმოიშობა მეექვსე და მეშვიდე ქვეჯგუფი N_{32} და N_{41}, რომლებშიაც 6+8=14 ელექტრონია, ამასთანავე მივიღებთ იშვიათ—მიწებს Z=58-დან Z=71 მდე. ამგვარად, ბორის თეორიას შეეძლო ეწინასწარმეტყველა, რომ იშვიათ მიწების რიცხვი ტოლია 14. II თავში, (§ 2, პუნქტები 7 და 8) ამაზე უკვე იყო თქმული, ახლა კი ვხედავთ, რას ემყარებოდა ეს წინასწარმეტყველება, ბორის თეორიის ეს უდიდესი გამარჯვება. შემდეგ წარმოებს კიდევ O შრის პირველი დაშენება, ე. ი. მე-4 და მე-5 ქვეჯგუფების წარმოშობა, რომლებშიაც ისევე, როგორც M და N შრეში იმყოფება 4+6=10 ელექტრონი. ამრიგად, მე-VI პერიოდში იმყოფება 8+14+10=32 ელემენტი. პერიოდი VII დამთავრებული არ არის; იგი იწყება Q შრეს აშენებით, აქაც თავშივე მოთავსებულია ჯერ აღმოუჩენელი ტუტე ლითონი Z=87; შემდეგ იწყება P შრის დაშენება, რომელიც ურანთან (92, U) ჯერ კიდევ დამთავრებული არ არის. უნდა მოველოდოთ, რომ Z=118, თუ იგი არსებობს, ინერციული გაზი უნდა იყოს.

ახლა გასაგები ხდება ის, რაც იყო ნათქვამი II თავის მე 2 §-ის 1, 2 და 7 პუნქტებში სამი ტრიადის და იშვიათ მიწების შესახებ, როდესაც მენდელეევის სისტემაში ერთდაიმავე ადგილას მოთავსებულია არა ერთი ელემენტი, არამედ სამი და ზოგჯერ 15-იც, ამასთანავე ერთდაიმავე ადგილას მოთავსებული ელემენტების ქიმიური თვისებანი მეტისმეტად მიაგავან ერთმანეთს. ეს იმით აიხსნება, რომ ერთდაიმავე ადგილას მოთავსებული ელემენტები განსხვავდებიან შიდა ქვეჯგუფებში ელექტრონების რიცხვით, იმ დროს როდესაც, გარე ნაწილები, რომლებზედაც დამოკიდებულია ელემენტის ქიმიური თვისებანი, ერთნაირია. ეს განსაკუთრებით ეხება იშვიათ მიწებს, სადაც დაშენება წარმოებს ღრმად მდებარე N შრეში, იმ დროს, როდესაც შემდეგი P შრის აშენება უკვე დამთავრებულია და უკვე დაწყებულია O შრის აშენება და მართლაც, ჩვენ ვიცით, რომ სწორედ ამ ელემენტებს ახასიათებთ ქიმიური თვისებების საოცარი ერთგვაროვნება.

მენდელეევის ცხრილთან მჭიდროდ არის დაკავშირებული (თავი II, § 2, პუნქტი 9) ელემენტების ის თვისებანი, რომლებიც პერიოდულად იცვლებიან; საკმარისია თვალი გავადევნოთ მთელ ცხრილს რიგის ზრდად Z ნომრებს წყალბადიდან ურანამდე და დავინახავთ, რომ ეს თვისებანი იცვლებიან ერთი მიმართულებით და პერიოდულობის არავითარი კვალი არ ემჩნევათ. ახლა უკვე შეგვიძლია ეს ფაქტი ზოგადად ავხსნათ, ვუჩვენოთ, თუ რაში მდგომარეობს ზოგიერთი თვისების პერიოდულობის და ზოგიერთი თვისების არაპერიოდულობის მიზეზი. საკითხი მეტად მარტივია. პირველი გვარის თვისებებს ეკუთვნის ის თვისებანი, რომლებიც დამოკიდებულნი არიან გარე შრეში ელექტრონების რიცხვზე; როგორც დავინახეთ, მათ ეკუთვნის, პირველ ყოვლისა, ქიმიური თვისებანი. მეორე გვარის თვისებათა წარმოშობ წყაროდ უნდა ჩაითვალოს შიდა, მეტ ნაკლებად დამთავრებული შრეები, საკუთარი ერთნაირი ყველა იმ ელემენტებისათვის,

რომელთა ატომებში ეს შრეები უკვე არსებობს, თუ ჯერჯერობით ყურადღებას არ მივაქცევთ დაშენებებს. აქ, ცხადია, შეუძლებელია პერიოდულობას ველოდოთ, არამედ მოსალოდნელია მხოლოდ თანდათანობითი რაოდენობითი ან თვისობრივი (ან ერთიც და მეორეც) ცვლილებანი ატომის აგებულობის თანდათან გართულებასთან დაკავშირებით და ეს გართულება არ შეიძლება, რომ გავლენას არ ახდენდეს შინაგან შრეების აგებულობის დეტალებზე. ჩვენ დავინახავთ, რომ რენტგენის სხივების სპექტრი წარმოადგენს არაპერიოდულ ცვლილების საუკეთესო მაგალითს.

გადავიდეთ ატომთა აგებულობის ერთერთ მნიშვნელოვან საკითხის განხილვაზე. სახელდობრ, ატომში ენერგიის დონეთა საკითხზე. ყველასათვის გასაგებია წყლის ან სხვა რამ სითხის დონის სხვადასხვა სიმაღლე. რაც უფრო მაღალია ეს დონე, მით უფრო მეტია ის მუშაობა, რომელიც წყალს შეუძლია შეასრულოს თავის ვარდნის დროს და, მაშასადამე, მეტია მისი პოტენციური ენერგიის მარაგი. ყოველ სიმაღლეს, შეეფერება გარკვეული ენერგია და ამიტომ წყლის სხვადასხვა დონე შეგვიძლია განვიხილოთ, როგორც სხვადასხვა ენერგიის დონეები. როდესაც წყლის დონე ერთი სიმაღლიდან უფრო დაბალ სიმაღლემდე დაიწევს, მაშინ იგი შეასრულებს მუშაობას, რომელიც ტოლი იქნება მაღალ და დაბალ დონეთა შესაბამის ენერგიათა სხვაობისა; წყლის ენერგიის მარაგი მცირდება. წყლის დონის სიმაღლის აწევის დროს მუშაობა სრულდება რაიმე გარეშე ენერგიის ხარჯზე და წყლის ენერგიის მარაგი იზრდება. მე-2 და მე-3 §§-ში გავეცანით ელექტრონის შესაძლებელ ორბიტების მარტივ შემთხვევას, როდესაც ატომი შედგება გულისაგან, რომლის ირგვლივაც ბრუნავს ერთი ელექტრონი. ყოველ ორბიტს, თუ კი მასზე მოძრაობს ელექტრონი, შეეფერება ატომის ენერგიის გარკვეული მარაგი [იხ (8)], რომელიც მით უფრო დიდია, რაც უფრო შორს არის გულიდან ორბიტი, ე. ი. რაც უფრო მაღლა მდებარეობს იგი, ამიტომ შესაძლო ორბიტები შეგვიძლია განვიხილოთ როგორც ერთელექტრონიან ატომის ენერგიის შესაძლებელი დონეები. ელექტრონის ვარდნაზე და ატომაზე საკმარისად იყო თქმული 3 §-ში; 4 §-ში უკვე ნათქვამი, რომ აქ მოხსენებული ეხება აგრეთვე ნებისმიერ ატომის ვალენტურ ელექტრონებსაც.

განვიხილოთ ახლა ისეთი ატომი, რომელშიაც უკვე არსებობენ შინაგანი შრეები. იმისათვის, რომ ეროერთი ვალენტური ელექტრონთაგანი ავიტანოთ უფრო მაღალ დონეზე (შესაძლო ორბიტზე) ან სულაც ამოვაგდოთ ატომიდან, ე. ი. მოვახდინოთ ამ უკანასკნელის იონიზირება, საჭიროა შედარებით მცირე მუშაობა, ენერგიის მცირე რაოდენობა. მაგრამ, როგორც აღმოჩნდა, მეტად დიდი გარეშე ძალების გავლენით, რომლებიც შედარებით დიდ მუშაობას ასრულებენ, როდესაც იხარჯება ენერგიის დიდად საგრძნობი მარაგი, შესაძლებელია მოხდეს ერთერთი შიდა შრეში მყოფ (K შრემდე) ელექტრონის ამოგდება თავის ორბიტიდან, თუნდაც შრეები L, M, N და ა. შ. ატომში უკვე არსებობდეს. ცვინაიდან ყველა ზემომდებარე ორბიტებზე უკვე არიან ელექტრონები, ამიტომ ელექტრონის ამოგდებას თავის ორბიტიდან მოსდევს ელექტ-

რონის ატომიდან ამოგდება. ასეთ შემთხვევაში ატომის შიგნით თავისუფლდება ადგილი, რომელზედაც შეუძლია დაეცეს ზემომდებარე შრეებიდან ერთერთ ელექტრონს, ამ უკანასკნელის ადგილზე — მეორე ელექტრონს, რომლის ორბიტიც უფრო მაღლა მდებარეობს და ასე შემდეგ. მაგრამ შეიძლება ისიც მოხდეს, რომ გარედან მოსული უცხო ელექტრონი დაეცეს ატომის შიგნით განთავისუფლებულ ადგილზე.

იბადება საკითხი: რა სიდიდისაა ის მუშაობა ანუ ენერგია, რომელიც უნდა შესრულდეს, რომ ელექტრონი ამოგდებულ იქნეს შიგნითა შრიდან და რა მოხდება, თუ ატომის შიგნით ელექტრონი გადახტება ერთი ორბიტიდან ქვემომდებარე ორბიტზე, რომელიც თავისუფალი აღმოჩნდა? უმთავრესად რენტგენის სხივების სპექტრების გამოკვლევამ შედეგი შედეგი მოგვცა: ყოველ ქვეჯგუფთაგან (ცხრ. 5) შეეფერება ენერგიის სავსებით გარკვეული დონე; ეს ენერგია იზომება იმ მუშაობით, რომელიც საჭიროა შესრულდეს, რომ ელექტრონი ამოვარდეს ამ ქვეჯგუფიდან და გასცილდეს ატომის საზღვრებს. ერთი რომელიმე ქვეჯგუფის ყველა ორბიტი, რომელთა რიცხვიც ჩამოწერილია ქვემოთმოყვანილ ცხრილში (6), შეეფერება ენერგიის ერთდაიმავე დონეს. სხვადასხვა ელექტრონულ შრეში ენერგიის დონეთა რიცხვი უდრის ქვეჯგუფთა რიცხვს. ცხრილში 6 ჩამოთვლილია ქვეჯგუფების შემდეგი რიცხვები:

ცხრილი 6

შრე	K	L	M	N	O	P	
ენერგიის დონეთა რიცხვი	1	3	5	7	(5)	(3)	(19)

O და P შრეებისათვის რიცხვები ეხება პერიოდული სისტემის უკანასკნელ ელემენტებს, რომლებშიაც ამ შრეების აშენება დამთავრებული არ არის, ბუნებრივია რომ ენერგიის დონეები აღვნიშნეთ იმავე სიმბოლოებით, რა სიმბოლოებითაც აღნიშნულია ცხრილში ქვეჯგუფები. პირველ კითხვაზე პასუხი მარტივია: ატომიდან ელექტრონის ამოგდებაზე დახარჯული მუშაობა განისაზღვრება იმ ქვეჯგუფის ენერგიის დონით, რომელსაც ეს ელექტრონი ეკუთვნის. მეორე კითხვაზე პასუხი ასეთია: როდესაც ელექტრონი ატომის შიგნით ერთი ორბიტიდან მეორე თავისუფალ და ქვემომდებარე ორბიტზე ჩამოხტება, მაშინ ატომის ენერგია მცირდება სიდიდით, რომელიც ტოლია იმ ქვეჯგუფების ენერგიის დონეთა სხვაობისა, რომელთა შორისაც ელექტრონის ეს ჩამოხტომა მოხდა. შემდგომში დავინახავთ, თუ როგორ განისაზღვრება ენერგიის დონეთა სხვაობა, ე. ი. იმ მუშაობის სიდიდე, რომელიც შესრულდება მოწაცემ დონიდან ატომის საზღვრებს გარეთ ელექტრონის ამოგდებს დროს.

ატომის სტუქტურის ბორის თეორიასთან მჭიდროდ არის დაკავშირებული საკითხი მაგნეტონის შესახებ. მაგნეტიზმის შესახებ ელემენტარული ცნებანი ყველასათვის ცნობილია; მოვიგონოთ მხოლოდ ზოგიერთი დეტალი. მარტივი მაგნიტური მოვლენები ისე მიმდინარეობს, თითქოს დამაგნიტებულ სხეულებში (მაგნიტებში) არსებობდეს ორი განსაკუთრებული ნივთიერება, რომელთაც ჩრდილოეთის და სამხრეთის მაგნიტიზმები ეუწოდოთ; ეს უკანასკნელები ზოგ რამეში ორ ელექტრობას ემსგავსება, მხოლოდ მათ შორის ის არსებითი განსხვავება არის, რომ ეს „მაგნიტიზმები“ ცალკეულად არ

არსებობს. მათ შორის ურთერმოქმედება ემორჩილება კულონის ცნობილ კანონს, რომელიც საესებით ანალოგიურია მსოფლიო მიზიდულობის კანონისა. „მაგნიტიზმის რაოდენობის“ CGS ერთეულად მიღებულია მაგნიტიზმის ისეთი რაოდენობა, რომელიც იზიდავს ოავის ტოლ რაოდენობას, ერთი სანტიმეტრით დაშორებულს, ერთი დინის (1,02 მგრ.) ძალით, ყოველ მაგნიტში ორივე მაგნიტიზმი ყოველთვის ერთნაირი რაოდენობით იმყოფება. ყოველი მაგნიტი მისგან დაშორებულ წერტილებზე მოქმედებს ისე, თითქოს მისი ორი მაგნიტიზმი მოთავსებული იყოს ორ გარკვეულ წერტილში, რომელთაც მაგნიტის პოლუსები ეწოდებათ; პოლუსების შემაერთებელ სწორხაზს, მაგნიტის ღერძი ეწოდება. ერთერთ პოლუსში მოთავსებულ მაგნიტიზმის ერთეულთა რიცხვის და სანტიმეტრებით გამოხატულ პოლუსთა შორის მანძილის ნამრავლს, მაგნიტის მაგნიტური მომენტი ეწოდება. მაგნიტური მომენტის CGS ერთეული არის ისეთი მაგნიტის მაგნიტური მომენტი, რომლის თვითეულ პოლუსში მოთავსებულია მაგნიტიზმის რაოდენობის CGS ერთეული, პოლუსთა შორის მანძილი კი უდრის ერთ სანტიმეტრს. მოვიგონოთ აგრეთვე გამოჩენილი ფრანგი ფიზიკოსის ამპერის თეორია, რომლის თანახმადაც წრიული ელექტროდენი მოქმედობს ისევე, როგორც მაგნიტი. მან გამოთქვა გენიალური აზრი, რომ ყოველი მაგნიტი შეგვიძლიან წარმოვიდგინოთ როგორც შემდგარი ნივთიერების უმცირეს ნაწილაკებისაგან, რომლებსაც გარს უვლიან ელექტროდენები. ისინი არიან ამპერის შესანიშნავი ელემენტარული მაგნიტები.

ტერმინი მაგნიტონი მეცნიერებაში შემოტანილ იქმნა ჯერ კიდევ 1907 წელს შვეიცარელ (ამჟამად სტრასბურგშია) მეცნიერის ვაისის (Weiss) მიერ, რომლის აზრითაც, ნაგავსად ელექტრობისა, რომელიც შედგება ელემენტარულ ნაწილაკებისაგან, ელექტრონებისაგან და პროტონებისაგან, მაგნიტიზმიც შედგება ელემენტარულ ნაწილაკებისაგან, რომლებსაც მან მაგნიტონები უწოდა. თუ ეს ასეა, მაშინ მაგნიტური ნივთიერების ყოველი მოლეკული უნდა შეიცავდეს მაგნიტონების მთელ რიცხვს. როგორც ვიცით, ყოველი ნივთიერების გრამ-მოლეკული შეიცავს მოლეკულების ერთდაიმაეე N რიცხვს (ავოგადროს რიცხვი, იხ. თ. § 1, განტ. (1)). აქედან ცხადია, რომ მაგნიტური ნივთიერების ზღვარამდე დამაგნიტებულ მოლეკულს, როდესაც ყველა ელემენტარულ მაგნიტის ყველა ღერძი პარალელური ხდება, უნდა ჰქონდეს ისეთი მაგნიტური მომენტი, რომელიც მთელი ჯერადია ერთგვარი რიცხვისა, სახელდობრ, მაგნიტონის N-ჯერადი მაგნიტური მომენტისა. ამ მაგნიტურ მომენტს ვაისი უწოდებს გრამ-მაგნიტონს. ვაისის და სხვა მრავალ მეცნიერის მიერ მრავალ მაგნიტურ ნივთიერების გამოკვლევამ საესებით გაამართლა ეს აზრი. რკინის და ნიკელის გამოკვლევამ შემდეგი შედეგი მოგვცა. მეტად დაბალი ტემპერატურის დროს, რკინის გრამ-მოლეკულის მაგნიტური მომენტი ტოლია 13360 მაგნიტური მომენტის ერთეულისა (იხ. ზემოთ), ნიკელის გრამ-მოლეკულისათვის კი ეს რიცხვი ტოლია 3370. მაგრამ

$$13360 = 1123{,}6 \times 11;$$
$$3370 = 1123{,}3 \times 3.$$

აქედან ვაისმა დაასკვნა, რომ დაბალი ტემპერატურის დროს წმინდა, რკინის მოლეკული შეიცავს 11 მაგნიტონს, ნიკელის მოლეკული კი—3 მაგნეტონს; ამას გარდა, გრამ-მაგნიტონი უდრის 1123,5 მაგნიტურ მომენტის ერთეულს, თუ ეს რიცხვი გავყავით ავოგადროს N რიცხვზე, მაშინ მივიღებთ ერთი მაგნიტონის მაგნიტურ მომენტს:

$$18{,}5.10^{-22}\text{CGS ერთ. მომენტის ერთეული.} \qquad (20)$$

ამის შემდეგ ვაისმა გამოიკვლია მაგნიტურ ლითონთა მარილების ხსნარები და გრამმაგნეტონისათვის მიიღო რიცხვი 1122,1, რომელიც, როგორც ვხედავთ, ძალიან უახლოვდება ზემოთნაპოვნ რიცხვს. საგულისხმოა, რომ ნიკელის ატომში, რომელსაც შეიცავდა მარილს, აღმოჩნდა არა 3, არამედ 16 მაგნიტონი. მრავალ მეცნიერის ნაშრომებიდან გამოირკვა, რომ მონაცემი ნივთიერების ატომი შეიცავს „ვაისის მაგნიტონების" (ამჟამად ასე უწოდებენ მათ) სხვადასხვა რიცხვს, იმ ქიმიური შენაერთის მიხედვით, რომელშიაც ეს ატომი შედის.

ბორის თეორიასთან დაკავშირებით წარმოიშვა სხვა მაგნიტონიც, რომელსაც ბორის მაგნიტონი ეწოდება. როგორც დავინახეთ, ამპერის თეორიის მიხედვით მაგნიტური ნივთიერების ნაწილაკებს გარს უვლიან ელექტროდენები. ატომის გულის ირგვლივ მბრუნავი ელექტრონი შეგვიძლიან ჩავთვალოთ ელექტრო-დენად, რომლის ძაბვაც უდრის ელექტრობის იმ რაოდენობას, რომელიც გაივლის ერთ წამში ელექტრონის ორბიტის ნებისმიერ წერტილში. ეს ძაბვა ადვილად შეიძლება გამოითვალოს ელიფსური ორბიტისათვის, ამის შემდეგ კი გამოვლება იმ მაგნიტის მაგნიტური მომენტი, რომელიც თავის მაგნიტური მოქმედებით, ერთი მოძრავი ელექტრონის მაგივრად შეგვიძლია მივიჩნიოთ. აღმოჩნდა, რომ ეს მაგნიტური მომენტი ტოლია ერთგვარ, იმ ელემენტარულ მაგნიტური მომენტის მთელი ჯერადისა, რომელიც არის ბორის მაგნიტონის მაგნიტური მომენტი. მისი სიდიდე განისაზღვრება მეტად მარტივი ფორმულით, რომელშიაც შედის ელექტრონის მუხტი, მასა და პლანკის მუდმივა (თ. III, § 3). ეს სიდიდე რომ გავამრავლოთ ავოგადროს რიცხვზე, ბორის გრამ-მაგნიტონისათვის მივიღებთ 5584 მაგნიტური მომენტის ერთეულს. ამგვარად, აღმოჩდნა, რომ

$$\text{ბორის მაგნიტონი} = \text{ვაისის 5 მაგნიტონს} \qquad (21)$$

§ 6 ალფა ნაწილაკი. ატომის გულის აგებულება და მისი დაშლა

1-ლ პარაგრაფში უკვე ვილაპარაკეთ ალფა-ნაწილაკებზე, რომლებსაც ამოისვრიან რადიაქტიური ნივთიერებანი; ახლა უკვე შეგვიძლიან ზუსტად ვთქვათ, რომ იგინი ამოცვივიან რადიაქტიური ელემენტების ატომების გულიდან. იმავე პარაგრაფში ნათქვამი იყო, რომ ალფა-ნაწილაკი წარმოადგენს ჰელიუმის ატომის გულს, ე. ი. ჰელიუმის ატომს, რომელმაც დაკარგა ორი ელექტრონი, ანუ სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, ორჯერ იონიზირებულია. ცხრილი მე-3 გვიჩვენებს, რომ ალფა-ნაწილაკი შედგება 4 პროტონისაგან და 2 ელექტრონისაგან; ჩვენ უკვე ვთქვით (თ. II, § 4),

რომ პროტონის მასა 1840-ჯერ აღემატება ელექტრონის მასას. აქედან ცხადია, რომ ალფა-ნაწილაკის მასა 7360-ჯერ აღემატება ელექტრონის მასას. ის სიჩქარე, რა სიჩქარეც აქვთ ამ ნაწილაკებს ამოვარდნის მომენტში, დამოკიდებულია მათ გამოსხივებელ რადიაქტიურ ნივთიერებათა გვარობაზე, მაგრამ საშუალოდ ტოლია 18000 კილომეტრისა ერთ წამში, რაც შეადგენს სინათლის სიჩქარის 0,06. შედარებით დიდი მასისა და უშველებელი სიჩქარის მქონე ალფა ნაწილაკი აღჭურვილია კინეტიკურ ენერგიის დიდი მარაგით და ამიტომ მას შეუძლია უფრო დიდი მუშაობის შესრულება, მაგ., უფრო დიდი ნგრევა, ვიდრე ელექტრონს, რომელიც მოძრაობს სინათლის სიჩქარის 0,9 სიჩქარით. მიუხედავად იმისა, რომ ალფა-ნაწილაკი შედგება 4 პროტონისაგან და 2 ელექტრონისაგან, იგი გასაოცარი სიმკვიდრით არის ნაგები; იგი არ ირღვევა არცერთ ჩვენთვის მისაწვდომ პირობებში. ეს მით უმეტეს უცნაურია, რომ ორ ელექტრონს არ შეუძლიან გაწონასწოროს 4 პროტონი, რომლებიც ერთმანეთს განზიდავენ. იძულებულნი ვართ ვიფიქროთ, რომ პროტონები იმდენად დაახლოვებულია ერთმანეთთან ალფა-ნაწილაკში, რომ ურთერთგანზიდვის მაგივრად ადგილი აქვს მიზიდვას.

არსებობს ერთი მახვილი აზრი, რომელიც თუმცა ვერ ხსნის ალფა-ნაწილაკის მედეგობას, მაგრამ საშუალებას გვაძლევს დავუკავშიროთ ეს მედეგობა იმ მოვლენას, რომელიც ნაწილობრივ ნათელს მოფენს ამ საკითხს. ეს აზრი შემდეგში მდგომარეობს. II თავის მე-5 §-ში მოყვანილი იყო განტოლება (16), რომლის დედააზრი ისაა, რომ მასა შეიძლება გარდაიქმნეს ენერგიად და რომ მცირე მასა გვაძლევს ენერგიის უდიდეს რაოდენობას. ამას გარდა, II თავის 1 §-ში, მოცემული იყო წინასწარი ცნება იზოტოპების შესახებ და ნათქვამი იყო, რომ წმინდა ელემენტების (არა ნარევების) ატომური წონები მთელი რიცხვებია, თუ კი ჟანგბადის ატომური წონა არის 16. გამონაკლისს შეადგენს წყალბადი, რომლის ატომური წონაც უდრის 1,008 (უფრო ზუსტად 1,0078). ახლა შეგვიძლიან ეს ფაქტი აგხსნათ. ვინაიდან ჟანგბადის ატომის მასა უდრის 16-ს, ამიტომ ალფა-ნაწილაკის მასა ტოლია 4-ისა, პროტონის მასა კი — 1,008 (ელექტრონების მასები მხედველობაში არაა მიღებული). ამავე დროს ალფა-ნაწილაკი შედგება პროტონისაგან და ამიტომ მისი მასა ტოლი უნდა ყოფილიყო $1{,}008 \cdot 4 = 4{,}03$. ახლა შეგვიძლია ვთქვათ, რომ ჰელიუმის გრამ ატომის მასა ტოლი უნდა ყოფილიყო 4,03 გრ-ისა, მაგრამ მისი ნამდვილი მასა არის 4 გრ. სად გაქრა 0,03 გრ? პასუხი: როდესაც 4 პროტონი შეერთდა და წარმოიშვა ერთი ალფა-ნაწილაკი, ეს მასა ენერგიად გარდაიქმნა. მასის გაქრობის მაგალითი მისი სითბოდ გარდაქმნის დროს უკვე მოვიხსენიეთ. [თ. II, § 5, ბ. 2. განტოლების (16)-ის შემდეგ]; იგი ეხება ქიმიურ რეაქციას, სახელდობრ წყლის გრამ-მოლეკულის წარმოშობას წყალბადის და ჟანგბადის შეერთების დროს. განტოლების (16) თანახმად ჩვენ მივიღებთ სითბურ ენერგიას, რომელიც წარმოიშვა 0,03 გრამიდან, ერგებით გამოხატულს, თუ კი რიცხვს 0,03 გავამრავლებთ 9.10^{20}; მივიღებთ $0{,}27.10^{20}$ ერგს. გამოვხატოთ ეს ენერგია დიდ კალორიებში (თ. II, § 5); გრამ-ატო-

მის წარმოშობის დროს, ე. ი. პროტონებისაგან 4 გრ. ჰელიუმის წარმოშობის დროს, გამოიყოფა
300 მილიონი დიდი კალორია, რომელიც ეკვივალენტურია 130 000 000 000
(ასოცდაათი მილიარდი) კილოგრამომეტრი მუშაობისა. (22)

ამ რიცხვების უზარმაზრობა განსაკუთრებით თავს იჩენს, თუ მოვიგონებთ, რომ ყველაზე უფრო მედეგი ქიმიური შენაერთის გრამ მოლეკულის წარმოშობის დროს გამოიყოფა დაახლოებით 100 დ. კალორია, აქ კი გვაქვს სითბოს სამ მილიონჯერ უფრო მეტი რაოდენობა! 4 გრ. ჰელიუმის დასაშლელად (უფრო ზუსტად რომ ვთქვათ, ალფა-ნაწილაკების დასაშლელათ) პროტონებად და ელექტრონებად საჭირო იქნებოდა დახარჯულიყო 130 000 000 000 კგრ.-მ. მუშაობა. ინგლისელი ასტრონომის ედინგტონის აზრით (1923 წ.) მზეზე არსებულ წყალბადის ატომების გულების (პროტონების) რამდენიმე პროცენტის შეერთებით. რომ წარმოშობილიყო ჰელიუმის გულები, მაშინ გამოყოფილი სითბოს რაოდენობა ეყოფოდა მზის გამოსხივებას მილიონ წლების განმავლობაში. თუ ეს აზრი სამართლიანია მაშინ გასაგებია ალფა-ნაწილაკების მედეგობა, რომელიც მილიონჯერ აღემატება ქიმიური ელემენტების მედეგობას. მაგრამ ეს აზრი მაინც ვერ სწყვეტს საკითხს, ვინაიდან გაუგებარი რჩება ის, თუ რატომ ასრულებენ 4 პროტონსა და 2 ელექტრონს შორის მოქმედი ძალები მათი შეერთების დროს ალფა-ნაწილაკად ასეთ უზარმაზარ მუშაობას.

გადავდივართ ატომის გულის დაშლის იმ შესანიშნავ ცდებზე, რომლებიც პირველად მოახდინა რეზერფორდმა 1919 წ. აქ ჩვენ საქმე გვაქვს ატომის ნამდვილ ხელოვნურ დაშლასთან, ვინაიდან ატომის იონიზაცია წარმოადგენს ზერელე და ადვილად აღსადგენ ცვლილებას. მოვიგონოთ, თუ რას ეწოდება განარბენის სიგრძე. ვუწოდოთ აქტიური ნაწილაკი ისეთ ნაწილაკს, რომელსაც გაზში მოძრაობის დროს შეუძლიან ამ უკანასკნელის იონიზაცია მოახდინოს, ან ფლუორესცირებად ეკრანზე დაცემის დროს გამოიწვიოს მცირე ნაპერწკალი, სცინტილაცია, რომელიც კარგად მოჩანს, თუ მას ვაკვირდებით ლუპით ან მიკროსკოპით. ასეთ აქტიურ ნაწილაკებად შეიძლება ჩაითვალოს ელექტრონები, ალფა-ნაწილაკები და აგრეთვე, როგორც ახლა აღმოჩნდა, ცალკეული პროტონებიც, ე. ი. წყალბადის იონიზირებული ატომები. აქტიური ნაწილაკის განარბენის სიგრძე ეწოდება იმ გზის სიგრძეს, რომელიც მას შეუძლია გაირბინოს მონაცემ გარემოში წარმოშობის ადგილიდან იმ ადგილამდე, სადაც მისი აქტივობა შეუმჩნეველი ხდება,—მაგ. ისპობა სცინტილაცია. განარბენის სიგრძე დამოკიდებულია აქტიური ნაწილაკის გვარობაზე, მის საწყის სიჩქარეზე, გარემოს გვარობაზე და მისი გაიშვიათების ხარისხზე, თუ გარემო გაზია. ერთი ატმოსფეროს წნევის დროს ალფა-ნაწილაკის განარბენის სიგრძე ჰაერში ცვალებადობს, იმის მიხედვით, თუ რომელი რადიაქტიური ნივთიერება გამოასხივებს მას, 2,5 სმ-დან 8 სმ-მდე; წყალბადში ეს განარბენი უდრის 25-სმ.ს.

ალფა-ნაწილაკებს ახასიათებთ დიდი ენერგია და მედეგობა;იგინი ყუმბარების მსგავსად ანგრევენ სხვადასხვა ელემენტების ატომ-გულს. ჯერ კიდევ 1914 წელს აღმოჩენილ იქმნა, რომ ალფა-ნაწილაკი წყალბადში გაელის დროს მის მო-

ლეკულებს შლის შემადგენელ ნაწილებად, ე. ი. ორ ატომად. 1919 წელს გამოქვეყნდა რეზერფორდის ოთხი ნაშრომი. პირველ ნაშრომში მან დაადასტურა წყალბადის მოლეკულების დაშლის ფაქტი. მეორე ნაშრომში მან გვიჩვენა, რომ ალფა-ნაწილაკს შეუძლია ამოგლიჯოს წყალბადით მდიდარ ნივთიერებიდან წყალბადის იონიზირებული ატომები ე. ი. პროტონები, მაგ. პარაფინიდან. მესამე ნაშრომმა არ მოგვცა დიდი მნიშვნელობის შედეგები. მეოთხე ნაშრომში რეზერფორდმა მთელ ქვეყანას აუწყა აზოტის ატომის გულის დაშლა. როდესაც ალფა-ნაწილაკები ეჯახებიან აზოტის მოლეკულებს, ეს უკანასკნელები გამოასხივებენ რაღაც აქტიურ ნაწილაკებს, რომელთა განარბენის სიგრძე, სცინტილაციის მეთოდით ნაპოვნი, აღწევს 28 სმ-მდე. შეუძლებელია, რომ ეს ნაწილაკები იყვნენ აზოტის იონიზირებული ატომები, რომელთა განარბენის სიგრძე რეზერფორდის მიერ გამოთვლილი, არ უნდა აღემატებოდეს 9 სმ-ს. მაგნიტურ ძალების გავლენით ამ ნაწილაკების მოძრაობის უშუალო დაკვირვებამ უდავოდ ცხადჰყო, რომ ეს ნაწილაკები წარმოადგენენ აზოტის ატომ-გულიდან ამოგლეჯილ პროტონებს. ვინაიდან პროტონი, წააწყდება რა ყველგან მყოფ ერთ-ერთ ელექტრონს, დაიპერს მას და წარმოშობს წყალბადის ნეიტრალურ ატომს, ამიტომ ამბობენ და წერენ, რომ რეზერფორდმა აზოტიდან მიიღო წყალბადიო, ე. ი. ერთი ელემენტი გარდაქმნა მეორე ელემენტად, ეს, რასაკვირველია, მართალია, მაგრამ იგი გვაძლევს ერთგვარ არამართებულ წარმოდგენას საკითხის შინაარსზე. ჩვენ ხომ დავინახეთ, რომ ყველა ატომის გულები შეიცავს პროტონებს, ე. ი. წყალბადის იონიზირებულ ატომებს. ამიტომ შეიძლება ითქვას, ბორის თეორიის თანახმად, რომ ყველა ელემენტი შეიცავს არა მარტო წყალბადს, არამედ შედგება წყალბადის ატომებისაგან (და ელექტრონებისაგან). რეზერფორდის ცდის უდიდესი მნიშვნელობა იმაში მდგომარეობს, რომ მან დაგვიმტკიცა აზოტის ატომის გულში პროტონების არსებობა და მით დაადასტურა ბორის თეორიის ერთ-ერთი ძირითადი დებულება.

1920 წელს რეზერფორდმა დაამტკიცა, რომ ალფა-ნაწილაკები აზოტის მტკიცე შენაერთებიდან (აზოტმჟავა მარილები და პარაცეანი) ამოგლეჯენ პროტონებს და აზოტის იონიზირებულ ატომებს. განსაკუთრებული მნიშვნელობა აქვს რეზერფორდის ცდებს, რომლებიც მან მოახდინა 1921 და 1922 წლებში. მან შესძლო პროტონების ამოგლეჯა ბორის, ფტორის, ნატრიუმის, ალუმინის და ფოსფორის ატომების გულიდან, ამას თანავე ამ პროტონების განარბენი მანძილი აღმოჩნდა 40 სმ-დან 90 სმ-მდე. ალფა-ნაწილაკებით ბომბარდირების დროს, პროტონები ამოვარდებიან არა მარტო იმ მიმართულებით, საითაც მოძრაობენ ალფა-ნაწილაკები, არამედ ყველა მიმართულებით, სხვათაშორის ალფა-ნაწილაკების მოძრაობის საწინააღმდეგო მიმართულებითაც. ალუმინისათვის პროტონების განარბენი პირდაპირი მიმართულებით უდრის 90 სმ-ს, საწინააღმდეგო მიმართულებით — 67 სმ-ს. ამ ცდების დროს ალფა-ნაწილაკის განარბენი ტოლი იყო 9 სმ-ისა. როდესაც ამ ნაწილაკების განარბენი 7 სმ-ზე ნაკლებია, მაშინ ისინი უკვე ალუმინზე აღარ მოქმედებენ. მეტად საინტერესოა, რომ ალუმინის ატო-

მებიდან ამოვარდნილ პროტონების ენერგია მეტია (1,4-ჯერ) იმ ალფა-ნაწილაკების ენერგიაზე, რომლებიც ეჯახებიან ამ ატომებს. ეს იმის მაჩვენებელია, რომ პროტონების ენერგიის ნაწილი ატომთა შიგნით წარმოიშობა, ე. ი. ალფა-ნაწილაკების მხრივ დაჯახება იწვევს ალუმინის ატომის შიგნით აფეთქებას, რომელიც აძლიერებს პროტონების ენერგიას. ეს მიაგავს იმ მოვლენას, რომელსაც ადგილი აქვს რადიაქტიურ ელემენტების ატომებში, მხოლოდ იმ განსხვავებით, რომ ატომის გულიდან ამოვარდება პროტონი, წყალბადის ატომის გული და არა ალფა-ნაწილაკი, ჰელიუმის ატომის გული.

ამგვარად, რეზერფორდმა შესძლო პროტონების ამოგდება ბორის, აზოტის, ფტორის, ნატრიუმის, ალუმინის და ფოსფორის ატომ-გულებიდან. ამ ელემენტების ატომური წონებია: 11, 14, 19, 23, 27 და 31. ყველა ეს რიცხვი ოთხზე გაყოფის შემდეგ გვაძლევს ნაშთს 3, აზოტის გარდა (14), რომელიც გვაძლევს ნაშთს 2. არც ერთი ამ რიცხვთაგანი 4-ზე უნაშთოდ არ იყოფა. ატომის გულის აგებულობის განხილვის დროს დავინახავთ, თუ რა დიდი მნიშვნელობა აქვს ამ ფაქტს. 1923 წელს რეზერფორდმა აღმოაჩინა, რომ ყველა ამ იქვს ელემენტში პროტონების ამოვარდნა წარმოებს ყველა მიმართულებით და ამასთანავე დაახლოვებით ერთნაირი რაოდენობით, მაგრამ მათი განარბენი სხვადასხვა მიმართულებით ერთნაირი არ არის. ქვემოთ მოთავსებულ ცხრილში (7) პირველ ორ სტრიქონში მოცემულია პროტონების განარბენი პირდაპირი და საწინააღმდეგო მიმართულებით.

ცხრილი 7

	ბორი	აზოტი	ფტორი	ნატრიუმი	ალუმინი	ფოსფორი
პირდაპირი მიმართულება .	58	40	65	58	90	65 სმ.
საწინააღმდეგო მიმართულება .	38	18	46	36	67	49 „
შეფარდება .	1,5	2,2	1,35	1,6	1,35	1,35 „
რიგის რიცხვი Z .	5	7	9	11	13	15 „

მეტად საგულისხმოა, რომ იმ ელემენტების რიგის რიცხვი Z, საიდანაც შესაძლებელი გახდა პროტონების ამოგდება, მიმდევრობითი კენტი რიცხვებია 5-დან 15-მდე. ლითიუმისათვის (Z=3) და ქლორისათვის (Z=17) ალფა-ნაწილაკების ასეთი მოქმედება აღმოჩენილი არ არის. უნდა შევნიშნოთ, რომ მეტად მნიშვნელოვანია საკითხი იმის შესახებ, თუ რა ბედი მოელის თვით ალფა-ნაწილაკს, ე. ი. უკუხტება იგი იმ ატომის გულიდან, საიდანაც მან ამოაგდო პროტონი, თუ ამ გულში ჩარჩება. 1927 წელს ინგლისელმა მეცნიერებმა თვალი ადევნეს ორ შემთხვევას, როდესაც ალფა-ნაწილაკი უდავოდ ჩარჩა აზოტის ატომის გულში.

ყველა ჩამოთვლილი მუშაობა ჩაატარეს რეზერფორდმა და მისმა მოწაფეებმა. 1923 წელს ამავე საკითხის დამუშავება დაიწყეს კირშმა და პეტერსონმა (Kirsch, Pettersson) ვენაში. მრავალი გამოკვლევა შეასრულეს ამ მეცნიერებმა და მათმა თანამშრომლებმა განსაკუთრებით 1926 და 1927 წლებში. ეს ორი მეცნიერი მუშაობდა სხვა ექსპერიმენტული მეთოდით, ვიდრე რეზერფორდი. მათ მიერ მიღებულ შედეგებს არ ეთანხმებიან ინგლისელი მეცნიერები; ეს დავა ჯერ კიდევ არ დამთავრებულა. თავის პირველ ნაშრომში (1923 წ) კირშმა და პეტერსონმა აღმოაჩინეს, რომ ბერილიუმი (ატომური წონა A=9, Z=4), სილიციუმი (A=28, Z=14) და მაგნიუმი (სამი იზოტოპი, A=24, 25, 26, Z=12) შეიძლება დაიშალოს. მაგრამ რეზერფორდის მიერ გამოთქმული წესი აქ არ მართლდება: ყველა Z წყვილი რიცხვებია და ორი მთგანის A უნაშთოდ იყოფა 4-ზე. მოვიხსენებთ მხოლოდ ვენელ მეცნიერთა მრავალ შემდეგი ნაშრომის ზოგიერთ შედეგს.

რ. ჰოლუბეკმა (Holoubek) 1926 წელს აღმოაჩინა, რომ ამოგდებულ პროტონებს თავის მხრივ შეუძლია გამოიწვიოს იმ გაზის იონიზაცია, რომელშიაც მას უხდება გავლა, ე. ი. გაზის ატომებიდან ამოგლეჯოს ვალენტური ელექტრონი. ვენაში დაიბადა ის აზრი, რომ ჩაწერტებულ ბომბარდირების დროს არაარადიაქტიური ნივთიერებანი ტყვია, სპილენძი, კალა, ნახშირი და სხვანი რადიაქტიურნი ხდებიან, რადიაქტიური ნივთიერებანი კი (ურანი, თორიუმი) თავის ოვისებებს იცვლიან. მაგრამ ცდებმა ეს აზრი ვერ გაამართლა. ვენელ მეცნიერებმა შესძლეს (1927 წ.) პროტონების ამოგდება ნახშირბადიდან (გრაფიტი და თეთრი ალმასი) და რკინიდან. შემდეგ დავინახავთ, თუ რა დიდი მნიშვნელობა ექნებოდა იმ ფაქტის შემოწმებას, რომ ისეთი ელემენტების დაშლა არის შესაძლებელი, რომელთა A ატომური წონა უნაშთოდ იყოფა ოთხზე; ასეთნი არიან სილიციუმი, მაგნიუმი და ნახშირბადი (A=12). 1927 წელს ამგვარი ცდების ჩატარება დაიწყეს ბოტემ და ფრენცმა (Bothe, Fränz) ბერლინში. მათ გამოიკვლიეს ყველა ელემენტი ბორიდან (Z=5) კალციუმამდე (Z=20), მაგრამ პროტონების ამოვარდნა შეამჩნიეს მხოლოდ ოთხ ელემენტში: ბორში, აზოტში, მაგნიუმსა და ალუმინიუმში. ვინაიდან მაგნიუმის იზოტოპებია A=24, 25 და 26, ამიტომ ამის შესახებ საკითხი გადაუწყვეტელი რჩება. მთავარი ის არის, რომ ამ მეცნიერებმა ვერ აღმოაჩინეს ეს მოვლენა ნახშირბადში (A=12) და სილიციუმში (A=28). სხვათაშორის მათ შეამჩნიეს, რომ ალფა-ნაწილაკები მძლავრად აირეკლვებიან ნახშირბადიდან. შემდგომმა გამოკვლევებმა, რომლებიც მათ აწარმოეს ახალი მეთოდით 1928 წელს, ისეთი შედეგები მოგვცეს ბერილიუმისათვის, ნახშირბადისათვის, ალუმინისათვის და რკინისათვის, რომლებიც არ ეთანხმება ვენელ მეცნიერთა დასკვნებს. მიუხედავად ამისა, ვენელი მეცნიერები ახალ მეთოდს სადავოდ სთვლიან და დაბეჯითებით იმეორებენ იმ აზრს, რომ პროტონების ამოგდება ნახშირბადის ატომებიდანაც არის შესაძლებელი. ა. ვეგერიხმა (A. Wegerich) არსებითად შეესცვალა პროტონების ნაკადის თვალდევნების მეთოდი; მან აღმოაჩინა, რომ α ნაწილაკები ამოგლეჯენ პროტონებს სპილენძის, თუთიის, ალუმინის და ნახ-

შირბადის ატომების გულებიდან. შტეტერმა აღმოაჩინა, რომ ბერილიუმის (Be, 4) ატომიც იშლება. პოზემ (H Pose, 1930) დაადასტურა ეს შედეგი და შეამჩნია აგრეთვე ალფა-ნაწილაკების მოქმედება ნახშირბადზე. ფრენცმა და ბოტემ გამოიკვლიეს ბორი (Z=5); მათ იპოვეს, რომ პროტონების ნაკადი (H სხივების), რომელიც გამოსხივდება ბორის გულიდან პირდაპირი მიმართულებით, შედგება სამი სხვადასხვა ნაწილისაგან; მათი განარბენი არის 20, 30 და 74 სმ. მეტად მნიშვნელოვანი ნაშრომი გამოქვეყნდა 1932 წელს ჩადვიკისა და კონსტებლის მიერ (J. Chadwick J. E. R. Constable), რომლებმაც გამოიკვლიეს ალუმინიუმი და ფტორი. აღმოჩნდა რომ ალუმინის ატომების გულიდან შეიძლება ამოვარდეს პროტონების 8 სხვადასხვა ჯგუფი, ფტორის ატომების გულიდან კი—6 ჯგუფი, რომელთაც სხვადასხვა სიჩქარე აქვთ. ამ ნაშრომებს აუცილებლად დიდი მნიშვნელობა ექნებათ ატომის გულის აგებულობის დეტალების საკითხის გადაწყვეტისათვის.

ექვს გარეშეა, რომ ყველა ელემენტიდან, ბერილიუმიდან (Z=4) კალიუმამდე (Z=19), ნახშირბადისა (6) და ჟანგბადის (8) გარდა, შეიძლება პროტონების ამოგდება ალფა-ნაწილაკების დაჯახებათა გაელენით. ამათ ეკუთვნიან ზემოჩამოთვლილთა გარდა, ნეონი, მაგნიუმი, ქლორი, არგონი და კალიუმი. ატომის გულის დაშლა წარმოებს მხოლოდ განსაკუთრებითი ხელსაყრელ დაჯახების შემთხვევაში. აღმოჩნდა, რომ 100000 დამჯახებელ ალფა-ნაწილაკს შორის მხოლოდ ერთია ისეთი, რომელიც ამოგლეჯს ატომის გულიდან პროტონს.

ორიოდე სიტყვით უნდა შევეხოთ შესანიშნავ ახლად აღმოჩენილ რაღაც განსაკუთრებულ სხივებს, რომლებსაც ინტენსიურად გამოასხივებს ბერილიუმი; ვეწოდოთ მათ ჯერ-ჯერობით ბერილიუმის სხივები. 1930 წლის ბოლოში ბოტემ და ბეკერმა (W. Bothe, N. Becker) აღმოაჩინეს, რომ ალფა-სხივების გაელენით ზოგიერთი ელემენტი გამოასხივებს უდიდესად ხისტ სხივებს. მათ ეკუთვნის უპირველესად ბერილიუმი; შედარებით სუსტად მიმდინარეობს ეს მოვლენა ლითიუმში ბორში, ფტორში, მაგნიუმსა და ალუმინში. ბოტეს და ბეკერის აზრით, ატომების გულები ამ შემთხვევებში გამოასხივებენ განსაკუთრებულ მეტად ხისტ (მოკლე ტალღიან) γ სხივებს, რაც, ცხადია, თავისთავად მეტად საინტერესო მოვლენას წარმოადგენს, ვინაიდან ცნობილი იყო დღემდე, რომ γ სხივებს გამოასხივებენ მხოლოდ რადიაქტიური ნივთიერებანი მათი ბუნებრივი დაშლის პროცესში. ბერილიუმის სხივები სხვადასხვა სხეულის ზედაპირზე დაცემის შემდგომ გვაძლევენ მეორად სხივებს, რომელთა სიხისტეც ისეთივე აღმოჩნდა, როგორიც აქვთ რადიაქტიურ ნივთიერებათა უხისტეს γ სხივებს. მეორე ნაშრომში (1931 წ) ბოტემ და ბეკერმა განსაზღვრეს სიხისტე (სხვადასხვა ნივთიერებაში გაელის უნარი) ამ ახალი სხივებისა, რომელთაც იგინი γ სხივებს უწოდებენ. აღმოჩნდა, რომ ტყვიის ფენში, რომლის სისქეც არის 7 სმ., გადის, ამ სხივების 36%, რკინის ფენში კი, სისქით 7 სმ—61%, იმ დროს როდესაც რკინის ასეთივე ფენაში გადის რადიუმის γ სხივების მხოლოდ 5%. ბოტე და ბეკერი იმ დასკვნამდე მივიდნენ, რომ α-ნაწილაკი იჩხირება ბერილიუმის ატომის გულში და აქ საქმე გვაქვს სინთეზთან $Be + \alpha = C_{13}$, სადაც C_{13} წარმოადგენს ნახშირბადის იზოტოპს (ნახშირბადისათვის Z=12),

რომლისათვისაც $Z=13$, ბერილიუმისათვის $Z=9$, α—ნაწილაკისათვის (ჰელიუმი) $Z=4$, რაც მოგვცემს $9+4=13$. აქ ჩვენ საქმე გვაქვს ბერილიუმის ნახშირბადად გარდაქმნის შემთხვევასთან.

1932 წ. იანვარში გამოქვეყნდა ირენ კიურის და ჟოლიოს (Irén Curie, F. Jollot) ნაშრომი, რომელშიაც განმეორებულია ბოტეს და ბეკერის ცდები ბერილიუმზე. მათ აღმოაჩინეს, რომ ბერილიუმის სხივები წყალბადით მდიდარ პარაფინის თხელ ფენში გავლის დროს გამოგლეჯენ იქიდან პროტონებს იმ დროს, როდესაც რადიაქტიურ ნივთიერებათა γ სხივებს კი ასეთი გამოგლეჯა არ შეუძლიანთ. ამ პროტონებს განარბენი ჰაერში აღწევს 26 სმ. ბერილიუმის სხივები უფრო ძლიერად მოქმედობს, ვიდრე რადიაქტურ ნივთიერებათა მიერ გამონასხივი ყველა ცნობილი γ სხივი. ავტორები აღნიშნავენ იმ მნიშვნელობას, რომელიც ამ მოვლენას შეუძლია ჰქონდეს კოსმური სხივების წარმოშობის ახსნისათვის (იხ. ქვემოთ ჰესის სხივები). კირშმა და რიდერმა (G. Kirsch, F. Rieder 1932) აღმოაჩინეს, რომ α-ნაწილაკებს გარკვეული სიჩქარე უნდა ჰქონდეს, რათა წარმოშობონ ბერილიუმის სხივები. ეს სიჩქარე შეეფერება განარბენს, სიგრძით 27 მმ (ჰაერში). უნდა ვიფიქროთ, რომ ბერილიუმის სხივები წარმოიშობა მაშინაც, როდესაც განარბენის სიგრძე არის 15 და 37 მმ. ეს გარემოება გვიჩვენებს, რომ არსებობს რეზონანსი ბერილიუმის ატომის გულის და α-ნაწილაკებს შორის და რომ ამ რეზონანსს ადგილი აქვს α-ნაწილაკების მხოლოდ გარკვეულ სიჩქარის დროს. მეტად დიდ ინტერესს წარმოადგენს ი. ჩადვიგის (J. Chedwik 1932) ნაშრომი. მან აღმოაჩინა, რომ ბერილიუმის სხივები ამოაგდებენ პროტონებს წყალბადიდან, ჰელიუმიდან, ლითიუმიდან, ბერილიუმიდან, ნახშირბადიდან, არგონიდან და ჰაერიდან; პროტონების სიჩქარემ შეიძლება მიაღწიოს სინათლის სიჩქარის 0,1. მოუყარა რა თავი ყველა იმ მასალას ბერილიუმის სხივების შესახებ, რაც მაშინ ცნობილი იყო, ჩადვიკი იმ დასკვნამდე მივიდა, რომ ეს სხივები არ წარმოადგენენ ტალღურ გამოსხივებას, რომლის სპექტრიც γ სხივების სპექტრზე უფრო შორს იყოს, არამედ ბერილიუმი α—ნაწილაკების დარტყმათა გავლენით გამოასხივებს ნეიტრონებს, რომელთაგანაც თითოეული შედგება ერთმანეთთან მჭიდროდ კავშირბმულ ერთი პროტონისაგან და ერთი ელექტრონისაგან; თანაც ნეიტრონის მასა პროტონის მასის ტოლია, ე. ი. ტოლია წყალბადის ატომის გულის მასისა, მისი მუხტი კი ნულია. თუ ეს ასეა, მაშინ უნდა მივიღოთ, რომ ბერილიუმის ატომის გული ($Z=6$) შთანთქავს α-ნაწილაკს ($Z=4$) და გამოასხივებს ნეიტრონს ($Z=1$), ასე რომ, მივიღებთ ნახშირბადის არა იზოტოპს (იხ. ზემოდ) ატომური წონით $Z=13$, არამედ ჩვეულებრივი ნახშირბადის ატომის გულს. რომლისათვისაც $Z=12$. რეზერფორდმა გაარჩია ჩადვიგის და ზოგიერთ სხვა მეცნიერის ნაშრომები და იმ აზრს დაადგა, რომ ბერილიუმის სხივები ნეიტრონების ნაკადს უნდა წარმოადგენდეს. ირენ კიური და ჟოლიოც იმ აზრის მომხრენი არიან, რომ არსებობს სხივები, რომლებიც ნეიტრონებისაგან შედგება. გასაგებად ადვილია, რომ სწრაფად მოძრავი ნეიტრონები აღჭურვილნი უნდა იყვნენ. გამვლელობის დიდი უნარით და ატომის გულებზე ძლიერი მოქმედებით. ვინაიდან ნეიტრონის მუხტი ნულის ტო-

ლია, ამიტომ იგი არ განიცდის ატომების გულიდან და გარე ელექტრონებიდან გამომავალ ელექტრონულ ძალების არავითარ გავლენას. ამიტომ ნეიტრონები თავის გზას არ გადაუხვევენ, თუ მათ მოუხდათ გავლა ატომების გვერდით ან მათში გავლა. აჯას გარდა, ისინი უფრო ხშირად ეჯახებიან ატომების გულს, ვიდრე მაგ. α ნაწილაკები, რომლებსაც ეს გულები უკუაგდებს. ეს საკითხი საბოლოოდ გადაწყვეტილი არ არის, მაგრამ ყოველ შემთხვევაში ბერილიუმის სხივები წარმოადგენენ ახალ და მეტად საინტერესო მოვლენას; შემდგომ გამოკვლევებს და განმარტებებს უნდა ველოდოთ უახლოეს მომავალში.

1932 წელმა კიდევ ერთი ახალი ამბავი მოგვიტანა, რომელიც, თუ იგი მართალი გამოდგა, დიდად გაფართოვებს ჩვენს წარმოდგენას ელემენტების სხვა ელემენტებში გარდაქმნაზე. ამჟამად (1932 წ) ამ წიგნის ავტორი იცნობს მხოლოდ ორ სტატიას, რომელთაგან მეორე დათარიღებულია 16 აპრილით 1932 წ.; ორივე სტატია ეკუთვნის კემბრიჯის ორ ახალგაზრდა მეცნიერს— კოკროფტს და უოლტონს, რეზერფორდის თანამშრომლებს. ამას გარდა, პროფ. ე. ვ. შპოლსკიმ (Э. В. Шпольский) ჟურნალ „ფიზიკურ მეცნიერებათა მიღწევანი"-ში (ტ. XII. ნაკვეთი. 2—3, გვ. 357) გამოაქვეყნა სტატია, რომელშიაც იგი გადმოგვცემს იმ აზრებს, რომლებითაც ხელმძღვანელობდნენ ზემოხსენებული ავტორები; ვისარგებლოთ ამ სტატიით.

ჩვენ დავინახეთ, რომ რეზერფორდი და აგრეთვე ვენელი მეცნიერები (იხ. ზემოთ) ატომის გულის დასაშლელად სარგებლობდენ α ნაწილაკებით, რომლებსაც გამოასხივებენ რადიაქტიური სხეულები და რომლებსაც ახასიათებს მოძრაობის მეტად დიდი ენერგია. მაგრამ ამ მეთოდს თანსდევს დიდი ნაკლიც. რომელიც, მდგომარეობს იმაში, რომ α-ნაწილაკები არ ემორჩილება ექსპერიმენტატორის ნება-სურვილს. მათი სიჩქარის საგრძნობლად გადიდება შეუძლებელია; რადიაქტიური ნივთიერებანი ამ ნაწილაკებს ფანტავენ ყოველმხრივ, ასე რომ, სარგებლობა შეიძლება მხოლოდ ნაწილაკების მცირე ნაწილით. ამ გარემოებამ აიძულა მრავალი მეცნიერი მოეძებნა α ნაწილაკების ნაცვლად ხელოვნური წყარო, სახელდობრ, იმ პროტონების ნაკადი, რომლებიც წარმოადგენენ წყალბადის იონიზირებულ ატომების გულებს და, რომლებსაც ადვილად მივიღებთ გაიწვიათებული წყალბადით სავსე მილში. თუ ასეთ ნაკადზე ვიმოქმედეთ პოტენციალთა მეტად დიდი სხვაობით, შეიძლება პროტონების სიჩქარე გავადიდოთ ნებისმიერ მნიშვნელობამდე. თუ პროტონების ნაკადი შეესაბამება დენის ძალას—ერთ მიკროამპერს (10^{-6} ამპერი), მაშინ რიცხვი პროტონებისა, რომლებიც მიჰქრიან ერთი მიმართულებით და შეადგენენ მეტად ვიწრო კონას (1 წმ.), დაახლოებით 1000-ჯერ აღემატება α ნაწილაკების იმ რიცხვს, რომელსაც გამოასხივებს ერთი გრამი რადიუმი ყოველი მიმართულებით (აგრეთვე 1 წმ.). α-ნაწილაკების შენაცვლებას პროტონების ასეთი შეჯგუფებული ნაკადით, რომლის სიჩქარის რეგულირებაც შეიძლება, თითქოს უნდა მოეცა კარგი შედეგი იმ სხვადასხვა ელემენტის ატომთა გულის დაშლის დროს, რომელთა ზედაპირებს ეს პროტონები ეჯახება. მაგრამ ვერც ერთი მცდელობა ამ მიმართულებით გამარჯვებით ვერ დამთავრდა; ამ გამარჯვებას პირველად მიაღწიეს კოკროფტმა და უოლტონმა

სწორედ იმ ლაბორატორიაში (კევენდიშის სახელობის ლაბორატორიაში, კემბრიჯში), სადაც 13 წლის წინათ პირველად რეზერფორდმა მოახერხა ელემენტების ატომის გულის დაშლა, რაც არსებითად წარმოადგენს ერთი ელემენტის მეორეში გარდაქმნას. პირველ ცნობას (1932) ასეთი სათაური აქვს: „ჩქარი პროტონების ხელოვნური მიღება". ავტორები მოკლედ მოგვითხრობენ, რომ მათ მოახერხეს და მიიღეს 1 მიკროამპერის რიგობის პროტონების ნაკადი, რომელსაც წაჩქარებს პოტენციალი 800 კილოვოლტი. ისინი მოძრაობენ მინის ისეთი ორი ცილინდრის ღერძის სიგრძივ, რომელთა დიამეტრიც არის 35 სმ და სიგრძე—90 სმ. ამის შემდეგ პროტონები გაივლიან რა ქარსის სარკმელს შედიან ექსპერიმენტულ კამერაში, სადაც წნევა ატმოსფერული იყო. კამერაში იმყოფებოდა ჰაერი ან წყალბადი. ამ კამერაში პროტონების განარბენი იზომებოდა სცინტილაციის მეთოდით ფლუორესცირებად ეკრანზე. იგი აღმოჩნდა ჰაერში 8,2 მმ ტოლი, წყალბადში — 3,2 სმ-ის, როდესაც პროტონების სიჩქარე ტოლი იყო 10^9 სმ/სეკ (სინათლის სიჩქარის 0,1). პროტონების მაქსიმალური უდრიდა $1,16.10^9$ სმ/წმ, როდესაც ამაჩქარებელი პოტენციალთა სხვაობა, რომელიც განსაზღვრავს პროტონების ენერგიას, უდრიდა 710 კილო ვოლტს, ამასთანავე ჰაერში განარბენი აღწევდა 13,5 მმ. ავტორებს იმედი აქვთ მიაღწიონ 800 კილოვოლტს.

მეორე ცნობა დათარიღებულია 1932 წლის აპრილით. ავტორებმა ისარგებლეს ზემოაღწერილი დადგმულობით, რათა გამოეკვლიათ ჩქარი პროტონების მიერ ლითიუმის ფირფიტის ბომბარდირების გავლენა, თანაც ლითიუმი მოთავსებული იყო მილში სხივებისადმი 45°-ით. მილს გვერდით გაეთებული ჰქონდა ქარსის სარკმელი, რომლის სისქეც ისეთი იყო, რომ მასში არ შეეძლოთ გავლა ლითიუმის მიერ გამობნეულ პროტონებს. ლითიუმის გამოსხივება გამოკვლეული იყო მილის გარეთ სცინტილაციის მეთოდით. როდესაც ამაჩქარებელი პოტენციალი აღწევდა 120 კილოვოლტს უეცრად ჩნდებოდა ერთგვარი რაოდენობა კაშკაშა სცინტილაციებისა, რომელთა რიცხვიც სწრაფად იზრდებოდა 400 კილოვოლტ პოტენციალამდე. ამასთანავე ადგილი ჰქონდა რამდენიმე ასეულ სცინტილაციას წუთში, როდესაც პროტონების დენი რამდენიმე მიკროამპერი იყო. ამ უცნობ ნაწილაკების განარბენი, რომლებმაც გამოიწვიეს სცინტილაცია მილის გარეთ, ჰაერში აღმოჩნდა დაახლოვებით 8 სმ. ეს განარბენი საგრძნობლად იცვლებოდა პოტენციალის შეცვლის დროს. ამ ნაწილაკების ბუნების შესწავლის მიზნით ავტორებმა გამოიყენეს ვილსონის კამერის მეთოდი (თ. XIV, § 4), რომელიც საშუალებას გვაძლევს შეეისწავლოთ ნაწილაკების გზები სხვადასხვა პირობაში, ამასთანავე აღმოჩნდა დიდი მსგავსება ამ უცნობ ნაწილაკებსა და α-ნაწილაკებს შორის. სხვათაშორის, აღმოჩნდა რომ 250 კილოვოლტის დროსჩნდება ერთი α-ნაწილაკი 10^9 პროტონზე. დაკვირვებათა ერთობლივობამ ავტორები იმ დასკვნამდე მიიყვანა, რომ ნაწილაკები, რომლებიც წარმოიშობიან მეტად ჩქარი პროტონებით ბომბარდირების გამო, ჩვეულებრივი α-ნაწილაკები ყოფილან. მათ შესაძლებლად მიაჩნიათ, რომ ლითიუმის ატომის გული (ატომური წონა Z=7), რომელშიაც შევარდა პროტონი (ასე

რომ მივიღეთ Z=6), ორ α-ნაწილაკად იშლება (Z=4). თუ ეს მართალი აღმოჩნდა, მაშინ ჩვენ საქმე გვექნება სრულიად ახალ მოვლენასთან: ერთი ელემენტის ატომი იშლება მეორე ელემენტის ორ ატომად შემდეგი სქემის თანახმად: Li (Z=7) + H=2He.

ზოგიერთი შემდგომი ცნობები მოიპოვება ზოკლე ანგარიშში იმ დისკუსიის შესახებ, რომელიც მოხდა 28 აპრილს 1932 წ. ლონდონში შემდეგ თემაზე: „ატომის გულის აგებულობა". აღმოჩნდა, რომ სხვა ელემენტებზედაც მოუხდენიათ ცდები, მაგ. ბერილიუმი, ბორი და ნახშირბადი, შესაძლებელია, აზოტი, ფტორი და ალუმინიც მოხსენებულ პირობებში გამოასხივებენ ნაწილაკებს თავისებური განარბენით და უფრო დიდი ენერგიით, ვიდრე აქვთ დამჯახებელ პროტონებს. ბორისა და ალუმინის დაშლა იწყება უკვე მაშინ, როდესაც პროტონების ენერგია არის 150 კილოვოლტი, იმ დროს როდესაც სხვა ელემენტებისათვის საჭიროა 300 კილოვოლტზე მეტი, რომ შესამჩნევი ეფექტი მივიღოთ. პროფ. ე. ვ. შპოლსკიმ გამოთქვა აზრი, რომ აქ საქმე გვაქვს დაშლასთან ასეთი სქემით:

$$F\ (Z=19) + H = He + O\ (Z=16)$$

$$Al\ (Z=27) + H = He + Mg(Z=24)$$

ექსპერიმენტი, რომელიც ამ აზრს ადასტურებდეს, ჯერ-ჯერობით არ მოგვეპოვება.

გადავიდეთ ახლა თანამედროვე ფიზიკის ერთერთ დიდმნიშვნელოვან საკითხის განხილვაზე; ეს არის საკითხი ატომის გულის აგებულობის შესახებ. უნდა აღინიშნოს, რომ ამჟამად (1932 წლის ზაფხული) მეცნიერება ჯერ კიდევ შორს არის ამ საკითხის გადაწყვეტიდან. ჩვენ ვიცით ატომის გულის შემადგენლობა, ვიცით აგრეთვე, რომ იგი შეიცავს A პროტონს და (A—Z) ელექტრონს; 1 §-ში (ცხრ. 3) ჩვენ ეს რიცხვები ჩამოვწერეთ 19 ელემენტისათვის წყალბადიდან ურანამდე, რომლის გულიც შეიცავს 238 პროტონს და 146 ელექტრონს. ახლა ისა გვაქვს საკითხავი, თუ ეს პროტონები და ელექტრონები როგორ არიან განაწილებულნი, რა ძალები აკავშირებთ მათ; როგორ მოძრაობენ იგინი და ეხება თუ არა გულს ყველა ის, რაც იყო თქმული III თავის მე-3 §-ში სისტემის შესაძლებელ მდგომარეობაზე და რამაც ჰპოვა თავისი გამოსახულება IV თავის მე 3 §-ში; საკითხავია: შეიძლება თუ არა მოყვანებულ იქმნეს ატომის გულისათვის ბოჰრის მესამე პოსტულატის მსგავსი რამ, რაც გამოხატულია განტოლებით (10)?

თუმცა ჩვენ არაფერი არ ვიცით ატომის გულის ნაწილების სივრცულ გადანაწილების შესახებ, მაგრამ ჩვენ შეგვიძლია ბევრი რამე ვთქვათ ამ ნაწილების დაჯგუფების შესახებ. როგორც ვიცით, რადიოაქტიურ ელემენტების ატომები ამოისვრიან α-ნაწილაკებს, რომლებიც წარმოადგენენ 4 პროტონის და 2 ელექტრონის მედეგ შენაერთს. ბუნებრივია ვიფიქროთ, რომ ყველა ატომის გულებში პროტონები და ელექტრონები ისეთ ჯგუფებად არიან დანა-

წილებულნი, α-ნაწილაკებად, რომ ასეთ ჯგუფთა რიცხვი უდიდესი უნდა იყოს და პროტონების და ელექტრონების მონაცემ რიცხვის დროს შესაძლებელი. ცხადია, რომ ამ შემთხვევაში თავისუფალი პროტონების რიცხვი გულში რომლებიც არ შესულან α-ნაწილაკში და დარჩნენ ამ ნაწილების აგების შემდეგ, შეიძლება იყოს მხოლოდ 0, 1, 2, ან 3. გულში იმყოფება A—Z ელექტრონი. მაგრამ ყოველ α-ნაწილაკში თითქოს ჩამარხულია ორი ელექტრონი; აქედან ძნელი არ არის ატომის გულში თავისუფალ ელექტრონების რიცხვის გამოთვლა. გავყოთ გულში არსებულ პროტონების რიცხვი A ოთხზე და დავუშვათ, რომ წილადი არის რიცხვი n, ნარჩენი კი—p, მაშინ

$$\left.\begin{aligned} A &= 4n + p \\ p &= 0,\ 1,\ 2,\ 3 \end{aligned}\right\} \qquad (23)$$

რიცხვი n გამოხატავს α—ნაწილაკების რაოდენობას, p—თავისუფალი პროტონების რიცხვს. ეს რიცხვი P დიდ როლს თამაშობს და წარმოადგენს ელემენტის დიდი მნიშვნელობის დამახასიათებელს. ჩამარხულ ელექტრონების რიცხვი უდრის 2n, მაგრამ რადგანაც გულში იმყოფება (A—Z) ელექტრონი, ამიტომ თავისუფალ ელექტრონების რიცხვი ტოლია(A—Z—2n). მაგრამ $2n = \frac{A}{2} - \frac{p}{2}$ და ამიტომ ეს რიცხვი ასეც შეიძლება დაიწეროს:

$\frac{1}{2}$ (A + p—Z; ეს რიცხვი მთელია, ვინაიდან A + P ყოველთვის წყვილია და ტოლია 4n + 2p. საბოლოოდ ასეთ შედეგს მივიღებთ: ატომის გული შედგება α-ნაწილაკებისაგან და თავისუფალ ელექტრონებისაგან ატომისათვის დამახასიათებელ რიცხვებად მივიღოთ შემდეგი რიცხვები: A, Z და p, რომლებიც ყველა მთელია. ასე რომ, ატომის გულში გვექნება:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{α-ნაწილაკების რიცხვი (n)} & \frac{1}{4}\,(A-p) \\ \text{თავისუფალი პროტონების რიცხვი} & P \\ \text{თავისუფალი ელექტრონების რიცხვი} & \frac{1}{2}\,(A+p)-Z \\ \text{ჩამარხულ ელექტრონების რიცხვი (2n)} & \frac{1}{2}\,(A-p) \end{array}\right\} \qquad (23,a)$$

1-ლ პარაგრაფში მოცემული იყო (ცხრილი 3) გულში პროტონების და ელექტრონების საერთო რიცხვი. ქვემოთ მოთავსებულ მე-8 ცხრილში მოცემულია α—ნაწილაკების, თავისუფალ პროტონების და ელექტრონების რიცხვი სხვადასხვა ელემენტის ატომის გულში.

ცხრილი 8

ელემენტები	A	Z	P	α-ნაწილაკები	თავისუფ. პროტონები	თავისუფალი ელექტრონები
ნახშირბადი . .	12	6	0	3	0	0
აზოტი . .	14	7	2	3	2	1
ალუმინი .	27	13	3	6	3	2
გოგირდი .	32	16	0	8	0	0
კალციუმი .	40	20	0	10	0	0
რკინა .	56*	26	0	14	0	2
ვერცხლი . .	107*	47	3	26	3	8
ვერცხლის წყალი .	202*	80	2	50	2	22
რადიუმი . .	226	88	2	56	2	26
ურანი . .	238	92	2	59	2	28

ამ ცხრილში ვარსკვლავით აღნიშნა იმის მაჩვენებელია, რომ აღებულია ერთერთი იზოტოპი. ეს ცხრილი რომ შევადაროთ მე-3 ცხრილს, დავინახავთ, რომ ატომის გულში მყოფ ელექტრონებიდან დიდი უმრავლესობა ჩამარხულია α-ნაწილაკებში. რკინის ატომის გულში სულ 30 ელექტრონია, აქედან თავისუფალია მხოლოდ 2; ვერცხლში სულ 60 ელექტრონია, აქედან თავისუფალია მხოლოდ 8; ურანში სულ 146 ელექტრონია, თავისუფალია 28. როდესაც ელემენტის ატომური წონა უნაშთოდ იყოფა 4-ზე, მაშინ ატომის გულში თავისუფალი პროტონები არ არის. ცხადია, რომ რეზერფორდის ზემოხსენებულ ცდების დროს, ხდებოდა ატომის გულიდან ერთ-ერთი თავისუფალი პროტონის ამოგლეჯა და არა იმ პროტონისა, რომელიც შედის α-ნაწილაკში. იმ ექვსი ატომიდან ხუთისათვის, რომელთათვისაც ეს ამოგლეჯა მოხერხდა, თავისუფალ პროტონების რიცხვი უდიდესი იყო შესაძლებელთა შორის, სახელდობრ—სამი, და მხოლოდ აზოტისათვის იგი უდრიდა ორს. როდესაც ატომური წონა A იყოფა 4-ზე უნაშთოდ, მაშინ პროტონების ამოგლეჯა გულიდან შეუძლებელია. აი, სწორედ ამიტომ ვენის მეცნიერების ცდებმა, იმ მეცნიერების, რომლებიც ირწმუნებოდნენ, რომ მათ მოახერხეს ნახშირბადის (A=12) და სილიციუმის (A=28) ატომების გულიდან პროტონების ამოგლეჯა, გამოიწვიეს ეჭვი და დაიწყო დავა, რომელიც ჯერაც არ დამთავრებულა. ეს მეცნიერები უარყოფენ იმ აზრს, რომ ატომის გულში ყველა პროტონი, ოთხ-ოთხად შედის α-ნაწილაკის შემადგენლობაში და მხოლოდ ნაშთი p=0, 1, 2 და 3 რჩება თავისუფალი. ამ საკითხს უდიდესი მნიშვნელობა აქვს.

ამერიკელმა მეცნიერმა ვ. დ. ჰარკინსმა (W. D. Harkins) შეისწავლა საკითხი იმის შესახებ, თუ რა ელემენტები უფროა გავრცელებული დედამიწის ქერქსა და მეტეორიტებში; იმის აზრით ამ ელემენტებს უნდა ჰქონდეს გულის განსაკუთრებით მედეგი აგებულება. მან აღმოა-

ჩინა, რომ მთელი მასის 99% შეიცავს ისეთ ელემენტებს, რომელთა ატომური წონა არ აღემატება 26 (რკინის ატომური წონა); ყველა ფართოდ გავრცელებულ ელემენტების ატომური წონა წყვილი რიცხვია. განსაკუთრებით გავრცელებულია ელემენტები, რომელთა ატომური წონა იყოფა 4-ზე უნაშთოდ და მაშასადამე ატომის გული სულაც არ შეიცავს თავისუფალ პროტონებს, თავისუფალ ელექტრონების რიცხვი კი უდრის $\frac{1}{2}$ (A—Z) [იხ. (23), სადაც უნდა მივიღოთ p=0].

იმ საკითხის შესახებ, თუ ატომის გულში რა ურთიერთ განწყობაშია α—ნაწილაკები, პროტონები და ელექტრონები, არაფერი არ ვიცით. არა ერთხელ გამოთქმულა აზრი, რომ α—ნაწილაკები თავმოყრილია ერთად, თითქოს შეადგენენ ცენტრალურ გულს, რომლის გარშემოც განწყობილნი არიან, და შესაძლებელია მოძრაობენ კიდეც, თავისუფალი პროტონები და ელექტრონები. ამასთანავე α—ნაწილაკებს შორის და აგრეთვე თავისუფალ პროტონებსა და ცენტრალურ გულს შორის მანძილი ისეთია, რომ იგინი კი არ განზიდავენ ერთმანეთს, არამედ იზიდავენ. ზოგიერთი მეცნიერი ფიქრობს, რომ ატომის გული შედგება მხოლოდ პროტონებისა და ელექტრონებისაგან, და საესებით უარყოფს მათ დაჯგუფებას α—ნაწილაკებად, რომლებიც მათი აზრით არსებობენ მხოლოდ რადიოაქტიურ ნივთიერებათა ატომის გულში, ისიც იმ მცირე რაოდენობით, რომელიც განისაზღვრება მათ მიერ ფაქტიურად გამოსხივებულ α—ნაწილაკებით (ურანისათვისაც კი 10-ზე ნაკლებია და არა 59, იხ. ცხრ. 8). დიდი ინტერესი გამოიწვია ლ. მაიტნერის ნაშრომმა (1921) (Lise Meitner—გამოჩენილი მეცნიერი ქალის, რომელმაც მიიღო პროფესორის წოდება ბერლინში). მისი აზრით, გულის ის ელექტრონები, რომელთაც ჩვენ თავისუფლებს ვეძახით და რომლებიც საკმაო რაოდენობით იყოფებიან უკანასკნელი ორი პერიოდ-ს ელემენტებში, სინამდვილეში თავისუფალნი არ არიან, არამედ გარედან წყვილ-წყვილად მიკედლებულნი არიან α—ნაწილაკებთან და თითო-თითო თავისუფალ პროტონებთან და ანეიტრალებენ მათ. მე-8 ცხრილში ნათლად ჩანს, რომ ატომის გულში მყოფ α—ნაწილაკების მხოლოდ ნაწილს შეუძლიან მიიერთოს ორ ორი ელექტრონი. ურანის გულისათვის (ცხრ. 8) ლ. მაიტნერი ფიქრობს, რომ 28 ელექტრონიდან 2 ელექტრონი მიკედლებულია ორ თავისუფალ პროტონთან, დანარჩენი 26, ორ-ორი მიკედლებულია 13 α—ნაწილაკთან, რომლებიც განეიტრალებულნი არიან, იმ დროს როდესაც 59—13=46 α—ნაწილაკი უცვლელი რჩება. ცხადია, რომ 46 α—ნაწილაკს ანეიტრალებს ის 92 ელექტრონი, რომლებიც გარსარტყია ურანის ატომის გულს. ბევრი მეცნიერი წინააღუდგა მაიტნერის ამ შეხედულებას და წამოაყენა ატომის გულის შემადგენელ ნაწილების განწყობის საკუთარი სქემა. ატომის გულის აგებულების დეტალების შესახებ ახალ შეხედულებათა გამოთქმა რეზერფორდმა დაიწყო 1927 წლიდან. შეადარა რა სხვადასხვა ნივთიერების ფენებში α—ნაწილაკების გავლის შედეგები რადიოაქტიურ მოვლენებს, იგი მივიდა იმ დასკვნამდე, რომ ატომის გულს შემდეგი აგებულება აქვს: გულის ცენტრში მოთავსებულია კომპაქტური მასა, რომელიც დადებითად არის დამუხტული; მისი რა-

დიუსი არ აღემატება 10^{-13} სმ.ს. ამ ცენტრის ირგვლივ არეში $1,5.10^{-12}$ სმ-მდე, ბრუნავს უმთავრესად ელექტრონები. შემდეგ დაახლოებით 6.10^{-12} სმ ის მანძილზე არსებობს არე, რომელშიაც ბრუნავენ ცენტრის ირგვლივ ნეიტრალური α—ნაწილაკები, რომლებმაც მიიერთეს ორ-ორი ელექტრონი ე. ი. ჰელიუმის ატომები. ეს უკანასკნელები შეცვლილია იმ მხრივ, რომ ორი ელექტრონი უფრო ახლოა მათთან, ვიდრე ჰელიუმის ჩვეულებრივ ნეიტრალურ ატომში, ვინაიდან წინაადმდეგ შემთხვევაში მათ მოსწყვეტდა ცენტრალური მასის, ე. ი. გულის მიზიდვა.

ატომის გულის აგებულების საკითხი კვლავ წამოაყენა გ. ა. გამოვმა, რომლის ნაშრომების შესახებ (1928 წ) ჩვენ გვექნება საუბარი მე-XVI თავში. მაგრამ, არ შეიძლება ითქვას, რომ ამ ნაშრომებმა წინ წასწიეს ატომის გულში პროტონების და ელექტრონების განაწილების საკითხი. ბოტეს და ბეკერის მიერ ბერილიუმის სხივების აღმოჩენა და ამასთან დაკავშირებით ჩედვიკის მიერ ახლად შემოტანილი ნეიტრონის ცნება და აგრეთვე კოკროფტის და უოლტონის ცდების შემდგომი გაღრმავება (იხ. ზემოთ) იმედს გვაძლევენ, რომ ატომის გულის აგებულების ძირითად საკითხის შესახებ ახალ ცნობებს მივიღებთ.

§ 7. ხაზოვან სპექტრების წარმოშობა

მე-III თავში 4 § და 5 § ჩვენ განვიხილეთ ხაზოვანი სპექტრები, რომლებსაც გამოასხივებენ მხოლოდ მნათი აირების ან ორთქლების ატომები, მაგ. მათში ელექტროდენის გავლის დროს. მრავალ-ატომიანი გაზები და ორთქლებიც გვაძლევენ ხაზოვან სპექტრებს, თუ მათი მოლეკულები განიცდის დაშლას ამ ელექტროდენის გავლენით. ჩვენ გავეცანით სპექტრულ ხაზების სერიებს. წყალბადისათვის ყველა სერიის ყველა ხაზის სიხშირენი გამოხატულია ფორმულით (10). იონიზირებულ ჰელიუმისათვის იგივე ფორმულა გვაქვს, მხოლოდ იმ განსხვავებით, რომ R-ის მაგივრად ჩასმულია 4 R და ეს R 0,04%-ით მეტია წყალბადის R-ზე (იხ. განტ. 11,a). ორივე შემთხვევაში საქმე გვაქვს ერთელექტრონიან ატომებთან. მე-IV თავში 2 და 3 § ჩვენ გავეცანით ბორის(Bohr) თეორიას ატომის აგებულების შესახებ და უპირველესად მის პოსტულატებს, რომელთაგანაც პირველი და მესამე გამოიხატება განტოლებით (5) და (10) ან (11).

ბორის თეორიის ისტორიული როლი და ის დიდი შთაბეჭდილება, რომელიც მან მოახდინა მეცნიერებზე, იმით არის გამოწვეული, რომ ამ თეორიამ პირველმა მოგვცა იმ კანონზომიერებათა სრული ახსნა, რომლებსაც ადგილი აქვს ერთელექტრონიან ატომების ხაზოვან სპექტრებში. მე-4 პარაგრაფში მოხსენებული იყო, რომ ბორის თეორია საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ შესაძლებელ ორბიტების რადიუსები და ამ ორბიტებზე ელექტრონების სიჩქარენი სწორედ ისეთ ერთელექტრონიან ატომებისათვის, როგორიც არის წყალბადის ატომი და იონიზირებული ჰელიუმის ატომი. მთელ საკითხს სწყვეტს განტოლება (12) და (14), რომელთა-

განაც პირველი გამოხატავს ბორის პირველ პოსტულატს, მეორეს კი გვაძლევს ელემენტური მექანიკა; ფორმულაში (14) $E=Ze$, სადაც წყალბადისათვის $Z=1$, ჰელიუმისათვის $Z=2$. ჩვენ არ მოგვიყვანია ფორმულები r_k და v_k-თვის, მაგრამ მოვიხსენიეთ აქედან გამომდინარე ზოგიერთი დასკვნა I-დან IV-მდე. თუ გვეცოდინება მანძილი ელექტრონსა და გულს შორის და ამ ელექტრონის საჩქარე, ადვილად შეიძლება გამოითვალოს ატომის ენერგიის მთელი მარაგი J_k, რომელიც წარმოადგენს ელექტრონის მოძრაობის კინეტიკურ ენერგიის და ერთმანეთის მიმზიდავ ელექტრონის და გულის პოტენციურ ენერგიის ჯამს. ეხლა შევეხოთ ბორის მესამე პოსტულატს (§ 3), რომელიც ასე გამოითქმის: გამოსხივების წყაროს წარმოადგენს ელექტრონის ჩახტომა ანუ ჩავარდნა რომელიმე k-ურ ორბიტიდან რომელიმე i-ურ ორბიტზე, რომელიც მდებარეობს ქვევით, ე. ი. გულთან უფრო ახლო, ასე რომ, $i<k$-ზე. ამ ჩავარდნის დროს ატომის ენერგია მცირდება სიდიდით J_k-J_i, ნაკარგი ენერგია კი, თანახმად განტ ბისა (10), გარდაიქმნება სხივადი ენერგიის ერთ კვანტად. თუ ვაწარმოეთ ეს მეტად ელემენტური გამოთვლა, გამოსხივებულ სხივის ν სიხშირისათვის მივიღებთ ასეთი სახის გამოთქმას:

$$\nu = K\left(\frac{1}{i^2}-\frac{1}{k^2}\right) \tag{24}$$

ეს განტოლება გარეგანი სახით სავსებით თანხვდება განტოლებას (10) (თ. III, § 4), რომელიც გვაძლევს რხევათა სიხშირეს ერთელექტრონიან ატომების ყველა სპექტრული სერიის ყველა სხივისათვის. ასეთი წმინდა გარეგნულ თანხვდენას, თავისთავად, არა აქვს დიდი მნიშვნელობა მეცნიერებისათვის და დიდ შეაბეჭდილებას ვერც მოახდენდა. მაგრამ, აი, რა აღმოჩნდა: ბორის პოსტულატების საფუძველზე მიღებული სიდიდე K ზუსტად უდრის R სიდიდეს ფორმულაში (10), რომელიც ნაპოვნი იყო იმ სხივების ν სიხშირეთა განსაზღვრის საფუძველზე, რომლებიც შეადგენენ წყალბადის სპექტრულ სერიებს. ელემენტურ ალგებრის მცოდნე მკითხველთათვის აქვე მოგვყავს გამოთქმა K სიდიდისათვის, რომელიც მიღებულია ატომის აგებულების ბორის თეორიის საფუძველზე:

$$K = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} Z^2 = RZ^2. \tag{25}$$

თუ აქ ჩავსვით ელექტრონის მასა m (გრამებით გამოხატული), ელექტრონის მუხტი e (გამოხატული ელ.-სტ. ერთეულებით), პლანკის h მუდმივას რიცხვითი მნიშვნელობა (თ. III, § 3) და წყალბადისათვის $Z=1$, მაშინ უდიდესი სიზუსტით მივიღებთ რიდბერგის R მუდმივას რიცხვითს მნიშვნელობას. ამგვარად, ბორის თეორია ხსნის რიდბერგის მუდმივას წარმოშობას, გვაძლევს მის ზუსტ რიცხვით მნიშვნელობას და გამოხატავს მას ელექტრონის მასის, მისი მუხტის და პლანკის მუდმივას საშუალებით. აი, ამ საოცარ ფაქტს არ შეეძლო არ მოეხდინა უდიდესი შთაბეჭდილება და მაშინვე არ მიექ-

ცია ყურადღება ბორის გენიოსურ თეორიისათვის. მაგრამ ესეც არ არის საკმარისი! მე-III თავში, 5, § ნათქვამი იყო, რომ იონიზირებულ ჰელიუმის გამოსხივებაზე დაკვირვებამ მეტნიერები მიიყვანა იმავე ფორმულამდე, სადაც R-ის ნაცვლად ზის 4R. ჰელიუმისათვის Z=2 და ფორმულა (25) მართლაც ამ შემთხვევისათვის გვაძლევს K=4R. ორჯერ იონიზირებული ლითიუმის (Z=3) ორთქლის სპექტრისათვის უნდა ავიღოთ K=9R. გაცილებით უფრო დიდი მნიშვნელობა აქვს შემდეგ ფაქტს, მე-III თავში, 5 § ნათქვამი იყო, რომ რიცხვი R წყალბადისათვის და ჰელიუმისათვის ერთმანეთს საესებით არ ეთანხმება, რომ R (ჰელიუმისათვის) 0,04%-ით მეტი იყო, ვიდრე R (წყალბადისათვის), იხ. თ. III, განტ. (11a). ეხლა ვნახოთ, რას გვეუბნება ბორის თეორია. (24) და (25) ფორმულების გამოყვანის დროს იგულისხმებოდა, რომ ელექტრონი ბრუნავს უძრავ გულის გარშემო. 4 §-ში ნათქვამი იყო, რომ თუ განვიხილეთ ელექტრონის და გულის ნამდვილი მოძრაობა მათი სიმძიმის (ინერციის) საერთო ცენტრის ირგვლივ, მაშინ ყველა განტოლებაში შევა მამრავლი, რომელიც აღრიცხავს გულის მოძრაობასაც (იხ. განტ. 17). ეს მამრავლი უნდა შედიოდეს (25) განტოლებაში, ასე რომ, უფრო ზუსტი გამოხატულება რიდბერგის R მუდმივასთვის ასეთი უნდა იყოს:

$$R = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} \cdot \frac{M}{M+m}, \qquad (26)$$

სადაც M—ატომის გულის მასაა, m—ელექტრონის მასა. ეს ფორმულა რომ გამოითვალოს ჯერ წყალბადისათვის (M=1840 z m), შემდეგ ჰელიუმისათვის (M=7360 m), აღმოჩნდება რომ R (ჰელიუმისათვის) 0,04%-ით მეტია, ვიდრე R (წყალბადისათვის) იხ. (18,b). ამის შესახებ უკვე იყო ნათქვამი მე-III თავში, 5 §. ამგვარად, ბორის თეორიამ მოგვცა იმ შეუმჩნეველ დეტალის ახსნა, რომელიც გამოაშკარავდა წყალბადის და ჰელიუმის სპექტრების ექსპერიმენტული შედარების დროს. აი, ეს არის ის მეორე ფაქტი, რომელმაც გააოცა მეცნიერნი და აიძულა იგინი აღტაცებით შეხვედროდნენ ბორის თეორიის გამოქვეყნებას.

ეხლა შეგვიძლიან თვალსაჩინოდ ავხსნათ სპექტრული სერიების წარმოშობა. მე-III თავში, 4 § ჩვენ გავიცანით წყალბადის სპექტრული სერიები, რომლებსაც მივიღებთ, თუ განტოლებაში (10) l-თვის ავიღეთ გარკვეული მთელი რიცხვი, K-თვის კი მიმდევრობით შემდეგი რიცხვები: i+1, i+2, i+3 და ასე შ. როდესაც i=1, მივიღებთ ულტრაიისფერ სერიას (7), როდესაც i=2—ბალმერის სერიას, როდესაც i=3 და i=4—ორ ინფრაწითელ სერიას (8) და (9). მაგრამ მე III თავის განტოლება (10) იგივურია (24) განტოლებისა, თუ განტოლებაში (25) K-თვის ავიღებთ Z=1. თუ მოვიგონებთ, რომ (24) გვაძლევს გამოსხივების სიხშირეს ელექტრონის k-ურ ორბიტიდან i-ურ ორბიტზე გადახტომის დროს, მაშინ მივიღებთ წყალბადის სპექტრულ სერიების წარმოშობის შემდეგ სურათს. ყოველი სპექტრული სერია წარმოიშობა ელექტრონის გადახტომისა გამო ერთ გარკვეულ i-ურ ორბიტზე სხვადასხვა ზემო მდებარე ორბიტიდან, ე. ი. (i+1), (i+2) დან

და ასე შ. სერიის მეთაური ხაზი წარმოიშობა მაშინ, როდესაც ელექტრონი გადახტება (i+1) ორბიტიდან i-ურზე. ჩვენ სპექტრში ერთდროულად ვხედავთ მონაცემი სერიის ყველა ხაზს, რაც აიხსნება იმით, რომ ჩვენ ყოველთვის საქმე გვაქვს არა ერთ ატომთან, არამედ მრავალ ატომთან, რომლებსაც შეიცავს საცდელი აირი. თუ აირი ჩართულია ელექტროდენის წრედში, მაშინ იწყება ატომების აღგზნება, იხ. § 3, ე. ი. ელექტრონების ახტომა პირველი ორბიტიდან რომელიმე ზემომდებარე ორბიტზე, ამასთანავე ახტომის სიშალღე დამოკიდებულია იმ ზექმედების სიდიდეზე, რომელსაც ატომი განიცდის. ამხტარი ელექტრონი შემდეგ ვარდება რომელიმე ქვემომდებარე ორბიტზე და ბორის მესამე პოსტულატის თანახმად, გამოასხივებს სათანადო ენერგიას. სპექტრული ხაზის სიკაშკაშე დამოკიდებულია იმ ატომების რიცხვზე, რომლებიც შონაცემ შომენტში განიცდიან ერთ და იმავე აღგზნებას. გასაგებია, რომ სუსტი აღგზნება უფრო ხშირია, ვიდრე ძლიერი და ამით აიხსნება ის გარემოება, რომ თითოეულ სერიაში მეთაურ ხაზს უდიდესი სიკაშკაშე აქვს, რომელიც თანდათან სუსტდება შეთაური ხაზიდან სპექტრულ სერიის ბოლოსაკენ.

მივმართოთ წყალბადის სპექტრულ სერიებს. ულტრაიისფერი სერია (l=1), (თ. III § 4, ფორმულა (7,ხ), წარმოიშობა ელექტრონების გადახტომის დროს პირველ ორბიტზე, მეორე ორბიტიდან, მესამიდან, მეოთხიდან და ასე შემდეგ. ამ სერიას ჩვენ ვეუწოდეთ მთავარი სერია. მეთაური ხაზი, რომლის ტალღის სიგრძეც არის 1215,7 Å, წარმოიშობა, როდესაც ელექტრონი გადახტება მეორე ორბიტიდან პირველზე. სერიის ბოლო თავდება, როგორც ჩვენ ეს დავინახეთ, (თ. III, § 4), იქ, სადაც ტალღის სიგრძე არის 911,74 Å, როდესაც l=1, k უსასრულოდ დიდია და სიხშირე ν=R. ეხლა გასაგებია, რომ წყალბადის სპექტრში შეუძლებელია არსებობა ხაზებისა და არც მოიძებნება ხაზები, რომელთა ტალღის სიგრძე ნაკლებია 911, 75 Å-ზე ანუ სიხშირე ν მეტია R-ზე. მართლაც, ზოგადი ფორმულიდან (24), რომელიც წყალბადისათვის (Z=1) გვაძლევს, (იხ. თ. III, § 4) განტოლებას (10):

$$\nu = R\left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{k^2}\right)$$

როგორც ჩანს, უდიდესი მნიშვნელობას, სახელდობრ ν=R, სიხშირისათვის მაშინ ექნება ადგილი, როდესაც i=1 და k უსასრულოდ დიდია. ჰელიუმისათვის R-ის ნაცვლად 4R-ია აღებული და ამიტომ ცხადია, რომ ყველაზე უფრო დაშორებულ ულტრაიისფერ სერიის კუდი უნდა მდებარეობდეს იმ სხივთან, რომლის სიხშირე ν=4R, ტალღის სიგრძე კი 4-ჯერ ნაკლებია, ვიდრე წყალბადისათვის; იგი უდრის 227,94 Å. მართლაც, ამ ყველაზე უფრო დაშორებულ, მხოლოდ ამ უკანასკნელ ხანს აღმოჩენილ, ულტრაიისფერ სპექტრის ამ ნაწილში, რომელიც ამჟამად გამოკვლეულია 76 Å-მდე (თ. III, § 1), ნაპოვნი იყო ჰელიუმის სპექტრული ხაზების დიდი რაოდენობა.

ბალმერის სერიას (i=2) (თ. III, § 4) განტოლება (7), მივიღებთ მაშინ, როდესაც ელექტრონი გადახტება მეორე ორბიტზე მესამე ორ-

ბიტიდან, მეოთხიდან, მეხუთიდან და ასე შემდ. ამ სერიის მეთაური ხაზი, წითელი ხაზი (ალფა), გამოსხივდება მაშინ, როდესაც ელექტრონი ჩამოხტება მესამე ორბიტიდან მეორეზე, მწვანე ხაზი (ბეტა)—მეოთხიდან მეორეზე, ლურჯი (გამა)—მეხუთიდან მეორეზე და ასე შემდ. წყალბადის მესამე და მეოთხე სპექტრულ სერიას, ინფრაწითელს, (თ. III, § 4) განტოლება (8) და (9), მივიღებთ მაშინ, როდესაც ელექტრონი ჩამოხტება მესამე ორბიტზე მეოთხე ორბიტიდან, მეხუთიდან და ასე შ. და მეოთხე ორბიტზე მეხუთე ორბიტიდან, მეექვსიდან და ასე შ. ეხლა ცხადვყოთ, თუ ბორის თეორია როგორ მარტივად და ლამაზად ხსნის კიდევ ერთ დეტალს, რომელიც შეჩნეული იყო წყალბადის და აგრეთვე აირების და ორთქლების სხვა ხაზოვან სპექტრებში. ამ სპექტრებში ხაზების გარდა მოიპოვება აგრეთვე მთლიანი სპექტრის მონაკვეთები, რომლებიც ვერავითარ გადიდების დროს არ იშლებიან ცალკეულ ხაზებად და ამიტომ არც წარმოადგენენ იმ ზოლოვან სპექტრის შემადგენელ ნაწილს, რომელზედაც ჩვენ გვქონდა საუბარი III თ. § 5 და რომელსაც კვლავ დაუბრუნდებით. მთლიანი სპექტრის მონაკვეთი იწყება იქ, სადაც თავდება ხაზოვან სერიის კუდი და გრძელდება ზრდად სიხშირეთა მხრისაკენ (მარჯვნივ). ასეთი მთლიანი სპექტრი იწყება მაგ. იქ, სადაც თავდება ბალმერის სერიის კუდი, ე. ი. ტალღის სიგრძესთან 3647,0 Å; იგი გრძელდება დაახლოებით 2000 Å-მდე, როგორც უკვე მოხსენებული გვქონდა III თ. § 4. ამ მთლიანი სპექტრის წარმოშობა აიხსნება ამგვარად. გამოსხივების სიხშირე ν, ბორის მესამე პოსტულატის თანახმად, განისაზღვრება განტოლებით (11):

$$\nu = \frac{J_k - J_i}{h}, \tag{27}$$

სადაც J_k და J_i—ატომის ენერგიებია ელექტრონის ჩახტომამდე და ჩახტომის შემდეგ. სერიის კუდის ბოლო შეეფერება მეტად დიდ k-ს, როდესაც ელექტრონი გადამხტარი იყო უშორეს ორბიტზე, რომელზედაც იგი მოძრაობს შედარებით ნელა, ასე რომ, მისი მოძრაობის კინეტიკური ენერგია შეგვიძლიან უგულებელვყოთ. აღვნიშნოთ J-ით J_k სიდიდის ის უდიდესი მნიშვნელობა, რომელიც შეეფერება სპექტრულ სერიის კუდის ბოლოს, გამოსხივების სიხშირე ν ამ შემთხვევაში ტოლია;

$$\nu = \frac{J - J_i}{h}. \tag{28}$$

ტალღური რიცხვისათვის $\nu' = \nu : c$, სადაც c—სინათლის სიჩქარეა, მივიღებთ:

$$\nu' = \frac{J - J_i}{hc} \tag{28,a}$$

შესაძლებელია მოხდეს ისეთი შემთხვევაც, რომ ზემოქმედება, რომელსაც ატომი განიცდის, იმდენად დიდი იყოს, რომ ელექტრონი ატომიდან ამოიტყორცნოს და ეს უკანასკნელი დაიონდეს. ასეთ შემთხვევაში იგივე ელექტრონი,

ან რაც უფრო მოსალოდნელია, მეორე რომელიმე თავისუფალი ელექტრონი შეიძლება გარედან შეიპრას ატომში და დაეცეს დასაშვებ i-ურ ორბიტზე. ამ შემთხვევაში მთელი სისტემის, რომელიც შედგება იონიზირებულ ატომისა და გარე ელექტრონისაგან, საწყისი ენერგია შეიძლება მეტი აღმოჩნდეს J-ზე ამ ელექტრონის კინეტიკური ენერგიით. აღვნიშნოთ ეს ენერგია J_0-ით. J-ს ნაცვლად უნდა ავიღოთ $J+J_0$. ცხადია, რომ ამ დროს ν გაიზრდება, ე. ი. მივიღებთ სხივს, რომელიც მდებარეობს სპექტრულ სერიის კუდის საზღვარს გარეთ. მაგრამ, სიდიდე J_0 არავითარი პირობებით არ არის შეზღუდული, მისთვის არ არსებობს დასაშვები მნიშვნელობანი. ამიტომ შესაძლებელია ν-ს ყველანაირი მნიშვნელობა, რომელთა დასაწყისიც განისაზღვრება გინტოლებით (28); ეს კი იმას ნიშნავს, რომ შესაძლებელია ყველანაირი სხივები, რომლებიც მდებარეობენ სპექტრალური სერიის კუდის იქით. სწორედ ეს სხივები შეადგენენ იმ მთლიან სპექტრს, რომელიც ფაქტიურად მოჩანს.

§ 8. ელიფსური ორბიტები. თანამგზავრები. დაკვანტება. ტერმები.

ჩვენ დავინახეთ, რომ ბორის თეორიის თანახმად, ელექტრონები ატომის გულის ირგვლივ მოძრაობენ წრიულ ორბიტებზე. მიუნხენის პროფესორმა ა. ზომერფელდმა (A. Sommerfeld, 1916) დაწვრილებით განიხილა საკითხი ელიფსურ ორბიტებზე ელექტრონების მოძრაობის შესახებ. თავის გამოთვლათა შედეგები მან გამოიყენა ე. წ. სპექტრულ ხაზების ნაზი სტრუქტურის ახსნისათვის, ე. ი. ამ ხაზების თანამგზავრთა წარმოშობის ახსნისათვის. როგორც ჩვენ ქვემოთ დავინახავთ, ეს ახსნა ამჟამად უარყოფილია: განვიხილოთ სპექტრულ ხაზების თანამგზავრთა წარმოშობის საკითხი. 1892 წელს პირველად იყო შემჩნეული, რომ სხვადასხვა ელემენტების მრავალ სპექტრულ ხაზს რთული აგებულება აქვს. მძლავრი გადიდების დროს აღმოჩნდა, რომ ეს ხაზები ცალკეულნი არ არიან, არამედ შედგებიან ერთმანეთთან მეტისმეტად ახლო მდებარე რამდენიმე ხაზისაგან. უმეტეს შემთხვევებში ერთ-ერთი ამ ხაზთაგანი მეთაურია, ყველაზე უფრო კაშკაშაა, დანარჩენები კი წვრილი და სუსტი. აი სწორედ ამ ხაზს ეწოდება მთავარი ხაზის თანამგზავრები. თუმცა არის ისეთი შემთხვევაც, როდესაც სპექტრული ხაზი შედგება რამდენიმე ხაზისაგან, რომელთა შორისაც ზოგიერთებს უდიდესი სიკაშკაშე აქვს, დანარჩენთა შორის კი არის ისეთი ხაზები, რომლებიც შედარებით მხოლოდ ოდნავად არიან სუსტნი. ასეთ შემთხვევაში არ შეიძლება ლაპარაკი მეთაურ ხაზზე და მის თანამგზავრებზე. მიღებულია სპექტრულ ხაზისათვის ტერმინი „ნაზი სტრუქტურა“ (რუსულად „тонкая структура“, გერმანულად Feinstruktur).

ზომერფელდმა გააფართოა ბორის თეორია, რომლის თანახმადაც ელექტრონები მოძრაობენ მხოლოდ წრიულ ორბიტებზე, იმ დროს როდესაც ეს მოძრაობა უნდა წარმოებდეს ისე, როგორც ცდომილთა მოძრაობა მზის ირგვლივ, ე. ი. ელიფსურ ორბიტებზე, თანაც ატომის გული უნდა მდებარეობ-

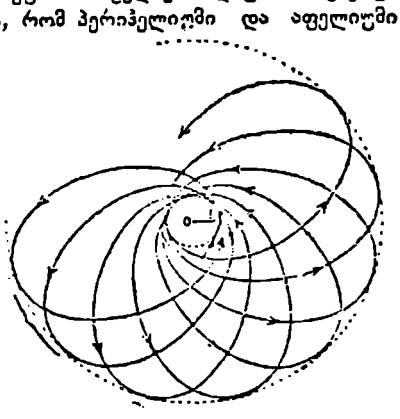
დეს ორბიტის ერთერთ ფოკუსში. ცხადია, რომ ზომერფელდის გამოთვლა შეუდარებლად უფრო რთული აღმოჩნდა, ვიდრე ბორის გამოთვლა, რომლის საერთო მსვლელობა ჩვენ უკვე განვიხილეთ. ახლა ჩვენ მოგვიხდება იმ შედეგების მოხსენება, რომლებიც მიღებულ იქნენ ზომერფელდის თეორიულ გამოკვლევათა შემდგომ.

უპირველესად ყოველისა აღმოჩნდა, რომ ელექტრონის შესაძლებელ ორბიტთა რიცხვი გაცილებით მეტია, ვიდრე ბორის თეორიით. ბორის ყოველ შესაძლებელ წრიულ ორბიტის ნაცვლად აღებულია შესაძლებელ ორბიტთა მთელი ჯგუფი, რომელშიაც ერთი ყოველთვის წრიულია, დანარჩენები—ელიფსური. თითოეულ ჯგუფში ორბიტების რიცხვი ირკვევა ასე. ბორის პირველი წრიული ორბიტი, ერთადერთი შესაძლებელი ორბიტი, უცვლელი რჩება. მეორის ნაცვლად აღებულია ორი ორბიტი, რომელთაგანაც ერთი წრიულია, მეორე—ელიფსური. მესამის ნაცვლად აღებულია სამი ორბიტი; ერთი წრიული, დანარჩენი ორი—ელიფსური და ასე შემდ. კანონი ნათელია; გამოვთქვათ ზოგადად: ბორის l-ურ შესაძლებელ წრიული ორბიტის ნაცვლად აღებულია შესაძლებელ ორბიტთა რიცხვი i, რომელთაგანაც ერთი—წრიულია, დანარჩენი $(l-1)$ ორბიტი—ელიფსური. ამას გარდა, არსებობს ასეთი კანონი: ერთი ჯგუფის ყველა ორბიტს ერთნაირი დიდი ნახევარ-ღერძი აქვს, რომელიც წრიულ ორბიტისათვის, ცხადია, რადიუსად იქცევა. ერთდაიმავე ჯგუფის ელიფსური ორბიტები ერთმანეთისაგან განსხვავდება თავის ექსცენტრისიტეტით, მაგრამ რადგანაც მათი დიდი ნახევარ-ღერძები ერთნაირია, ამიტომ მცირე ნახევარ-ღერძები ტოლნი არ არიან. ზომერფელდმა გამოთვალა ატომის ენერგია იმის მიხედვით, თუ რომელ შესაძლებელ ორბიტზე იმყოფება ელექტრონი და მიიღო შემდეგი მეტად მნიშვნელოვანი შედეგი: ერთდაიმავე ჯგუფის ყველა ორბიტისათვის ენერგია ერთნაირია. სხვანაირად რომ ვთქვათ, ერთდაიმავე ჯგუფის ორბიტები შეეფერებიან ენერგიის ერთდაიმავე დონეს. აღვნიშნოთ J_k-ით ატომის ენერგია, როდესაც ელექტრონი მოძრაობს l-ური ჯგუფის ნებისმიერ l ორბიტზე; ანალოგიურად აღვნიშნოთ J_k-თი k-ური ჯგუფისათვის, ამასთანავე, როგორც წინათ, k მეტია l-ზე.

ვთქვათ, ელექტრონი ჩამოხტა k-ურ ჯგუფის ნებისმიერ ორბიტიდან i-ურ ჯგუფის ნებისმიერ ორბიტზე. ბორის მესამე პოსტულატის თანახმად ამ დროს ადგილი ექნება გამოსხივებას, რომლის სიხშირეც განისაზღვრება განტოლებით (27). ელექტრონის ყველა გადახტომა k-ურ ჯგუფის ორბიტებიდან i-ურ ჯგუფის ორბიტებზე გვაძლევს ერთდაიმავე გამოსხივებას, ე. ი, სპექტრულ ხაზებს ერთდაიმავე ადგილას, რომლებიც სიახლოვისა გამო ერთ ხაზად შოსჩანან სწორედ იმ ადგილას, სადაც მდებარეობს, ბორის თეორიის თანახმად, სპექტრული ხაზი, წარმოშობილი ელექტრონის გადახტომის დროს k-ურ წრიულ ორბიტიდან i-ურზე. ამგვარად, ზომერფელდის გამოკვლევამ თითქოს ახალი არაფერი არ მოგვცა. მაგრამ ეს მეცნიერი თავის კვლევა-ძიებაში უფრო შორს წავიდა: თავის გამოკვლევებში მან შეიტანა ერთი არსებითი შესწორება, რომელსაც ჩვენ ახლა განვიხილავთ. პირველ თავში, § 5 მოხსენე-

გული იყო, რომ სხეულის მასა დამოკიდებულია მისი მოძრაობის სიჩქარეზე, რომ ეს მასა მატულობს, როდესაც სიჩქარე იზრდება, მაგრამ მასის ეს შეცვლა შესამჩნევია მხოლოდ მაშინ, როდესაც ეს სიჩქარე სინათლის სიჩქარესთან შედარებით მცირე არ არის; იქვე დაწერილი იყო განტოლება (16), რომელიც გამოხატავს მასისა და სიჩქარის დამოკიდებულებას. იმ გამოთვლის დროს, რომლის შედეგებიც ეს არის ახლა მოვიყვანეთ, ზომერფელდი ელექტრონის მასას სთვლიდა მუდმივ სიდიდედ, ე. ი. ერთნაირს მოძრაობის განმავლობაში და ყველა ორბიტზე. მაგრამ ელექტრონის სიჩქარე არც ისე მცირეა სინათლის სიჩქარესთან შედარებით. ეს სიჩქარე იცვლება ელექტრონის მოძრაობის დროს ელიფსურ ორბიტზე; იგი უდიდესია, როდესაც ელექტრონი იმყოფება გულიდან უახლოეს მანძილზე (პერიჰელიუმი) და უმცირესია, როდესაც იგი გულიდან მაქსიმალურად არის დაშორებული (აფელიუმი). ამას გარდა, ეს სიჩქარე ერთნაირი არ არის სხვადასხვა ორბიტზე და სხვადასხვა ჯგუფში. აქედან გამომდინარებს, რომ ელექტრონის მასა იცვლება მისი მოძრაობის დროს და სხვადასხვა ორბიტზე ერთნაირი არ არის. მასის ეს ცვლილება მეტად მცირეა; მაგრამ, ზომერფელდმა მაინც მიიღო იგი მხედველობაში, ე. ი. მან თავის გამოთვლებში შეიტანა შესწორება ელექტრონის მასის დამოკიდებულებაში მის სიჩქარეზე. ეს გამოთვლები მეტად რთულია და ჩვენ იძულებულნი ვართ შევეხოთ მხოლოდ ზოგიერთ შედეგს.

უპირველესად ყოველისა აღმოჩნდა, რომ ელექტრონი, ვინაიდან მისი მასა სიჩქარეზეა დამოკიდებული, მოძრაობს არა შეკრულ ელიფსზე, არამედ ისეთ ელიფსზე, რომელიც ბრუნავს იმ ფოკუსის ირგვლივ, სადაც მოთავსებულია ატომის გული. ეს იმის მაჩვენებელია, რომ პერიჰელიუმი და აფელიუმი ადგილს იცვლიან, თუ გადავდივართ ელიფსის ერთი ნაბრუნიდან შემდგომ ნაბრუნზე. ნახ. 3 წარმოადგენს ელექტრონის ორბიტს სინამდვილეში; მოძრაობის მიმართულება ისრებით არის აღნიშნული, ამასთანავე ეს მიმართულება საათის ისრის მოძრაობის შებრუნებულად არის მიჩნეული. იმავე მიმართულებით ინაცვლებენ ადგილს პერიჰელიუმი და აფელიუმი, პირველი შიდა პატარა წრეზე, მეორე გარე დიდ წრეზე. გაცილებით მნიშვნელოვანია შემდეგი შედეგი: როგორც აღმოჩნდა, ატომის ენერგია J სავსებით ერთნაირი არ არის ორბიტთა ერთდაიმავე ჯგუფის სხვადასხვა ორბიტისათვის. ნათქვამიდან ჩანს, რომ სულ ერთი არ არის k-ურ ჯგუფის რომელ k ორბიტიდან i-ურ ჯგუფის რომელ l ორბიტზე ჩახტება ელექტრონი. ელექტრონის ასეთ ჩახტომათა დროს ატომის მიერ გამოსხივებული ენერგია ერთიდაიგივე არ იქნება და



ნახ. 3.

ამიტომ გამოსხივების სიხშირეც, ბორის მესაძე პოსტულატის თანახმად, სავსებით ერთნაირი არ იქნება. ამიტომ ელექტრონის სხვადასხვა შესაძლებელი ჩახტომა ორბიტების k-ურ ჯგუფიდან i-ურ ჯგუფის ორბიტებზე გვაძლევს არა სავსებით თანამთხვეულ სპექტრულ ხაზებს. ამ ცალკეულ ხაზების სიკაშკაშე დამოკიდებულია ელექტრონის სხვადასხვა შესაძლებელ ჩახტომის ალბათობის ხარისხზე. საბოლოოდ ასეთ შედეგს მივიღებთ: ერთი სპექტრული ხაზის ნაცვლად უნდა მივიღოთ ერთმანეთთან მეტისმეტად ახლო მდებარე ხაზების ჯგუფი. ზომერფელდმა თავის ფორმულების დახმარებით გამოთვალა წყალბადის და იონიზირებულ ჰელიუმის სპექტრულ ხაზების შემადგენელ ნაწილების რიცხვი და მათი განაწილება. პაშენმა (Paschen), სპექტროსკოპიის ამ უდიდესმა თანამედროვე სპეციალისტმა, ზუსტად გამოიკვლია (1916 წელს ტიუბინგენში) იონიზირებულ ჰელიუმის სპეციალური ხაზების თანამგზავრები და მის მიერ მიღებული შედეგები დამაკმაყოფილებლად თანხვდა ზომერფელდის გამოთვლის შედეგებს. თუ რამდენად ძნელია ასეთი ექსპერიმენტული გამოკვლევა იქიდან ჩანს, რომ ერთ-ერთი ხაზის განაპირა, თანამგზავრები დაშორებული არიან ერთმანეთისაგან სულ 0,8 Å-ით იმ დროს, როდესაც ნატრიუმის ყვითელ დუბლეტის ორ ხაზს შორის მანძილი უდრის 6 Å. მაგრამ, შემდეგ აღმოჩნდა, რომ ზომერფელდის მიერ გამოთვლილი და პაშენის მიერ ნაპოვნი ხაზების თანამთხვევა ცოტად თუ ბევრად შემთხვევითი იყო და სპექტრული ხაზების თანამგზავრთა წარმოშობა არ შეიძლება აიხსნას იმით, რომ ელექტრონები ელიფსებზე მოძრაობს და მათი მასა დამოკიდებულია მათი მოძრაობის სიჩქარეზე.

ჩვენ ახლა დაგვიგროვდა საკმარისი მასალა და შეგვიძლიან გაეცნოთ ორ ტერმინს, რომელთაც ამჟამად ხშირად ხმარობენ. ეს ტერმინები სხვადასხვა ხასიათისაა. ერთი მათგანი, დაკვანტება გამოხატავს ერთგვარ მათემატიკურ მოქმედებას; მეორე, ტერმები—განსაკუთრებული სიდიდეებია, რომლებიც უკვე მრავალჯერ შეგვხვედრია.

დაკვანტება. მე-3 თავში, § 3 ჩვენ პირველად შევხვდით იმ აზრს, რომ სისტემის J ენერგიას შეუძლებელია ჰქონდეს ნებისმიერი მნიშვნელობა, არამედ მხოლოდ ზოგიერთი, გარკვეული, დისკრეტული მნიშვნელობა J_1, J_2, J_3, J_4 და ასე შ. [იხ. განტ. (6,b)]. მეორე შემთხვევა გვქონდა მე-IV თავში, § 2, სადაც განხილული იყო ბორის პირველი პოსტულატი, რომელიც გამოხატულია განტოლებით (5). აღმოჩნდა, რომ რთულ სიდიდეს (2 πrvm) შესაძლებელია ჰქონდეს მხოლოდ გარკვეული დისკრეტული მნიშვნელობა kh, სადაც k მთელი რიცხვია. ამ გარემოებამ იმ დასკვნამდე მიგვიყვანა (§ 4), რომ ბორის წრიული ორბიტების რადიუსებს შეუძლია ჰქონდეს მხოლოდ გარკვეული დისკრეტული მნიშვნელობანი; ეს ეხება ერთელექტრონიან ატომის ენერგიის მნიშვნელობასაც. ნათქვამი შეიძლება განზოგადოდეს. იმ ფიზიკურ მოვლენების შესწავლის დროს, რომელთაც ადგილი აქვთ ატომებში ან მოლეკულებში, მუდამ ვხვდებით ისეთ სიდიდეებს, რომელთაც შეუძლიათ ჰქონდეთ მხოლოდ სავსებით გარკვეული, დისკრეტული რიცხვითი მნიშვნელობანი; ეს მნიშვნელობანი „შესაძლებელნი" არიან, ყველა დანარჩენები—შეუძლებელ-

ნი. რაიმე ფიზიკური სიდიდის შესაძლო რიცხვით მნიშვნელობათა მოძებნას ამ სიდიდის დაკვანტება ეწოდება. დაკვანტებისათვის არსებობს გარკვეული მათემატიკური წესები ანუ, როგორც ზოგჯერ უწოდებენ, რეცეპტები, რომლებსაც ჩვენ აქ არ განვიხილავთ. მოვიყვანოთ მაგალითი: ბორის თეორიაში ჩვენ შევხვდით ელექტრონის წრიული ორბიტის რადიუსს. ამ რადიუსის დაკვანტებამ მოგვცა ფორმულა (5, § 2 ამ თავში), რომელიც გამოხატავს ბორის პირველ პოსტულატს. k რიცხვებს, რომლებიც განსაზღვრავენ დაკვანტებულ რადიუსის გარკვეულ შესაძლო მნიშვნელობებს, კვანტური რიცხვები ეწოდებათ. ეს რიცხვები შეიძლება იყოს მთელი 1, 2, 3, 4 და ასე შ. როგორც მონაცემ შემთხვევაში, ან მთელი რიცხვები ნახევრებით, ე. ი. $1/2$, $1\,1/2$, $2\,1/2$, $4\,1/2$ და ასე შ. როდესაც ზომერფელდმა (1916 წ.) წრიული ორბიტების ნაცვლად აიღო ელიფსური ორბიტები, იგი პირველად შეხვდა ამოცანას, რომლის გადაწყვეტისათვის საჭირო იყო ორი დაკვანტება. საქმე ის არის, რომ წრე სავსებით განისაზღვრება ერთი სიდიდით, რადიუსით, თუ ცენტრის (ატომის გულის) მდებარეობა წინასწარ მოცემულია, იმ დროს როდესაც ელიფსი განისაზღვრება ორი სიდიდით, მაგ. დიდი და მცირე ნახევარღერძით ან დიდი ნახევარღერძით და ექსცენტრისიტეტით. ყოველი შესაძლო ელიფსური ორბიტი უნდა აკმაყოფილებდეს ორ კვანტურ პირობას, რომლებიც გვაძლევს თანაშეუღლებულ შესაძლებელ მნიშვნელობებს,—მაგ. დიდი ნახევარღერძის და ექსცენტრისიტეტის. თითოეული შესაძლო ორბიტი ამ შემთხვევაში განისაზღვრება ორი კვანტური რიცხვით.

განვიხილოთ კიდევ ერთი შემთხვევა, რომელიც ნათელს მოჰფენს დაკვანტების საკითხს. ვთქვათ, ატომზე მოქმედობს გარე ძალა,—მაგ., ელექტრული ან მაგნიტური, რომელსაც გარკვეული მიმართულება აქვს. გავავლოთ ატომის გულზე სწორი ხაზი, რომელიც ეპარალელება ამ მიმართულებას და ვუწოდოთ მას ღერძი. საკითხავია: შეუძლიან თუ არა ელექტრონის ორბიტის სიბრტყეს შეჰქმნას ნებისმიერი კუთხე ამ ღერძთან? აღმოჩნდა, რომ მას არ შეუძლიან შეჰქმნას ნებისმიერი კუთხე, არამედ ეს კუთხე, ე. ი. ორბიტის დახრილობა ღერძისადმი უნდა აკმაყოფილებდეს გარკვეულ კვანტურ პირობებს. აქ ჩვენ საქმე გვაქვს სივრცეში დაკვანტებასთან, რომელიც სწარმოებს აგრეთვე ზემოხსენებულ რეცეპტის მიხედვით. ასეთ შემთხვევაში უკვე საქმე გვაქვს სამ კვანტურ პირობასთან და შესაძლო ორბიტს ახასიათებს სამი კვანტური რიცხვი, რომლებითაც განისაზღვრება, მაგ., ორბიტის დიდი ნახევარღერძი, ექსცენტრისიტეტი და მისი სიბრტყის დახრილობა ღერძისადმი.

ტერმები. თანამედროვე ფიზიკაში ეს ცნება უმნიშვნელოვანესი ცნებაა; მათის დახმარებით განისაზღვრება რყევათა სიხშირენი ν იმ სხივებისათვის, რომლებიც შედიან სპექტრების სერიულ ხაზების შემადგენლობაში. მე-IV თავში, § 4 ჩვენ პირველად შევხვდით განტოლებას (7), რომელიც განსაზღვრავს ბალმერის წყალბადის სერიათა ხაზებისათვის სიხშირეებს. ამ განტოლებაში R არის რიდბერგის მუდმივა, რომლის რიცხვითი მნიშვნელობა იქნება ნაჩვენები; k=3, 4, 5, 6 და ასე შემდ. ამას გარდა, განტოლებანი (7, a), (7, b),

(8) და (9) გამოხატავენ სიხშირეებს წყალბადის სხვა სერიებისათვის. განტოლება (10) კი წარმოადგენს ზოგად სახეს წყალბადის ხაზოვან სპექტრის ყველა სერიისათვის. ν სიხშირე გამოიხატება ორი რიცხვის სხვაობით, რომლებსაც ტერმები ეწოდებათ. რომ გადავწეროთ განტოლება (10) სიმბოლოების სახით

$$\nu = A_1 - A_2, \tag{29}$$

მაშინ A_1 და A_2 წარმოადგენს წყალბადის ხაზების ტერმებს. როგორც ვხედავთ, ორივე ტერმის ნაგებობა საჭსებით ერთნაირია, იგინი განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან რიცხვებით i და k-თი, თანაც მონაცემი სერიისათვის i ყველა ხაზისათვის ერთიდაიგივეა, k-ს კი ცალკეული ხაზებისათვის შეუძლიან ჰქონდეს მიმდევრობითი მნიშვნელობანი i+1, i+2, i+3 და ასე შემდ. იონიზირებულ ჰელიუმისათვის იგივე ტერმები გვაქვს, მაგრამ 4-ჯერ გადიდებული, ვინაიდან R-ის ნაცვლად აქ ჩასმულია 4 R. ამ მე-IV თავის § 1-ში ნათქვამი იყო, რომ ბორის თეორია ერთელექტრონიან ატომებისათვის გვაძლევს ზოგად ფორმულას (24), სადაც $K = RZ^2$ [იხ. (25)], რაც იონიზირებულ ჰელიუმისათვის (Z=2) მოგვცემს k=4R, ვინაიდან წყალბადისათვის K=R. თუ ტერმის ზოგადი სახე აღვნიშნეთ A-თი, მაშინ წყალბადის ტერმებისათვის

$$A = \frac{R}{n^2}, \tag{30}$$

სადაც n—მთელი რიცხვია, ამასთანავე პირველი ტერმისათვის (A_1) n=i, მეორისათვის (A_2) n=k. იონიზირებულ ჰელიუმის ტერმებისათვის

$$A = \frac{4R}{n^2}. \tag{31}$$

ბორის მესამე პოსტულატი თვალწინ გვიშლის ტერმის ფიზიკურ შინაარსს. იგი გამოიხატება განტოლებით (27), რომელიც შეიძლება დაიწეროს ასეთი სახით.

$$\nu = \frac{J_i}{h} - \frac{J_k}{h} \tag{32}$$

(29) განტოლებასთან შედარება მოგვცემს ტერმისათვის შემდეგ ზოგად გამოთქმას:

$$A = \frac{J}{h} \tag{33}$$

ტერმი უდრის ატომის ენერგიის ერთერთ შესაძლო მნიშვნელობას, გაყოფილს პლანკის მუდმივაზე ანუ სხვანაირად: თითოეული ტერმი წარმომადგენელია ატომის ენერგიის ერთერთი შესაძლო მნიშვნელობისა. გასაკვირველი არ არის, რომ ტერმების შესწავლა თანამედრო-

ეე ფიზიკაში უპირველეს როლს თამაშობს. ტერმები განსაკუთრებული ნათელ-ყოფით გვიჩვენებს იმ ღრმა კავშირს, რომელიც არსებობს ატომის სტრუქტურასა და იმ ხაზოვან სპექტრს შორის, რომელსაც გვაძლევს მისი გამონასხივი.

§ 9. მრავალელექტრონიანი ატომები. შთანთქმის სპექტრები.

ჯერჯერობით ჩვენ განვიხილეთ მხოლოდ ერთელექტრონიანი ატომების სპექტრები. ეხლა განვიხილოთ ელემენტები, რომელთა ატომები შეიცავენ ერთზე მეტ ელექტრონს. ამ თავის § 4-ში ნათქვამი იყო, რომ შეუძლებელია თეორიულად გავარჩიოთ საკითხი ატომის გულის ირგვლივ მეტ ელექტრონთა მოძრაობის შესახებ, მაგრამ მიუხედავად ამისა, ჩვენ ბევრი რამე ვიცით ამ ელექტრონების ორბიტების შესახებ. ჩვენ გაეცანით ელექტრონულ შრეებს, რომელთა დაშენებაც დამთავრებულია, თუ შრეში იმყოფება 8 ელექტრონი; ამის გარდა გაეცანით ქვეჯგუფებს და მათ აღნიშვნებს (ცხრ. 5) და აგრეთვე მეტად დიდმნიშვნელოვან ცნებას ვალენტურ ელექტრონების შესახებ. მე-5 პარაგრაფში განხილული იყო კავშირი ატომების აგებულებასა და მენდელეევის სისტემაში მათ განაწილებას შორის, გავეცანით ცნებას ენერგიის დონეთა შესახებ და მოვიხსენიეთ, რომ ორბიტების თითოეულ ქვეჯგუფს შეესაბამება ენერგიის ერთი გარკვეული დონე. მე-III თავის 3 და 5 პარაგრაფებში მოცემული იყო ზოგადი ცნობანი სპექტრულ სერიების შესახებ, ერთეულადი, დუბლეტური, ტრიპლეტური და მულტიპლეტური სერიების შესახებ და აგრეთვე ერთიდაიგივე ელემენტის იმ სხვადასხვა სპექტრის შესახებ, რომლებიც აღინიშნებიან ამ ელემენტის ქიმიური ნიშნის გვერდით მიწერილი რომაული ციფრით I, II, III და ასე შემდ. იქვეა მოხსენებული წანაცვლების კანონი, რომელიც დადგენილი იყო ზომერფელდის და კოსელის მიერ 1919 წელს. და ამ სპექტრების სახელწოდებანი: რკალური სპექტრი (I) და ნაპერწკლური სპექტრები (II, III და ასე შ.).

ერთელექტრონიანი ატომების განხილვის დროს ჩვენ ავხსენით სპექტრალურ სერიების წარმოშობის მიზეზი: ელექტრონის გადახტომა ერთერთ შესაძლებელ ორბიტიდან (პირველ ჰოსტულატზე დამყარებით) დაბლა მდებარე დანარჩენ ორბიტებზე. მეცნიერთა წინაშე წამოიჭრა გაცილებით უფრო ფართო და უფრო რთული საკითხი: იმ კავშირის მოძებნა, რომელიც არსებობს მრავალელექტრონიან ატომების ხაზოვან სპექტრებსა და მათ სტრუქტურას შორის. ამ საკითხის დამუშავებამ წარმოშვა მეცნიერების ფართო დარგი, რომელიც 1924 წელს ზომერფელდმა ჩამოაყალიბა და გამოსცა წიგნად (მე-4 გამოცემა): „ატომის აგებულობა და სპექტრული ანალიზი“ (არის რუსული თარგმანი), რომელიც შეიცავს 862 გვერდს, თუმცა მასში ავტორი ეხება ზოლოვან სპექტრებსაც და რენტგენის სხივებსაც. ჩვენ კი უნდა დავკმაყოფილდეთ მეტად ზოგადი ხასიათის მოსაზრებებით. ამჟამად შესაძლებელი გახდა მეტად რთული სპექტრების მრავალი რიცხვის გარჩევა, ე. ი. ამ სპექტრებში ხაზების სერიებად განაწილება, ამასთან ერთად თი-

თოეული სერიისათვის რხევათა სიხშირენი გამოხატული არიან გარკვეული სერიული ფორმულით. უნდა აღინიშნოს, რომ, მაგ., ნეონის სპექტრში ნაპოვნია სპექტრული ხაზების 32 სერია. მრავალელექტრონიანი ელემენტის თითოეული სერიული ფორმულა შეიძლება დაწერილ იქმნეს სიმბოლურად ისევე, როგორც დაწერილი იყო (29) ერთელექტრონიან ატომის სერიული ფორმულა. ასე რომ, ეხლაც შეკვიძლიან დავწეროთ ასე:

$$\nu = A_1 - A_2 \tag{34}$$

ე. ი. სიხშირე განისაზღვრება ორი ტერმის სხვაობით. მაგრამ, ამ ტერმებს უფრო რთული სახე აქვს, ვიდრე (30) და (31). ტერმის შედარებით მარტივი სახე ასეთია:

$$A = \frac{R}{(n+a)^2}, \tag{35}$$

სადაც n—მთელი რიცხვია, a—დამატებითი წილადი, რომელსაც A_1 და A_2 ტერმებში ერთნაირი რიცხვითი მნიშვნელობა არა აქვს. მრავალ ზემოხსენებულ ტერმებს უფრო რთული სახე აქვს. აი ყველაფერი ის, რის თქმაც შეგვეძლო აქ სპექტრულ სერიების შესახებ. ეხლა ჩვენს წინაშე წარმომდგარია საკითხი სერიულ ხაზების წარმოშობის შესახებ. როგორც დავინახეთ, ერთელექტრონიან ატომებში გამოსხივება წარმოებს მესამე პოსტულატის თანახმად (იხ. 27) მაშინ, როდესაც ელექტრონი ჩახტება ერთი შესაძლო ორბიტიდან მეორეზე. მრავალელექტრონიან ატომებში ვალენტურ ელექტრონებს, ატომის აღგზნების დროს, შეუძლია გადახტეს ნორმალურ ორბიტებიდან ზემომდებარე შესაძლო ორბიტებზე. ყოველ ამ ორბიტს შეესაბამება ატომის გარკეული ენერგია J; ვალენტურ ელექტრონის თითოეულ ჩახტომას მის ერთერთ შესაძლო ორბიტიდან ქვემომდებარე ორბიტზე, ბორის მესამე პოსტულატის თანახმად, თანსდევს სხივადი ენერგიის ერთი კვანტის გამოსხივება. ამგვარად, აქაც სამართლიანია განტოლებანი (32) და (33), (ე. ი. აქაც ტერმი ტოლია ატომის ენერგიის ერთერთ შესაძლო მნიშვნელობისა გაყოფილს პლანკის h მუდმივაზე. გართულებას იწვევს შემდეგი გარემოებანი: 1) თავისუფალი ელექტრონების რიცხვი შეიძლება ერთი არ იყოს, არამედ იმდენი, რამდენი ვალენტური ელექტრონიც არის; 2) ატომის ენერგია დამოკიდებულია არა მარტო გულზე და თავისუფალ ელექტრონების რიცხვზე, არამედ ყველა დანარჩენ ელექტრონის რიცხვზეც და მათ განაწილებაზე; ეს ეხება როგორც ვალენტურ, ისე უმთავრესად იმ ელექტრონებს, რომლებიც იმყოფებიან ყველა ქვემომდებარე ელექტრონულ ფენებში. აქაც მივიღებთ სერიას ელექტრონის ჩახტომათა დროს ყველა ზემომდებარე ორბიტიდან ერთ გარკვეულ ორბიტზე. ეს ნიშნავს იმას, რომ A_1-ში (იხ. 34), n რიცხვს აქვს გარკვეული მნიშვნელობა l, A_2-ში კი იგი მიმდევრობით მიიღებს მნიშვნელობას: n=l+1, l+2, l+3 და ასე შემდ. როდესაც l=1, გვექნება მთავარი სერია (იხ. თ. III, § 4 და თ. IV, § 7).

ამის შემდეგ ადვილი ასახსნელია ერთიდაიმავე ელემენტის სპექტრების I, II, III და ასე შემდ. წარმოშობა. თუ ატომი მეტისმეტად აღგზნებული არ არის, მაგ. ვოლტას რკალის გავლენით, მაშინ ვალენტურ ელექტრონებიდან ერთი გადატანილი იქნება თავის ნორმალურ ორბიტიდან ერთერთ ზემომდებარე ორბიტზე და ამავე დროს ყველა დანარჩენი ვალენტური ელექტრონი თავთავიანთ ნორმალურ ორბიტებზე დარჩება. ამ მოხეტიალე ელექტრონის ჩახტომის დროს წარმოიშობა ნორმალური, რკალური სპექტრის სერიული ხაზები I. ნაპერწკლური განცლის დროს ატომი განიცდის უფრო ინტენსიურ ზეგავლენას. ერთერთი ვალენტური ელექტრონი ატომიდან ამოვარდება და გასცილდება მის საზღვრებს, ამ დროს ატომი იონიზირებული აღმოჩნდება, მეორე, ვალენტური ელექტრონი კი მოხეტიალე გახდება. ამ უკანასკნელის ჩახტომანი წარმოშობენ პირველ ნაპერწკლურ სპექტრს II. როდესაც ატომიდან ამოვარდება ორი ვალენტური ელექტრონი, ე. ი. მოხდება ორმაგი იონიზაცია, მაშინ მესამე ელექტრონი მოგვცემს მეორე ნაპერწკლურ სპექტრს III. უფრო მეტი ინტენსიობის ზეგავლენის დროს მოხდება ატომის სამმაგი იონიზაცია და მეოთხე ელექტრონის ჩახტომანი გამოიწვევენ მესამე ნაპერწკლურ სპექტრს IV და ასე შემდეგაც. ახლა ადვილად გასაგებია ზომერფელდის და კოსელის მიერ აღმოჩენილი წანაცვლების კანონი (თ. III, § 5); მართლაც, სპექტრიდან სპექტრზე მიმდევრობითი გადასვლის დროს (I, II, III, IV და ასე შემდ.) ვალენტურ ელექტრონების რიცხვს ერთი აკლდება, ეს კი შეესაბამება ელემენტის გადანაცვლებას მარცხნივ მენდელეევის სისტემის ჯგუფთა რიგში.

ერთელექტრონიან ატომის ელექტრონი მოძრაობის დროს განიცდის მხოლოდ ატომის გულის გავლენას; როგორც დავინახეთ ამ შემთხვევაში ბორის პოსტულატებმა და ელემენტური მექანიკის გამოყენებამ მოგვცა ისეთივე სახის ტერმი (30), როგორიც მიღებული იყო ემპირიულად (თ. III, § 4). მაგრამ მრავალელექტრონიან ატომში ელექტრონი მოძრაობის დროს განიცდის არა მარტო გულის გავლენას, არამედ იმ დანარჩენი ელექტრონების ერთობლივობის გავლენასაც, რომლებიც გარსარტყია ამ გულს. ზომერფელდმა მოახერხა და თეორიულად გამოიყვანა პირველი მიახლოვებით ტერმი (35), რომელიც ემპირიულად იყო ნაპოვნი, უფრო ზუსტი გამოთვლებით კი იპოვა უფრო რთული სახე ტერმისა, რომლის არსებობაც დაკავშირებულია ზოგიერთი სპექტრის შესწავლასთან.

დ. ს. როჟდესტვენსკიმ (Д. С. Рождественский) და ზომერფელდმა ერთმანეთზე დამოუკიდებლად აღმოაჩინეს და ახსნეს შემდეგი საინტერესო ფაქტი. მრავალ სპექტრში არსებობს ხაზების ჯგუფები, რომელთა სიხშირენიც გამოიხატებიან ტერმების სახით (30); ამ შემთხვევაში სპექტრის ეს ნაწილები წყალბადის სპექტრის მსგავსნი არიან. აქ არ შეეხებით დაწვრილებით იმ პირობებს, რომელთა დროსაც ასეთი სპექტრები წარმოიშობა, არამედ აღვნიშნავთ მხოლოთ მათი გაჩენის ფიზიკურ მიზეზებს. წარმოვიდგინოთ რომ ერთერთი ვალენტური ელექტრონი ამხტარია შორეულ ორბიტზე. ასეთ შემთხვევაში გული და ამ გულის გარშემო მყოფი ელექტრონები შორს არიან

ზემოხსენებულ ელექტრონიდან და მათი ერთობლივი მოქმედება დაახლოვებით ისეთი იქნება, თითქოს გული და ელექტრონები მოგროვილნი იყვნენ ერთ ადგილას. თუ ელემენტის რიგითი რიცხვი არის Z, მაშინ გული მოქმედობს როგორც Z პროტონი, ელექტრონები კი—როგორც Z—1 ელექტრონი, ყველა ერთად კი—როგორც ერთი პროტონი. ცხადია, რომ შორეულ ორბიტზე მყოფი ელექტრონი განიცდის ისეთივე ძალების გავლენას, როგორსაც განიცდის ერთელექტრონიან ატომის ელექტრონი, ე. ი., მაგ., წყალბადის ატომის ელექტრონი. თუ შორეული ელექტრონი ჩამოხტა აგრეთვე საკმაოდ შორეულ ორბიტზე, მაშინ წყალბადთან მსგავსება სავსებითი იქნება; ამასთან დაკავშირებული გამოსხივება მეტად მცირედ განსხვავდება წყალბადის იმ გამოსხივებისაგან, რომლის დროსაც მისი ელექტრონის გადახტომა წარმოებს იმავე ორ შორეულ ორბიტთა შორის, ეს კი იმას ნიშნავს, რომ ტერმებს სახე აქვთ (30).

საინტერესოა კიდევ ასეთი შემთხვევა. კალციუმის ატომში არსებობს ორი ვალენტური ელექტრონი. აღმოჩნდა, რომ თითოეულ მათგანს შეუძლიან მოგვცეს ორი სხვადასხვა სპექტრი, რომლებიც უნდა მიეკუთვნოს რკალურ სპექტრს (I), ე. ი. წარმოიშობიან ატომის უიონიზაციოდ: [იონიზაცია კი გვაძლევს კალციუმის ნაპერწკლურ სპექტრს (II)]. ეს აიხსნება შემდეგი გარემოებით, ერთერთი სპექტრი წარმოიშობა მაშინ, როდესაც ვალენტურ ელექტრონებიდან მხოლოდ ერთი დახეტიალობს, მეორე კი თავის ნორმალურ ორბიტზე იმყოფება. მაგრამ შესაძლებელია ისეც მოხდეს, რომ ერთერთი ვალენტური ელექტრონი ატანილია შორეულ ორბიტზე და რჩება მასზე გარკვეული დრო, რომლის განმავლობაშიაც წარმოებს ატომის ახალი აღგზნება, რაც იწვევს მეორე ვალენტური ელექტრონის მაღალ დონეზე ატანას. ამ ელექტრონის სხვადასხვა შესაძლო ჩამოხტომანი წარმოშობენ კალციუმის მეორე სპექტრს. ორი სპექტრის ტერმები ერთმანეთისაგან უნდა განსხვავდებოდეს, ვინაიდან ატომის შემადგენელი ნაწილების განაწილების ცვლილება იწვევს ატომის ენერგიის ცვლილებას და ამასთან ერთად იმ ტერმების სიდიდის ცვლილებასაც [იხ. (33)], რომლებზედაც დამოკიდებულია სპექტრალურ ხაზების სიხშირენი.

აქამდე ჩვენ ვგულისხმობდით, რომ გამოსხივებას იწვევს მოსეტიალე ვალენტური ელექტრონი. მაგრამ არის ისეთი შემთხვევები, როდესაც ვალენტური ელექტრონები არ არიან და ატომი ქიმიურად ან მცირედ ან სრულიად უმოქმედოა. ასეთ შემთხვევებს მიეკუთვნება ინერციული გაზები ნორმალურ მდგომარეობაში, იონიზირებული ტუტე ლითონები, ორმაგად იონიზირებული ტუტე-მიწიერი ლითონები და სხვანი. ამ შემთხვევაში გარე ელექტრონების ფენის პირველი აშენება დამთავრებულია; იგი შეიცავს 8 ელექტრონს, რომლებიც ქიმიური რეაქციების დროს არ ჩაითვლებიან მთავარ მოქმედ ფაქტორებად (იხ. თ. X). მაგრამ, საკმაოდ ძლიერი ზექმედების დროს ასეთი ატომები შეიძლება აღიგზნონ და გარე ფენის 8 ელექტრონმა ვალენტური ელექტრონების როლი ითამაშოს. ერთერთი მათგანი შეიძლება ატანილ იქმნეს თავის ნორმალურ ორბიტიდან უფრო მაღალ, შესაძლო ორბიტზე და თავის ჩამოხტომათა დროს გამოიწვიოს გამოსხივება. ამასთანავე სულ ერთი არ არის ამ 8 ელექტრონიდან რომელი იქნება ზემოდ ატანილი, თუნდაც იმიტომ, რომ

გარე ფენში არსებობს ენერგიის რამდენიმე დონე (§ 5). ამას გარდა, ატომი შესაძლებელია გაიაციდიდეს იონიზაციას. ცხადია, რომ აქ შესაძლებელია მრავალი სხვადასხვა შემთხვევა და გასაკვირველი არ არის, რომ მაგ. ნეონის სპექტრი შეიცავს სპექტრული ხაზების 32 სხვადასხვა სერიას.

ზემოთქმულთან მჭიდროდ არის დაკავშირებული აირების და ორთქლების შთანთქმითი სპექტრების საკითხი (თ. III, § 5). ასეთი სპექტრები ჩნდება მაშინ, როდესაც „თეთრი" სხივები გაივლის ამ ნივთიერებებში და გავლის შემდგომ სპექტრად იშლებიან. შთანთქმა გამოსხივების შებრუნებული მოვლენაა, ე. ი. სხივადი ენერგიის ერთი ქვანტის აღძვრის, როდესაც ელექტრონი ერთი ორბიტიდან მეორე ორბიტზე ჩამოხტება, ამასთანავე ატომი კარგავს ენერგიის რაოდენობას $J_2 - J_1$. შთანთქმის დროს სხვადასხვა სხივის ნაკადიდან სათანადო სიდიდის ერთი ქვანტი იხარჯება ელექტრონის ატანაზე ერთი ორბიტიდან უფრო მაღალ ორბიტზე, ამასთანავე ატომის ენერგიას ემატება $J_2 - J_1$, რომელიც შთანთქმული ქვანტის ტოლია. წარმოვიდგინოთ ახლა, რომ აირი ნორმალურ მდგომარეობაშია. მისი ატომები აღგზნებული არ არის. ასეთ შემთხვევის დროს გარე ფენის ვალენტური ელექტრონები ან მათი როლის შემსრულებელი ელექტრონები მოძრაობენ თავის ნორმალურ ორბიტებზე, ე. ი. შესაძლო ორბიტთა შორის პირველებზე; ცხადია, რომ მოსულ ქვანტს შეუძლია აიაროლოს ელექტრონი ნორმალურ (პირველ) ორბიტიდან ერთერთ ზემომდებარეზე. აქედან გამომდინარებს, რომ ნორმალური აირის შთანთქმის სპექტრი შეიძლება თანემთხვეოდეს გამოსხივების მხოლოდ იმ სპექტრს, რომელიც გამოწვეულია ელექტრონის ნორმალურ ორბიტზე ჩამოხტომით; სხვანაირად რომ ვთქვათ, შთანთქმის სპექტრში მხოლოდ ის სპექტრული სერია არსებობს, რომელიც გამოსხივების სპექტრში აღიძვრება ელექტრონის პირველ ორბიტზე ჩამოხტომის დროს. ელექტრონის გადახტომა მეორე, მესამე, მეოთხე და ასე შემდ. ორბიტიდან ზემომდებარე ორბიტებზე შეუძლებელია, ვინაიდან მეორეზე, მესამეზე და ასე შემდ. ელექტრონები არ არიან, თუ კი ნივთიერება ნორმალურ მდგომარეობაშია, ე. ი. თუ იგი აღგზნებული არ არის. სულ სხვაა, თუ ატომი უკვე აღგზნებულია; მაშინ სათანადო ქვანტებს შეუძლია აიტანოს ელექტრონი უფრო მაღლა, რაც იწვევს შთანთქმის ხაზის გაჩენას, რომელიც თანემთხვევა სხვა სპექტრულ სერიების ერთერთ ხაზს. ამგვარად, არააღგზნებულ ერთატომიან გაზების და ორთქლების შთანთქმითი სპექტრების შესწავლა საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ მოხეტიალე ელექტრონის ნორმალური ორბიტი. ზემოხსენებული გვაძლევს კირხჰოფის კანონის წმინდა თვისობრივი მხარის რაოდენობითი განმარტებას; ეს კანონი გვეუბნება, რომ აირის შთანთქმითი სპექტრის ყოველ ხაზს შეესაბამება გამოსხივების სპექტრში ხაზი ტალღის იმავე სიგრძით, თუ კი ორივე სპექტრი მიღებულია აირის ერთი და იმავე მდგომარეობისათვის. ეხლა გასაგებია, რომ, მაგ., წყალბადში სინათლის გავლის დროს მის სპექტრში ბალმერის სერია არ არის, მიუხედავად იმისა, რომ წყალბადი ყველა ხილულ სხივისათვის გამჭვირვალეა. როგორც დავინახეთ, ეს სერია ჩნდება მაშინ, როდესაც ელექტრონი ჩამოხტება მეორე ორბიტ-

ზე, რომელზედაც ნორმალურ წყალბადში ელექტრონები არ არის. მაგრამ უფრო მნიშვნელოვანია ის გარემოება, რომ ნორმალური წყალბადი შედგება ორატომიან მოლეკულებისაგან, რომლებიც გვაძლევენ მრავალხაზიან სპექტრს, ბალმერის სერიას კი გამოასხივებს წყალბადის ატომები, ასე რომ, ჩვენ აქ საქმე გვაქვს ნივთიერების ორ სრულიად სხვადასხვა მდგომარეობასთან. ამიტომ უმჯობესია მაგალითისათვის ავიღოთ ჰელიუმი, რომელიც ნორმალურ მდგომარეობაში საკმაოდ გამჭვირვალეა ხილულ და არა მეტად შორეულ ულტრაიისფერ სხივებისათვის. ეს იმით აიხსნება, რომ ჰელიუმის სპექტრული სერია, რომელიც შეესაბამება ელექტრონის ჩამოხტომას პირველ ორბიტაზე, მდებარეობს, როგორც დავინახეთ, ულტრაიისფერ სპექტრის მეტად შორეულ ნაწილში.

§ 10 ზოლებიანი სპექტრების წარმოშობა

ჩვენ განვიხილეთ მხოლოდ ხაზიანი სპექტრები და მათი წარმოშობა, დავეყრდნეთ რა ბორის თეორიას ატომის სტრუქტურის შესახებ. მთავარი აქ იყო ბორის სამი პოსტულატი, რომელთაგანაც პირველი გულისხმობს, რომ ელექტრონის ორბიტები უნდა განიცდიდნენ დაქვანტებას და რომ შესაძლონი არიან მხოლოდ ის ორბიტები, რომლებიც აკმაყოფილებენ გარკვეულ ქვანტურ პირობებს. გადავდივართ ზოლიან სპექტრებზე, რომელთა შესახებაც ჩვენ უკვე გვქონდა საუბარი III თ. § 4-ის ბოლოში და შემდეგ უფრო დაწვრილებით იმავე თავის § 5-ში. ჩვენ უნდა ავხსნათ ამ სპექტრების წარმოშობის მიზეზი იმის მიხედვით, რაც ჩვენთვის უკვე ცნობილია მოლეკულების შესახებ, რომლებიც გვაძლევენ ზოლიან სპექტრებს. უნდა შევნიშნოთ რომ მრავალ შემთხვევაში ზოლებს თვალსადევნებენ არა გამოსხივების სპექტრებში, არამედ შთანთქმის სპექტრებში, რომლებშიაც ზოლის უბნელესი ადგილი მდებარეობს სპექტრის კიდესთან. ზოლების სტრუქტურა ორივე შემთხვევაში ერთნაირია, იგივე ითქმის მათი წარმოშობის შესახებ.

თანამედროვე შეხედულება ზოლებიან სპექტრების შესახებ წარმოიშვა 1912 წ., როდესაც გამოქვეყნდა შვედელი მეცნიერის ნ. ბიერუმის (N. Bjerrum) ნაშრომი. ის გარემოება, რომ ჩვენ საქმე გვაქვს მოლეკულებთან, თავისთავად განსაზღვრავს ზოლებიან სპექტრების შესწავლის ხასიათს. მოვიგონოთ, რომ ჩვენ არ ვიცით არც ერთი მოლეკულის აგებულება, უმარტივესისაც კი, მაგ. წყალბადის მოლეკულის. გასაკვირველი არ არის, რომ ზოლებიან სპექტრების თეორიაში უფრო მეტი რამ არის გადასაწყვეტი, ვიდრე ხაზებიან სპექტრების თეორიაში. ჩვენდა საბედნიეროდ, ჩვენ ხელთ არის სახელმძღვანელო აზრი ბორის მესამე პოსტულატის სახით, რომლის თანახმადაც სხივადი ენერგია აღიძვრება როგორც იმ ენერგიის ეკვივალენტი, რომელიც იკარგება გამომსხივებელ წყაროდან მისი მდგომარეობის ერთგვარი ცვლილების დროს, ე. ი. წყაროს შემადგენელ ნაწილების განლაგების ან იმ მოძრაობათა შეცვლის დროს, რომლებსაც ეს ნაწილები ასრულებენ. მიუხედავად ამისა, დღემდე არსებული თეო-

რია ეხება თითქმის ჩარტოოდენ მარტივ შემთხვევას—ორატომიან მოლეკულს. თუ ორატომიანი მოლეკული განიცდის დისოციაციას (დაშლას),—მაგ., ტემპერატურის ამაღლების დროს (წყლის ორთქლი), მაშინ ზოლებიანი სპექტრი თანდათან ისპობა, მაგრამ მის მაგივრად ჩნდება ხაზებიანი სპექტრი, ატომების მიერ გამოსხივებული.

ზოლებიანი სპექტრების თეორიის დედააზრი მდგომარეობს შემდეგში. ყოველი მოლეკულა, გადატანითი მოძრაობის გარდა, შესაძლებელია მონაწილეობას იღებდეს სამგვარ მოძრაობაში, რომელთაგანაც თითოეული უნდა განიცდიდეს დაქვანტებას. ეს იმას ნიშნავს, რომ ამ სამ მოძრაობას შეუძლებელია ჰქონდეს ინტენსიობათა განუწყვეტელ რიგიდან ნებისმიერი მნიშვნელობანი, არამედ მხოლოდ სავსებით გარკვეული დისკრეტული მნიშვნელობანი, რომლებიც უნდა აკმაყოფილებდნენ თითოეულის საკუთრივ კვანტურ პირობას. იმ საკითხს, თუ როგორ წარმოებს დაკვანტება, აქ ვერ განვიხილავთ; მოვიგონოთ, რომ ამისათვის არსებობს გარკვეული მათემატიკური წესები. ქვემოთ ჩამოთვლილია ის სამი მოძრაობა, რომელთა შესახებაც ზემოთ გვქონდა საუბარი.

I. მოლეკულის ბრუნვითი მოძრაობა იმ ღერძის გარშემო, რომელიც გადის მის სიმძიმის ცენტრში. ორატომიან მოლეკულისათვის ბრუნვა იმ სწორი ხაზის ირგვლივ, რომელიც აერთებს ამ ორ ატომს, (მთავარ ღერძის ირგვლივ) უგულებელყოფილია; ვინაიდან ამ ბრუნვის ენერგია უსასრულოდ მცირეა. ასე რომ, ანგარიში უნდა გაეწიოს მხოლოდ ბრუნვას იმ სწორი ხაზის გარშემო, რომელიც პერპენდიკულარულია მთავარ ღერძისადმი და რომელიც გადის მოლეკულის სიმძიმის ცენტრში. სამ და უფრო მეტ ატომიან მოლეკულისათვის შესაძლოა, როგორც ამას მექანიკა გვასწავლის, ბრუნვანი სამ სხვადასხვა ღერძის გარშემო. მოლეკულების ბრუნვითი მოძრაობის ენერგია შედის, როგორც შემადგენელი ნაწილი, სხეულის სითბურ ენერგიაში და ამიტომ იგი უდიდეს როლს ასრულებს აირების სითბოტევადობის თანამედროვე თეორიაში. ამგვარად, ეს საკითხი დაკავშირებულია იმ საკითხთან, რომელიც ჩვენ ამჟამად გვაინტერესებს. ამ ორ საკითხთან დაკავშირებული თეორიული ნაშრომები ნაწილობრივ გადაკვანძულია. აქ ჩვენ საქმე გვაქვს იმ ღრმა კავშირთან, რომელიც თურმე არსებობს მოვლენათა სულ სხვადასხვაგვარ ჯგუფთა შორის და რომელსაც თანდათან ამჟღავნებს თანამედროვე ფიზიკა. პირველი შეხედვით, აირების სითბოტევადობასა და ზოლებიან სპექტრებს შორის, რომლებსაც იგინი გვაძლევენ სხივადი ენერგიის გამოსხივების ან შთანთქმის დროს, არავითარი კავშირი არ უნდა არსებობდეს. მაგრამ, აღმოჩნდა, რომ ასეთი ჯავშირი არსებობს და ეს კავშირი გამოიხატება იმ როლით, რომელსაც თამაშობს მოლეკულთა დაქვანტებული ბრუნვითი მოძრაობა მოვლენათა ორივე ჯგუფში.

II. იმ ატომების რხევითი მოძრაობა, რომლებისაგანაც შედგება მოლეკული. ორატომიან აირში, ასეთი ვიბრაცია წარმოებს მოლეკულის მთავარი ღერძის გასწვრივ. აქ უნდა გავარჩიოთ ორი შემთხვევა: პირველი, როდესაც რხევათა ამპლიტუდი მცირეა, ასე რომ, ვიბრაციები შეიძ-

ლება მივიჩნიოთ ჰარმონიულ რხევად, როგორც საქანის რხევები მცირედი აპლიტუდების დროს და მეორე შემთხვევა—რხევები დიდი ამპლიტუდებით. ატომების ვიბრაციული რხევები, ცხადია, უნდა აკმაყოფილებდეს გარკვეულ კვანტურ პირობებს.

III. იმ ელექტრონების მოძრაობა, რომლებიც იმყოფებიან ატომების გულის გარეთ. ჩვენ არაფერი არ ვიცით მოლეკულებში ელექტრონთა ორბიტების განაწილების შესახებ და მით უფრო არ ვიცით ამ ელექტრონების შესაძლო მოძრაობათა შესახებ. მაგრამ უდავოა, რომ ეს მოძრაობა უნდა აკმაყოფილებდეს გარკვეულ კვანტურ პირობებს, რომლებიც შეესაბამება შესაძლო მოძრაობათა მთელ რიგს, ე. ი. ელექტრონების ორბიტების განწყობას. მოლეკულის ენერგია იცვლება, როდესაც ელექტრონები გადადიან ერთერთ შესაძლო მოძრაობიდან მეორეში.

მოლეკულის მთელი ენერგია J (მისი გადატანითი მოძრაობის ენერგიის ჩაუთვლელად) შედგება სამი ნაწილისაგან: ბრუნვითი მოძრაობის J_r ენერგიისაგან (როტაციული), ვიბრაციული მოძრაობის J_v ენერგიისაგან და იმ J_e ენერგიისაგან, რომელიც დამოკიდებულია ელექტრონების სიჩქარეზე და მათი ორბიტების მდებარეობაზე, ასე რომ

$$J = J_r + J_v + J_e \tag{36}$$

თითოეული ამ შემადგენელი ნაწილთაგანი, გარეშე მიზეზების ზეგავლენით, შეიძლება გაიზარდოს თავის ნორმალურ სიდიდესთან შედარებით, რომელიც შეესაბამება მოლეკულის ნორმალურ, აუღგზნებელ მდგომარეობას. ამასთან ერთად თითოეულ ნაწილს შეუძლიან ჰქონდეს მხოლოდ გარკვეული (დისკრეტული) შესაძლო მნიშვნელობა. ნორმალურ მდგომარეობაში დაბრუნება შეიძლება მოხდეს ნახტომებით საშორისო შესაძლო მნიშვნელობათა გზით. ყოველ ნახტომს შეესაბამება მოლეკულის მთელი J ენერგიის ამ შემადგენელი ნაწილის შემცირება, რასაც მოჰყვება სხივადი ენერგიის კვანტის გამოსხივება, რომლის სიხშირეც, ბორის მესამე პოსტულატის თანახმად, უდრის მოლეკულის მიერ დაკარგულ ენერგიას გაყოფილს პლანკის მუდმივაზე. ადვილი გასაგებია, რომ ზოგად შემთხვევაში, როდესაც იცვლება მოლეკულის ენერგიის სამივე შემადგენელი ნაწილები, ადგილი ექნება გამოსხივებას, რომლის ν სიხშირეც შედგენილია სამ სათანადო ნაწილისაგან, ასე რომ, შეგვიძლიან დავწეროთ:

$$\nu = \nu_r + \nu_v + \nu_e. \tag{37}$$

თუ იცვლება მოლეკულის მხოლოდ ბრუნვის სიჩქარე, ე. ი. მხოლოდ ენერგია J_r, მაშინ კვანტურ პირობებით გათვალისწინებული J_r სიდიდის ყველა შესაძლო ცვლილება გვაძლევს სპექტრში შემავალ ν_r სიდიდეთა მთელ რიგს; ასეთ სპექტრს როტაციული სპექტრი ეწოდება. თუ იცვლება J_r და J_v, მაშინ მიღებული სპექტრი როტაციულ-ვიბრაციული იქნება. აღმოჩნდა, რომ ν_v შედარებით მცირე სიდიდეა, ν_r კი—კიდევ უფრო მცირე ამიტომ როტაციული სპექტრები ($\nu = \nu_r$) მდებარეობენ შორეულ ინფრაწითელ ნაწილში; ამ სპექტრებში ტალღის სიგრძენი უახლოვდე-

ბა 100 მიუს (თავი III, § 1). როტაციულ-ვიბრაციული სპექტრები ($\nu=\nu_r+\nu_v$) მდებარეობს ინფრაწითელ სპექტრის აოც იმდენად შორეულ ნაწილში და მათში ტალღათა სიგრძენი უახლოვდებიან 10 მიუს. ამას გარდა, ν_v სიდიდის არსებობა იწვევს სპექტრის გადაწევას ხილულ ნაწილში.

J_e და ν_v სიდიდეთა შესახებ არავითარი თეორია არ არსებობს, რაც ჯემონათქვამის მიხედვით გასაკვირველიც არ არის. ჩვენ ვგულისხმობთ, რომ ეს სიდიდენი არსებობენ, ე. ი. რომ ელექტრონებს როგორც მოლეკულში, ისევე ცალკეულ ატომში აქვთ საკუთარი დაქვანტებული ორბიტები და ამ ელექტრონების ერთი ორბიტიდან მეორეში ჩახტომანი იწვევენ რხევის სიხშირის ν_v შემადგენელ ნაწილს.

ეს ეხებოდა ორატომიან მოლეკულებს. თუ მოლეკულში ატომების რიცხვი ორზე მეტია, თუნდაც სამი, მაშინ საკითხი მეტად რთულდება. ზოგადი მოსაზრებანი აქაც ძალაში რჩებიან, ე. ი. ძალაში რჩებიან განტოლებანი (36) და (37), მაგრამ დეტალური განხილვა გაცილებით რთულია, ვიდრე ორატომიან მოლეკულის შემთხვევაში. ბრუნვითი მოძრაობა, როგორც ამას მექანიკა გვიმტკიცებს, შეიძლება წარმოებდეს სამ სხვადასხვა მთავარ ღერძის გარშემო, თუ კი ატომები ერთ სწორ ხაზზე არ მდებარეობენ. რთულდება აგრეთვე ვიბრაციული მოძრაობა, ვინაიდან ატომების თითოეულ წყვილს ზეუძლიან ვიბრირება მათ შემაერთებელ ხაზის სიგრძივ. მოლეკულის შიგნით სამი ატომის დროს ჩვენ გვექნება სამი სხვადასხვა ვიბრაცია, ოთხის დროს—ექვსი, ხუთის დროს—ათი.

მთელი საკითხი ზოლოვან სპექტრების შესახებ მეტისმეტად გართულდა ორატომიან მოლეკულებისათვისაც კი და აი რატომ. ჩვენ განვსაზღვრეთ მოლეკულის თვალდევნილ გამოსხივებათა სიხშირე იმ სამ სიხშირის მარტივი შეჯამებით, რომლებიც მიღებულნი იყვნენ მოლეკულის ენერგიის სამ შემადგენელ ნაწილის ცვლილებათა გამო. სხვანაირად რომ ვთქვათ, ჩვენ დაუშვით, რომ ენერგიის ამ სამი ნაწილის ცვლილებანი წარმოებენ ისე რომ, ერთმანეთზე გავლენას არ ახდენენ. მაგრამ ეს ასე არ არის, ვინაიდან ამ სამ მოძრაობისაგან თითოეულის ცვლილება გავლენას ახდენს დანარჩენ ორ მოძრაობაზე. სამი სხვადასხვა შესაძლო გადახტომა, რომლებიც სცვლიან მოლეკულის მდგომარეობას, ე. ი. მისი ენერგიის სამ შემადგენელ ნაწილისაგან ერთს, ურთერთმოქმედობენ და თითოეული მათგანი გავლენას ახდენს ორ დანარჩენზე. ასე, მაგ., მოლეკულის ბრუნვითი მოძრაობის შეცვლამ უნდა შესცვალოს ორი ატომის გულთა შორის მანძილი და, მაშასადამე, მათი ურთერთქმედების ძალაც, რასაც მოსდევს ამ გულების ვიბრაციის სიხშირის შეცვლა, როდესაც რხევები ჰარმონიული არაა. გასაგებად ადვილია, რომ ბრუნვით და ვიბრაციულ მოძრაობათა ცვლილებამ გავლენა უნდა მოახდინოს ელექტრონთა ჯგუფის მდგომარეობაზე და შებრუნებით, ვინაიდან ცვლილებას განიცდის ინტრამოლეკულურ წონასწორობის პირობები. ჩვენ აქ დეტალებს აღარ შეეხებით და არც განვიხილავთ ბრუნვით და როტაციულ მოძრაობათა დაქვანტების შედეგებს. საკმარისია ითქვას, რომ თანხმობას თეორიულ დასკვნასა და იმ ემპირიულად ნაპოვნ შედეგებს შორის, რომლებიც მოხსენებული

იყო თ. III, § 5-ში, არ შეიძლება ფრიად კარგი შეფასება არ მივცეთ, განსაკუთრებით, თუ მხედველობაში მივიღებთ იმ გარემოებას, რომ თეორიას არ შეუძლია ყოველმხრივ გამოიკვლიოს მოლეკულის გამოსხივების მეტად რთული მოვლენა.

ორიოდე სიტყვით უნდა შეეხოთ აირების და ორთქლების ზოლოვან სპექტრების ექსპერიმენტული კვლევის საკითხს. ამ საკითხს იკვლევდნენ რუბენსი და მისნი მოწაფენი, რომელთა შორისაც თავი გამოიჩინა ევა ფონ ბარმა (შვედელი ქალი, Eva v. Bahr. 1913). განსაკუთრებით დიდ სიძნელეს წარმოადგენს იმ ვიბრაციული სპექტრების შესწავლა, რომლებიც მდებარეობენ შორეულ ინფრაწითელ ნაწილში. იმ აირებში, რომლებიც შედგება ასეთი ჰომოპოლარულ მოლეკულებისაგან (თ. II, § 1), მაგ. წყალბადი, აზოტი, ჟანგბადი, ქლორი, ამგვარი სპექტრები არ არსებობს. ასეთი სპექტრები აქვს ჰეტეროპოლარულ გაზებს მაგ. ნახშირქვეჟანგს, ბრომიან და ქრომიან წყალბადს, წყლის ორთქლს და ასე შ., ისიც მხოლოდ შთანთქმითი სპექტრების სახით. რუბენსმა და ევა ფონ ბარმა უმთავრესად გამოიკვლიეს წყლის ორთქლი და ბრომიანი წყალბადი, ამასთანავე მიღწეულ იქმნა ტალღის სიგრძე 132 მიუ. ზოლების დაშლა ცალკეულ ხაზებად ამ შორეულ ინფრაწითელ ნაწილში მაინც ვერ მოხერხდა. ზოლის ასეთი დაშლა პირველად შეამჩნია ევა ფონ ბარმა წყლის ორთქლის როტაციულ-ვიბრაციულ შთანთქმით ზოლში, რომელიც მდებარეობს ტალღის სიგრძის 6,3 მიუს მახლობლად; ამ ზოლში მან იპოვა 20-მდე ცალკეული ხაზი. თეორიაზე დამყარებით მან შესძლო გამოეთვალა წყლის ორთქლის როტაციულ სპექტრის ზოლების მდებარეობა და თეორიის დასკვნები შეადარა რუბენსის დაკვირვებებს. თანამთხვევა საუკეთესო აღმოჩნდა, როგორც ეს ჩანს ქვემოთ მოყვანილ ცხრილში, სადაც ჩამოწერილია წყლის ორთქლის როტაციულ სპექტრის ზოლებში ტალღის სიგრძენი:

რუბენსის დაკვირვებანი .	. 106	79	66	58	50	მიუ.
ევა ფ. ბარის გამოთვლით	. 109	80	66,5	54	49	მიუ.

ზოლებიან სპექტრის თეორია საშუალებას გვაძლევს გამოვთვალოთ დაკვირვებათა საფუძველზე ორატომიან მოლეკულებში შემავალ ატომთა გულებს-შორისი მანძილი; ამ მანძილს გამოხატავენ ონგსტრემებით (Å). ნახშირქვეჟანგისათვის ეს მანძილი აღმოჩნდა 1,14 Å, ქლორიან წყალბადისათვის—1,27 Å, ბრომიან წყალბადისათვის 1,4 Å, ფტორიან წყალბადისათვის—0,92 Å.

§ 11. ნებულიუმის საკითხის საიდუმლოება

განვიხილოთ ბოუენის (Bowen, 1927) შესანიშნავი ნაშრომი, რომელშიაც გამომეცავნებულია ნებულიუმის საიდუმლოება. ნებულიუმი ჰიპოთეზური ნივთიერებაა, რომლის შესახებაც ფიქრობდნენ, რომ იგი უნდა შედიოდეს ნისლეულის გროვათა შემადგენლობაში. იგი უნდა წარმოადგენდეს ელემენტს, მაგრამ მისთვის ადგილი არ არის მენდელეევის ცხრილში. ეს ნებულიუ-

ში სხვადასხვა კოსმოლოგიურ სპეკულაციის საგნად გახადეს. მოვიგონოთ, რომ ცის თაღზე ეამჩნევთ ე. წ. ნისლეულის გროვათა აუარებელ რიცხვს, რომლებიც შეგვიძლიან ორ ჯგუფად დავანაწილოთ. პირველ ჯგუფს მიეკუთვნება გალაქტიური ნისლეულები, მეორეს—იმიერ გალაქტიური. პირველი ჯგუფის ნისლეულები წარმოადგენს კოსმოსურ მასებს, რომლებიც ეკუთვნიან ჩვენ ვარსკვლავთა სისტემას, „ირმის ნახტომს" (ბერძნულად: გალაქტიას, აქედან ტერმინი გალაქტიური). მეორე ჯგუფის ნისლეულები „ირმის ნახტომიდან" მეტად შორს არიან; სხვათა შორის, ამ ჯგუფს ეკუთვნის ყველა ის ნისლეული, რომელთაც სპირალისებური ფორმა აქვთ. ჩვენგან იგინი დაშორებულნი არიან უზარმაზარი მანძილებით; ასე, მაგ., ნისლეული ანდრომედის თანავარსკვლავედში ჩვენგან დაშორებულია 850000 სინათლის წელიწადით; ეს იმას ნიშნავს, რომ სინათლეს, რომლის სიჩქარეც არის 300000 კმ./წმ., დასჭირდება ზემოხსენებული რიცხვი წელიწადებისა, რომ გაიაროს მანძილი ამ ნისლეულიდან ჩვენამდე, ასე რომ, ამ ნისლეულს ჩვენ ამჟამად ვხედავთ ისეთივე მდგომარეობაში, როგორშიაც იყო იგი 850000 წლის წინათ. სიტყვა „ნისლეული" არ შეესაბამება ამ ასტრონომიულ ობიექტებს, ვინაიდან იგინი, ეჭვს გარეშეა, წარმოადგენენ ვარსკვლავთა გროვას, მსგავსად ჩვენი სისტემისა, რომელიც შეიცავს „ირმის ნახტომს".

შემდგომ ჩვენ საქმე გვექნება ხხოლოდ გალაქტიურ ნისლეულებთან, რომლებიც შედიან, როგორც ვთქვით, „ირმის ნახტომში". გალაქტიური ნისლეულები თავის მხრივ იყოფა ორ ჯგუფად: დიფუზური და პლანეტური ნისლეულები; ამათგან პირველი ჯგუფის ნისლეულებს არაწესიერი ფორმა აქვს; პროტოტიპათ შეიძლება ჩაითვალოს ცნობილი დიდი ნისლეული ორიონის ვარსკვლავედში. პლანეტურ ნისლეულებს ხშირად რგვალი ფორმა აქვს, რაც მოგვაგონებს ცოთმილებს, როგორც ისინი მოჩანან ტელესკოპში. აქედან წარმოიშვა მათი სახელწოდებაც; თავისთავად ცხადია, რომ მათ არაფერი საერთო არა აქვს ცოთმილებთან. მათი ფორმა შეიძლება ელიფსურიც იყოს, რგოლისებური ან უფრო რთულიც; მათ თითქმის ყოველთვის მკაფიო საზღვრები აქვს. ყველა გალაქტიური ნისლეული წარმოადგენს ნამდვილ ნისლებს (და არა ვარსკვლავების გროვას); იგინი ან გაზისებურნი არიან ან შედგებიან კოსმოსური მტვრისაგან, რომლის ნამცეცებიც გაცილებით დიდია, ვიდრე ატომები ან მოლეკულები. პლანეტურ ნისლეულების რიცხვი მცირეა; ცნობილია 150 ნისლეული (სპირალურ ნისლეულების რიცხვი კი აღწევს მრავალ ასეულ ათასს).

გალაქტიურ ნისლეულის მახლობლად ან მის შიგნით ყოველთვის იმყოფება მასთან მჭიდროდ დაკავშირებული ვარსკვლავი. პლანეტურ ნისლებში იგი მოთავსებულია სწორედ მის ცენტრში. დამახასიათებელია, რომ ეს ვარსკვლავი ყოველთვის ეკუთვნის იმ ვარსკვლავების ერთ-ერთ ტიპს, რომელთა ტემპერატურაც განსაკუთრებით მაღალია და ცვალებადობს 17000° C-დან 30000° C-მდე და შეიძლება უფრო მეტიც. ჰუბლის (Hubble) გამოკვლევებმა უდავოდ დაამტკიცა, რომ ნისლეულების მიერ გამოსხივებული სინათლე გამოწვეულია ამ ცხელი ვარსკვლავების სხივებით, ამასთანავე ეს სხივები შეიძლება იყოს კორპუსკულური, მაგ. ელექტრონების ნაკადი ან მეტად შორეულ ულტრაიისფერ სხივები. ყოველ შემთხვევაში შეუძლებელია ნისლეულის

მიერ გამოსხივებული სინათლე აღმგზნებელ ვარსკვლავის სინათლე იყოს, არეკლილი ან გაბნეული ნისლეულის ნაწილაკების მიერ, ვინაიდან ასეთ შემთხვევაში ნისლეულის და ვარსკვლავის სპექტრები სავსებით ერთნაირი უნდა ყოფილიყო. მაგრამ, აღმოჩნდა, რომ ნისლეულის სპექტრს სულ სხვა ხასიათი აქვს, ვიდრე ცენტრალურ ვარსკვლავის სპექტრს. როდესაც ვარსკვლავის ტემპერატურა არც ისე მაღალია, მაგ. 17000°, მაშინ ნისლეულის სპექტრი უწყვეტია ცალკეული ბნელი აბსორციული ხაზებით; ვარსკვლავის უფრო მაღალი ტემპერატურის დროს სპექტრში გაჩნდება ბნელ ხაზებთან ერთად გამოსხივების ცალკეული კაშკაშა ხაზები, რომლებიც მოჩანს უწყვეტი სპექტრის ნათელ ფონზე. აღმგზნები ვარსკვლავის კიდევ უფრო მაღალი ტემპერატურის დროს უწყვეტი სპექტრი სავსებით ისპობა და რჩება ნათელი ხაზები, ე. ი. გამოსხივების წმინდა სპექტრი. ჩვენ ამჟამად მხოლოდ ეს უკანასკნელი გვაინტერესებს.

გალაქტიურ ნისლეულების სპექტრში ფერადი ხაზების უმრავლესობისათვის შეგვეძლო გვეთქვა, თუ რა ელემენტების ატომები გამოასხივებენ ამ ხაზების სინათლეს. ამათ ეკუთვნის წყალბადის ბალმერის სერიის კაშკაშა ხაზები, რომლებიც ზოგიერთ შემთხვევაში შეიძლება შემჩნეულ იქმნან შორეულ ულტრაიისფერ ნაწილებშიაც; ზოგჯერ შემჩნეულ იქმნა ის უწყვეტი სპექტრი, რომელიც გრძელდება ბალმერის სერიის კუდის იქითაც (თ. III, § 4 და თ. IV, § 7). არსებობს ჰელიუმის ხაზებიც, როგორც პარჰელიუმის, აგრეთვე ორთოჰელიუმის (თ. III, § 5). ამას გარდა, გვხვდება აგრეთვე ნახშირბადის, ჟანგბადის და აზოტის ნაპერწკლური სპექტრების სუსტი ხაზები. ამ ხაზების გარდა ყოველთვის არის მთელი რიგი ხაზები, ნაწილობრივ მეტად დიდი სიკაშკაშისა, რომლებიც დღემდე ვერ იქმნა ნაპოვნი ელემენტების ვერც ერთ სპექტრში. ამ ხაზებს ეკუთვნის ორი, მეტად კაშკაშა, მწვანე ხაზი, რომელთა ტალღის სიგრძეც არის 5006,84 Å და 4958,91 Å; ჩვეულებრივ მათ აღნიშნავენ ნიშნებით N_1 და N_2. ამასვე ეკუთვნის ხაზი 4363,2 Å, რომელიც ახლოა არის წყალბადის H_γ ხაზთან და ულტრაიისფერ ხაზების რიგი. და, აი, აღიძრა აზრი, რომ გალაქტიურ ნისლეულებში არსებობს დედამიწაზე უცნობი ან ჯერ აღმოუჩენელი ელემენტი, რომელსაც ეწოდება ნებულიუმი (გერმანულად ნისლი Nebel, ფრანგულად ნისლიანი nèbuleux, ნისლოვანი ლაქა nèbuleus, ინგლისურად ნისლიანი nebule ან nebulous). მრავალი წლის განმავლობაში ნებულიუმის საკითხი, ე. ი. გალაქტიურ ნისლის სპექტრში კაშკაშა ხაზების არსებობის მიზეზის საკითხი წარმოადგენდა ვარსკვლავთა სამყაროს ერთერთ გასაოცარ საიდუმლოებას. გახსაკუთრებული ელემენტის არსებობის ჰიპოთეზის წინააღმდეგ იმის გარდა, რომ ნებულიუმისათვის მენდელეევის სისტემაში ადგილი არ იყო, წამოყენებული იყო შემდეგი მოსაზრება. მრავალ ვარსკვლავის სპექტრების შესწავლამ ცხადყო, რომ სხვადასხვა ელემენტი მათში ისეთივე პროპორციით შედის, როგორც დედამიწის შემადგენლობაში. ამავე დროს ნებულიუმი, მისი ხაზების სიკაშკაშისა გამო, უნდა შედიოდეს ნისლოვან გროვებში შედარებით დიდი რაოდენობით. მოსალოდნელი იყო, რომ ასეთი ნივთიერება დედამიწაზეც დიდ როლს თამაშობს, ე. ი. არ ეკუთვნის ისეთ ელემენტებს, რომლებიც იშვიათად გვხვდება.

ამ უკანასკნელ დროს გამოქვეყნდა ახალი აღმოჩენა, რომელმაც მეტისმეტად გაამრავლა იმ ხაზოვან სპექტრების რიცხვი, რომლებსაც გვაძლევს ელემენტების ატომები. III თავის § 5 და IV თავის § 9 დავინახეთ, რომ თითოეულ ელემენტს შეუძლიან მოგვცეს არა მარტო ერთი სპექტრი, არამედ მთელი რიგი სრულიად განსხვავებული სპექტრები, რომლებიც აღინიშნებიან რომაული ციფრებით I, II, III და ასე შ. და ეს უკანასკნელნი მიწერილნი არიან ელემენტის ქიმიურ ნიშანთან. ამათგან სპექტრი I რკალურია; გამოასხივებს მას ნეიტრალური ატომი, რომლის ერთერთი ვალენტური ელექტრონი სრბილავს თავის შესაძლო ორბიტებზე (თ. IV, § 2). სპექტრები II, III და ასე შ. ნაპერწკლურია, რომლებსაც ადგილი აქვთ, როდესაც ატომი განიცდის ერთმაგ, ორმაგ და ასე შ. იონიზაციას, ე. ი, კარგავს ერთს, ორს და ასე შ. ვალენტურ ელექტრონს. ცხადია, რომ თითოეულ ელემენტს შეუძლიან მოგვცეს იმდენი სხვადასხვა სპექტრი, რამდენი ვალენტური ელექტრონიც არის მის ატომში. აქედან, ცხადია, არა გვაქვს უფლება ვთქვათ, რომ ყველა ელემენტის ყველა სპექტრული ხაზი ჩვენთვის უკვე ცნობილია. რათა მივხედეთ ი. ს. ბოუენის აზრთა მსვლელობას, აუცილებლად საჭირო იქნება გავეცნოთ ხაზოვან სპექტრების წარმოშობის საკითხის ერთ დეტალს, რომელიც არ იყო მოხსენებული ამ თავის § 7 და § 8-ში. ჩვენ დავინახეთ, რომ ყოველ ატომისათვის არსებობს მისი ენერგიის შესაძლო მნიშვნელობა და რომ მონაცემ ელემენტის ხაზოვან სპექტრს ყოველმხრივმა შესწავლამ შესაძლებელჰყო იმ ტერმების განსაზღვრა, რომლებიც შეესაბამება ამ ელემენტის ატომს. ტერმი გამოხატულია განტოლებით (33); იგი უდრის ატომის ენერგიის ერთერთ შესაძლო მნიშვნელობას, გაყოფილს პლანკის მუდმივაზე (იხ. § 8). ატომის მიერ გამოსხივებულ ტალღისათვის რხევათა სიხშირე ყოველთვის ტოლია იმ ორი ტერმის სხვაობისა, რომლებიც შეეფერებიან ენერგიის ორ დონეს, რომელთა შორისაც ატომის მდგომარეობა ცვლილებას განიცდის, რასაც მოსდევს გამოსხივება. აქედან გამომდინარებს, რომ, თუ მონაცემი ატომისათვის ყველა ტერმი ცნობილია, უფრო სწორედ რომ ვთქვათ, მათი სხვაობანი, მაშინ შეიძლება გამოითვალოს სიხშირენი ν და, მაშასადამე, ტალღის λ სიგრძეც ყველა იმ სხივისათვის, რომლებიც მონაცემ ატომს, თეორიულად რომ ვთქვათ, შეუძლიან გამოასხივოს. ასეთ სხივებს შეგვიძლიან მივაკუთვნოთ სხივები, რომელთა შესწავლაც ლაბორატორიის პირობებში ამა თუ იმ მიზეზისა გამო შეუძლებელი იყო. ადვილად შეიძლება ნაჩვენები იყოს სპექტრის ის ადგილი, სადაც იგინი უნდა გამოჩენილიყვენ.

უკვე კარგა ხანია, რაც ცნობილია, რომ ენერგიის ორ დონეს შორის ყველა გადასვლას არ შეიძლება სინამდვილეში თვალი ვადევნოთ; სხვანაირად რომ ვთქვათ: ორი ტერმის ყველა კომბინაცია არ გვაძლევს გამოსხივებას. ნაპოვნი იყო გადარჩევის ზუსტი წესები, რომლებიც საშუალებას გვაძლევს გამოვარჩიოთ ტერმების შესაძლო კომბინაციები ყველა კომბინაციაში. ატომის ენერგიის ცვლილებანი, რომლებიც შეეფერებიან შეუძლებელ კომ-

ბინაციებს, ცნობილია არა საკმაოდ შესაფერი სახელწოდებით — **აკრძალული გადასვლანი**. სპექტრული ხაზები, რომლებსაც ადგილი ექნებოდათ ასეთი გადასვლების დროს, არ დაუნახავს არავის, მაგრამ სიხშირე ν და ტალღის სიგრძე მათი ადვილად შეიძლება გამოითვალოს. შეიძლება ასეც მოხდეს, რომ ატომი ისეთ მდგომარეობაში აღმოჩნდეს, რომლის დროსაც ყველა გადასვლანი **ნაკლები** ენერგიის მდგომარეობაში, და, მაშასადამე, ნორმალურ მდგომარეობაშიაც, აკრძალულია. ატომის ასეთ მდგომარეობას **მეტასტაბილური** ეწოდება. ასეთ მდგომარეობიდან ატომს შეუძლიან თავი დააღწიოს სხვადასხვა გზით. ასე, მაგ, ატომმა შეიძლება განიცადოს ახალი აღგზნება (თ. IV, § 3), ე. ი. გადავიდეს ენერგიის უფრო მაღალ დონეზე, საიდანაც ნორმალურ მდგომარეობაში, უშუალო ან საშორისო სადგურების გზით გადასვლა, აკრძალული არ იქნება. ამას გარდა, ატომი შეიძლება შეეჯახოს მეორე ატომს, ამასთანავე მოხდეს **მეორე გვარის დაჯახება** (თ. IV, § 3), რომლის დროსაც ატომი მეტასტაბილურ მდგომარეობიდან გადავა ნორმალურში ისე, რომ **არ გამოასხივებს**; იგივე შეიძლება მოხდეს ჭურჭლის კედელზე ატომის მიჯახების დროს.

მაგრამ, არ უნდა ვიფიქროთ, რომ ატომის **უშუალო** გადასვლა მეტასტაბილურ მდგომარეობიდან ნორმალურში სათანადო გამოსხივებით, **ბორის** მესამე პოსტულატის თანახმად [თ. IV, § 3, განტ. (II)], შეუძლებელი იყოს. საქმე ის არის, რომ როდესაც ატომი განიცდის აღგზნებას, მაშინ მისთვის არსებობს ერთგვარი გარკვეული **საშუალო დრო ყოფნისა** გაზრდილ ენერგიის მდგომარეობაში (მის ნორმალურ მდგომარეობასთან შედარებით), ეს დრო დაახლოებით მაინც იქმნა განსაზღვრული სხვადასხვა გზით. იგი მეტად მცირე აღმოჩნდა, სახელდობრ 10^{-8} წმ., ე. ი. წამის მესამილიონედი ნაწილი. აქ უნდა შევნიშნოთ, რომ ეს დრო ჩვეულებრივი თვალსაზრისით მეტისმეტად მცირეა, მაგრამ იგი მცირე არ არის იმ მოვლენებისათვის, რომლებსაც ადგილი აქვს ატომთა სამყაროში. ასე, მაგ., წყალბადის ატომის გულის ირგვლივ ერთი ბრუნვის დრო ტოლია 10^{-16} წმ-ისა. ზოგიერთ მეცნიერის გამოკვლევებმა გვიჩვენა, რომ **მეტასტაბილურ მდგომარეობაში ატომის ყოფნის** დრო განისაზღვრება 10^{-3} ან უფრო მეტიც 10^{-2} წმ-ით, ე. ი. წამის ერთი მეათასედი ან ერთი მეასედით. ეს დრო ატომთა სამყაროსათვის მთელი საუკუნეა! **ამ ვადის გასვლის შემდგომ ატომი თავისთავად გადადის მეტასტაბილურ მდგომარეობიდან ნორმალურში**, ამასთანავე წარმოიებს ატომის ამ გადასვლის შესაფერისი გამოსხივება. ამგვარად, „აკრძალული“ გადასვლა მაინც მოხდება და უნდა მოხდეს კიდეც, თუ ატომის მეტასტაბილურ მდგომარეობაში ყოფნის საშუალო დროის გავლამდე არ მოხდა ატომის შეჯახება მეორე ატომთან ან ჭურჭლის კედელთან, ამასთანავე მოხდება მეორე გვარის დაჯახება, რომელსაც არ მოსდევს გამოსხივება.

ეხლა უკვე გასაგებია, თუ რატომ არ წარმოიებს აკრძალული გადასვლა და მათი შესაფერისი აკრძალული სპექტრული ხაზები არ მოჩანს ლაბორატორიულ პირობებში. აქ ორი მიზეზია: პირველი, იმ ჭურჭლების სიმცირე, რომლებშიაც გამოსაკვლევი აირია მოთავსებული, რის გამოც ატომები ადვი-

ლად აღწევენ ჟურკლის კედლებს, მეორე, ატომების შეჯახება, რომელიც ხშირია იმ უაღრესი გაიშვიათების დროსაც კი, რომელიც ამჟამად არის მიღწეული და რომელიც განიზომება აირის წნევით (ვერცხლის წყლის სვეტის ერთი მილიმეტრის ერთ მემილიონედე ნაწილით). ასეთ პირობებში იშვიათი მეტასტაბილური ატომი დარჩება ყოფნის დროის გასელამდე მეტასტაბილურ მდგომარეობაში.

ბოუენი იმ მოსაზრებას ეყრდნობოდა, რომ ნისლში ისეთი პირობები არსებობენ, რომელთა დროსაც მეტასტაბილურ ატომებს შეუძლიათ კარგა ხნის განმავლობაში შეინარჩუნონ თავისი მდგომარეობა, რათა მოხდეს „აკრძალული" გადასელა და გამოჩნდეს სპექტრული ხაზები, რომელთა დანახვაც დედამიწაზე ვერ შეეძელით. ეს მოსაზრება სწორი აღმოჩნდა და ბოუენმა შესძლო ეჩვენებინა ის ყველასათვის ცნობილი ელემენტები, რომელთა ატომებიც გამოასხივებენ იმ საიდუმლო ხაზებს, რომლებსაც ადგილი აქვთ გალაქტიურ ნისლეულებში. ნებულიუმი არ არსებობს და ჩვენ შემდეგში აღარ ვილაპარაკებთ ნებულიუმის ხაზებზე, არამედ მხოლოდ „ნებულიუმის" ხაზებზე. ნისლებში ჟურკლის კედლებთან მიჯახების საკითხი, ცხადია, მოხსნილია. მაგრამ, მთავარი ის არის რომ ნისლებში გაიშვიათება გაცილებით აღემატება იმ გაიშვიათებას, რომელიც ამჟამად მიღწეულია თანამედროვე ლაბორატორიებში. ასტრონომების დაკვირვებანი და გამოთვლები ცხადყოფს, რომ გალაქტიურ ნისლეულებში ნივთიერების გაიშვიათება უნდა იყოს არანაკლებ 10^{-10} მმ-ისა ვერცხლის წყლის სვეტით, ე. ი. 10000-ჯერ აღემატებოდეს დედამიწაზე მისაწვდომ გაიშვიათებას. ატომის საშუალო განარბენი ერთი დაჯახებიდან მეორემდე ტოლი უნდა იყოს 1140 კმ-ისა, ორ დაჯახებას შორის დრო კი უნდა უდრიდეს 2 წუთს, ე. ი. გაცილებით მეტია ატომის მეტასტაბილურ მდგომარეობაში შესაძლო ყოფნის დროზე. ბოუენის შემდგომმა გამოთვლებმა გვიჩვენა, რომ ატომის საშუალო განარბენი და ორ დაჯახებას შორის დრო უფრო მეტია. ყოველ შემთხვევაში ნისლეულებში მეტად კეთილშემწყობი პირობებია აკრძალულ ხაზების გამოჩენისათვის, რაიც შეეფერება ატომის გადასვლას მეტასტაბილურ მდგომარეობიდან ნორმალურში.

აქ გამოთქმულ აზრებზე დამყარებით ბოუენი იძულებული იყო უპირველესად დაესვა საკითხი: რომელი ატომი გამოასხივებს ნისლების იდუმალ სპექტრულ ხაზებს? ნისლების სპექტრში აღმოჩნდა წყალბადის (H), ჰელიუმის (He), ნახშირბადის (C), აზოტის (N) და ჟანგბადის (O) ხაზი. ამ ელემენტების ჩვეულებრივი ნეიტრალური ატომების შესახებ, ე. ი. H I, He I, C I, N I და OI რკალურ სპექტრების შესახებ ლაპარაკიც კი ზედმეტი იყო. მაშინ ბოუენმა ყურადღება მიაქცია ნაპერწკლურ სპექტრებს, რომლებსაც გვაძლევს იონზირებული ატომები და რომლებსაც დაკარგული აქვთ ერთი ან რამდენიმე ვალენტური ელექტრონი. იგი საბოლოოდ დარწმუნდა, რომ იდუმალი ხაზები, რომლებსაც მიაწერდნენ ნებულიუმს, O II, O III და N II სპექტრების აკრძალული ხაზები ყოფილან; ეს იმას ნიშნავს, რომ ამ ხაზებს გამოასხივებს ჟანგბადის ატომები, რომელთაც დაკარგული აქვთ ერთი ან ორი ელექტრო-

ნი და აზოტის ატომები, რომელთაც დაკარგული აქვთ ერთი ელექტრონი, როდესაც ყველა ეს ატომი თავისთავად გადადის მეტასტაბილურ მდგომარეობიდან ნორმალურ მდგომარეობაში, მეტასტაბილურ მდგომარეობაში მათი შესაძლო ყოფნის დროის გასვლის შემდგომ. ყველა ზემონათქვამიდან ცხადად გამომდინარობს, რომ ნისლეულებში, მათი უაღრესი გაიშვიათებისა გამო, შესაძლებელია თავი იჩინოს აკრძალულმა ხაზებმა.

საჭიროება არ მოითხოვს ბოუენის მოსაზრებანი უფრო დეტალურად განვიხილოთ. ზემონათქვამში ნათლად ჩანს ამ მოსაზრებათა საერთო მსვლელობა. ნაპერწკლური სპექტრები O II, O III და N II მიიღეს და გამოიკვლიეს სხვადასხვა მეცნიერმა, ამასთანავე განსაკუთრებით დიდი მნიშვნელობა ჰქონდა გამოჩენილ სპექტროსკოპისტის ა. ფოულერის (A. Fowler) ნაშრომებს. სამივე ატომისათვის, რომლებიც ასეთ სპექტრებს გვაძლევენ, ნაპოვნი იყო ენერგიის დონეები და მაშასადამე ტერმებიც. გადარჩევის წესების მიხედვით შესაძლებელი გახდა აკრძალულ გადასვლათა განსაზღვრა და შემდეგ ამ ატომების შესაძლო მეტასტაბილურ მდგომარეობათა განსაზღვრაც. ტერმების ცოდნამ შესაძლებელი გახადა გამოთვლა სიხშირისა და ტალღის სიგრძისა, რომლებიც შეეფერებიან ატომების დედამიწაზე ჯერაც უნახავ გადასვლებს მეტასტაბილურ მდგომარეობიდან ნორმალურ მდგომარეობაში.

ამ გამოთვლების შემდგომ ბოუენმა მაშინვე შეამჩნია, რომ „ნებულიუმის“ რვა ინტენსიური ხაზი ზუსტად თანემთხვევა O II, O III, და N II სპექტრების აკრძალულ ხაზებს, მათ შორის ორი მწვანე ხაზია N_1 და N_2, რომლებიც ეკუთვნიან ორმაგად იონიზირებულ O III ჟანგბადს. ამას გარდა, ბოუენმა 1928 წლის დასაწყისში მოგვცა კიდევ ოთხი უფრო სუსტი ხაზი იმ ხაზებიდან, რომლებიც ეკუთვნოდენ სპექტრის O III იმ ნებადართულ ხაზებს, რომლებს აც თვალსადევნებადა მეჰიული (Mehul); ორ შემდგომ ხაზის შესახებ მან გამოსთქვა გულვება, რომ იგინი ეკუთვნიან სპექტრებს N IV და O IV.

ყველაფრიცის, რომ ცის თაღზე ზოგჯერ აციმციმდებიან ახალი ვარსკვლავები, რომელთა სიკაშკაშე თანდათან სუსტდება და ზოგჯერ სრულიადაც ქრება. ასეთ ვარსკვლავებიდან ყველა მიმართულებით ვრცელდება მანათებელი ნისლი, რომელიც უდიდესი სიჩქარით შორდება ცენტრალურ ვარსკვლავს და თანდათან ჰქრება. ასეთი ნისლების სპექტრშიაც აღმოჩნდა „ნებულიუმის“ ხაზები. 1928 წელს გამოქვეყნდა სხვადასხვა მეცნიერის სტატიები, რომლებიც ცდილობდენ განესაზღვრათ ფიზიკური პირობები, უპირველესად იმ ნისლების სიმკვრივე და აგრეთვე იმ გალაქტიურ ნისლების სიმკვრივე, რომელთა სპექტრებთანაც საქმე ჰქონდა ბოუენს. არსებითად ახალი რამე ამ ნაშრომებმა არ მოგვცეს.

ბოუენის მიერ „ნებულიუმის“ ხაზების ახსნამ გამოიწვია ახალი საკითხების მთელი რიგი, რომლებიც ჯერ კიდევ ელიან ახსნა-განმარტებას. ამგვარ საკითხებს ეკუთვნის, უპირველესად, საკითხი ატომების ნისლებში აღგზნების მექანიზმის შესახებ. ამ აღგზნების წყარო, ცხადია, ცენტრალური ვარსკვლავია, რომლის ტემპერატურა, როგორც ჩვენ დავინახეთ, უაღრესად მაღალია, სახელდობრ 30000° და უფრო მეტიც. ვარსკვლავი გამოასხივებს სხი-

ეადი ენერგიის ინტენსიურ ნაკადს ტალღის მეტად მცირე სიგრძით, და აგრეთვე ელექტრონების ნაკადს. როგორც ეროი, ისე მეორე. გარემოება შეიძლება ჩაითვალოს ატომების აღგზნების მიზეზად გალაქტიურ ნისლეულებში. (იხ. თ. VI, IX და XIV, § 4).

ამგვარად, ი დ უ მ ა ლ ი ნ ებ უ ლ ი უ მ ი ა ღ მ ო ჩ ნ დ ა ჟ ა ნ გ ბ ა დ ი ს დ ა ა ზ ო ტ ი ს ნ ა რ ე ვ ი. შეიძლება ითქვას ერთგვარი ძალდატანებით, რომ ნებულიუმი ჰაერი ყოფილა—ასე რომ, ამ საიდუმლოებას ფარდა აეხადა!

იდუმალი ნებულიუმის გამოცნობა უფლებას გვაძლევს იმედი ვიქონიოთ, რომ მალე გადაწყდება მეორე ასტრონომიული საკითხიც. მზის გ ვ ი რ გ ვ ი ნ ი ს სპექტრში (ეს გვირგვინი კარგად მოჩანს მზის სრული დაბნელების დროს) მოიპოვება ისეთი ხაზების მთელი რიგი, რომელთა წარმოშობის მიზეზიც დღემდე არ არის ახსნილი. ამ ხაზებს აკუთვნებდნენ უცნობ ელემენტს „კორონიუმს". უნდა ვიფიქროთ, რომ კორონიუმის ხაზებიც წარმოადგენენ დიდი ხნის ცნობილ ერთერთ ელემენტის ნაპერწკლური სპექტრის აკრძალულ ხაზებს და იმედია რომ ამ „საიდუმლოებასაც" მალე ფარდა აეხდება.

თავი მეხუთე

რენტგენის სხივები

§ 1. შესავალი

1895 წ. ვ. კ. რ ე ნ ტ გ ე ნ მ ა (W. C. Röntgen) აღმოაჩინა ახალი სხივები, რომლებსაც მან უწოდა X—სხივები; ეს სახელწოდება დღემდე შენარჩუნებულია ინგლისურ ლიტერატურაში. ამ სხივების მიღების საშუალება რენტგენის „მილის" დახმარებით, რომელსაც სფერული ფორმა აქვს, ყველასათვის ცნობილია. მილში იმყოფება მეტად გაიშვიათებული ჰაერი; მასში ჩარჩილულია ლითონის ორი ფირფიტა: კათოდი და ანტიკათოდი, რომელთა გზითაც წარმოებს ელექტროდენის გატარება მილში. კათოდიდან მის ფართეულისადმი პერპენდიკულარულად გამოჰკრთის ელექტრონების ნაკადი, ე. წ. კ ა თ ო დ უ რ ი სხ ი ვ ე ბ ი, რომლებიც ეცემიან ანტიკათოდის ფართეულს. კათოდიდან გამოსვლის დროს ელექტრონების საწყისი სიჩქარე შედარებით მცირეა, ასე რომ, მისი უგულებელყოფა შეიძლება. კათოდსა და ანტიკათოდს შორის არსებობს ელექტრულ დაძაბულობათა სხვაობა (პოტენციალთა სხვაობა) V, რომელიც გამოიხატება ვ ო ლ ტ ე ბ ი თ. ამის გამო, ელექტრონები მთელ მანძილზე კათოდიდან ანტიკათოდამდე განიცდის მათი მოძრაობის ამაჩქარებელ ძალის გავლენას. ვთქვათ, v არის ის სიჩქარე, რომელიც აქვთ ელექტრონებს ანტიკათოდის ფართეულზე დაცემის მომენტში; ეს სიჩქარეც დამოკიდებულია პოტენციალთა იმ V სხვაობაზე, რომელიც ელექტრონებმა გაიარეს. იმ ელექტრული ძალის მუშაობა, რომელიც სრულდება ელექტრონების გადატანაზე, პროპორციულია V—სი, კინეტიკური ენერგია კი, ელექტრონების მიერ თავის გზაზე შეძენილი, პროპორციულია v სიჩქარის კვადრატისა. შესრულებული მუშაობის და შეძენილი ენერგიის ტოლობა გვიჩვენებს,

რომ სიჩქარე v პროპორციულია პოტენციალთა V სხვაობიდან კვადრატული ფესვისა. არსებობს მარტივი წესი: თუ კვადრატული ფესვი პოტენციალთა V სხვაობიდან გავყავით 5-ზე, მივიღებთ v სიჩქარეს, რომელიც გამოხატული იქნება სინათლის სიჩქარის მიმართ პროცენტებით; ასე, მაგ. თუ V=100 ვოლტს, სიჩქარე v ტოლი იქნება სინათლის სიჩქარის 2%-ისა. ქვემოთ მოყვანილ ცხრილში ჩამოწერილია სხვადასხვა V—თვის სიჩქარენი v კილომეტრებით წამში და სინათლის სიჩქარის ნაწილებში:

V=	1	25	100	10000 ვოლტი.
v=	600	3000	6000	60000 კმ/წმ.
	$\frac{1}{500}$	$\frac{1}{100}$	$\frac{1}{50}$	$\frac{1}{50}$ სინათლის სიჩქარისა.

საოცარია ის უდიდესი სიჩქარე, რომელსაც იძენს ელექტრონი შედარებით პოტენციალთა მცირე სხვაობის გავლის დროს. ვინაიდან სიჩქარე v სავსებით განისაზღვრება V სიდიდით, ამიტომ ჩვეულებრივ ელექტრონების სიჩქარეს გამოხატავენ ვოლტებით. ასე, მაგ., ითქმის: ელექტრონების სიჩქარე ტოლია 100 ვოლტისა (რაც ნიშნავს 6000 კმ/წმ). ასეთი გამოთქმა ხელსაყრელია, ვინაიდან პოტენციალთა სხვაობა V უშუალოდ იზომება ხელსაწყოს დახმარებით, ასე რომ, გამოთვლა საჭირო აღარ არის.

რენტგენის სხივები აღიძერება ანტიკათოდის ფართეულის იმ ადგილში, სადაც დაეცემა კონცენტრირებული კათოდური სხივები. იგინი აღიძვრებიან ანტიკათოდის ზედაპირული ფენის ნაწილაკებთან მეტად სწრაფად მოძრავ ელექტრონების დაჯახებათა გავლენით. 17 წლის განმავლობაში რენტგენის სხივების ბუნება უცნობი იყო. ლაუეს (Laue) მიერ იმ მოვლენების აღმოჩენამ, რომლებსაც ადგილი ჰქონდა რენტგენის სხივების კრისტალებში გავლის დროს (§ 6), ცხადჰყო, რომ ეს სხივები წარმოადგენს სხივადი ენერგიის ერთერთ სახეს, რომლის სპექტრიც მდებარეობს სპექტრის მარჯვნით განაპირა ულტრაიისფერ სხივებიდან დაშორებით. რენტგენის სხივების სპექტრი შეიცავს დაახლოებით 8 ოქტავას. ამ სხივებს ახასიათებს სირბილე ან სიხისტე, რაც იმას ნიშნავს, რომ მათ აქვთ მეტნაკლები უნარი გაიარონ ნივთიერებაში; ეს უნარი მით უფრო დიდია (ან მცირეა), რაც უფრო მეტი სიხისტე აქვს ამ სხივებს (ან სირბილე). რენტგენის ორ სხივისაგან ის სხივი არის უფრო რბილი, რომლის ტალღის სიგრძეც მეტია. უურბილესი სხივები განლაგებულია რენტგენის სპექტრის მარცხნივ, უუხისტესი ამ სპექტრის მარჯვნივ. ამ სპექტრის მდებარეობა ნაჩვენები იყო III თ. § 1 მე-5 პუნქტში.

რენტგენის სხივთა შორის არსებობს გაბნეული და დამახასიათებელი სხივები; ეს უკანასკნელნი აღმოაჩინა (1907 წ.) ბარკლამ და სადლერმა (Barkla, Sadler). გაბნეული სხივები გვაძლევს უწყვეტ სპექტრს (მთლიან სპექტრს) ანუ ზოგჯერ ასეთ სპექტრს უწოდებენ „ხილულ სხივების მსგავსად, „თეთრ სპექტრს". ასეთი სპექტრის მეტად მნიშვნელოვანი თავისებურობა იმაში მდგომარეობს, რომ ტალღის მცირე სი-

გრძეთა მხრიდან ე. ი. მარჯვნიდან, მას აქვს მკაფიო საზ-ღვარი. ეს საზღვარი მდებარეობს ტალღის მით უფრო მცირე სიგრძეებთან, რაც უფრო დიდია იმ კათოდურ სხივების სიჩქარე v, რომლებიც იწვევენ გაბნეულ გამოსხივებას. გაბნეულ სხივების საკითხს ჩვენ კვლავ დაუბრუნდებით 3 §-ში.

დამახასიათებელი სხივები გვაძლევს ხაზოვან სპექ-ტრს, ე. ი. ისეთ სპექტრს, რომელიც ემსგავსება მანათებელ აირების და ორთქლების მიერ გამოსხივებულ სპექტრებს. მიუხედავად ამ მსგავსებისა, მათ შორის არსებობს ძირითადი განსხვავება. აირების და ორთქლების სპექტრი, ე. ი. ცალკეული ხაზების რიცხვი, ინტენსიობა და ადგილმდებარეობა დამოკიდებულია გამომასხივებელ ნივთიერებაზე და მის მდგომარეობაზე; მხოლოდ გულდასმითსა და რთულ გამოკვლევებს შეუძლია გამოამჟღავნოს სხვადასხვა ნივთიერების სპექტრებს შორის ის ნათესაური მსგავსებანი, რომელთა შესახებაც საუბარი გვქონდა წინა ორ თავში. სულ სხვა სურათს ვხედავთ დამახასიათებელ სხივების სპექტრებში, რომლებსაც გვაძლევენ ანტიკათოდის მასალის შემადგენელი ან მის ზედაპირზე დაფენილი ელემენტები. ყველა ელემენტს აქვს გარკვეულ, საკმაოდ ფართო ფარგლებში, საკუთარი ერთნაირი რენტგენის სპექტრები. ეს იმას ნიშნავს, რომ ხაზების რიცხვი, მათი შედარებითი ადგილმდებარეობა, შედარებითი სიკაშკაშე დამოკიდებული არ არის გამომსხივებელ ნივთიერებაზე. ამიტომ ზოგჯერ შეიძლება ლაპარაკი „რენტგენის სპექტრზე", მის სტრუქტურაზე და საჭირო არ არის დაემატოს იმ ნივთიერების სახელწოდება, რომელიც ამ სპექტრს გვაძლევს. ეს ნივთიერება გაკლენას ახდენს იმ ადგილმდებარეობაზე, რომელიც უჭირავს სპექტრულ ხაზების მთელ ერთობლივობას სხივადი ენერგიის სპექტრულ სკალაზე, ანუ სხვანაირად რომ ვთქვათ, სპექტრულ ხაზების ტალღათა სიგრძე დამოკიდებულია ნივთიერების გვარობაზე და ამავე დროს ეს დამოკიდებულება მეტად მარტივია. რაც უფრო დიდია ელემენტის რიგის ნომერი Z, მით მისი რენტგენის სპექტრი უფრო მიწეულია ტალღის კლებად სიგრძეებისაკენ (მარჯვნივ), მით უფრო ხისტნი (გამტანებელნი) არიან ის ცალკეული სხივები, რომელთაგანაც შედგება „რენტგენის სხივების სპექტრი". ამგვარად, სპექტრის დამოკიდებულება ნივთიერებაზე გამოიხატება სპექტრის მდებარეობით და არა მისი სტრუქტურით: ერთი ნივთიერების შეცვლა მეორეთი იწვევს მთელი სპექტრის გადაწევას ან მარცხნივ ან მაოჯვნივ, ვინაიდან რიგის ნომერი, Z, ოთხი გამონაკლისის გარდა (თ. II, § 2, მუხლი 6), ატომურ A წონასთან ერთად იცვლება, ამიტომ შეიძლება ითქვას, რომ რენტგენის სხივები მით უფრო ხისტია, ოაც უფრო მძიმეა ამ სხივების გამომშვები ატომები.

რენტგენის სხივების სპექტრი შედგება ხაზების ჯგუფებისაგან. ამჟამად ასეთ ჯგუფებში ცნობილია ოთხი; იგინი აღინიშნებიან ასოებით K, L, M, და N. თვითოეული ჯგუფი შედგება ხაზების გარკვეული რიცხვისაგან, რომელთა შედარებითი ადგილმდებარეობანი და სიკაშკაშენი სავსებით გარკვეულია. ამ ჯგუფებში ჯგუფი K მდებარეობს ყველაზე უფრო შორს სპექტრის ხილული ნაწილის მარჯვნივ; მის შემადგენლობაში შედის

ულტრაისტესი სხივები ტალღის უმცირესი სიგრძით. ჯგუფი L შეიცავს შედარებით რბილ სხივებს; იგი მდებარეობს ულტრაიისფერ სხივების მახლობლად და K ჯგუფისაგან გამოცალკევებულია შუალედით, რომლის სიგრძე განისაზღვრება რამდენიმე ოქტავით. უფრო რბილნი არიან M ჯგუფის სხივები, რომლებიც აღმოაჩინეს 1923 წელს; მათი ტალღის სიგრძე უდიდესია. მაგალითისათვის მოვიხსენიოთ ვოლფრამის (Z=74) სპექტრში ჯფუფების განაწილება. ჯგუფი K მოთავსებულია 178 X (0,178 Å) და 212 X შორის; ჯგუფი L—1,025 Å და 1,675 Å შორის; ჯგუფი M—6,066 Å და 6,973 Å შორის. ჯერ კიდევ ნაპოვნი არ არის ყველა ელემენტისათვის ყველა ჯგუფის ყველა ხაზი. ამის მიზეზები ასეთია:

პირველი. თვითეული ჯგუფის გამოკვლევა შესაძლებელია მხოლოდ ზოგიერთ ელემენტისათვის, რომელთა რიგის ნომერი Z მომწყვდეულია გარკვეულ ზღვართა შორის Z_1 და Z_2, სადაც Z_1 ნაკლებია Z_2-ზე. ასე, მაგ., ჯგუფი K გამოკვლეულია ყველა ელემენტისათვის ნატრიუმიდან ($Z_1=11$) პლატინამდე ($Z_2=78$); 1926 წელს ფრანგმა მეცნიერმა დოვილიემ (Dauvillier) აღმოაჩინა ჯგუფი K ნახშირბადისათვის (ტალღის სიგრძე 45,3 Å).

ამჟამად K სხივები ცნობილია ყველა ელემენტისათვის ბერილიუმიდან (Be, Z=4). ჯგუფი L მიღებულია კალციუმიდან (Ca, Z=20, ტალღის სიგრძე 40,90 Å) ურანამდე; ჯგუფი M ცერიუმიდან (Z=58) ურანამდე; ჯგუფი N შემჩნეულ იქმნა ბისმუტში (Z=83), თორიუმში (Z=90) და ურანში (Z=92). ამ უკანასკნელ ხანებში ეს ზღვარები ნაწილობრივ გაფართოებულ იქნა. ასე, 1929 წელს გამოქვეყნდა ზედერმანის (Södermann) ნაშრომი, რომელშიაც იგი აღწერს K სხივებს ელემენტებისათვის ალუმინიდან ბერილიუმამდე. სამივე ჯგუფი K, L და M ერთად ნაპოვნია ელემენტების მცირე რიცხვისათვის დისპროზიუმიდან (Z=66) პლატინამდე (Z=78). უდავოა, რომ ოთხივე ჯგუფს შეიცავს ბრავალი და შეიძლება ყველა ელემენტიც მოხსენებულ ზღვართა გარეთაც, მაგრამ ამ სხივების მოძებნა შეუძლებელი გახდა, ვინაიდან მათი ტალღის სიგრძე მეტად დიდია და ლაუეს მეთოდის გამოყენება აქ არ შეიძლებოდა. რაც უფრო რბილია ჯგუფი, მით უფრო დიდი უნდა იყოს იმ ელემენტის რიგის რიცხვი, რომლის სპექტრშიაც ამ ჯგუფის შემჩნევა ადვილია.

მეორე. სხვადასხვა ელემენტის სპექტრებში ერთიდაიგივე ჯგუფი შეიცავს ხაზების არაერთნაირ რიცხვს. ეს იმას ნიშნავს, რომ იმ ხაზების შემჩნევა, რომლებიც მონაცემ ჯგუფში შედის, შეიძლება მხოლოდ რამდენიმე ელემენტის სპექტრში, დანარჩენ ელემენტებში ყველა ხაზი არაა შემჩნეული, რაც გამოწვეულია სხვადასხვა მიზეზით: ან ტალღის სიგრძე მეტად დიდია, ან ხაზები მეტად მკრთალი, ან ზოგიერთი ხაზი სულაც არ წარმოიშობა იმ მიზეზების გამო, რომლებზედაც ქვეეით გვექნება საუბარი.

ანტიკათოდის ფართეულიდან წარმოშობილ სხივებს ზოგჯერ უწოდებენ პირველულ სხივებს. როდესაც ეს სხივები დაეცემა რაიმე სხეულის ზედაპირს, მაშინ ამ ზედაპირზე აღიძვრება რენტგენის სხივები, რომელთაც მეორეული სხივები ეწოდებათ; ამ სხივებს შეუძლიათ გამოიწვიონ მესამეული

სხივები და ასე შ. პირველადი და მეორეული რენტგენის სხივების წარმოშობის შესახებ არსებობს შემდეგი მნიშვნელოვანი კანონი. შეეთანხმდეთ იმაზე, რომ კათოდის სხივები მით უფრო ხისტად ჩავთვალოთ, რაც უფრო მათი სიჩქარე, ვოლტებით გამოხატული, დიდია. სხივის წარმოშობის პირობა ასე შეგვიძლიან გამოვთქვათ: წარმომშობი სხივები ყოველთვის უფრო ხისტია, ვიდრე წარმოშობილი სხივები. ეს ასე უნდა გვესმოდეს: თუ საკითხი ეხება მეორეულ სხივების წარმოშობას, მაშინ პირველადი სხივების ტალღის სიგრძე ნაკლებია მათ ძიერ წარმოშობილ სხივების ტალღის სიგრძეზე. ეს პირობა სავსებით შეეფერება სტოქსის (Stokes) ცნობილ კანონს, რომელიც ეხება ფლუორესცენციის მოვლენებს. მაგრამ, თუ საქმე გვაქვს პირველადი სხივებთან, მაშინ სიხისტე, ე. ი. სიჩქარე (ვოლტებში) უნდა აღემატოს ერთგვარ მინიმალურ მნიშვნელობას V_{min}, რომელიც ექვივალენტურია წარმოშობილ სხივების სიხისტისა.

უახლოეს ხანამდე თითქოს მკვიდრად იყო დადგენილი შემდეგი მეტად მნიშვნელოვანი ფაქტი. ვთქვათ, რომ მეორეული სხივების წარმოშობის დროს პირველადი სხივის ტალღის სიგრძემ ან პირველადი სხივების წარმოშობის დროს V სიდიდემ მიაღწია ისეთ მნიშვნელობას, რომელიც შეეფერება K, L, M, ჯგუფიდან ერთ-ერთი ჯგუფის უხისტესი სხივის გამოჩენის პირობას; მაშინ ერთდროულად გამოჩნდება ამ ჯგუფის ყველა ხაზი. მოსალოდნელი იყო, რომ მონაცემი ჯგუფის ნაკლებად ხისტი სხივები გამოჩნდებოდა უფრო ადრე, ე. ი. ნაკლებად ხისტ წარმომშობ სხივის დროს ან ელექტრონების იმ სიჩქარის დროს, რომელიც ნაკლებია იმ V_{min} სიჩქარეზე, რომელიც აუცილებლად საჭიროა მონაცემი ჯგუფის უუხისტესი სხივის წარმოშობისათვის. უკანასკნელი დროის გულდასმითმა გამოკვლევებმა ცხადყვეს, რომ ეს საესებით ასე არ არის. აღმოჩნდა, რომ L ჯგუფის ხაზები ერთდროულად არ ჩნდება, არამედ ეს ხაზები თავის მხრით შეიძლება დაიყოს სამ ქვეჯგუფად ამასთანავე ერთი ქვეჯგუფის ყველა ხაზი მაინც ერთდროულად გამოჩნდება, მაგრამ ცალკეული ჯგუფები ერთბაშად კი არ გამოჩნდებიან, არამედ ერთი მეორის მიმდევრობით, თანაც ისეთ პირობებში, რომლებიც მცირედ განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან. მონაცემი ჯგუფის ხაზების შეფარდებითი სიკაშკაშე დამოკიდებული არ არის იმაზე, თუ V რამდენად მეტია V_{min}-ზე. მთელი ჯგუფის საერთო სიკაშკაშე მით უფრო მეტია, რაც უფრო დიდია სხვაობა $V—V_{min}$; იგი პროპორციულია კვადრატულ ფესვისა ამ სხვაობის კუბიდან.

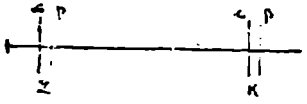
§ 2. მოზლის ფრაქციები. K, L, M, N, ჯგუფების მიმოხილვა. α—სხივები, რენგენის აღმგზნებელნი

I თავის § 2-ში ჩვენ უკვე შევეხეთ ინგლისელ ახალგაზრდა მეცნიერის; მოზლის ნაშრომებს, რომელთა მიხედვითაც ელემენტების რიცხვი წყალბადიდან ურანამდე უდრის 92. მანვე განსაზღვრა ყველა იმ დროს ცნობილ ელემენტის რიგის ნომერი, აღნიშნა ჯერ კიდევ უცნობი ელემენტების რიცხვი და მათი ადგილმდებარეობა მენდელეევის სისტემაში. ეხლა უკვე შეგვიძლიან გამოვარკვიოთ, როგორ მოახერხა მოზლიმ ასეთი შესანიშნავი შედეგების მიღწევა.

ამისი ნაშრომები გამოქვეყნდა 1913 წელს დეკემბერში და 1914 წელს აპრილში, ე. ი. ბორის ორი ძირითადი სტატიის შემდეგ ატომის სტრუქტურის შესახებ (1913 წ. ივლისი და ნოემბერი), რომლის თეორიასაც მოზლი საკუთარი იზიარებდა.

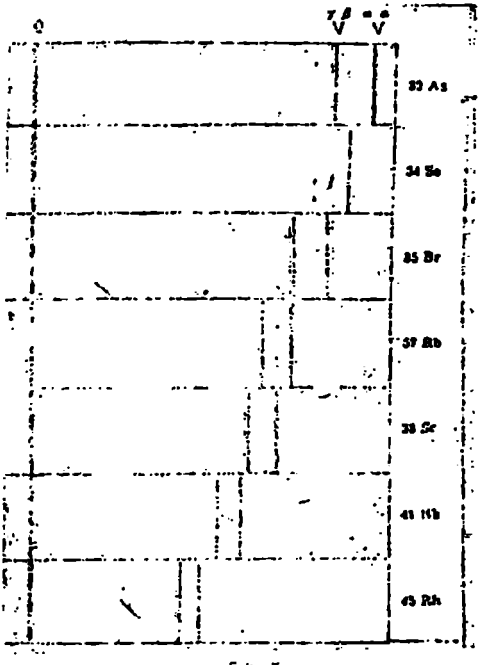
მაშინ და შვილმა ვ. გ. და ვ. ლ. ბრაგებმა (Bragg) 1913 წელს პირველად გაზომეს პლატინის დამახასიათებელი სხივებისათვის ტალღის სიგრძე. ამის შემდეგ მოზლიმ და დარვინმა (Darvin, 1913 წ. ივლისი) გააღრმავეს ეს დაკვირვებანი იმ მხრივ, რომ გაზომეს ხუთი ხაზის ტალღის სიგრძე და გამოიკვლიეს აგრეთვე პლატინის მიერ გამოსხივებული უწყვეტი სპექტრი; ბოლოს ვ. გ. ბრაგმა გაზომა ნიკელის, ვოლფრამის და რადიუმის ზოგიერთი ხაზის ტალღის სიგრძე. ამ ნაშრომებმა უკვე ცხადჰყვეს, რომ რენტგენის სპექტრი შეიცავს ხაზების ორ K და L ჯგუფს.

პირველ ნაშრომში (1913 წ. დეკემბერი) მოზლიმ გამოარკვია, რომ თითოეული ჯგუფი K და L შეიცავს ორ ყველაზე ინტენსიურ ხაზს, რომლებიც მან აღნიშნა ბერძნული ასოებით α-თი (ალფა) და β-თი (ბეტა); ზოგჯერ მათთვის იხმარება აღნიშვნები K_α, K_β, L_α, L_β ან K_α, K_β, L_α, L_β. α—სხივები უფრო ინტენსიურია ან, როგორც ხშირად ამბობენ, უფრო „მოკაშკაშე", ვიდრე β სხივები და მათი ტალღის სიგრძე მეტია, ვიდრე β სხივების ტალღის სიგრძე (α—სხივები უფრო მარცხნივ მდებარეობენ, ვიდრე β—სხივები). 4 ნახ-ზე სიმბოლურად გამოსახულია K და L ჯგუფის ოთხი სხივი α და β, ამასთანავე ტალღის სიგრძე კლებულობს მარხცნიდან მარჯვნივ; უფრო კაშკაშა ხაზები α აღნიშნულია მსხვილი შტრიხებით. α და β სხივები, რომლებიც ეკუთვნიან ერთერთ ჯგუფს (K-ს ან L-ს), მეტად ახლოა ერთმანეთთან; მათ შორის მანძილი განისაზღვრება ანგსტრემის რამდენიმე მეათედით, იმ დროს როდესაც რომელიმე ელემენტის K და L ჯგუფს შორის მანძილი, როგორც უკვე ნათქვამი იყო, რამდენიმე ოქტავას უდრის. ასე, მაგ. ვერცხლისათვის K ჯგუფის სხივების ტალღის სიგრძე დაახლოებით ტოლია 0,65 Å—ისა, L ჯგუფის—დაახლოებით 4,17 Å-ისა. მოზლიმ L ჯგუფში α და β სხივების გარდა აღმოაჩინა დამატებით სამი სხივი. K ჯგუფის სხივები მან გამოიკვლია ელემენტებისათვის ალუმინიდან ვერცხლამდე, L ჯგუფის სხივები—ცირკონიუმიდან ოქრომდე. აი სწორედ აქ მიაღწია მან უდიდეს აღმოჩენას; მან გამოარკვია, რომ K და L ჯგუფის სხივები წესიერად ინაცვლებენ ტალღების კლებადი სიგრძეებისაკენ, თუ ელემენტების სისტემაში ერთი ელემენტიდან მეორეზე გადავდივართ რიგის ზრდადი ნომრების მიხედვით. ამრიგად, აღმოჩნდა, რომ რენტგენის სპექტრის ადგილმდებარეობა განისაზღვრება რიგის Z ნომრით. რადგანაც მოზლიმ წინასწარ იცოდა, რამდენად გადაიწია სპექტრმა ერთი ელემენტიდან მეზობელ ელემენტზე გადასვლის დროს, როდესაც ეს მეზობლობა უდავო იყო, ამიტომ მას შეეძლო განესაზღვრა ყველა ელემენტისათვის რიგის ნომერი. ამასთანავე ალუმინისათვის მან დაადგინა Z=13, ვინაიდან წყალბადიდან



ნახ 4.

ალუმინამდე მენდელეევის სისტემაში ყველა ადგილი უკვე შევსებული იყო და არავითარი საბაბი არ არსებობდა იმისათვის, რომ ეგულვათ კიდევ რომელიმე უცნობი ელემენტის არსებობა ამ ადგილებში. ეხლა უკვე გასაგებია, რომ ამ გზით მას შეეძლო განესაზღვრა ელემენტების საერთო რიცხვი წყალბადიდან ურანამდე და აგრეთვე გამოერკვია ჯერ კიდევ აღმოუჩენელ ელემენტების რიგის ნომრები. ამას გარდა, აღმოჩნდა, რომ პერიოდულ სისტემაში კობალტი (27) მართლაც ნიკელის (28) წინ არის მოთავსებული, თუმცა კობალტის ატომური წონა უფრო მეტია, ვიდრე ნიკელისა. ამას გარდა, გამოირკვა, რომ რენტგენის სხივების გამოსხივება ატომური მოვლენაა, ვინაიდან კობალტი, რომელიც შეიცავდა ნიკელის და რკინის მინარევებს, ერთდროულად გვაძლევს ყველა ამ სამი ლითონის ხაზებს; თითბერმა მოგვცა თუთიის და სპილენძის ხაზები.



ნახ. 5.

5 ნახაზზე ნაჩვენებია K ჯგუფის ხაზები ელემენტებისათვის არსენიკუმიდან როდიუმამდე. გვერდით მიწერილია ელემენტების რიგის ნომრები და მათი ქიმიური აღნიშვნები. თუმცა II თავში, (§ 2, ცხრ. 2) უკვე მოყვანილი იყო ელემენტების სახელწოდებანი და მათი ქიმიური აღნიშვნები, მაგრამ საჭიროა აქაც მოვიხსენიოთ, რომ 5 ნახაზზე მოცემულია შემდეგი ელემენტების K ჯგუფის სპექტრები (ზევიდან ქვევით): არსენიკუმი (33), სელენი (34), ბრომი (35), რუბიდიუმი (37), სტრონციუმი (38), ნიობიუმი (41) და როდიუმი (45). ამ ნახაზზე სხივები ისე არაა განრიგებული, როგორც ჩვეულებრივ, ე. ი. ტალღის სიგრძე იზრდება მარცხნიდან მარჯვნივ. სპექტრები შეიცავს α და β ხაზების გარდა ზოგიერთ სხვა ხაზსაც, რომლებიც აღნიშნულია α′ და γ ასოებით (ბერძნული ასო გამმა). მეტად საინტერესოა შეეადაროთ სპექტრების მარცხნივ წანაცვლება ელემენტის რიგის Z ნომრის ცვლილებას. პირველ სამ სტრიქონში Z იცვლება ერთით და, როგორც ვხედავთ, სპექტრების წანაცვლება დაახლოებით ერთნაირია. შემდეგ Z იცვლება 35-დან 37-მდე, ე. ი. ორი ერთეულით და ამას შეეფერება სპექტრის ორმაგი წანაცვლება. ამის შემ-

დეგ 37-დან 38-მდე ისევ წინანდელ წანაცვლებას აქვს ადგილი, მაგრამ 38-დან 41-მდე წანაცვლება დაახლოვებით სამჯერ მეტია; ბოლოს 41-დან 45-მდე სპექტრის წანაცვლება თითქმის ოთხმაგია.

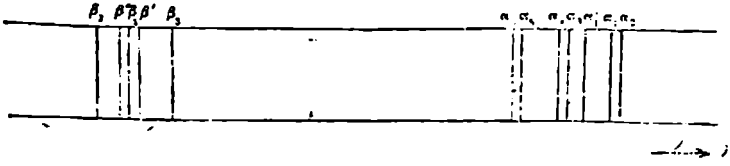
მოზლიმ ის კანონიც გვიჩვენა, რომელიც აკავშირებს გარკვეული სხივის რხევათა ν სიხშირეს გამომასხივებელ ელემენტის რიგის Z ნომერთან. ეს კანონი, რომელიც, როგორც შემდგომ აღმოჩნდა, საკმაოდ ზუსტი არ იყო, მდგომარეობს იმაში, რომ რხევათა სიხშირიდან კვადრატული ფესვი წარმოადგენს ელემენტის რიგის ნომრის ხაზოვან ფუნქციას, ე. ი.

$$\sqrt{\nu} = a\,(Z - b), \qquad (1)$$

სადაც a და b მუდმივი რიცხვებია, ე. ი. ერთნაირნი ყველა ელემენტისათვის, მაგრამ სხვადასხვანაირნი სხვადასხვა სპექტრულ ხაზისათვის, ასე მაგ., K ხაზისათვის b=1, L ხაზისათვის კი— b=7,4. უფრო ზუსტმა გაზომვებმა ცხადყვეს, რომ განტოლება (1) საკმაოდ სწორი არაა, ე. ი. ნამდვილი დამოკიდებულება ν-სა და Z შორის უფრო რთულია. უნდა აღინიშნოს, რომ მოზლიმ პირველმა გამოსთქვა ის აზრი, რომ ბორის მესამე პოსტულატის თანახმად რენტგენის სხივები აღიძვრება იმ ელექტრონების ორბიტებზე გადახტომის დროს, რომლებიც მოძრაობენ უკვე დაშენებულ ან ნახევრად დაშენებულ ელექტრონულ შრეებში და არა ვალენტურ ელექტრონების გადახტომის დროს.

გადავიდეთ K, L, M და N ჯგუფების მოკლე მიმოხილვაზე.

1. ჯგუფი K. მოზლიმ იპოვა მხოლოდ ორი ხაზი α და β. როგორც შემდგომ აღმოჩნდა თვითოეული ეს ხაზი შედგება რამდენიმე ხაზისაგან, ამასთანავე თვითეულ ნათგანში შედარებით ადვილად მოიძებნა და კარგად იქნა შესწავლილი ორი ხაზი. 6 ნახ-ზე მოცემულია სქემატური ნახაზი იალმარისა (Hjalmar) K ჯგუფის მთავარ ხაზებისა მსუბუქი ელემენტებისათვის; აქაც ტალღის სიგრძე იზრდება მარცხნიდან მარჯვნივ. K ჯგუფის სხივები გამოკვლეულია ბერილიუმიდან (Z=4) პლატინამდე (78) და აგრეთვე ურანისა-



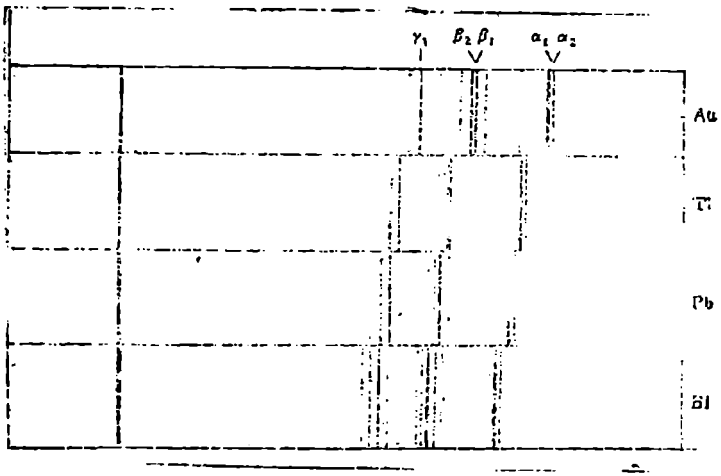
ნახ. 6.

თვის (92). ნატრიუმისათვის ტალღის სიგრძენი უახლოვდებიან 11,7 Å-ს, პლატინისათვის ისინი იქნებიან 190,10 X და 158,2 X შორის. ურანისათვის α და β სხივების ტალღის სიგრძენი არიან 154 X და 104X=0,1 Å. გასაოცარია ის სიზუსტე, რომელიც მიღწეულია ამჟამად რენტგენის სხივების

ტალღის სიგრძის გაზომვაში! მიღწეულია X სიდიდის მეორე ათწილადი ნიშანი, რომელიც ტოლია ანგსტრემის (Å) მეასიათასედისა, ე. ი. ტოლია ერთი მილიმეტრის მეათმილიონედე ნაწილისა. უდიდეს მეცნიერულ ცენტრს, სადაც ამჟამად წარმოებს რენტგენის სხივების გამოკვლევა, წარმოადგენს პროფ. მ. ზიგბანის (Manne Siegbahn) ინსტიტუტი უფსალში (შვეცია). 1926 წელს ამ ინსტიტუტის თანამშრომელმა თორეუსმა (Thoräus) იპოვა ფტორისათვის (Z=9) K_α ჯგუფის სხივის ტალღის სიგრძე 18,30 Å. უფრო მძიმე ელემენტებისათვის ნაპოვნი იყო ცალკეული ხაზები, რომლებიც 6 ნახაზზე აღნიშნული არ არის. თუ რენტგენის მილში თანდათანობით ვზარდეთ ელექტრონების სიჩქარე, მაშინ K ჯგუფის ყველა სხივი ერთდროულად გამოჩნდება.

II. ჯგუფი L. ეს ჯგუფი უფრო რთული აგებულობისაა, ვიდრე ჯგუფი K. მასში იპოვეს 23 სხვადასხვა ხაზი; ყველა ეს ხაზი ეკუთვნის ვოლფრამს (Z=74). 1924 წლამდე L ჯგუფის სხივები გამოკვლეულ იქნა ურანიდან (92) სპილენძამდე (29), ამასთანავე სპილენძისათვის ცნობილი იყო მხოლოდ ერთი ხაზი 13,309 Å და ეს იყო რენტგენის სხივების ტალღის უდიდესი სიგრძე იმ დროს გაზომილი. ურანისათვის ნაპოვნი იყო ხაზი 0,597 Å. ასე რომ, სხვადასხვა ელემენტის L ჯგუფის ხაზები განაწილდა არეში, რომელიც შეიცავს დაახლოებით 4,5 ოქტავას. 1924 წელს გამოქვეყნდა ნაშრომი მ. ზიგბანის და რ. თორეუსის, რომლებშიც გაზომეს L ჯგუფის სხივების ტალღის სიგრძე ნიკელისათვის (28), კობალტისა (27) და რკინისათვის (26) და მოგვცეს აგრეთვე უფრო ზუსტი რიცხვები სპილენძისათვის (29) და თუთიისათვის (30). რკინის L_α ხაზისათვის ტალღის სიგრძე უდრის 17,66 Å, და ამგვარად მიღწეული იყო სპექტრის გაფართოება ტალღის ზრდადი სიგრძეებისაკენ. უფრო მეტ გაფართოებას მიაღწია თორეუსმა 1926 წლის მიწურულში, როდესაც მან გაზომა L_α სხივების ტალღის სიგრძე მანგანუმისათვის (Z=25), ქრომისათვის (Z=24) და ვანადიუმისათვის (Z=23). ტალღის ეს სიგრძენი შესაბამისად ტოლნი აღმოჩნდნენ 19.39 Å, 21,53 Å და 24,2 Å. ასე რომ, ორი წლის განმავლობაში სპექტრის გაფართოება შეადგენს თითქმის ერთ ოქტავას (18,3Å—დან 24,2 Å-მდე). 7 ნახ.-ზე ნაჩვენებია L ჯგუფის ხაზები ოქროსათვის (Au, 79), ტალიუმისათვის (Tl, 81), ტყვიისათვის (Pb, 82) და ბისმუტისათვის (Bi, 83), (ფოტოგრაფია მიღებულია ზიგბანისა და ფრიმანის მიერ); ნახაზის ზემოდან ხაზები აღნიშნულია ბერძნული ასოებით, რომლებითაც სარგებლობდა ზიგბანი. სამი უკანასკნელი ელემენტის რიგის ნომრები ერთმანეთისაგან განსხვავდება ერთით და, როგორც ვხედავთ, სპექტრები ერთნაირად არიან მიწეულნი მარცხნივ, ე. ი. ტალღის კლებადი სიგრძეებისაკენ. პირველი ორი ელემენტისათვის რიგის ნომრების სხვაობა არის ორი (79 და 81) და სპექტრების მიწევაც ორჯერ მეტია, ვიდრე წინა შემთხვევაში. ეს საშუალებას მოგვცემდა გვეწინასწარმეტყველა, რომ ოქროსა და ტალიუმს შორის უნდა არსებობდეს კიდევ ერთი ელემენტი, მაგრამ ეს ელემენტი დიდი ხანია, რაც ცნობილია

(ვერცხლის წყალი, 80). ჯგუფის ყველა ხაზი შეიძლება დანაწილდეს სამ ქვეჯგუფად, რომლებიც ერთი მეორის გვერდით კი არ მდებარეობენ, არამედ ნაწილობრივ ერთი მეორეს ზედდაედებიან; ქვეჯგუფის ყველა ხაზი ერთდროულად ჩნდება. 1931 წელს ბოთემ და გროსემ, (Bothe, Grosse) განსაზღვრეს პროტაქტინიუმის L სხივების ტალღის სიგრძე.



ნახ. 7.

III. ჯგუფი M. ეს სხივები აღმოაჩინა ზიგბანმა 1916 წელს. ისინი დაწერილებით გამოიკვლიეს მისმა მოწაფეებმა ვ. სტენსტრემმა (W. Stenström, 1918) და ე. იალმარმა (1924). ნაპოვნი იყო ურანში 23 ხაზი. საერთოდ ეს ჯგუფი გამოკვლეულია ელემენტებისათვის ურანიდან (92) ცერიუმამდე (Z=58); ტალღის სიგრძენი თავსდებიან 2,248 Å-სა (ურანი) და 9,509 Å-ს შორის (დისპროზიუმი). მთელ სპექტრს უჭირავს ერთ ოქტავზე მეტი, მაგ., ურანისათვის 23 ხაზს ტალღის სიგრძე აქვს 2,248 Å-დან 4,929 Å-მდე.

IV. ჯგუფი N. ეს სხივები აღმოაჩინა 1912 წელს დელეიზეკმა (Delejsek). იალმარმა ურანში იპოვა 5 ხაზი (8,691 Å-დან 12,874 Å-მდე), 5 ხაზი თორიუმში (9,397 Å-დან 13,805-Å-მდე) და ერთი ხაზი ბისმუტში (13,208 Å).

ჩვენ განვიხილეთ მხოლოდ ელექტრონების ნაკადი, სახელდობრ, კათოდის სხივები, როგორც რენტგენის სხივების გამომწვევი ანტიკათოდში. მაგრამ, ჯერ კიდევ 1913 წელს ინგლისელმა მეცნიერებმა, მათ შორის რეზერფორდმა და რიჩარდსონმა, აღმოაჩინეს, რომ დამახასიათებელი სხივები აღიძვრება აგრეთვე α-სხივების ნაკადით, რომლებსაც გამოასხივებენ რადიაქტიური

ნივთიერებანი (თ. IV, § 6). უფრო დაწვრილებით ეს მოვლენა გამოიკვლია ფ. პ. სლეტერმა (F. P. Slater, 1921). მან დაამტკიცა, რომ α-სხივები, რადიუმის ემანაციის მიერ გამოსხივებული, თუ ეს უკანასკნელი აღარ გვაძლევს რადიაქტიური დაშლის პროდუქტებს (თ. XI), პლატინის, ოქროს და ტყვიის ზედაპირზე დაცემის დროს იწვევს მათში რენტგენის K და L სხივებს, კალაში კი—K სხივებს. ბოტემ და ფრენცმა 1928 წელს გამოქვეყნებულ ნაშრომში, იხარგებლეს რა ახალი უფრო გრძნობიერი მეთოდით, შესძლეს გაციელებით უფრო ზუსტი გაზომვის შესრულება. პირველ ნაშრომში ისინი სარგებლობდნენ პოლონიუმის α-სხივებით (თ. XI, § 2) და აღმოაჩინეს რენტგენის K სხივები ალუმინში, რკინაში და თუთიაში და აგრეთვე L სხივები ოქროში. მეორე ნაშრომში (1928 წ.) იგინი სარგებლობდნენ აგრეთვე პოლონიუმით და აღმოაჩინეს და დაწვრილებით გამოიკვლიეს რენტგენის K სხივები შვიდი ელემენტისათვის მაგნიუმსა (Z=12) და თუთიას (Z=30) შორის, ამათ რიცხვში გოგირდისათვისაც; ამას გარდა, აღმოჩენილ იქმნა L სხივები მთელ რიგ ელემენტებისათვის სელენსა (Z=34) და ოქროს (Z=79) შორის, ბოლოს M სხივებიც კი ბისმუტისათვის (Z=83). რენტგენის სხივების ტალღის სიგრძენი, რომლებიც მათ გაზომეს, თავსდებიან 1,1 Å-სა და 10 Å-ის შორის. რენტგენის გაბნეული სხივები ამ დროს არ გამოჩნდა ოდნავ შესამჩნევი რაოდენობითაც კი.

მეტად საინტერესო ნაშრომი გამოაქვეყნეს 1930 წ. ინგლისელმა ახალგაზრდა მეცნიერებმა კოკროფტმა და ვოლტონმა (J. D. Cockcroft, Walton). მათ ააგეს ხელსაწყო, რომელმაც საშუალება მისცათ მიეღოთ მეტად სწრაფი იონების ნაკადი, რომელიც შედგებოდა სანახევროდ პროტონებისაგან, სანახევროდ წყალბადის იონიზირებულ მოლეკულებისაგან. ეს ხელსაწყო ჩვენ უკვე ავწერეთ IV თ. § 6, ზემოხსენებულ ავტორების უკანასკნელ ნაშრომთან დაკავშირებით. ნაკადის ძალა უდრიდა 2 მიკროამპერს; ამაჩქარებელი ძალა ამ ცდების დროს აღწევდა 280 კილოვოლტს. ეს ნაკადი, ეცემოდა რა ტყვიის და ბერილიუმის ზედაპირს, აღძრავდა რენტგენის სხივებს, რომელთა ინტენსიობაც სწრაფად იზრდებოდა, როდესაც პოტენციალთა სხვაობას ადიდებენ 250 კილოვოლტიდან 280 კილოვოლტამდე.

§ 3. რენტგენის სხივების წარმოშობა

განვიხილოთ ძირითადი საკითხი რენტგენის სხივების წარმოშობის პირობების შესახებ. მოვიგონოთ, რომ ხაზოვანი სპექტრები ხილულ ინფრაწითელ და ულტრაიისფერ ნაწილებში წარმოიშობა, როდესაც გარე ელექტრონულ შრედან ერთერთი ელექტრონთაგანი ერთერთ შესაძლო ორბიტიდან გადახტება მეორეზე. სხვადასხვა ელემენტში ამ გარე შრეების აგებულობა დიდად განსხვავდება ერთმანეთისაგან, ვინაიდან ელექტრონების რიცხვი მათში ცვალებადობს ერთიდან (წყალბადის ატომში და ტუტე ლითონებში) რვამდე (ინერტულ აირებში). IV თავის § 4-ში ნათქვამი იყო ელექტრონულ შრეების შესახებ, რომლებიც აღვნიშნეთ ასოებით K, L, M, N, O, P, Q; არსებული შრეების რიცხვი, თუნდაც ჯერ კიდევ დაუზუნებელი შრეებისა, იზრდება ელემენტის რი-

ების Z ნომრის ზრდასთან ერთად. მოვიგონოთ, რომ შრე K შეიცავს მხოლოდ ორ ელექტრონს, შრე L დამთავრებულია ნეონში (Z=10), შრე M აშენებულია (8 ელექტრონი) არგონში (Z=18) და დამთავრებულია (18 ელექტრონი) სპილენძში (Z=29), შრე N აშენებულია კრიპტონში (Z=36), პირველად დამთავრებულია ვერცხლში (Z=47) და ბოლოს (32 ელექტრონი) მხოლოდ ელემენტ ლუტეციუმში (იშვიათი მიწა, Z≥71). ცხადია, რომ ელემენტებს რიგის მცირე Z ნომრით მაღალი შრეები არა აქვს, რასაც მეტად დიდი მნიშვნელობა აქვს შემდგომისათვის. მოვიგონოთ აგრეთვე, რომ თითოეული შრე L შრედან დაწყებული, შედგება ქვეჯგუფებისაგან. ცხრილში 5 (თ. IV, 4) მოცემული იყო თითოეულ შოეში ქვეჯგუფების რიცხვი, ამ ქვეჯგუფების აღნიშვნები, რომლებითაც მომავალშიაც ვისარგებლებთ და თითოეულ ქვეჯგუფში ელექტრონულ ორბიტების რიცხვი. O, P და Q შრეები ურანის ატომშიაც კიდევ დამთავრებული არ არის; დამთავრებული ქვეჯგუფები ამ შრეებში, მე-5 ცხრილის თანახმად, აღინიშნებიან ასე, მაგ. O_{11}, O_{21}, O_{23} და ასე შ. როგორც დავინახეთ IV თავის მე-5 §-ში თითოეულ ქვეჯგუფს შეესაბამება ენერგიის გარკვეული დონე, რომელიც ერთნაირია ქვეჯგუფში შემავალ ყველა ელექტრონულ ორბიტისათვის.

რენტგენის სხივები წარმოიშობა როგორც იმ ცვლილებათა შედეგი, რომლებსაც ადგილი აქვთ ატომის შიდა ელექტრონულ შრეებში. ყველა ელემენტში ეს შრეები ერთნაირი აგებულობისანი არიან (თუ არ ჩავთვლით დაშენებულებს) და ეს არის იმის მიზეზი, რომ რენტგენის სხივების სპექტრი ყველა ინ ელემენტისათვის, რომელიც ამ სპექტრს გვაძლევს, ერთნაირია. რაში მდგომარეობს ეს შიდა ცვლილება?

რენტგენის სხივები აღიძვრება მაშინ, როდესაც ატომის ერთერთ შიდა ელექტრონულ შრედან მოწყდება ელექტრონი. ასეთი ელექტრონი ამოიტყორცნება ატომის პერიფერიამდე, ვინაიდან ყველა შრე შევსებულია და მათში ადგილი აღარ არის ელექტრონის შესაჩერებლად. ელექტრონის ამოტყორცნა შესაძლოა გამოწვეული იყოს გარედან მოვარდნილ ელექტრონის დაჯახებით, როგორც, მაგ., რენტგენის მილებში კათოდის სხივების დაცემის დროს ანტიკათოდის პირველზე, ან იმ სხივადი ენერგიის ნაკადის გავლენით, რომელიც იხარჯება ელექტრონის ატანაზე ატომის პერიფერიამდე. ატომის გულის გარსყოფ ელექტრონებიდან თითოეული ეკუთვნის ენერგიის ერთერთ დონეს. ელექტრონის ამოტყორცნაზე დახარჯული მუშაობა განისაზღვრება სხვაობით იმ დონის ენერგიისა, რომელზედაც იგი იმყოფებოდა და იმ ენერგიის, რომელიც შეესაბამება ატომის პერიფერიას; მეორე ენერგია, ცხადია, მეტია პირველზე.

ამოტყორცნილ ელექტრონის ნაადგილევი ცარიელი არა რჩება; ამ ადგილზე ჩამოტეტება ელექტრონი რომელიმე „ზემო" მდებარე შრეს ერთერთ ენერგეტიკულ დონედან. ასეთი ჩამოხტომის დროს ატომის ენერგია

ვცირდება ერთგვარი სიდიდით, რომელსაც აღვნიშნავთ ასეთი სახით: $j_1 - j_2$; მაშინ ბორის მესამე პოსტულატის თანახმად

$$h\nu = j_1 - j_2, \qquad (2)$$

სადაც h—პლანკის მუდმივაა და ν—წარმოშობილი რენტგენის სხივების სიხშირე.

რენტგენის სხივების სიხშირე ν მრავალჯერ აღემატება ხილულ და ულტრაიისფერ სხივების სიხშირეს. ეს გარემოება იმიტ არის გამოწვეული, რომ ენერგიათა სხვაობა შიდა დონეთათვის გაცილებით მეტია, ვიდრე ენერგიის შესაბამისი სხვაობანი შესაძლო გარე ორბიტებისათვის. რენტგენის სპექტრების გადაწევა ზრდად ν სიხშირეთა მიმართულებენ, როდესაც Z იზრდება, ამით აიხსნება, რომ ენერგიის შიდა დონეები მით უფრო მაღლა მდებარეობს, რაც უფრო ატომის გულის მუხტი მეტია.

ელექტრონის ჩახტომის გამო განთავისუფლებულ ადგილზე სხვა ელექტრონი გადმოხტება უფრო მაღლა მდებარე შრედან, ამასთანავე წარმოიშობა რენტგენის სხივი, ცხადია, ტალღის სხვა სიგრძით. ეს შეიძლება რამდენჯერმე განმეორდეს, ვიდრე გარედან მოფარდნილი ელექტრონი არ შეავსებს ატომში ელექტრონების წინანდელ რიცხვს. ჩვენ აღვნიშნეთ ელექტრონული შრეები ასოებით K, L, M, N, O, P, Q და იმავე ასოებით რენტგენის სხივების ჯგუფები K, L, M და N. ამის მიზეზი შემდეგია: როდესაც გარეგანი გავლენისა გამო ელექტრონი ამოიტყორცნება K შრედან, თანაც მრავალ ატომში, ასე რომ, ელექტრონები იწყებენ გადასვლას ენერგიის სხვადასხვა ზემო მდებარე დონეებიდან ან ქვეჯგუფებიდან ამ შრეში განთავისუფლებულ ადგილზე, მაშინ წარმოიშობა რენტგენის სხივების სწორედ ის ჯგუფი, რომელიც ჩვენ აღვნიშნეთ K ასოთი. როდესაც ელექტრონი ამოიტყორცნება L შრედან, მაშინ ელექტრონების გადასვლა ენერგიის ზემომდებარე დონეებიდან ამ შრეში გვაძლევს L ჯგუფის რენტგენის სხივებს. იგივე ითქმის M და N შრეების შესახებაც. საერთოდ შეგვიძლიან ვთქვათ, რომ ერთი ჯგუფის ყველა სხივი აღიძვრება ელექტრონების ჩახტომის დროს ერთსა და იმავე ელექტრონულ შრეში ენერგიის სხვადასხვა ზემო მდებარე დონედან.- მეტად დიდი მნიშვნელობა აქვს ენერგიის დონეთა რიცხვს სხვადასხვა ელექტრონულ შრეში. K შრეში, რომელიც შეიცავს ორ ელექტრონს, არსებობს ენერგიის მხოლოდ ერთი დონე. L შრეში ასეთი დონე სამია, და სულერთი არ არის რომელ მათგანს ეკუთვნოდა ამოტყორცნილი ელექტრონი, ვინაიდან M, N, O და ასე შემდ. შრეების ზემო მდებარე დონეებიდან ელექტრონი ჩამოხტება L შრეს იმ დონეზე, ე. ი. (მის იმ ქვეჯგუფში), რომელსაც ელექტრონი მოწყდა. ცხადია, რომ განტოლებაში (2) J_2-ს სიდიდე დამოკიდებული იქნება იმაზე, თუ L შრეს რომელ დონეზე ჩამოხტება ელექტრონი ენერგიის ზემო მდებარე დონედან. M შრეში არსებობს ენერგიის ხუთი დონე, N შრეში—შვიდი; M და N ჯგუფების სხივების ტალღის სიგრძე დამოკიდებულია იმაზე, თუ ამ დონეთაგან რომელს ეკუთვნოდა პირველად ამოტყორცნილი ელექტრონი.

აკ განხილული მექანიზმი რენტგენის სხივების წარმოშობისა გვიჩვენებს, რომ რენტგენის სხივების დამახასიათებელი სპექტრის, ე. ი. ხაზოვანი სპექტრის ცალკეულ სხივს ახასიათებს ენერგიის ორი დონე, რომელთა შორისაც წარმოებს ელექტრონის გადახტომა: ეს ელექტრონი იქერს ან ელექტრონის ადგილს, რომელიც გარეგანი გავლენით ამოიტყორცნა ატომიდან ან თვით გადახტა ამოტყორცნილ ელექტრონის ადგილზე. **რენტგენის სხივების სისტემატიკა** (იხ. § 4) **მდგომარეობს იმაში, რომ ზუსტად ნაჩვენები იყოს ენერგიის ის ორი დონე, რომლებიც ახასიათებენ ამ სხივებიდან ცალკეულ სხივს**; სისტემატიკა დამთავრებულად ჩაითვლება, თუ ენერგიის ეს ორი დონე განსაზღვრული იქნება რენტგენის ყველა სხივისათვის. ეს საკითხი ამჟამად რამოდენამდე გადაწყვეტილად შეიძლება ჩაითვალოს.

ზემოხსენებულთან დაკავშირებულია საკითხი **რენტგენის სხივების რაციონალური აღნიშვნის შესახებ.** იმ მცირეოდენ მაგალითებში, რომლებიც ჩვენ ზევით მოვიხსენიეთ, ჩანს, რომ რენტგენის სხივებს წინად აღნიშნავდნენ **ბერძნული ასოებით**, ზოგჯერ ქვემოთ მიწერილ ციფრებით ან ზევიდან შტრიხებით. მაგრამ ასეთ აღნიშვნას დიდი არევ-დარევა შეჰქონდა. ასეთი აღნიშვნების დახსომება მაგ. L ჯგუფის 23 ხაზისათვის შეუძლებელი იყო. ამას ისიც დაემატა, რომ ზოგიერთი მეცნიერი მაგ. ზომერფელდი და ზიგბანი თავის შრომებში სარგებლობდნენ სულ სხვადასხვა აღნიშვნით, რაც უფრო მეტად აუარესებდა აღნიშვნების საკითხს. ამჟამად ხმარებაშია რენტგენის სხივების შემდეგი რაციონალური აღნიშვნა. მე-5 ცხრილში 83 გვ., ჩაწერილი იყო ელექტრონულ შრეების ქვეჯგუფების აღნიშვნები: თვითოეულ ქვეჯგუფს შეესაბამება ენერგიის ერთი გარკვეული დონე. **რენტგენის სხივების რაციონალური აღნიშვნა მდგომარეობს იმ ორ ქვეჯგუფის (ენერგიის დონეთა) მარტივ აღნიშვნაში, რომლებიც, ზემოთქმულის თანახმად, ახასიათებს მონაცემ სხივს.** ცხადია, რომ ასეთი აღნიშვნა მხოლოდ მაშინ გამოდევნის სხივების აღნიშვნას თავისებური ასოებით, როდესაც რენტგენის სხივების სისტემატიკა სავსებით იქნება დამთავრებული, ე. ი. როდესაც ყველა სხივისათვის მოიძებნება ენერგიის სათანადო ორი დონე. უკვე ამჟამად რენტგენის ხაზების უმრავლესობისათვის მათთვის შესაბამისი ორი დონე ზუსტად არის დადგენილი, ასე, რომ, არსებობს სრული შესაძლებლობა ფართოდ ვისარგებლოთ რენტგენის სხივების რაციონალური აღნიშვნით. მაგალითისათვის მოგვყავს რამდენიმე აღნიშვნა, რომელიც არ მოითხოვს არავითარ განმარტებას:

$$L_{22} \rightarrow K,\ M_{22} \rightarrow K,\ M_{33} \rightarrow L_{22},\ O_{24} \rightarrow L_{11}$$
$$N_{42} \rightarrow M_{33},\ O_{21} \rightarrow M_{32},\ O_{23} - N_{22} \quad \text{და ასე შ.}$$

აქედან ცხადად ჩანს, რომ პირველი ორი სხივი ეკუთვნის K ჯგუფს, სხივების მეორე წყვილი—L ჯგუფს, მესამე წყვილი—M ჯგუფს, უკანასკნელი სხივი—N ჯგუფს. ისრების მაგვარად შეიძლებოდა ხაზის გავლება ან უფრო მარტივად, გვერდით მიწერა ქვეჯგუფის ნიშნისა: L_{22} K, M_{32} L_{22}, O_{21} M_{32} და ასე შ.

თუ ის პირობა იქნება მიღებული, რომ ელექტრონი პირველი ქვეჯგუფიდან მეორეში გადადის, თუმცა ეს პირობაც ზედმეტია, ვინაიდან ელექტრონი ყოველთვის გადადის მაღალი დონედან უფრო დაბალ დონეზე, და რომ დაგვეწერა L_{22} M_{32} და არა M_{32} L_2, მაინც ცხადი იქნებოდა, რომ ელექტრონი M_{32} ქვეჯგუფიდან ჩამოხტა L_{22} ქვეჯგუფის ოთხ ორბიტთაგან ერთერთ ორბიტზე.

ეხლა შეგვიძლია ავხსნათ K ჯგუფის ყველა ხაზის ერთდროული გამოჩენა და L ჯგუფის ხაზების კი—სამგზით. ვთქვათ, საკითხი ეხება რენტგენის პირველულ სხივებს, რომლებიც გამოწვეულია ელექტრონის დაჯახებით. თუ ელექტრონების სიჩქარე, ვოლტებით გამოხატული (§ 1), მეტისმეტად მცირეა, მათი დაჯახება საკმარისი არ იქნება K შრედან ორ ელექტრონისაგან ერთერთის ამოგლეჯისათვის. როდესაც ეს სიჩქარე მიაღწევს საჭირო სიდიდეს, მოხდება K ელექტრონის ამოგდება ატომის ზღვარის გარეთ და ამავე დროს მრავალ ატომიდან. როგორც კი ეს მოხდება, ელექტრონები იწყებენ ვარდნას ენერგიის სხვადასხვა ზემომდებარე დონედან. აი სწორედ ეს ვარდნანი, რომლებიც სიმბოლურად შეგვიძლიან წარმოვიდგინოთ A_i K, სადაც A_i ერთერთი შრეა L, M, N შრეთაგან, i კი ორიფრიანი ინდექსი, რომელიც განსაზღვრავს A შრის ქვეჯგუფს (ენერგიის დონეს) და იწვევს K ჯგუფის ყველა სხივის ერთდროულ გამოსხივებას. L შრისათვის საკითხი რთულდება, ვინაიდან იგი შეიცავს სამ ქვეჯგუფს L_{11}, L_{21} და L_{22}. ამ ქვეჯგუფებიდან უკანასკნელი ყველაზე მაღალია და ელექტრონის ამოსაგდებად ამ ქვეჯგუფიდან უმცირესი მუშაობა არის საჭირო; ეს მუშაობა მეტია L_{21} ქვეჯგუფისათვის და უფრო მეტი L_{11} ქვეჯგუფისათვის. აქედან გამომდინარეობს, რომ კათოდის სხივის ელექტრონების სიჩქარის თანდათანობითი ზრდის დროს ჯერ მოხდება ელექტრონის ამოგდება ანტიკათოდის L_{22} ქვეჯგუფის ატომებიდან, რასაც მოჰყვება ერთდროული გამოჩენა იმ სხივებისა, რომელთა ზოგადი ნიშანი არის A_i L_{22}, სადაც A ერთერთი ასოთაგანია M, N, O და ასე შ. კათოდსა და ანტიკათოდს შორის ელექტრული V ძაბვის უფრო მეტად გადიდების დროს დადგება ისეთი მომენტი, როდესაც ელექტრონები ამოვარდება L_{21} დონეებიდან და მაშინ ერთდროულად გამოჩნდება ყველა ის სხივი, რომელთა აღნიშვნაც არის A_i L_{21}. დასასრულს, მოქმედი ელექტრონების კიდევ უფრო მეტი სიჩქარის დროს ამოგდება მოხდება L_{11} ქვეჯგუფიდან და გამოჩნდება ყველა ხაზი A_i L_{11}.

შეეხოთ საინტერესო საკითხს რენტგენის სპექტრში დუბლეტების წარმოშობის შესახებ, ე. ი. ხაზების ისეთი წყვილების, რომელთათვისაც რხევის სიხშირეთა სხვაობას ერთიდაიგივე მნიშვნელობა აქვს. როგორც აღმოჩნდა, არსებობს ორგვარი დუბლეტები. განვიხილოთ ჯგუფი L და ამ გზით გამოვარკვიოთ მათი წარმოშობის მიზეზი. L ჯგუფის სხივებში პირველი გვარის დუბლეტების წარმოშობის მიზეზი ასე აიხსნება: L შრეში არსებობს ენერგიის სამი დონე, რომელთაგანაც შევარჩიოთ ორი, მაგ. L_{11} და L_{22}; ვთქვათ, A_i ენერგიის ერთერთი დონეა ზემომდებარე შრეებისათვის M, N, O და ასე შ. განვიხილოთ ის ორი სხივი, რომლებიც წარმოიშობა ელექტრონის ვარდნათა დროს ერთდაიმავე A_i დონედან ორ დონეზე:

L_{21} და L_{22}-ზე; ვთქვათ, მათ რხევათა რიცხვი სათანადოდ არაა ν_2 და ν_1, სადაც $\nu_2 > \nu_1$; გახტოლებიდან (2) შეგვიძლიან დავსწეროთ ტოლობანი:

$$h\nu_2 = J(A_i) - J(L_{21}) \text{ და } h\nu_1 = J(A_i) - J(L_{22}) \qquad 25$$

გამოკლების შემდეგ მივიღებთ:

$$h(\nu_2 - \nu_1) = J(L_{22}) - J(L_{21}) \qquad (3)$$

როგორც ვხედავთ, სიხშირეთა სხვაობა $\nu_2 - \nu_1$ სრულიად დამოკიდებული არ არის ენერგიის საწყის A_i დონეზე; აქედან გამომდინარეობს, რომ რანაირიც არ უნდა იყოს ეს დონე, ორ წარმოშობილ A_i L_{22} და A_i L_{21} სხივების რხევის სიხშირეთა სხვაობა ერთიდაიგივეა. ამგვარად, მივიღებთ პირველი გვარის დუბლეტებს. ცხადია, რომ K ჯგუფში შეუძლებელია პირველი გვარის დუბლეტების არსებობა, ვინაიდან K შრეში არსებობს მხოლოდ ენერგიის ერთი დონე.

მეორე გვარის დუბლეტებს მივიღებთ მაშინ, როდესაც ერთერთი შრეს M, N, O და ასე შ. ორ სხვადასხვა A_i და A_k დონედან ელექტრონი გადადის L შრის ერთდაიმაეე დონეზე. ისეთიეე მსჯელობით, რაც ზემოთ მოვიხსენიეთ, დავრწმუნდებით, რომ ამ დროს წარმოშობილ ორი სხივის რხევის რიცხვთა სხვაობა დამოკიდებულია მხოლოდ A_i და A_k დონეზე, და დამოკიდებული არ არის L შრის იმ დონეზე, სადაც ელექტრონი გადადის A_i და A_k დონედან.

აქ ჩვენ ზოგადად განვმარტეთ რენტგენის სხივების წარმოშობა და ნათელვყავით, რომ ეს განმარტება საშუალებას გვაძლევს სისტემაში მოვიყვანოთ და რაციონალურად აღვნიშნოთ ეს სხივები. მაგრამ აღმოჩნდა, რომ რენტგენის სპექტრის ყველა სხივი არ თავსდება ზემოხსენებულ სისტემის ზოგად სქემაში. ზოგიერთი ხაზის, განსაკუთრებით N ჯგუფის ხაზების, წარმოშობის მიზეზი დიდი ხნის განმაელობაში გაუგებარი იყო. ეს ხაზები წარმოადგენს ძირითადი ხაზების ერთგვარ თანამგზავრებს. L და M ჯგუფებშიაც არსებობს ასეთი თანამგზავრები. ამ ხაზების წარმოშობის მიზეზი ახსნა ვენცელმა (Wentzel) 1921 წელს. IV თავის 9 § ჩვენ დავინახეთ, რომ ერთდაიმაეე ელემენტს შეუძლიან მოგვცეს სხვადასხვა სპექტრი, რომლებიც აღინიშნებიან ციფრებით I, II, III, IV და ა. შ. ამათგან სპექტრი I, რკალური, მაშინ იჩენს თავს, როდესაც არაიონიზირებულ ატომში ერთერთი ვალენტური ელექტრონთაგანი მოგზაურობს თავის შესაძლო ორბიტზე. ყველა დანარჩენი სპექტრი, ნაპერწკლური, აღიძვრება მაშინ, როდესაც ატომმა უკვე განიცადა წინასწარი მარტივი, ორჯერადი, სამჯერადი და ა. შ. იონიზაცია და დარჩენილ ვალენტურ ელექტრონთაგან ერთერთი მოგზაურობს. შეიძლება ითქვას, რომ ნაპერწკლურ სპექტრების წარმოშობის დროს ჩათრეულია 2, 3 და ასე შ. ელექტრონი. ვენცელი ეყრდნობა შემდეგ ჰიპოთეზს: ჩვენ დავინახეთ, რომ ხაზები K წარმოიშობა მაშინ, როდესაც K შრიდან ამოვარდება ორ ელექტრონისაგან ერთერთი. მაგრამ, შეიძლება მოხდეს, რომ ატომიდან ერთდროულად ამოვარდება ორი, სამი და უფრო მეტი ელექტრონიც, მაგ., K შრის ორივე ელექტრონი ან ერთერთი მათგანი და ერ-

თიც სხვა შრიდან, მაგ. L შრიდან. შესაძლებელია ამოვარდეს ერთდროულად სამი ელექტრონი, მაგ. ორი K შრიდან და ერთიც სხვა შრიდან; შესაძლებელია სხვა კომბინაციებიც. ნაპერწკლურ სპექტრებთან შორეულ მსგავსებისა გამო ამ სპექტრებს ვენცელმა რენტგენის ნაპერწკლური სპექტრები უწოდა. რომელიმე დონის ენერგია ერთიდაიგივე არ არის ატომიდან ერთი, ორი, სამი და უფრო მეტი ელექტრონის ამოვარდნის დროს. ცხადია, რომ რხევათა სიხშირენიც სავსებით ერთნაირნი არ იქნებიან. ეს გარემოება კი, როგორც ეს ვენცელმა დაგვანახა, საკმაოდ კარგად ხსნის იმ ხაზების წარმოშობას, რომლებიც არ შეესაბამებიან ზემოხსენებულ სქემას.

ყველა ის, რაც ამ პარაგრაფში იყო თქმული, ეხება რენტგენის ხაზოვან სპექტრებს, ე. ი. დამახასიათებელ სხივებს, რომელთა ტალღის სიგრძეც დამოკიდებულია ანტიკათოდის მასალაზე. 1 §-ში მოხსენებული იყო, გაბნეული სხივები, რომლებიც წარმოიშობიან ელექტრონების უფრო მცირე სიჩქარეთა დროს, ვიდრე დამახასიათებელი სხივები და რომლებიც გვაძლევენ უწყვეტ ან „თეთრ“ სპექტრს: ამ სპექტრს ახასიათებს მკვეთრი საზღვარი მაღალ სიხშირეთა მხრიდან. რაც უფრო დიდია ელექტრონების სიჩქარე v, მით უფრო მარჯვნივ არის გადაწეული მკვეთრი ნაპირი, ე. ი. მით უფრო ნაკლებია ტალღის სიგრძე. 1916 წელს აღმოჩენილი იყო შემდეგი მარტივი კანონი: კათოდსა და ანტიკათოდს შორის V ძაბვის ან რაც იგივეა, ვოლტებით გამოხატულ ელექტრონების სიჩქარის და უწყვეტი სპექტრის ნაპირის შესაბამისი ტალღის სიგრძის ნამრავლი მუდმივი სიდიდეა და ეს ნამრავლი დამოკიდებული არ არის ანტიკათოდის მასალაზე. აღვნიშნოთ რომელიმე სხივის ტალღის სიგრძე ბერძნული λ ასოთი, უწყვეტი სპექტრის ნაპირის შესაბამისი ტალღის სიგრძე, რომელიც უმცირესია V სიჩქარის ელექტრონების მიერ გამოწვეულ სხივების ტალღის სიგრძეთა შორის, ასოთი λ_0. ასეთ პირობებში მოხსენებული კანონი შემდეგი განტოლებით იქნება გამოხატული:

$$V\lambda_0 = 12340, \qquad (4)$$

სადაც V გამოხატულია კილოვოლტებით, ტალღის სიგრძე კი—ანგსტრემებით. ეს განტოლება მარტივად არის მიღებული რენტგენის სხივების უწყვეტი სპექტრის წარმოშობის შემდეგ განმარტებაზე დამყარებით. როდესაც ელექტრონი ეჯახება ანტიკათოდს, იგი უეცრად ჩერდება და მთელი მისი კინეტიკური ენერგია ისპობა. ამ ენერგიის ნაწილი გარდიქმნება სხივადი ენერგიის ერთ hν ქვანტად, დანარჩენი ნაწილი კი ენერგიის სხვა ფორმად, სახელდობრ, სითბოდ; ცნობილია, რომ კათოდის სხივების დაცემის დროს ანტიკათოდი ძალიან ცხელდება. სხივადი ენერგიის იმ ნაწილს, რომელიც გარდიქმნება hν ქვანტად, შეიძლება ჰქონდეს ყველანაირი მნიშვნელობა იმის მიხედვით, თუ დაჯახება რა ხასიათისა არის. ამიტომ ადგილი ექნება ყველანაირ ν სიხშირეს, ე. ი. მივიღებთ სხივების უწყვეტ სპექტრს. უკიდურეს შემთხვევაში ელექტრონის მთელი ენერგია hν ქვანტად გარდიქმნება. მაშინ მივიღებთ უდიდეს შესაძლო სიხშირეს ანუ რაც იგივეა,

ტალღის უმცირეს შესაძლო λ სიგრძეს. ამგვარად, უწყვეტი სპექტრის განაპირა სხივს მაშინ მივიღებთ, როდესაც ელექტრონის მიერ კათოდიდან ანტიკათოდისაკენ გავლილ გზაზე შეძენილი მთელი ენერგია გარდიქმნება სხივადი ენერგიის ერთ ქვანტად. მე-(4) განტოლებით გამოხატული კანონი შემოწმებულ იქმნა მრავალ მეცნიერის მიერ, რომლებმაც მიიღეს სავსებით შეთანხმებული შედეგები. λ_0 სიდიდის დამოუკიდებლობა მონაცემი V-თვის ანტიკათოდის მასალაზე შემოწმებულ იქმნა პლატინისათვის, ვოლფრამისათვის, როდიუმისათვის, ვერცხლისათვის, სპილენძისათვის, ნიკელისა და ნახშირბადისათვის, ე. ი. ელემენტებისათვის ატომური წონით 195-დან 12-მდე და ზოგიერთ შენადნობისათვის. როდესაც გამოჩნდება დამახასიათებელი სპექტრი, მაშინ მისი ხაზები დაედება უწყვეტ სპექტრს. ეს იმას ნიშნავს, რომ დიდი სიჩქარეების დროს, როდესაც წარმოებს ელექტრონების ამოვარდნა ანტიკათოდის ატომების შიდა ელექტრონულ შრეებიდან, კათოდური სხივის ელექტრონთა ნაწილი შეჩერდება და ამ ამოვარდნას აღარ ახდენს. უწყვეტი სპექტრის მთელი ენერგია იზრდება პროპორციულად ძაბვის კვადრატისა ანუ v სიჩქარის მეოთხე ხარისხისა, რომელიც გამოხატულია სიჩქარის ჩვეულებრივი ერთეულებით, იხ. § 1.

განტოლება (4) და აგრეთვე მთელი ჩვენი მსჯელობის მსვლელობა გვიჩვენებს, რომ ტალღის სიგრძე λ_0, ე. ი. რენტგენის სხივების უწყვეტი სპექტრის მკვეთრი ნაპირის მდებარეობა სულაც არ არის დამოკიდებული იმ ნივთიერებაზე (ანტიკათოდის), რომელზედაც დაეცემა ელექტრონების ნაკადი, არამედ დამოკიდებულია მხოლოდ შეძენილ სიჩქარეზე, რომელიც V ვოლტებით არის გამოხატული.

დიდ ინტერესს წარმოადგენს გაბნეულ სხივების უწყვეტ სპექტრში ენერგიის განაწილების საკითხი. როგორც აღმოჩნდა, მკვეთრი ნაპირიდან დაწყებული ამ სპექტრის ინტენსიობა პირველხანს სწრაფად იზრდება ერთგვარ მაქსიმუმამდე, შემდეგ თანდათანობით მცირდება ნულამდე. აღვნიშნოთ λ-თი იმ სხივის ტალღის სიგრძე, რომლისათვისაც სპექტრის „სიკაშკაშე" უდიდესია. პირველად დოვილიემ გულმოდგინედ შეისწავლა ეს საკითხი და იმ დასკვნამდე მივიდა, რომ

$$\lambda_m = 1{,}3\,\lambda_0; \tag{4, a}$$

ვინაიდან λ_0 უკუპროპორციულია V-სი (იხ. 4), ამიტომ (4 ა) ასე დაიწერება:

$$\lambda_m V = \text{const}. \tag{4, b}$$

ეს განტოლებაც იმას გვიჩვენებს, რომ გაბნეულ სხივების სპექტრში უდიდესი სიკაშკაშის ადგილის მდებარეობა ანტიკათოდის ნივთიერებაზე არ არის დამოკიდებული. იმ მკითხველებს, რომლებიც იცნობენ აბსოლუტურად შავი სხეულის თეორიის ძირითად საფუძვლებს, არ შეგვიძლიან არ მივუთითოთ იმ ანალოგიაზე, რომელიც არსებობს (4, ხ) განტოლებასა და ვ. ვინის (Willy Wien, 1894) წანაცვლების კანონს შორის. განტოლება (4, b) გვიჩვენებს, თუ როგორ ინაცვლებს რენტგენის სხივების სპექტრში უდიდესი სიკაშკაშის ადგილი ელექტრო-

ნების V სიჩქარის მიხედვით; ვ ი ნ ი ს კანონი კი გვიჩვენებს, თუ როგორ არის დამოკიდებული შავი სხეულის სპექტრში ინტენსიობის მაქსიმუმის მდგომარეობა მის აბსოლუტურ T ტემპერატურაზე:

$$\lambda_m \cdot T = const \qquad (4, c)$$

ტემპერატურის როლს (4, b) განტოლებაში ასრულებს ელექტრონების სიჩქარე. ამ ანალოგიამ ზოგიერთ მეცნიერს აღუძრა აზრი, რომ რენტგენის სპექტში ენერგია საერთოდ ისევეა განაწილებული, როგორც აბსოლუტურად შავი სხეულის სპექტრში. მაგრამ ეს აზრი არ გამართლდა, რენტგენის მთლიანი უწყვეტი სპექტრის მ თ ე ლ ი ე ნ ე რ გ ი ა J, გამოიხატება განტოლებით:

$$J = C i V^2 Z, \qquad (4, d)$$

სადაც i იმ დენის ძალაა, რომელიც გამდინარებს რენტგენის მილში, Z—ანტიკათოდის რიგის ნომერი (თავი II, § 2), C—პროპორციულობის კოეფიციენტი. როგორც ვხედავთ, მთელი ენერგია J პროპორციულია V^2-ისა, იმ დროს, როდესაც აბსოლუტურად შავი სხეულის მიერ გამოსხივებული ენერგია, ს ტ ე ფ ა ნ ი ს (Stefan, 1879) კანონის თანახმად, იზრდება აბსოლუტური ტემპერატურის მეოთხე ხარისხის პროპორციულად. თუ ვიცით ის ენერგია, რომელიც თან მოაქვს ელექტრონების ნაკადს (იგი ტოლია IV-სი), ჩვენ ადვილად ვიპოვით რენტგენის მილის ე. წ. მ ა რ გ ი ქ მ ე დ ე ბ ი ს კ ო ე ფ ი ც ი ე ნ ტ ს, ე. ი. მოძრაკი ელექტრონების მილში დახარჯულ იმ ენერგიის ნაწილს, რომელიც გარდიქმნა რენტგენის სხივების ენერგიად. აღვნიშნოთ იგი d ასოთი: მაშინ იგი ტოლი იქნება:

$$d = C V Z \qquad (4, e)$$

გაზომვებმა ცხადყვეს, რომ C დაახლოებით ტოლია 5.10^{-7} (ერთი მეორმილიონედი). აქედან გამომდინარეობს, რომ რენტგენის მილის მარგი ქმედების კოეფიციენტი საკმაოდ მცირეა: არ აღემატება რამდენიმე მეათასედს.

უკანასკნელმა გამოკვლევებმა ცხადყვეს, რომ დ ო ვ ი ლ ი ე ს განტოლება (4, a) თავის ფორმით სწორია, მაგრამ რიცხვი 1,3 უნდა შეიცვალოს რიცხვით, 1,5. შემდეგ აღმოჩნდა, რომ კოეფიციენტი C განტოლებაში (4, e) უნდა შემცირდეს თითქმის ორჯერ ე. ი. უნდა იყოს $2,9 \cdot 10^{-7}$.

§ 4. ენერგიის დონეები. რენტგენის სხივების სისტემატიკა.

მე-IV თავში (§ 5) ჩვენ პირველად გავეცანით ენერგიის დონეებს; თვითეულ ქვეჯგუფს მიეკუთვნენთ ერთი დონე. ქვეჯგუფების აღნიშვნები, მე-5 ცხრილით მოცემული, შეგვიძლიან გამოვიყენოთ ენერგიის დონეთა აღნიშვნისათვისაც. შ რ ე ე ბ ი ს K-დან P-მდე ა მ უ კ ა ნ ა ს კ ნ ე ლ ი ს ჩ ა თ ვ ლ ი თ, ე ნ ე რ გ ი ი ს დ ო ნ ე თ ა ს ა ე რ თ ო რ ი ც ხ ვ ი ა რ ი ს 24, რ ო გ ო რ ც ე ს ჩ ა ნ ს მ ე-6 ც ხ რ ი ლ ს ი ; მ ე-5 ცხრილში მოცემულია მხოლოდ პირველი 16 დონე. ყველა დონის ზუსტი გამორკვევა და ასევე ყველა ელემენტისათვის უმნიშვნელოვანეს ამოცანას წარმოადგენს, რომელიც ამჟამად თავის უდი-

-დეს ნაწილში გადაწყვეტილად უნდა ჩაითვალოს. ენერგიის დონეებს ახასიათებთ სხვადასხვა სიდიდე, რომლებიც წარმოადგენს მათი გაზომვის საშუალებებს. განმარტების თანახმად, ენერგიის ყოველ დონეს შეეფერება ატომის J ენერგიის გარკვეული მნიშვნელობა. ჩვენ გვაქვს ძირითადი განტოლება (2), რომელიც კიდევ ერთხელ დავწეროთ:

$$h\nu = J_1 - J_2. \qquad (5)$$

აქ J_1 და J_2—ორი დონის შესაბამისი ენერგიებია, ν—სხივში რხევათა სიხშირე, რომელიც შეესაბამება ელექტრონის ერთი დონედან მეორე დონეზე ჩახტომით გამოწვეულ გამოსხივებას. დონეების განსაზღვრა შესაძლებელი გახდა რენტგენის სპექტრების მხოლოდ გულმოდგინე შესწავლის შემდგომ, ე. ი. ამ სპექტრებში შემავალ ყველა ხაზის ტალღის სიგრძეთა გაზომვის შემდგომ. შემდეგ დავინახავთ, თუ როგორ წარმოებს ეს გაზომვა, ის რიცხვები კი, რომლებიც მოცემულია 1 §-ში, უკვე ცხადყოფენ სიზუსტის რა მაღალი საფეხურია ამჟამად მიღწეული.

ენერგია J, რომელიც შეესაბამება რომელიმე დონეს, განისაზღვრება იმ ენერგიით, რომელიც უნდა დაიხარჯოს, რათა ერთი ელექტრონი ატანილ იქნას ამ დონედან ატომის გარე პირეულამდე. როდესაც რენტგენის სხივები გამოწვეულია კათოდური სხივის ელექტრონების დაჯახებებით, მაშინ ეს ენერგია ტოლია დამრტყმელი ელექტრონის კინეტიკური ენერგიისა და ამიტომ ენერგიის დონის დამახასიათებლად შეიძლება ჩაითვალოს ელექტრონის სიჩქარე V, ვოლტებით გამოხატული (§ 1). სიდიდე V წარმოადგენს იმ ძაბვას (პოტენციალთა სხვაობას), რომელიც არსებობს კათოდსა და ანტიკათოდს შორის და რომლის დროსაც ერთდროულად თავს იჩენს რენტგენის ყველა სხივი, რომლებიც შეეფერებიან ენერგიის მონაცემ დონეს. V რომ გავზომოთ, ჩვენ გავიგებთ ν-საც და, მაშასადამე, მოსაძებნ J ენერგიასაც. რომელიც ტოლია ν სიჩქარით მოძრავ ელექტროხის კინეტიკური ენერგიისა. ელემენტარული მექანიკაში ცნობილია, რომ ეს ენერგია ტოლია $^1/_2\ mv^2$, სადაც m—ელექტრონის მასაა. მაგრამ აქ აღნიშნული გზა J-ს გაზომვისა პრაქტიკულად გამოუყენებელია, ვინაიდან V სიდიდის ზუსტი გაზომვა დიდ სიძნელეს წარმოადგენს და ამას გარდა, L, M და ასე შ. შრეებისათვის ერთიდაიმავე შრისათვის სხვადასხვა დონის ენერგიების სხვაობანი მეტად მცირეა და იმ ხაზების ცალკეული გამოჩენა, რომლებიც შეეფერებიან ერთიდაიმავე შრის სხვადასხვა დონეს, ჯერჯერობით თვალდევნილ იქმნა მხოლოდ L შრეში პლატინისათვის. სიდიდე V ყველა დონისათვის ამჟამად ცნობილია, მაგრამ იგინი მიღებული არიან გამოთვლის გზით უკვე ცნობილ J-ბის მიხედვით, რომლებიც იპოვეს სხვა გზით. ზიგბანმა მოგვცა V სიდიდეთა ცხრილი K დონესათვის და L, M და N-ის უფრო მაღალი დონეებისათვის L_{32}, M_{23} და N_{34}. აქ მოგვყავს ზოგიერთი რიცხვი კილოვოლტებით გამოხატულ ინ ელექტრონის სიჩქარის, რომელსაც დაჯახების დროს შეუძლიან ამოაგდოს ელექტრონი მონაცემ დონედან ატომის გარე პირეულამდე.

ცხრ. 9.

	K	L_{III}	M_{III}	N_{III}
ურანი 92 .	115,0	21,7	5,54	1,44
ვერცხლის წყალი 80 .	82,9	14,8	3,57	0,82
ვოლფრამი 74 .	69,3	12,1	2,81	0,50
ბარიუმი 56 .	37,4	5,99	1,29	0,25
კალა 50 .	29,1	4,19	0,88	0,13
ცირკონიუმი 40 .	18,0	2,51	0,43	0,05
ბრომი 35	13,5	1,77	—	—
თუთია 30 .	9,65	1,20	—	—
კალციუმი 20 .	4,03	—	—	—
ნატრიუმი 11 .	1,07	—	—	—

ამ ცხრილში ჩანს, რომ მონაცემი დონეს ენერგია სწრაფად მცირდება-მძიმე ატომებიდან მსუბუქ ატომებისაკენ, ე. ი. რიგის კლებად ნომრებისაკენ, როგორც ეს მოცემულია ცხრილში (92-დან 11-მდე). ენერგია სწრაფადვე მცირდება, თუ ერთდაიმავე ატომში გადაედივართ ერთი დონიდან მეორისაკენ ატომის პერიფერიის მიმართულებით.

ენერგიის დონე J შეიძლება დახასიათებულ იქნას რხევათა ერთგვარი ν_i სიხშირით ანუ მის შესაბამისი ტალღის λ_i სიგრძით. მართლაც: როდესაც ელექტრონი ჩამოხტება ატომის პერიფერიიდან მონაცემ დონეზე, მაშინ ატომი კარგავს J ენერგიას, რომლის სამაგიეროდ აღიძვრება სხივადი ენერგიის კვანტი $h\nu_i$; აი ეს სიხშირე ν_i ახასიათებს ენერგიის დონეს. კავშირი V და λ_i-ს შორის შემდეგი განტოლებით გამოიხატება, იხ. (4):

$$V\lambda_i = 12340, \qquad (6)$$

სადაც V გამოხატულია ვოლტებით, λ_i კი—ანგსტრემებით. წარმოვიდგინოთ ეხლა, რომ ელექტრონი ჩამოხტა მონაცემ დონეზე იმ დონედან, რომელიც უფრო ახლოა ატომის პერიფერიასთან. ცხადია, რომ ამ დროს აღძრულ სხივში ტალღის სიგრძე λ_m მხოლოდ მცირედ აღემატება მონაცემ დონის დამახასიათებელ ტალღის λ_i სიგრძეს. მაგრამ, λ_m იმ ჯგუფის უუხისტესი სხივის ტალღის სიგრძეა, რომელიც წარმოიშობა მონაცემი დონედან ელექტრონის ამოგდების დროს. ჩვენ შეგვიძლიან λ_m-ის სამაგიეროდ ავიღოთ λ_i და მაშინ (6) საშუალებას მოგცემს გამოვთვალოთ V სიდიდე. ასეთი გზით გამოთვლილია V-ს მნიშვნელობანი ზემოხსენებულ ცხრილში.

მე-IV თავში, 8 § ჩვენ შევეხეთ ცნებას ტერმების შესახებ: რხევათა სიხშირე უდრის ორი ტერმის სხვაობას, რომლებიც ახასიათებენ იმ ორ ორბიტს, რომელთა შორისაც წარმოებს ელექტრონის გადასვლა. რენტგენის სხივების თეორიაშიც შეიძლება ლაპარაკი ტერმებზე, ამასთანავე ენერგიის თვი-

თეულ დონეს ახასიათებს თავისი ტერმი, ორი დონეს ტერმების სხვაობა კი განსაზღვრავს იმ სხივში რყევათა სიხშირეს, რომელიც აღიძვრება ამ ორ დონეს შორის ელექტრონის გადასვლის დროს. არსებობს რამდენიმე საშუალება ენერგიის დონეთა განსაზღვრისათვის; ერთერთ მეტად საინტერესო და მნიშვნელოვან საშუალებას ჩვენ გავეცნობით ცოტა ქვემოთ, როდესაც საუბარი გვექნება რენტგენის სხივების შთანთქმის შესახებ.

3 §-ში ჩვენ ვუწოდეთ რენტგენის სხივების სისტემიკა შემდეგი ამოცანის გადაწყვეტას: განისაზღვროს რენტგენის თითოეული სხივისათვის ენერგიის ის ორი დონე, რომელთა შორისაც წარმოებს ელექტრონის გადასვლა ამ სხივის წარმოშობის დროს; სხვანაირად რომ ვთქვათ, უნდა მოიძებნოს რენტგენის სხივების ის რაციონალური აღნიშვნა, რომელიც განხილული იყო 3 §-ში. ეს ამოცანა ამჟამად გადაწყვეტილად შეიძლება ჩაითვალოს. მაგალითისათვის მოვიყვანოთ K ჯგუფის სხივებისათვის მიღებული შედეგები. ამ ჯგუფში ოთხი მთავარი სხივია. აქ მოგვყავს მათი აღნიშვნა ზომერფელდის და ზიგბანის მიხედვით და ამავე დროს შესრულებულ სისტემატიზაციის შედეგი, ე. ი. რაციონალური აღნიშვნა, ამასთანავე ისრების აღნიშნავად (იხ. § 3):

ზომერფელდის მიხედვით	α'	α	β	γ
ზიგბანის მიხედვით	α_2	α_1	β_1	β_2
რაციონალური აღნიშვნა	$L_{21}K$	$L_{22}K$	$M_{22}K$	$N_{22}K$

დანარჩენი უფრო მკრთალი ხაზები (თანამგზავრები) ეკუთვნის ნაპერწკლურ სპექტრს, რომლის შესახებაც ნათქვამი იყო 3 §-ში. L სხივების სისტემატიკა საესებით დამთავრებულია 21 სხივისათვის. მოვიყვანთ მხოლოდ დუბლეტების ზოგიერთ მაგალითს. პირველი გვარის დუბლეტებს ეკუთვნის (ერთი დონედან გადასვლა L შრეს ორ დონეზე):

ცხრილი 10

M_{32} L_{22}	N_{32} L_{22}	O_{32} L_{22}	M_{11} L_{22}	N_{11} L_{22}	O_{11} L_{22}
M_{32} L_{21}	N_{32} L_{21}	O_{32} L_{21}	M_{11} L_{21}	N_{11} L_{21}	O_{11} L_{21}

აქ ექვსი დუბლეტია სიხშირეთა ერთნაირი სხვაობით, რომელიც განისაზღვრება ენერგიის L_{22} და L_{21} დონეთა სხვაობით, იხ. განტ. (3).

M ჯგუფის სხივებშიაც სისტემატიკა დამთავრებულია 13 სხივისათვის. აქ ჩვენ გვაქვს პირველი გვარის დუბლეტები, რომელთათვისაც სიხშირეთა სხვაობა განისაზღვრება ენერგიის M_{22} და M_{21} დონეთა სხვაობით:

N_{32} M_{22}	O_{32} M_{22}	N_{11} M_{22}
N_{32} M_{21}	O_{32} M_{21}	N_{11} M_{21}

N ჯგუფშრ აღმოჩენილია ურანისათვის და თორიუმისათვის ხუთ-ხუთი სხივი და ბისმუტისათვის ერთი. მათი წარმოშობა ასეთია:

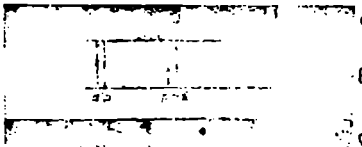
P_{22} N_{11} O_{32} N_{11} O_{22} N_{21} P_{11} N_{22} O_{33} N_{22}

არა ერთხელ წამოკრილა საკითხი უფრო ხისტი რენტგენის სხივების არსებობის შესახებ, ვიდრე K ჯგუფის სხივები. ანბანის მიხედვით ამ სხივებისათვის უნდა გვეწოდებინა J ჯგუფის სხივები. მაგრამ ეს სხივები არ იყო აღმოჩენილი. ასეთი სხივები რომ არსებულიყო ისინი უნდა აღძრულიყო ელექტრონულ შრეში, რომელიც უფრო ახლოს არის ატომის გულთან ვიდრე შრე K. მაგრამ ყველა თეორია ატომის სტრუქტურის და ხაზოვან სპექტრების შესახებ ერთ დასკვნამდე მივიდა, რომ შრე K ატომის გულთან ყველაზე ახლოა არის და შრე J, რომელსაც შეეძლო მოეცა სხივები J, არ არსებობს. უდავოა, რომ K ჯგუფის სხივები წარმოადგენენ რენტგენის სხივთა შორის უუხისტეს სხივებს. უფრო ხისტი სხივებიც არსებობენ (გამა სხივები და ჰესის სხივები, იხ. თ. III, § 1), მაგრამ მათი წარმოშობის წყაროსულ სხვა არის, ვიდრე რენტგენის სხივების; ჩვენ ამ საკითხს შემდეგ შეეხებით (თ. XII).

§ 5. რენტგენის სხივების შთანთქმა. ულტრაიისფერი სხივები

განვიხილოთ საკითხი რენტგენის სხივების შთანთქმის შესახებ, როდესაც ეს სხივები გადიან რაიმე ნივთიერების ფენში. აღმოჩნდა, რომ შთანთქმითი ხაზოვანი სპექტრი, რომელიც თანემთხვევა ამავე ნივთიერების გამოსხივების სპექტრს, არ არსებობს. ნივთიერება არ შთანთქავს იმ სხივებს, რომელთა გამოსხივების უნარიც მას აქვს. ამ ღირსშენიშვნელოვან ფაქტის ახსნა ანალოგიურია იმ ახსნისა, რომელიც მოცემული იყო თ. IV თავის, 9 § და რომლის თანახმადაც აირებსა და ორთქლებში შთანთქმითი სპექტრები არ არსებობენ. ვთქვათ, ფირფიტაზე ეცემა რენტგენის „თეთრი" სხივები, რომლებიც გვაძლევენ უწყვეტ სპექტრს. ჩვენ დავინახეთ, რომ რენტგენის სხივი მაშინ ჩნდება, როდესაც გარეშე ზეკავლენით ელექტრონი ამოვარდება რომელიმე A შრიდან ატომის პერიფერიამდე. შუალა შრეებში მას შეჩერება არ შეუძლიან, ვინაიდან ამ შრეებში ყველა ადგილი ელექტრონებით არის დაკავებული. მის ადგილზე A შრეში გადმოდის ელექტრონი ზემომდებარე B შრეებიდან და ამ დროს აღიძვრება რენტგენის სხივი ν სიხშირის კვანტი hν (ანუ λ სიგრძის ტალღა). თუ ამ ნივთიერებაში გაივლის რენტგენის „თეთრი" სხივები, რომლებიც შეიცავენ სხივს λ სიგრძის ტალღით, მაშინ ამ სხივის კვანტი შეუძლებელია დაიხარჯოს ელექტრონის ატანაზე A შრიდან B შრემდე, ვინაიდან ეს უკანასკნელი უკვე შევსებულია; აქედან გამომდინარეობს, რომ სხივი λ სიგრძის ტალღით არ შთაინთქმება ამ ნივთიერებაში გავლის დროს და შთანთქმის სათანადო სპექტრს ვერ მივიღებთ. შთანთქმა შეუძლიათ მხოლოდ იმ სხივებს, რომელთა კვანტებიც იმდენად დიდნი არიან, რომ შეძლებენ აიტანონ ელექტრონი ენერგიის რომელიმე დონედან ატომის პერიფერიამდე. აქ საქმე გვაქვს ფოტოელექტრულ მოვლენის კერძო შემთხვევასთან; შემდეგ განვიხილავთ ამ მოვლენას, რომელიც მეგობარეობს ატომებიდან ელექტრონების ამოგლეჯაში სხი-

ვადი ენერგიის გავლენით, რომლის როლსაც აქ რენტგენის პირველადი სხივები ასრულებს. აღნიშნოთ λ_i-ით იმ სხივის ტალღის სიგრძე, რომლის კვანტსაც შეუძლიან აიტანოს ელექტრონი მონაცემი დონედან ატომის პერიფერიამდე. ცხადია, რომ ყველა იმ სხივების კვანტები, რომელთა ტალღის სიგრძენიც ნაკლებნი არიან λ_i-ზე, არა თუ შესძლებენ აიტანონ ელექტრონი ატომის პერიფერიამდე, არამედ მიანიჭებენ მას ერთგვარ სიჩქარესაც და ამ სიჩქარით იგი გამოიარდება ატომიდან. აქედან გამომდინარეობს, რომ ყველა ის სხივი, რომელთა ტალღის λ სიგრძენიც ნაკლებნი ან, უკიდურეს შემთხვევაში, ტოლნიარიან λ_i-ისა, უნდა შთაინთქანმონაცემი ნივთიერების მიერ. ამგვარად, ცხადია, რომ რენტგენის „თეთრი" სხივების გავლის დროს მონაცემ ნივთიერების ფენში უნდა მივიღოთ შთანთქმის უწყვეტი ზოლი, რომლის მკვეთრი ნაპირიც ტალღათა დიდ სიგრძეთა მხრიდან მდებარეობს სწორედ ტალღის იმ λ_i სიგრძესთან, რომელიც ახასიათებს ენერგიის მონაცემ დონეს და, (6) განტოლების თანახმად, გვაძლევს V სიდიდეს. თუ ფოტოგრაფიულად გადავიღეთ იმ სხივების სპექტრი, რომლებმაც ფირფიტაში გაიარეს, მაშინ შთანთქმის ზოლის მკვეთრი ნაპირი თითქოს უშუალოდ გამოაჩენს ენერგიის დონეს. ყველა იმ სხივს, რომელთა ტალღის სიგრძე λ მეტია λ_i-ზე, არ შეუძლიათ აიტანონ ელექტრონი ატომის პერიფერიამდეც კი: იგინი თავისუფლად გაივლიან საცდელ ნივთიერების ფენში, თუ ყურადღებას არ მივაქცევთ იმ ნაწილობრივ გაბნევას, რომელსაც სხივები განიცდის ნივთიერების შიგნით.



სურ. 8.

8 ნახ-ზე სქემატურად მოცემულია ამ სახის შთანთქმითი სპექტრის ფოტოგრაფია. ზემოთა ნაწილი ეკუთვნის K ჯგუფს, ქვემოთა—L ჯგუფს. ტალღის სიგრძე ეცირდება მარცხნიდან მარჯვნივ, ასე რომ, ქვემოთა ნაწილის მდებარეობა უნდა წარმოვიდგინოთ საკმაოდ შორს მარცხნივ. ფოტოგრაფია მოცემულია იმ სახით, რა სახითაც იგი იყო უშუალოდ მიღებული; ეს იმას ნიშნავს, რომ ბნელი ადგილები შეესაბამება ფირფიტაში გავლილ სხივებს, ნათელი ადგილები კი—შთანთქმის ზოლებს; უკანასკნელები მდებარეობენ იმ λ_i მკვეთრი ნაპირის მარჯვნივ, რომლითაც განისაზღვრება ტალღის სიგრძე λ_i. 8 ნახ-ზე ჩანს ენერგიის დონეები K, L_{11}, L_{21} და L_{22}. ამავე ნახ-ზე ნაჩვენებია იმ ჯგუფის შესაბამისი სპექტრული ხაზების ადგილები, რომლებიც აღნიშნულნი არიან ბერძნული ასოებით (ზომერფელდის მიხედვით); აქ ნათლად ჩანს, რომ მონაცემი ჯგუფის უუხისტესი სხივთაგანის ტალღის სიგრძე λ_m მცირეოდენ აღემატება ტალღის λ_i სიგრძეს. ასე მაგ. K ჯგუფის უუხისტესი სხივი γ (ზიგბანის აღნიშვნით β_4, რაციონალური აღნიშვნით N_{23} K) მეტად ახლო მდებარეობს შთანთქმის ზოლის ნაპირთან. შთანთქმის ზოლის ნაპირი ყოველთვის არ არის მკვეთრი. განსაკუთრებით მსუბუქი ელემენტებისათვის ნა-

პირს ზოგჯერ რთული „სტრუქტურა“ აქვს: ნაპირის მახლობლად მოჩანს ცოტად თუ ბევრად ბნელი ხაზები. 1920 წელს კოსელმა ახსნა მათი წარმოშობის მიზეზი: ელექტრონს, ამოგდებულს, მაგ., K შრიდან, შეუძლიან შეჩერდეს ერთერთ „შესაძლო“ ორბიტზე, რომელიც მდებარეობს არააღგზნებული ატომის პერიფერიის გარეთ. შთანთქმის ზოლის ნაპირის ასეთი უცნაური სტრუქტურის შემდგომ შესწავლას თანმოჰყვა მეტად ღირსმნიშვნელოვანი, მაგრამ ჯერ კიდევ არა საბოლოოდ ახსნილი აღმოჩენა. უახლოეს ხანამდე ფიქრობდნენ, რომ რენტგენის სპექტრი წარმოადგენს წმინდა ატომურ მოვლენას. ეს იმას ნიშნავს, რომ მონაცემი ელემენტისაგან მივიღებთ რენტგენის სპექტრს, ამ ელემენტის რა ქიმიური შენაერთიც არ უნდა იმყოფებოდეს ანტიკათოდის ზედაპირზე, თუ იგი განიცდის კათოდური სხივის ელექტრონების დაჯახებებს. ასე მაგ. მნიშვნელობა არა აქვს იმას, თუ რისგან შედგება ანტიკათოდი, წმინდა სპილენძისაგან, თუ რაიმე ნებისმიერ ლითონისაგან, რომელიც დაფენილია სპილენძის ენაგით ან სპილენძის შაბიამანით, ქლოროვანი სპილენძით, გოგირდოვანი სპილენძის ან მისი სხვა რაიმე ქიმიური შენაერთით, რომლის მოლეკული შეიცავს სპილენძის ერთ ან რამდენიმე ატომს. შთანთქმის ზოლის ნაპირის სტრუქტურის გამოკვლევამ ცხადყო, რომ რენტგენოლოგიის ეს აქამდე ძირითადი დებულება სწორი არ არის: ელემენტის რენტგენის სპექტრი ერთგვარად დამოკიდებულია იმ ქიმიურ შენაერთზე, რომელშიაც ეს ელემენტი შედის. აღმოჩნდა, რომ ზემოხსენებული სტრუქტურა და ნაპირის მდებარეობაც კი ერთნაირი არ არის ერთიდაიმავე ელემენტის სხვადასხვა შენაერთისათვის. ზოგადად უნდა ითქვას, რომ ნაპირის მახლობლად, იმ ზოლების გარდა, რომლებიც მდებარეობენ თეორიული ნაპირის ორივე გვერდიდან, ემჩნევა ვიწრო, თეთრი ხაზი, რომელიც თანემთხვევა ამ ნაპირს. ქლორისა და გოგირდის სხვადასხვა შენაერთის გამოკვლევებმა ცხადყვეს, რომ ერთი ნაპირის მაგივრად თავს იჩენს ორი ნაპირი, რომლებიც განიცდის გადანაცვლებას ტალღის კლებადი სიგრძეებისაკენ შენაერთებში ატომის ვალენტობის ზრდასთან ერთად (ქლორის ატომი შეიძლება იყოს ერთვალენტოვანი, ხუთვალენტოვანი და შვიდვალენტოვანი). ფოსფორისათვის აღმოჩნდა, რომ თეთრი, წითელი და შავი ფოსფორი გვაძლევს შთანთქმის ზოლის ნაპირის არა ერთნაირ მდებარეობას.

ვალენტოვნობაზე დამოკიდებულება სხვა ელემენტებისათვის ასე ცხადად არ არის გამომჟღავნებული. ნაწილობრივ, მაგ., გოგირდისათვისაც, რომლის ორგანული და არაორგანული შენაერთები, ერთნაირი ვალენტოვნების დროსაც კი, შთანთქმის ზოლის ნაპირის არა ერთნაირ მდებარეობას გვაძლევს. დამტკიცებული იყო, რომ თეთრი ხაზი ეკუთვნის წმინდა ლითონს, რომელიც გამოიყოფა შენაერთიდან მასში გასულ რენტგენის სხივების გავლენით. გამოკვლეულ იქნა სულ 12 სხვადასხვა ელემენტი, ყველა მათში შენიშნეული იყო დამოკიდებულება ვალენტოვნებაზე. აღმოჩნდა, რომ ელემენტის არა მარტო უწყვეტი სპექტრი, არამედ ხაზოვანი სპექტრიც დამოკიდებულია ქიმიური შენაერთის გვარობაზე; მაგ., ზოგიერთი დუბლეტის ორ ხაზს შორის მანძილი

ერთნაირი არ არის ქლორის სხვადასხვა შენაერთში და კალიუმის სხვადასხვა მარილში.

ჩვენ შევეხეთ კოსელის ცდას—აეხსნა რენტგენის სხივების სპექტრის დამოკიდებულება ქიმიურ შენაერთზე. კოსტერი (D. Coster, 1924) სხვანაირად ხსნის ამ მოვლენას; იგი ემყარება იმ გარემოებას, რომ ატომი ქიმიურ შენაერთში განიცდის ელექტრონის ორბიტების დამახინჯებას, რაც გავლენას ახდენს რენტგენის სხივების როგორც შთანთქმაზე, აგრეთვე გამოსხივებაზე. მაგრამ ეს საინტერესო საკითხი მთლიანად ჯერ კიდევ არ შეიძლება ჩაითვალოს საბოლოოდ გამორკვეულად.

ულტრაიისფერი სპექტრი, როგორც დავინახეთ, გამოკვლეულია იმ სხივამდე, რომელშიაც ტალღის სიგრძე ტოლია 76 Å-ისა. ეკეფორსი (Ekefors) 1930 წელს უფრო შორს წავიდა და ზიგბანის ლაბორატორიაში მუშაობის დროს მიაღწია ტალღის სიგრძეს $\lambda = 50$ Å. რენტგენის სხივები უცილობლად შემჩნეულია 24 Å-მდე. დარჩენილია შუალედი დაახლოვებით $1^1/_2$ ოქტავა. ამჟამად ეს შუალედი შეიძლება სავსებით შევსებულად ჩაითვალოს, ვინაიდან სხვადასხვა, თუმცა არაუშუალო გზით, დამტკიცებულ იქმნა ულტრაიისფერ და რენტგენის სხივებს შორის მრავალი სხივის არსებობა. აქ თავისთავად წამოიჭრება საკითხი იმის შესახებ, რა უნდა ვიგულისხმოთ ტერმინ „რენტგენის სხივებში;“ შეიძლება თუ არა ერთგვარი საზღვარის დადება რენტგენის სხივებსა და იმ სხივებს შორის, რომელთა ტალღის სიგრძე დიდია. მოვიგონოთ, რომ სხივები K შემჩნეული იყო ურანიდან ბერილიუმამდე ($Z=4$), სხივები L—კალციუმამდე ($Z=20$), სხივები M—ცერიუმამდე ($Z=58$). მოვიგონოთ აგრეთვე, რომ ელექტრონული შრე K უკვე დამთავრებულია ჰელიუმის ატომში($Z=2$), ასე რომ, Li (3)-დან შეიძლება ჩაითვალოს იგი შიდა შრედ: შრე L დამთავრებულია ნეონში (10) და შიდა შრედ ჩაითვლება Na (11)-თვის; შრე M დამთავრებულია პირველი აშენებით არგონისათვის (18) და კალიუმიდან (19) შიდა შრეს წარმოადგენს; დაბოლოს, შრე N წარმოადგენს შიდა შრეს რუბიდიუმისათვის (37). უფრო ბუნებრივი იქნებოდა რენტგენის სხივები გვეწოდებინა იმ სხივებისათვის, რომელნიც გამოწვეულნი არიან ელექტრონის ამოვარდნით რომელიმე შიდა ელექტრონულ შრიდან; ეს შრე მდებარეობს იმ დაუმთავრებელ შრეს ქვემოთ, რომელიც შედგება ვალენტურ ელექტრონებისაგან. ამ შემთხვევაში ჯერ კიდევ უნახავი სხივები K უნდა იმყოფებოდეს ელემენტებში ნეონიდან (10) ლითიუმამდე (3), სხივები L—ტიტანიდან (22) ნატრიუმამდე (11), სხივები M—ელემენტებში ტერბიუმიდან (65) კალიუმამდე (19). ყველა სხივი, რომლებიც აღიძვრება ვალენტურ ელექტრონების გარე შრეში, რენტგენის სხივებად არ უნდა ჩაითვალოს. მაგრამ ასეთი დანაწილება ხელოვნური იქნებოდა, მას არ შეიძლება ვუწოდოთ საყოველთაოდ მიჩნეული. ზოგიერთი მეცნიერი იხსენიებს წყალბადის K, L, M სხივებსაც კი.

შუალედ არეში სხივების გამოკვლევა წარმოებდა რენტგენის მეორეული სხივების საშუალებით. ეს საშუალება შემდეგში

ᲛᲓᲒᲝᲛᲐᲠᲔᲝᲑᲡ. ᲭᲣᲠᲭᲔᲚᲨᲘ, ᲠᲝᲛᲔᲚᲘᲪ ᲠᲔᲜᲢᲒᲔᲜᲘᲡ ᲛᲘᲚᲘᲡ ᲠᲝᲚᲡ ᲐᲡᲠᲣᲚᲔᲑᲡ, ᲐᲘᲠᲘ ᲒᲐᲘᲨᲕᲘᲐᲗᲔᲑᲣᲚᲘᲐ ᲣᲙᲘᲓᲔᲣᲠᲔᲡᲐᲓ (mm-ᲘᲡ ᲔᲠᲗ ᲛᲔᲛᲘᲚᲘᲝᲜᲔᲓᲐᲛᲓᲔ): ᲔᲚᲔᲥᲢᲠᲣᲚ V ᲫᲐᲑᲕᲐᲡ ᲙᲐᲗᲝᲓᲡᲐ ᲓᲐ ᲐᲜᲢᲘᲙᲐᲗᲝᲓᲡ ᲨᲝᲠᲘᲡ ᲐᲡᲔᲗ ᲞᲘᲠᲝᲑᲔᲑᲨᲘ ᲐᲠᲐᲕᲘᲗᲐᲠ ᲓᲔᲜᲘᲡ ᲒᲐᲛᲝᲬᲕᲔᲕᲐ ᲐᲠ ᲨᲔᲣᲫᲚᲘᲐᲜ. ᲛᲐᲒᲠᲐᲛ ᲙᲐᲗᲝᲓᲘᲡ ᲛᲐᲒᲘᲕᲠᲐᲓ ᲘᲦᲔᲑᲔᲜ ᲒᲐᲕᲐᲠᲕᲐᲠᲔᲑᲣᲚ ᲛᲐᲕᲗᲣᲚᲡ, ᲠᲝᲛᲔᲚᲘᲪ ᲒᲐᲛᲝᲐᲡᲮᲘᲕᲔᲑᲡ ᲔᲚᲔᲥᲢᲠᲝᲜᲔᲑᲡ, ᲠᲝᲛᲔᲚᲗᲐ ᲘᲜᲢᲔᲜᲡᲘᲝᲑᲐᲪ ᲘᲖᲠᲓᲔᲑᲐ ᲛᲐᲕᲗᲣᲚᲘᲡ ᲒᲐᲕᲐᲠᲕᲐᲠᲔᲑᲘᲡ ᲖᲠᲓᲐᲡᲗᲐᲜ ᲔᲠᲗᲐᲓ (ᲘᲮ. Თ. XIV). ᲫᲐᲑᲕᲐ V ᲛᲘᲡᲓᲔᲕᲔᲜᲘᲡ ᲔᲚᲔᲥᲢᲠᲝᲜᲔᲑᲡ ᲐᲜᲢᲘᲙᲐᲗᲝᲓᲗᲐᲜ, ᲐᲡᲔ ᲠᲝᲛ, ᲛᲘᲦᲔᲑᲣᲚᲘ ᲡᲮᲘᲕᲔᲑᲘ ᲡᲐᲕᲡᲔᲑᲘᲗ ᲐᲜᲐᲚᲝᲒᲘᲣᲠᲘᲐ ᲙᲐᲗᲝᲓᲘᲡ ᲡᲮᲘᲕᲔᲑᲘᲡᲐ. ᲐᲜᲢᲘᲙᲐᲗᲝᲓᲘᲡ ᲖᲔᲓᲐ�პᲘᲠᲣᲚ ᲤᲔᲜᲐᲖᲔ ᲓᲐᲠᲢᲧᲣᲛᲐᲗᲐ ᲒᲐᲛᲝ ᲔᲡ ᲡᲮᲘᲕᲔᲑᲘ ᲒᲐᲛᲝᲘᲬᲕᲔᲕᲡ ᲯᲔᲠ ᲒᲐᲑᲜᲔᲣᲚ ᲠᲔᲜᲢᲒᲔᲜᲘᲡ ᲞᲘᲠᲕᲔᲚᲐᲓᲡ ᲡᲮᲘᲕᲔᲑᲡ, ᲨᲔᲛᲓᲔᲒ ᲙᲘ, ᲠᲝᲓᲔᲡᲐᲪ V ᲛᲘᲐᲦᲬᲕᲔᲕᲡ Vi ᲛᲜᲘᲨᲕᲜᲔᲚᲝᲑᲐᲡ, ᲣᲪᲑᲐᲓ ᲒᲐᲛᲝᲩᲜᲓᲔᲑᲐ ᲓᲐᲛᲐᲮᲐᲡᲘᲐᲗᲔᲑᲔᲚᲘ ᲡᲮᲘᲕᲔᲑᲘ, ᲠᲝᲛᲚᲔᲑᲘᲪ ᲨᲔᲔᲡᲐᲑᲐᲛᲔᲑᲘᲐᲜ ᲐᲜᲢᲘᲙᲐᲗᲝᲓᲘᲡ ᲜᲘᲕᲗᲘᲔᲠᲔᲑᲘᲡ ᲐᲢᲝᲛᲘᲡ ᲔᲜᲔᲠᲒᲘᲘᲡ ᲔᲠᲗᲔᲠᲗ ᲓᲝᲜᲔᲡ. V ᲫᲐᲑᲕᲘᲡ ᲒᲐᲖᲚᲔᲜᲘᲗ ᲮᲔᲚᲡᲐᲬᲧᲝᲨᲘ ᲒᲐᲘᲖᲚᲘᲡ ᲓᲔᲜᲘ, ᲠᲝᲛᲚᲘᲡ ᲫᲐᲚᲐᲪ ᲐᲦᲜᲘᲨᲜᲝᲗ J-ᲘᲗ; ᲐᲛ ᲓᲔᲜᲘᲡ ᲫᲐᲚᲐ ᲓᲐᲛᲝᲙᲘᲓᲔᲑᲣᲚᲘᲐ ᲙᲐᲗᲝᲓᲘᲡ ᲛᲐᲕᲗᲣᲚᲘᲡ ᲕᲐᲠᲕᲐᲠᲘᲡ ᲡᲘᲫᲚᲘᲔᲠᲔᲖᲔ. ᲞᲘᲠᲕᲔᲣᲚᲘ ᲡᲮᲘᲕᲔᲑᲘ, ᲛᲧᲐᲠ ᲡᲮᲔᲣᲚᲨᲘ (ᲛᲘᲜᲐᲨᲘ, ᲙᲕᲐᲠᲪᲨᲘ) ᲒᲐᲣᲕᲚᲔᲚᲐᲓ, ᲓᲐᲔᲪᲛᲘᲜᲗ ᲚᲘᲗᲝᲜᲘᲡ ᲤᲘᲠᲤᲘᲢᲐᲖᲔ, ᲠᲝᲛᲚᲘᲪ ᲒᲐᲛᲝᲐᲡᲮᲘᲕᲔᲑᲡ ᲛᲔᲝᲠᲔᲣᲚ ᲔᲚᲔᲥᲢᲠᲝᲜᲔᲑᲡ. ᲖᲝᲛᲐᲕᲔᲜ ᲐᲛ ᲔᲚᲔᲥᲢᲠᲝᲜᲔᲑᲘᲡ ᲜᲐᲙᲐᲓᲘᲡ ᲘᲜᲢᲔᲜᲡᲘᲝᲑᲐᲡ, ᲔᲘ. ᲘᲜᲘᲡ. ᲛᲔᲝᲠᲔᲣᲚᲘ ᲙᲐᲗᲝᲓᲣᲠᲘ ᲡᲮᲘᲕᲔᲑᲘᲡ ᲘᲜᲢᲔᲜᲡᲘᲝᲑᲐᲡ, ᲛᲐᲒ. ᲒᲠᲫᲜᲝᲑᲘᲔᲠᲘ ᲔᲚᲔᲥᲢᲠᲝᲛᲔᲢᲠᲘᲡ ᲓᲐᲮᲛᲐᲠᲔᲑᲘᲗ. V ᲫᲐᲑᲕᲘᲡ ᲒᲐᲓᲘᲓᲔᲑᲐᲡᲗᲐᲜ ᲔᲠᲗᲐᲓ (ᲐᲜᲢᲘᲙᲐᲗᲝᲓᲖᲔ ᲞᲘᲠᲕᲔᲣᲚᲘ ᲙᲐᲗᲝᲓᲣᲠᲘ ᲡᲮᲘᲕᲘᲡ ᲓᲐᲪᲔᲛᲣᲚ ᲔᲚᲔᲥᲢᲠᲝᲜᲔᲑᲘᲡ ᲡᲘᲩᲥᲐᲠᲘᲡ ᲒᲐᲓᲘᲓᲔᲑᲐᲡᲗᲐᲜ ᲔᲠᲗᲐᲓ), ᲘᲖᲠᲓᲔᲑᲐ ᲒᲐᲑᲜᲔᲣᲚᲘ („ᲗᲔᲗᲠᲘ“) ᲠᲔᲜᲢᲒᲔᲜᲘᲡ ᲡᲮᲘᲕᲔᲑᲘᲡ ᲘᲜᲢᲔᲜᲡᲘᲝᲑᲐ ᲓᲐ ᲐᲛᲐᲡᲗᲐᲜ ᲔᲠᲗᲐᲓ, ᲛᲔᲝᲠᲔᲣᲚᲘ ᲔᲚᲔᲥᲢᲠᲝᲜᲔᲑᲘᲡ ᲜᲐᲙᲐᲓᲘᲡ ᲘᲜᲢᲔᲜᲡᲘᲝᲑᲐᲪ. ᲛᲐᲒᲠᲐᲛ, ᲠᲝᲒᲝᲠᲪ ᲙᲘ V ᲛᲘᲐᲦᲬᲕᲔᲕᲡ Vi ᲛᲜᲘᲨᲕᲜᲔᲚᲝᲑᲐᲡ, ᲒᲐᲛᲝᲩᲜᲓᲔᲑᲘᲐᲜ ᲓᲐᲛᲐᲮᲐᲡᲘᲐᲗᲔᲑᲔᲚᲘ ᲡᲮᲘᲕᲔᲑᲘ, ᲠᲝᲛᲚᲔᲑᲘᲪ ᲨᲔᲔᲡᲐᲑᲐᲛᲔᲑᲘᲐᲜ ᲐᲜᲢᲘᲙᲐᲗᲝᲓᲘᲡ ᲜᲘᲕᲗᲘᲔᲠᲔᲑᲘᲡ ᲐᲢᲝᲛᲘᲡ ᲔᲜᲔᲠᲒᲘᲘᲡ ᲔᲠᲗᲔᲠᲗ ᲓᲝᲜᲔᲡ. V ᲫᲐᲑᲕᲘᲡ ᲒᲐᲖᲚᲔᲜᲘᲗ ᲮᲔᲚᲡᲐᲬᲧᲝᲨᲘ ᲒᲐᲘᲖᲚᲘᲡ ᲓᲔᲜᲘ, ᲠᲝᲛᲚᲘᲡ ᲫᲐᲚᲐᲪ ᲐᲦᲜᲘᲨᲜᲝᲗ J-ᲘᲗ; ᲐᲛ ᲓᲔᲜᲘᲡ ᲫᲐᲚᲐ ᲓᲐᲛᲝᲙᲘᲓᲔᲑᲣᲚᲘᲐ ᲙᲐᲗᲝᲓᲘᲡ ᲛᲐᲕᲗᲣᲚᲘᲡ ᲕᲐᲠᲕᲐᲠᲘᲡ ᲡᲘᲫᲚᲘᲔᲠᲔᲖᲔ. ᲞᲘᲠᲕᲔᲣᲚᲘ ᲡᲮᲘᲕᲔᲑᲘ, ᲛᲧᲐᲠ ᲡᲮᲔᲣᲚᲨᲘ (ᲛᲘᲜᲐᲨᲘ, ᲙᲕᲐᲠᲪᲨᲘ) ᲒᲐᲣᲕᲚᲔᲚᲐᲓ, ᲓᲐᲔᲪᲛᲘᲜᲗ ᲚᲘᲗᲝᲜᲘᲡ ᲤᲘᲠᲤᲘᲢᲐᲖᲔ, ᲠᲝᲛᲚᲘᲪ ᲒᲐᲛᲝᲐᲡᲮᲘᲕᲔᲑᲡ ᲛᲔᲝᲠᲔᲣᲚ ᲔᲚᲔᲥᲢᲠᲝᲜᲔᲑᲡ. ᲖᲝᲛᲐᲕᲔᲜ ᲐᲛ ᲔᲚᲔᲥᲢᲠᲝᲜᲔᲑᲘᲡ ᲜᲐᲙᲐᲓᲘᲡ ᲘᲜᲢᲔᲜᲡᲘᲝᲑᲐᲡ, ᲔᲘ. ᲘᲜᲘᲡ. ᲛᲔᲝᲠᲔᲣᲚᲘ ᲙᲐᲗᲝᲓᲣᲠᲘ ᲡᲮᲘᲕᲔᲑᲘᲡ ᲘᲜᲢᲔᲜᲡᲘᲝᲑᲐᲡ, ᲛᲐᲒ. ᲒᲠᲫᲜᲝᲑᲘᲔᲠᲘ ᲔᲚᲔᲥᲢᲠᲝᲛᲔᲢᲠᲘᲡ ᲓᲐᲮᲛᲐᲠᲔᲑᲘᲗ. V ᲫᲐᲑᲕᲘᲡ ᲒᲐᲓᲘᲓᲔᲑᲐᲡᲗᲐᲜ ᲔᲠᲗᲐᲓ (ᲐᲜᲢᲘᲙᲐᲗᲝᲓᲖᲔ ᲞᲘᲠᲕᲔᲣᲚᲘ ᲙᲐᲗᲝᲓᲣᲠᲘ ᲡᲮᲘᲕᲘᲡ ᲓᲐᲪᲔᲛᲣᲚ ᲔᲚᲔᲥᲢᲠᲝᲜᲔᲑᲘᲡ ᲡᲘᲩᲥᲐᲠᲘᲡ ᲒᲐᲓᲘᲓᲔᲑᲐᲡᲗᲐᲜ ᲔᲠᲗᲐᲓ), ᲘᲖᲠᲓᲔᲑᲐ ᲒᲐᲑᲜᲔᲣᲚᲘ (“

λ_i=34,8 Å, რაც შეესაბამება რენტგენის სხივების M ჯგუფის ერთერთ ხაზს. კურთმა (Kurth, 1921) გამოიკვლია ზოგიერთი ნივთიერება და იპოვა შემდეგნი მნიშვნელობანი λ_i-თვის ანგსტრემებში:

სხივები K: ნახშირბადი—42,6; ჟანგბადი—23,8

სხივები L: ნახშირბადი—375; ალუმინი—100;
კაჟი—82,5; რკინა—16,3; სპილენძი—12,3.

სხივები M: ალუმინი—326: რკინა—54,3;
სპილენძი—41,6

სხივები N:—რკინა—247; სპილენძი—116.

როგორც ვხედავთ, ეს რიცხვები ღრმად არის შეპრილი უკვე გამოკვლეულ შორეულ ულტრაიისფერ სხივების არეში 76 Å-მდე. 1921 წლის შემდეგ, განსაკუთრებით კი 1924 წლიდან დაწყებული, შესრულებულ იქნა გამოკვლევათა დიდი რიცხვი ზემოხსენებული მეთოდის საშუალებით.

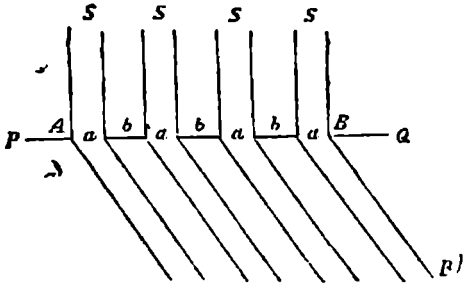
მე-III თავში, 1-ლ და მე-5 §-ში მოვიხსენიეთ შვედელ მეცნიერების ედლენის და ერიქსონის შრომები. თავის წინასწარ ცნობაში ისინი აღნიშნავენ შემდეგ ფაქტს: იმავე ფიზიკურ ინსტიტუტში, სადაც ისინი მუშაობენ (უფსალში, პროფ. ზიგბანთან), ზედერმანმა გაზომა რენტგენის K სხივების ტალღის სიგრძე უმსუბუქეს ელემენტებისათვის ბერილიუმამდე, რომლისათვისაც ხაზები K_α მდებარეობს 111 Å და 122 Å-ს შორის მაქსიმუმით 113,4 Å-თან. აღმოჩნდა, რომ ერთიდაიმავე ელემენტის, ბერილიუმის, ოპტიკური და რენტგენის ხაზები თანემთხვევიან ერთმანეთს. განსაკუთრებით მრავალი გაზომვა მოახდინეს ნახშირბადზე. სხვადასხვა მეცნიერის მიერ მიღებული შედეგები ერთმანეთს ეთანხმება, რასაც მოწმობს შემდეგი რიცხვები; λ=45,4—44,52—44,60—44,70 Å ნახშირბადის K_α სხივისათვის. ყველა ამ გამოკვლევამ საესებით შეავსო შუალედი რენტგენის და ულტრაიისფერ სხივთა შორის. მაგრამ, ნაკლი იმაში მდგოძარეობს, რომ იგინი გვაძლევენ რენტგენის K, L, M, N სხივების აღგზნების λ_i ზღვარს და არა ამ სხივების ტალღის სიგრძეს, უფრო ხისტ λ_m-სათვის მაინც. ჩვენ ვიცით მხოლოდ, რომ λ_m ცოტაოდენ აღემატება λ_i-ს, რომლებიც, როგორც ვთქვით, განისაზღვრება მეორეული ელექტრონების ნაკადის დაკვირვების გზით. აღმოჩნდა, რომ შეიძლება განისაზღვროს თვით რენტგენის სხივების ტალღათა სიგრძე, თუ კი გავზომეთ მეორეული ელექტრონების სიჩქარე. მაგრამ, ეს გაზომვა შეუძლებელია შესრულდეს ისეთი სიზუსტით, რომ შესაძლებელი იყოს გარჩევა ცალკეულ ხაზებისა K, L, M ჯგუფებში. იძულებული ვართ დავკმაყოფილდეთ ტალღის ერთი λ სიგრძით, რომელიც ახასიათებს ერთერთ ამ ჯგუფთაგანს. ამ მეთოდით სარგებლობდა მაგ. ბ. ი. ლუკირსკი (ლენინგრადი), რომელმაც იპოვა ნახშირბადისათვის K სხივის ტალღის სიგრძე 48,9 Å, ალუმინისათვის—L სხივის ტალღის სიგრძე 154 Å დათუთიისათვის—M სხივის—112 Å. სახეშეცვლილ ხელსაწყოს დახმარებით იპოვნეს ტალღის სიგრძენი λ_i აირების და ორთქლებისათვის.

იმ სხივების ტალღათა სიგრძის უშუალო გაზომვის, მეორე ხერხს, რომლებიც ულტრაიისფერ და რენტგენის სხივებს შორის შუალედურ სპექტრულ არეშია, ჩვენ გავეცნობით ამ თავის მე-7 §-ში.

§ 6. რენტგენის სხივები და კრისტალები

რენტგენის მიერ ახალი სხივების აღმოჩენის წლიდან, 1895 წლიდან 1912 წლამდე, ამ სხივების ბუნება ჯერ კიდევ უცნობი იყო. 1912 წელს გერმანელმა მეცნიერმა *მ. ლაუემ* აღმოაჩინა ის მოვლენები, რომლებიც თავს იჩენენ *რენტგენის სხივების კრისტალის ფირფიტაში გავლის დროს*. ამ აღმოჩენამ ნათლად ცხადყო, რომ რენტგენის სხივები წარმოადგენენ სხივადი ენერგიის კერძო შემთხვევას. ამ აღმოჩენის საფუძველზე წარმოიშვა მეცნიერების ორი ფართო დარგი, რომელთაგანაც ერთი ეხება რენტგენის სხივებს და უპირველესად ამ სხივების ტალღის სიგრძის გაზომვის, მათი სისტემატიზაციის საშუალებას გვაძლევს. მაგრამ მოულოდნელად გამოირკვა შემდეგი: *რენტგენის სხივების დახმარებით ცხადყოფილ იქმნა კრისტალების შინაგანი სტრუქტურა*. გადაწყვეტილ იქმნა კრისტალებში მოლეკულების და ატომების წყობის საკითხი, ამასთანავე მიღებულ იქნა ახალი და მოულოდნელი შედეგები. წარმოიშვა მეცნიერების ახალი დარგი კრისტალურ ნივთიერებათა აგებულობის შესახებ; ამ დარგში უკვე არსებობს ფართო ლიტერატურა და ზოგიერთ ამ შინაარსის წიგნს სახელმძღვანელოების ხასიათი აქვს. ამ უკანასკნელ წლებში ამ მეცნიერების არე უფრო გაფართოვდა; რენტგენის სხივებმა ნათელი მოჰფინეს სითხეების და სხვა ამორფულ სხეულების აგებულობის საკითხსაც. ვიდრე არსებითად შევეხებოდეთ *ლაუეს* აღმოჩენას, აუცილებლად მოკლედ უნდა გავიხსენოთ ინტერფერენციის და დიფრაქციის მოვლენები. თუ ორი სხივი, ერთი წერტილიდან გამოსული, გადის ორ სხვადასხვა მანძილს და განიცდის სხვადასხვა არეკლვას ან გადატეხას და შემდეგ კვლავ ერთმანეთს შეხვდება ერთ წერტილში, მაშინ ამ წერტილში შეიკრიბება ის ორი რხევა, რომლებიც შეესაბამება ამ ორ სხივს. ამასთანავე ეს ორი რხევა გვაძლევს ერთ რხევას, რომლის ამპლიტუდი შეიძლება სხვადასხვა იყოს. თუ ორივე რხევას ყოველ მომენტში ერთიდაიგივე მიმართულება აქვს, მაშინ მივიღებთ ერთ რხევას გაორკეცებული ამპლიტუდით, ე. ი. მეტი ინტენსიობის რხევას. მაგრამ, თუ რხევებს მოპირისპირე მიმართულება აქვს, მაშინ იგინი ერთმანეთს მოსპობენ და არავითარ მოძრაობას ადგილი არ ექნება. შესაძლებელია ყოველგვარი საშუალედო შემთხვევებიც. ორი სხივის ასეთ შეკრებას *ინტერფერენცია* ეწოდება. შესაძლებელია უფრო რთული შემთხვევებიც, როდესაც *სხივთა კონა* იკრიბება სივრცის ერთ წერტილში, თანაც კონის შემადგენელი სხივები ერთნაირ მანძილს არ გადის რხევათა წყაროდან იმ წერტილამდე, სადაც იკრიბება ყველა სხივის რხევა. ამ შემთხვევაშიაც ყველა რხევის შეკრების შედეგი სხვადასხვა იქნება იმის მიხედვით, თუ სად მდებარეობს ის წერტილი, რომელშიაც ეს რხევები იკრიბება. ასეთ მოვლენას *დიფრაქცია* ეწოდება. განსაკუთრებული ყურადღების ღირსია ე. წ. *სადიფრაქციო ცხაური*, რომელიც შედგება მრავალ პარალელურ ჭვრიტეებისაგან. 9 ნახ-ზე წარმოდგენილია ასეთი PQ ცხაურის ჭრილი; a ასოებით აღნიშნულია ჭვრიტეების ჭრილები; ეს ჭვრიტეები პერპენდიკულარულია ნახაზის სიბრტყისადმი,

ასე რომ, a გვიჩვენებს ჭვრიტის სიგანეს. b ასოებით აღნიშნულია ის ადგილები ჭვრიტთა შორის, რომლებშიაც სხივები ვერ გადიან. S-ით აღნიშნულია ის სხივები, რომლებიც მოდიან რა შორეული წყაროდან, ეცემიან ცხაურს. ასეთ პირობებში ჭვრიტების ყველა წერტილი შეგვიძლია განვიხილოთ როგორც რხევათა ახალი ცენტრები, საიდანაც რხევები ვრცელდება ყოველ-მხრით. 9 ნახ-ზე ნაჩვენებია იმ სხივების ყველა ის კონა, რომლებიც ვრცელდებიან ჭვრიტებიდან BB′ სწორი ხაზის პარალელური მიმართულებით. ყველა ეს კონა ორმხრივ ამოზნექილი ლინზის დახმარებით შეგვიძლიან შევკრიბოთ ერთ წერტილში; ამ წერტილში რხევათა ინტენსიობა დამოკიდებულია BB′ მიმართულებაზე. გამოთვლა ასეთ შედეგს გვაძლევს: თუ ჭვრიტეები მეტად ვიწროა და მათი რიცხვი მრავალი, მაშინ ცხაურიდან კაშკაშა სხივები გავრცელდება მხოლოდ გარკვეული მიმართულებით, იმ დროს, როდესაც საშუალო მიმართულებით არავითარ რხევებს ადგილი არ ექნება.

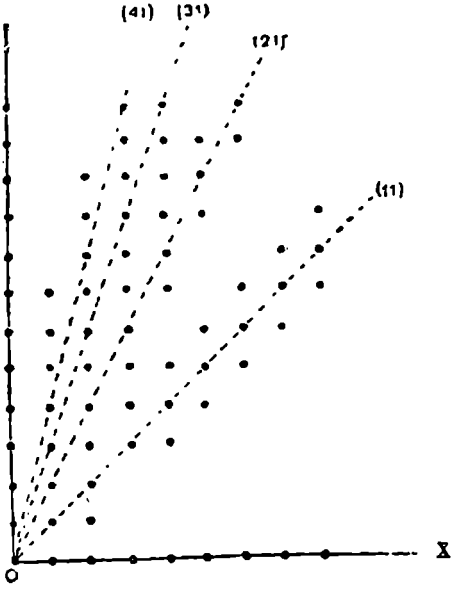


ნახ. 9.

ვთქვათ, საქმე გვაქვს სხივადი ენერგიის ხილულ ან არახილულ სხივებთან. მათემატიკური გამოთვლა გვიჩვენებს, რომ თუ გამოვარკვიეთ ის მიმართულება, საითაც ვრცელდება ცხაურიდან ინტენსიური სხივები, მაშინ შესაძლებელი იქნება ცხაურზე დაცემული სხივების ტალღის სიგრძის გაზომვა. არსებობს სხვა სახის ცხაურები, რომლებსაც ამრეკლავი ცხაურები ეწოდებათ. წარმოვიდგინოთ ლითონის ფირფიტა, რომლის გაპრიალებულ ზედაპირზე წვეტით გავლებულია მრავალი წვრილი და მახლობელი ხაზი. („ნაფხაჭნები"), რომელთა შორისაც დარჩენილია გლუ ზოლები. თუ ასეთ ფირფიტაზე დაეცა, მაგ., სინათლის სხივები, მაშინ იგინი უწესოდ აირეკლვებიან ნაფხაჭნი ხაზებიდან, გლუ ზოლების ყველა წერტილი კი გახდება ცენტრები ახალი რხევების, რომლებიც ყოველმხრივ გავრცელდებიან. გამოთვლა გვიჩვენებს, რომ მარტივ არეკვლას, ცნობილ კანონების თანახმად, აქ ადგილი არა აქვს, არამედ ცხაურის ზედაპირიდან ვრცელდება ცალკეული სხივები ისეთი მიმართულებებით, რომლებიც სხვადასხვა კუთხეს შეადგენენ ცხაურის ზედაპირისადმი ნორმალთან. ამ კუთხეთა გაზომვა საშუალებას გვაძლევს გავზომოთ ცხაურზე დაცემული სხივების ტალღის სიგრძე.

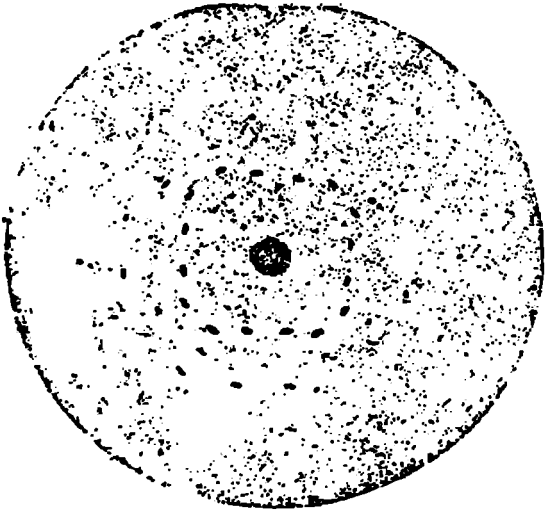
დიდი ხანია, რაც კრისტალოგრაფიას კრისტალების სტრუქტურა წარმოდგენილი აქვს, როგორც სივრცული ცხაური, რომლის კვანძებშიაც ჩამსხდარია მონაცემი ნივთიერების მოლეკუ-

ლ ე ბ ი. ასეთ ცხაურს მივიღებთ, თუ გვაქვს სიბრტყეების სამი ურთიერთ გადამკვეთი სისტემა, ამასთანავე თითოეულ სისტემაში ერთმანეთის პარალელური სიბრტყეები დაშორებულია ერთმანეთზე ტოლი მანძილებით; ზოგად შემთხვევაში სიბრტყეთა სამივე სისტემისათვის ეს მანძილები ერთნაირი არ არის. ზოგადად ყველა ამ სიბრტყის მიერ სივრცე დანაწილებულია პარალელეპიპედებად. კერძო შემთხვევაში, როდესაც სიბრტყეთა ეს სამი სისტემა ურთიერთისადმი პერპენდიკულარულია და როდესაც სამივე სისტემაში სიბრტყეთა შორის მანძილი ტოლია, პარალელეპიპედების მაგივრად გვექნება კუბები და მაშასადამე კ უ ბ უ რ ი ცხაური. პარალელეპიპედების წვეროები, კერძო შემთხვევაში კუბის წვეროები, ე. ი. წერტილები, სადაც გადიკვეთება სამი სიბრტყე, რომლებიც ეკუთვნის სიბრტყეების სამ სხვადასხვა სისტემას, წარმოადგენს ცხაურის იმ კვანძებს, სადაც ეგულვებოდათ მოლეკულები. ყოველ სივრცულ ცხაურში შეგვიძლიან გავავლოთ ისეთი ს ი ბ რ ტ ყ ე ე ბ ი, რ ო მ ლ ე ბ ი ც გ ა ნ ს ა კ უ თ რ ე ბ ი თ მ ჭ ი დ რ ო დ მ ო ფ ე ნ ი ლ ი ა კ ვ ა ნ ძ ე ბ ი თ. ავიღოთ კუბური ცხაური, რომლებშიაც სიბრტყეების ყველა სამ ურთიერთისადმი პერპენდიკულარული სისტემის ყველა სიბრტყე სავსებით თანაბარ როლს ასრულებს. ერთერთი ამ სიბრტყეთაგანი იყოს ნახაზის სიბრტყე (ნახ. 10). კვანძები აღნიშნულია წერტილებით, რომლებითაც სიბრტყე დანაწილებულია კვადრატებათ. ეს კვადრატები წარმოადგენს იმ კუბების წახნაგებს, რომელთა წვეროებშიაც არის სივრცული ცხაურის კვანძები. ორი სიბრტყე, რომლებიც ჰკვეთენ ნახაზის სიბრტყეს X და Y ღერძების გასწვრივ და რომლებიც პერპენდიკულარულია ამ სიბრტყისადმი, და თვით ნახაზის სიბრტყე, ეკუთვნის სიბრტყეთა სამ მოავარ სისტემას; იგინი შეხვდებიან ერთმანეთს O წერტილში. ეს სამი სიბრტყე და ყველა მათი პარალელური სიბრტყე, რომლებიც ეკუთვნის სიბრტყეთა სამ სისტემას, ყველაზე უფრო მეტად არიან მოფენილნი კვანძებით. 10 ნახ-ზე ნაჩვენებია ნახაზის სიბრტყის მიერ გადაკვეთის ხაზები იმ ოთხ სიბრტყესთან (1,1), (2,1), (3,1) და (4,1), რომლებიც კლებადი რიგით შედარებით მჭიდროდ არიან მოფენილნი კვანძებით, რომლებიც შეადგენენ წესიერ ბადეს. ამიტომ ასეთ სიბრტყეს ეწოდება ბ ა დ ი ს ე ბ ე ბ ი ს ი ბ რ ტ ყ ე.



ნახ. 10.

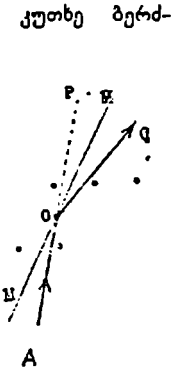
რენტგენის სხივების ბუნების გამორკვევის მიზნით მათ დაუხვიდრეს ჩვეულებრივი სადიფრაქციო ცხაური, მაგრამ ზემოაღნიშნული შედეგი ვერ მიიღეს. ამის მიზეზი შეიძლება ის ყოფილიყო, რომ რენტგენის სხივები არ წარმოადგენენ რხევითი მოძრაობის გავრცელების კერძო შემთხვევას ან ის, რომ მათი ტალღის სიგრძე გაცილებით მცირეა სადიფრაქციო ცხაურის ჭვრიტეების სიგანესთან შედარებით. ლაუეს აზრად მოუვიდა ესარგებლა კრისტალების ბუნებრივი სივრცული სადიფრაქციო ცხაურით. პირველი ცდები მოახდინა კნიპინგმა და ფრიდრიხმა (Knipping და Friedrich 1912); იგინი სარგებლობდნენ ტყვიაკრიალას კრისტალური ფირფიტით, რომელიც ეკუთვნის კრისტალების კუბურ სისტემას. ფირფიტა მოთავსებული იყო რენტგენის სხივებისადმი პერპენდიკულარულად, ფირფიტის უკან კი მოთავსებული იყო ფოტოგრაფიული ფირფიტა. როდესაც სხივები გადიან ფირფიტაში, მაშინ სივრცული-ცხაურის კვანძებში მოთავსებული ყველა მატერიალური ნაწილაკი გადიქცევა ახალ ცენტრებად, საიდანაც გამოკრთის რენტგენის სხივები. ფოტოგრაფიული ფირფიტის ზედაპირის ყოველ წერტილზე დაეცემა სხივები, რომლებიც გამოდის სივრცული ცხაურის მრავალ კვანძიდან. ლაუემ მათემატიკური ანალიზის დახმარებით დაამტკიცა, რომ აძ სხივებმა შეკრების შემდგომ ფოტოგრაფიული ფირფიტის ზოგიერთ წერტილში უნდა გამოიწვიოს ინტენსიური მოქმედება, ზოგან კი მეტად სუსტი ან არავითარი. 11 ნახ.-ზე ნაჩვენებია სანიმუშო ნახაზი, რომელიც მიღებულია ტყვიაკრიალას ფირფიტის დახმარებით. ცენტრში შავი წრე გამოწვეულია იმ სხივებით, რომლებიც გადიან ბროლში მის გვერდებისადმი პერპენდიკულარულად. დანარჩენი შავი წერტილები იმ ადგილებში მდებარეობს, სადაც კრისტალურ ცხაურის კვანძებიდან გამოსულ სხივების ერთობლივი მოქმედება უდიდესია. ასეთ სურათებს ხშირად უწოდებენ ლაუეს დიაგრამებს. მათემატიკურმა გამოკვლევამ ცხადყო, რომ ასეთ დიაგრამაზე შავი წერტილების წყობის მიხედვით შეიძლება გამოითვალოს რენტგენის



ნახ. 11.

სხივების ტალღის სიგრძე. მაგრამ ამისათვის აუცილებლად საჭიროა ვიცოდეთ სივრცული ცხაურის გეომეტრიული ზომა, ე. ი. მისი კვანძებსშორისი მანძილი. კუბური ცხაურისათვის საკმარისია ვიცოდეთ კუბის წიბოს სიგრძე, ე. ი. ორ მეზობელ კვანძსშორისი მანძილი. ამ მანძილს ჩვეულებრივ აღნიშნავენ d ასოთი და გამოხატავენ ანგსტრემებით.

ორმა ინგლისელმა მეცნიერმა ვ. გ. ბრაგმა და ვ. ლ. ბრაგმა (მამა და შვილი) და ერთდროულად გ. ფ. ვულფმა (მოსკოვი) მოგვცეს ლაუეს დიაგრამების წარმოშობის ახალი ახსნა და მით გამონახეს რენტგენის სხივების ტალღათა სიგრძის გაზომვის უფრო მარტივი საშუალება და ამავე დროს აღმოაჩინეს მატერიის სტრუქტურის შესწავლის ახალი გზა. მამა ბრაგი სწერს, რომ ეს აზრი ძირითადად ეკუთვნის მის შვილს, მთელი შემდგომი მუშაობა კი ჩატარებულ იქნა ორთავეს მიერ. ეს აზრი იმაში მდგომარეობს, რომ ლაუეს დიაგრამები წარმოიშობა რენტგენის სხივების ბადისებურ სიბრტყეებიდან არეკლვისა გამო, რომლებიც სივრცული ცხაურის კვანძებით მჭიდროდ არიან მოფენილნი ე. ი. იმ წერტილებით, რომლებიც წარმოადგენენ სხივების ახალ წყაროებს. ამ აზრზე დამყარებით ბრაგებმა გამოიკვლიეს კრისტალურ ფირფიტაში რენტგენის სხივების არა გავლა, არამედ ფირფიტის ზედაპირიდან მათი არეკლვა. ვთქვათ, ეს ზედაპირი წარმოადგენს ბადისებურ სიბრტყეს; უფრო ზუსტად ასე უნდა ვთქვათ: კრისტალის ზედაპირული ფენი შეიცავს ერთმანეთის პარალელურ ბადისებურ მრავალ სიბრტყეს, რომლებიც ერთმანეთზე დაშორებულია d მანძილით. მეტად მარტივი გეომეტრიული მსჯელობა გვიჩვენებს შემდეგს: ვთქვათ, ფირფიტის ზედაპირზე დაეცა გარკვეული ტალღის სიგრძის რენტგენის სხივები, რომლებიც შეადგენს ფირფიტის ზედაპირთან ერთგვარ კუთხეს; აღვნიშნოთ ეს კუთხე ბერძნული φ (ფი) ასოთი. მაშინ ერთმანეთის პარალელურ სიბრტყეებზე მდებარე ყველა კვანძიდან გამოკრთობას იწყებენ რენტგენის სხივები, რომლებიც ინტერფერირებისას მოგვცემს ერთ ინტენსიურ სხივს მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ საკვლევი სხივების ტალღის სიგრძე λ, მანძილი d ორ მეზობელ ბადისებურ სიბრტყეს შორის და სხივების დახრილობის კუთხე φ აკმაყოფილებენ მეტად მარტივ განტოლებას (ვსწერთ ამ განტოლებას იმ მკითხველთათვის, რომლებიც იცნობენ ტრიგონომეტრიის ელემენტებს: 2 dsin φ=nλ, სადაც n—ერთერთი მთელი რიცხვია 1, 2, 3 და ა. შ.). 12 ნახ-ზე წერტილებით აღ ნიშნულია სივრცული ცხაურის კვანძები; AOP—ფირფიტიდან გამოსულ და ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე ლაქის მომცემ დაცემული სხივის მიმართულებაა. ადვილად შეიძლება



ნახ. 12.

დამტკიცდეს შემდეგი: სიბრტყე MM, რომელიც ნახაზის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულია და შუაზე ჰყოფს კუთხეს OP

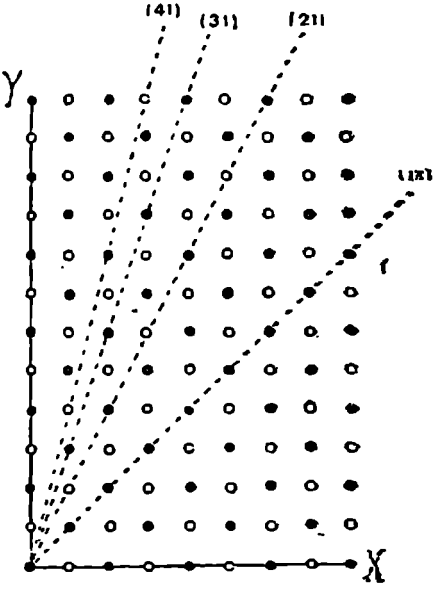
და OQ-ს შორის, ბადისებური სიბრტყეა. ამ სიბრტყედ შეიძლება იყოს კრისტალის ერთერთი ბუნებრივი წახნაგი. აქედან გამომდინარეობს, რომ დიფრაქციული OQ სხივის წარმოშობა შეგვიძლიან განვიხილოთ როგორც ბადისებური MM სიბრტყიდან არეკლვის შედეგი. ტალღის მონაცემი სიგრძისათვის და მონაცემი d-თვის არსებობენ φ კუთხის მნიშვნელობანი φ_1, φ_2, φ_3, რომელთაც შეესაბამებათ ინტენსიური არეკლვილი სხივი. ამ შემთხვევაში ამბობენ პირველი, მეორე და ასე შემდეგ, რიგობის არეკლვის შესახებ. რაც უფრო მაღალია რიგი, მით უფრო მეტია სხივის დახრილობა. ჩვენ აქ საქმე გვაქვს დიფრაქციულ არეკლვასთან, რომელიც არსებითად განსხვავდება ჩვეულებრივი არეკლვისგან. აი ეს განსხვავებანი: 1) თუ მონაცემ φ კუთხის დროს აირეკლება λ სიგრძის ტალღის სხივი, მაშინ იმავე φ კუთხის დროს აირეკლება ის სხივებიც, რომელთაც შეესაბამებათ ტალღის სიგრძე $\frac{\lambda}{2}$, $\frac{\lambda}{3}$, $\frac{\lambda}{4}$, და ა. შ.

2) დიფრაქციული არეკლვა წარმოებს არა ერთ რომელიმე სიბრტყიდან, არამედ მრავალ პარალელურ სიბრტყიდან, რომელთა შორისაც მანძილი აღვნიშნეთ d-თი. ბადისებურ სიბრტყეზე კვანძების წყობა, მაგ.—მათ შორის მანძილი, არავითარ როლს არ თამაშობს. ყველა პარალელურ და ტოლად დაშორებულ სიბრტყის ყველა კვანძი ერთნაირ მონაწილეობას იღებენ „არეკლილ" სხივის წარმოშობაში. ამ სხივის მიმართულება შეიძლება ნაპოვნი იყოს საიონიზაციო კამერის დახმარებით, რომელშიაც იგი იწვევს აირის იონიზაციას ან, როგორც ამჟამად არის გავრცელებული, ფოტოგრაფიულ ფირფიტის დახმარებით. თუ გაეზომავთ φ კუთხეს და გვეცოდინება სიდიდე d, ადვილად შეიძლება გამოითვალოს რენტგენის სხივის ტალღის სიგრძე λ.

§ 7. რენტგენის სხივების ტალღის სიგრძის გაზომვა. რენტგენის სხივების გადატეხა

ორიოდე სიტყვით უნდა შევეხოთ იმას, თუ რა სამსახური გაუწია რენტგენის სხივებმა კრისტალოგრაფიას, რა ახალი და მოულოდნელი რამე შეიტანა ამ სხივებმა კრისტალების სტრუქტურის საკითხში. ეს ახალი რამე აღმოჩენილი იყო ბრაგების მიერ და შემდეგში მდგომარეობს. როგორც ზემოთ ვთქვით, კრისტალების სტუქტურის ძველი თეორიის შეხედულებით, სივრცული ცხაურის კვანძებში სხედან იმ ნივთიერების მოლეკულები, რომლებისაგანაც შედგება ეს კრისტალი. ბრაგებმა იპოვეს (ამ შრომაში მათ მიიღეს ნობელის პრემია), რომ კვანძებში სხედან არა მთლიანი მოლეკულები, არამედ მათი შემადგენელი ნაწილები, ე. ი. ცალკეული ატომები ან ატომების გარკვეული ჯგუფები. მაგრამ, ასეთ მდგომარეობას ადგილი აქვს მხოლოდ რამდენიმე უმარტივეს შემთხვევაში. ჩვეულებრივ კი ზოგიერთი ატომი ან ატომთა ჯგუფები ჩამსხდარნი არიან ძირითადი ცხაურის კვანძებში, სხვები კი—წახნაგების, წიბოების გარკვეულ ადგილებში ან იმ უჯრედების შიგნით, რომლებზედაც ცხაურის მიერ

სივრცეა დანაწილებული. ეს საოცარი აღმოჩენა გვიჩვენებს, რომ ნივთიერების კრისტალური მდგომარეობის დროს შეუძლებელია ლაპარაკი ცალკეულ მოლეკულებზე. მთელი კრისტალი წარმოადგენს თითქოს უზარმაზარ მოლეკულას. მეტად მარტივ შემთხვევაში მაგ. ქვის მარილში (კუბური სისტემა და ორგვარი ატომი) აღმოჩნდა, რომ კვანძებში ჩამსხდარია არა ქლოროვანი ნატრიუმის მოლეკულები, არამედ ნატრიუმის და ქლორის ცალკეული ატომები რიგ-რიგობით. იმ კუბის წვეროებში, რომლის წიბოებიც ტოლია d-სი, ჩამსხდარია ქლორის ოთხი ატომი და ნატრიუმის ოთხი ატომი, თანაც თორმეტი წიბოდან თვითეულის ბოლოებზე სხედან არა ერთ სახელიანი ატომები. ორ ერთ სახელიან ატომთა შორის უმოკლესი მანძილი ტოლია 2d-სი. ნახ. 13 განმეორებაა მე-11 ნახაზისა. აქ გამოხატულია ქვის მარილის კრისტალის ბადისებური სიბრტყე, სადაც შავი და თეთრი წერტილებით აღნიშნულია შესაბამისად ნატრიუმის და ქლორის ატომები. ამ უმარტივეს შემთხვევაშიაც კი აღმოჩნდა, რომ ბადისებური სიბრტყეები ერთნაირი არ არი მათზე მოთავსებული ატომების გვარობის მხრივ; უნდა გავარჩიოთ ორი გვარის სიბრტყე X, Y. (21) და (41) სიბრტყეში ნატრიუმის და ქლორის ატომები რიგ-რიგობით ერთმანეთს სცვლიან (11), და (31) სიბრტყეში მხოლოდ ერთნაირი ატომებია მოთავსებული. ამრიგად, კრისტალოგრაფიის წინაშე წამოდგა გრანდიოზული ამცანა: რენტგენის სხივების დახმარებით გამოირკვეს ყველანაირი ქიმიური შემადგენლობის კრისტალების სივრცულ ატომების ან ატომთა ჯგუფების განლაგება. როგორც ვთქვით, ამ ნიადაგზე განვითარდა მეცნიერების ფართო დარგი, რომელსაც, ცხადია, აქ არ შევეხებით.



ნახ. 13.

ზემოთ თქმულიდან ცხადად ჩანს, რომ რენტგენის სხივების ტალღის λ სიგრძის გაზომვის მიზნით უნდა ვესარგებლოთ კრისტალით, რომლისათვისაც ცნობილია სიდიდე d, შემდეგ კი გაიზომოს გამოსაკვლევი სხივების დიფრაქციული არეკლვის ერთეერთი კუთხე φ_1, φ_2, φ_3 და ა. შ.

ნათქვამიდან ჩანს, თუ რა უდიდესი მნიშვნელობა აქვს d სიდიდის ზუსტ განსაზღვრას. მაგრამ აღმოჩნდა, რომ თუ d ცნობილია

ერთი რომელიმე ნივთიერებისათვის, მაშინ ეს სიდიდე უკვე ადვილად მოიძებნება სხვა ნებისმიერ ნივთიერებისათვის. მართლაც, ვთქვათ, არჩეული ნივთიერება არის ქვამარილი; მისთვის სიდიდე d განვსაზღვრეთ და ამ მარილის ფირფიტის დახმარებით გავზომეთ ვოლფრამის სავსებით გარკვეულ სხივისათვის, თუნდაც K_α-თვის, ტალღის სიგრძე λ. ამასთანავე ვისარგებლოთ ზემოხსენებული ფორმულით, რომელიც აკავშირებს d, λ და φ სიდიდეს და საშუალებას გვაძლევს გამოვთვალოთ რომელიმე ამ სიდიდეთაგანი, თუ გვეცოდინება დანარჩენი ორი. ამ შემთხვევაში ქვამარილისათვის ვიცით d, ცდით ვიპოვეთ ამ φ კუთხეს, რომლის დროსაც ადგილი აქვს ინტენსიურ არეკლვას და ამის შემდეგ გამოვთვლით ტალღის λ სიგრძეს. ეხლა ავიღოთ სხვა კრისტალი, რომლისათვისაც d უცნობია და მის ზედაპირს მივანათოთ ვოლფრამის სხივი K_α და ვიპოვოთ კუთხე φ. ეხლა ჩვენ უკვე ვიცით λ და φ, ასე რომ, იმავე ფორმულიდან გამოვთვლით d სიდიდეს. სწორედ ასეთი საშუალებით გამოთვალეს სიდიდე d სხვადასხვა ნივთიერების მრავალი კრისტალისათვის. როგორც ვხედავთ, რენტგენის სხივების სპექტროსკოპიის ძირითადი საკითხი გადაწყვეტილი იქნება, თუ გამორკვეულია სიდიდე d ერთი რომელიმე ნივთიერებისათვის. ასეთ ნივთიერებად აღებულია ქვამარილი, რომლის კრისტალის სტრუქტურა, როგორც დავინახეთ, ზუსტად არის ცნობილი. ქვამარილისათვის მანძილი d მთავარ ბადისებურ სიბრტყეთა შორის ანუ იმ მცირე კუბების წიბოების სიგრძე, რომელთა წვეროებშიაც სხედან ნატრიუმის და ქლორის ატომები, განისაზღვრება გამოთვლით ქვამარილის სიმკვრივის ექსპერიმენტულ გაზომვის საფუძველზე. ეს სიმკვრივე ტოლია 2,164. ეს იმას ნიშნავს, რომ ამ მარილის ერთი კუბური სანტიმეტრის მასა ტოლია 2,164 გრ. მაგრამ ჩვენ ვიცით, რომ ქვამარილის გრამ-მოლეკული, ე. ი. 58,46 გრ. (ნატრიუმის ატომური წონის 23,00 და ქლორის ატომური წონის 35,46 ჯამი) შეიცავს $6,062 \cdot 10^{23}$ მოლეკულს [ავოგადროს რიცხვი, იხ. თავი II. § 1, განტ. (1)], ე. ი. ქლორისა და ნატრიუმის ატომების ამდენ რიცხვს. ცალკეულ ატომს შეესაბამება ერთი მცირე კუბი, ვინაიდან იგი ერთდროულად ეკუთვნის რვა მცირე კუბს, რომლებიც ერთ წერტილში თავს იყრის. თუ გვეცოდინება მოცულობა 58, 46 გრ-ისა და ამ მოცულობაში ატომების რიცხვი, ადვილად გამოვთვლით მცირე კუბის სიდიდეს და, მაშასადამე, მის წიბოს d სიგრძესაც. ამ გზით ნაპოვნი იყო ქვამარილში ატომთა შორის მანძილი d

$$d = 2,814 \text{ ანგსტრემს.} \qquad (7)$$

ამ რიცხვის სიზუსტე დამოკიდებულია იმ სიზუსტეზე, რომლითაც განსაზღვრული იქნება ქვამარილის სიმკვრივე და ავოგადროს რიცხვი. შესაძლებელია, რომ ეს ორი უკანასკნელი სიდიდე მომავალში უფრო ზუსტად იყოს განსაზღვრული; მაგრამ მეცნიერნი შეთანხმდნენ—არ შესცვალონ რიცხვი (7) და ჩაითვალოს იგი საშუალამოდ დადგენილად. საქმე ის არის, რომ არც ისეთი დიდი მნიშვნელობა აქვს ტალღის სიგრძის და მაშასადამე d სიდიდის აბსოლუტურ სიზუსტეს. გაცილებით უფრო მეტი მნიშვნელობა აქვს იმას, რომ ყველა ელემენტისათვის რენტგენის სხივების ყველა ჯგუფის უკვე გაზომილი ტალღის სიგრძენი ერთმანეთთან შესადარნი იყვნენ, ე. ი. ტალღის ყველა სიგრძე გამოიხატებოდეს

სიგრძის ერთნაირი ერთეულებით. სავალდებულო არ არის, რომ სიგრძის ეს ერთეული ზუსტად უდრიდეს იმ ანგსტრემს, რომლითაც სარგებლობენ ხილულ და ულტრაიისფერ სხივების სპექტროსკოპიაში. მეტი სიზუსტის დაცვით, უნდა ითქვას, რომ განტ. (7) განსაზღვრავს განსაკუთრებულ, რ ე ნ ტ გ ე ნ ო ლ ო გ ი უ რ ა ნ გ ს ტ რ ე მ ს, რომელიც არა-კი განსხვავდება ჩვეულებრივი სპექტროსკოპული ანგსტრემისაგან $\frac{1}{20}$ %-ზე მეტად. მოვიყვანოთ d სიდიდის გაზომვის ზოგიერთი შედეგი სხვადასხვა კრისტალისათვის. უმცირესი d ნაპოვნი იყო ალმასისათვის, სახელდობრ d=1, 775 Å; ქვემოთ ჩამოწერილია შემდეგი რიცხვები (ანგსტრემებში):

ქვამარილი	კალციტი	კვარცი	თაბაშირი	ქარსი	შაქარი
d=2,814	3,02904	4,247	7,578	10,1	10;57 Å.

რათა შეიძლებოდეს რენტგენის სხივის ტალღის λ სიგრძის გაზომვა, ამისათვის აუცილებლად საჭიროა ისეთი კრისტალი, რომელშიაც 2d აღემატება λ-ს. აქედან გამომდინარეობს, რომ ქვამარილის დახმარებით შეუძლებელია გაზომოს ტალღის სიგრძე, რომელიც აღემატება 5,6 Å-ს; თუნდაც რომ ვისარგებლოთ ქარსით ან შაქრით, გავზომავთ მხოლოდ ტალღის სიგრძეებს λ=20 Å-ზედ. ამიტომ აუცილებელი გახდა მოეძებნათ ისეთი კრისტალური ნივთიერებანი, რომელთათვისაც პარალელურ ბადისებურ სიბრტყეთა შორის მანძილი d აკმაყოფილიყო რაც შეიძლება მეტი. ასეთ ნივთიერებათა აღმოჩენა დაიწყეს 1926 წლიდან. რ. ტ ო რ ე უ ს მ ა 1926 წ. ზუსტად გაზომა d დაფნის და პალმიტინის სიმჟავეებისათვის. პირველისათვის მან იპოვა d=27,268Å, მეორისათვის d=35,49 Å, ეს სიდიდენი გაცილებით აღემატება იმ d-ს, რომელიც მოვიყვანეთ ქარსისა და შაქრისათვის. მრავალ მეცნიერის გამოკვლევების მიხედვით აღმოჩნდა, რომ მრავალი ცხიმოვანი სიმჟავე, სპირტი, კეტონი და ასე შ., თუ მათ გავაშრობთ მინის ფირფიტაზე, შემდგომ მყარდებიან მოლეკულების ისეთი წყობით, რომლის დროსაც წარმოიშობა ბადისებური სიბრტყეები, რომელთა შორისაც მანძილი d დიდია. ფრანგმა მეცნიერმა ტ რ ი ლ ა მ (J. J. Trillat) გამოიკვლია ორგანულ ნივთიერებათა დიდი რაოდენობა და იპოვა მათ შორის ისეთები, რომელთათვისაც d ტოლი იყო 92 Å-ისა.

ამ მეთოდით სარგებლობდა თაკის ნაშრომებში ა. დ ო ვ ი ლ ი ე. მან აიღო პალმიტინის ან სტეარინის სიმჟავის უუთხელესი აპკები, რომელთა სისქე უდრიდა 0,001-mm, შემდეგ გამოსცადა მელისილის სიმჟავე, რომლის ტყვია-ბარილის ცხაურის მუდმივა d=87,5 Å. პირველივე კვლევის შედეგად მან იპოვა ნახშირბადის რენტგენის სხივების K-სერიის გარკვეულ ხაზებისათვის 43,3 Å, ბორისათვის—73,5 Å. განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია მისი შედეგები თ ო რ ი უ მ ი ს ა თ ვ ი ს; მან არა მარტო გაზომა რამდენიმე ხაზის ტალღის სიგრძე, არამედ შესძლო გამოერკვია, რომ იგინი ეკუთვნიან N და O სერიებს, რომელთაგანაც მეორე არ იყო ცნობილი. აი ეს შედეგები:

თორიუმი	45,3	48,2	51,5	71,0	121 Å
სერია	N	O	N	O	O

ურბილესი სხივები ეკუთვნის O სერიას. L სერიის ხაზები მან გაზომა რკინისათვის, სპილენძისათვის და სხვ. ამას გარდა, მან იპოვა K ხაზები ანგბადისათვის (24,8 Å), ნაბშირბადისათვის (45,5 Å) და ბორისათვის (73,5 Å). ხაზები N ნაპოვნი იყო აგრეთვე ბარიუმში (71,5 Å). ამ საკითხის შემდგომი დამუშავება, უნდა ვიფიქროთ, საშუალებას მოგვცემს გამოვიკვლიოთ რენტგენის ისეთი სხივები, რომლებიც უფრო რბილია, ვიდრე აქამდე შესწავლილი, ტალღის სიგრძე გაცილებით მეტი, ვიდრე აქამდე გაზომილი.

ჩვენ მხოლოდ ზოგადად გავეცანით რენტგენის სხივების ტალღის λ სიგრძის გაზომვის მეთოდს კრისტალის დახმარებით, რომლის ბადისებურ სიბრტყეებიდანაც განიცდის არეკლვას ეს სხივები. არსებობს ამ მეთოდის მრავალი სახე, მაგრამ მათ განხილვაზე აღარ შეეჩერდებით. აგებულ იქმნა სხვადასხვა ხელსაწყოები, რომელთა შორის განსაკუთრებით მნიშვნელოვანი და საინტერესოა ვაკუუმსპექტროგრაფი, რომელშიაც რენტგენის სხივები ანტიკათოდიდან საფოტოგრაფო ფირფიტამდე არ გადიან არც მინაში და არც რაიმე გაზში. საქმე ის არის, რომ თუ ტალღის სიგრძე λ აღემატება 1 Å-ს, მაშინ სხივების შთანთქმა მინაში საკმაოდ შესამჩნევი ხდება, თუ λ მეტია 3 Å-ზე, შთანთქმა ჰაერშიაც შესამჩნევია. ზოგიერთი ელემენტის სხივებს, ელემენტების უმეტეს ნაწილისათვის K სხივებს, ელემენტების უმეტეს ნაწილისათვის L სხივებს, ყველა M და N სხივებს ტალღის ისეთი სიგრძე აქვს, რომელიც გაცილებით აღემატება ზემოხსენებულ ზღვარს. ასეთი რბილი სხივების გამოკვლევა შესაძლებელია მხოლოდ სიცარიელეში, ე. ი. ვაკუუმსპექტროგრაფში. ასეთი ხელსაწყოთი სარგებლობდა მოზლი (1913). შემდეგ ასეთი ხელსაწყო ააგო მრავალმა მეცნიერმა. განსაკუთრებით გაუმჯობესებულია თავის კონსტრუქციით ის ხელსაწყოები, რომლებითაც სარგებლობდნენ ზიგბანი და მისნი მოწაფენი უფსალის ინსტიტუტში.

ამ უკანასკნელ ხანებში სწრაფად მზარდი მნიშვნელობა მოიპოვა რენტგენის სხივების გამოყენებამ სხვადასხვა ნივთიერების სტრუქტურის გამოკვლევის საქმეში, მაგ.: ტექნიკაში ხმარებულ მასალაში არაერთგვაროვნისა და სხვა დეფექტების აღმოჩენა.

უკანასკნელ ხანამდე არსებობდა ერთად ერთი საშუალება რენტგენის სხივების ტალღის სიგრძის გაზომვისა, სახელდობრ, იმ კრისტალებიდან არეკლვის მეთოდი, რომელთა მუდმივა d მხოლოდ დაახლოვებით იყო ცნობილი. ამ თავის მე-6 §-ში ჩვენ მოვიხსენიეთ სადიფრაქციო ცხაური, რომელიც ამჟამად თითქმის ერთადერთ საშუალებად ითვლება ინფრაწითელ, ‚ხილულ' და ულტრაიისფერ სხივების ტალღის სიგრძის გაზომვის დროს. რაც უფრო მცირეა გასაზომი ტალღის სიგრძე, მით უფრო ხაზების (ნაფხაჭნების) მეტი რიცხვი უნდა იყოს გავლებული ცხაურის სიგრძის ერთეულზე, მაგ.—ერთ მილიმეტრზე. არსებობს ლითონის ამრეკლავი ცხაური, რომლის ერთ მილიმეტრზე მოთავსებულია 1700

ხაზი—ნაფხაკნი. მაგრამ ასეთი ცხაურიც ტლანქი აღმოჩნდა იმისათვის, რომ აღმოეჩინა რენტგენის იმ სხივების დიფრაქციული მოვლენები, რომლებთანაც მეცნიერებას საქმე ჰქონდა მათი აღმოჩენის—1895 წელს—შემდეგ, საუკუნის პირველ მეოთხედში. ლაუეს აღმოჩენამ (§ 6), რომელმაც შესცვალა ხელოვნური ცხაური ბუნებრივი, კრისტალური ცხაურით, როგორც დავინახეთ, გადასწყვიტა საკითხი. აქ d მანძილმა ისეთივე როლი ითამაშა, როგორიც ხაზთა შორის მანძილმა ხელოვნურ ცხაურში. ქვამარილისათვის d=2,814 Å იხ. (7), ეს კი შეესაბამება 3,5 მილიონ ხაზს მილიმეტრზე. ჩვენ რომ თუნდაც გვქონოდა d=100 Å, მაინც ხაზთა რიცხვი იქნებოდა ასი ათასი. მაგრამ ამჟამად საქმე გვაქვს რენტგენის ისეთ სხივებთან, რომლებიც მდებარეობენ საშუალედო არეში და თანემთხვეევიან შორეულ ულტრაიისფერ სხივებს. ამას გარდა, სადიფრაქციო ცხაურზე მუშაობის ექსპერიმენტული მეთოდები საგრძნობლად გაუმჯობესდა. ყველა ამ გარემოებამ აიძულა მეცნიერები კვლავ ეცადათ რენტგენის სხივების გაზომვა ჩვეულებრივი სადიფრაქციო ცხაურის დახმარებით. ამ მეთოდის უპირატესობა იმაში მდგომარეობს, რომ ასეთი ცხაურისათვის d ცნობილია უდიდესი სიზუსტით, იმ დროს როდესაც d მანძილი კრისტალებისათვის უნდა გამოითვალოს იმ მეთოდით, რომელიც დაწვრილებით იყო უკვე განხილული, იხ. (7) განტ-ბის წინ. იქ საგგებლობდნენ ავოგადროს რიცხვით, რომლის სიზუსტის ხარისხიც საბოლოოდ არ არის დადგენილი. რენტგენის სხივების ტალღათა სიგრძის თითქმის ყველა გაზომვა ხელოვნური სადიფრაქციო ცხაურის დახმარებით შესრულებული იყო 1927 წლიდან. საგულისხმოა, რომ ჯერ კიდევ 1926 წელს ამ მიმართულებით პირველი მცდელობა გამოიჩინა კომპტონმა და დოანმა (A. H. Compton, Doan), რომლებმაც ცხაურით, სადაც 1 mm-ზე 50 ხაზი იყო გავლებული, მოახერხეს და გაზომეს K სხივის ტალღის სიგრძე მოლიბდენისათვის (დაახლოებით 0, 7 Å). ამის შემდეგ გაზომვა აწარმოვა თიბომ (Jean Thibaud) მინის ცხაურით (200 ხაზი mm-ზე). მან მიიღო სპილენძის K_α სხივისათვის ტალღის სიგრძე 1,540 Å, იმ დროს, როდესაც კრისტალის დახმარებით ნაპოვნი ტალღის ეს სიგრძე უდრის 1,538 Å. ამ საუცხოვო თანამთხვევამ პირველად დაადასტურა იმ შედეგების სისწორე, რომლებიც მიღებული იყო კრისტალების საშუალებით; ამ თანამთხვევამ არაუშუალოდ დაამოწმა ავოგადროს რიცხვის სისწორეც. ამას გარდა, თიბომ გაზომა K, L და M სერიის სხვადასხვა ხაზის ტალღათა სიგრძე მრავალ ელემენტისათვის: ჟანგბადი (K=23,5 Å), აზოტი (K=31,3 Å), ნახშირბადი (K=43,5 Å), პლატინი, ოქრო, ბორი (K=68,0 Å), მოლიბდენი (M=65,0 Å). სხვა მკვლევართა შორის უნდა მოვიხსენიოთ ოსგუდა (Osgood, 1927), რომელმაც იპოვა 15 ხაზი 40 Å-დან 400 Å-მდე, ამათ შორის სტრონციუმის M-დუბლეტი დაახლოებით 160 Å, ალუმინისათვის კი—დაახლოებით 166,6 Å; უფრო გვიან მანვე იპოვა რკინის M-ხაზი 215, Å. ჰუნტმა (F.L. Hunt) მოახდინა

ასეთივე გაზომვა ზოგიერთი ელემენტისათვის (ცხაურით 200 ხაზი mm-ზე). სხვათა შორისი მან პოვა პლატინის M_z სხივისათვის 6 Å, რკინის L სხივისათვის 17,8 Å და ნახშირბადის K_z სხივისათვის 46. Å. დასასრულს, ვ ა დ ლ უ ნ დ მ ა (A P. Wadlund, 1928 წ.) კვლავ გამოიკვლია რენტგენის ხისტი სხივები და მიიღო შემდეგი შესანიშნავი შედეგები:

ელემენტი	სადიფრაქციო ცხაურით	კრისტალით
სპილენძი	1,5374 Å	1,5373 Å
რკინა	1,937	1,9323 „
მოლიბდენი	0,708	0,7076 „

ყველა ზემოხსენებული შედეგი გვიჩვენებს, რომ რ ე ნ ტ გ ე ნ ი ს ს ხ ი ვ ე ბ ი ს ტ ა ლ ღ ა თ ა ს ი გ რ ძ ე შ ე ი ძ ლ ე ბ ა გ ა ი ზ ო მ ო ს ს ა დ ი ფ რ ა ქ ც ი ო ც ხ ა ო ბ ი ს დ ა ხ მ ა რ ე ბ ი თ. ამავე დროს ეს შედეგი ადასტურებს, რომ რენტგენის სხივებმა არამც თუ შეავსეს სპექტრი ულტრაიისფერ სხივებამდე, არამედ ისინი ამ უკანასკნელთა არეშიაც შეიჭრნენ.

შ ე ვ ე ხ ო თ რ ე ნ ტ გ ე ნ ი ს ს ხ ი ვ ე ბ ი ს გ ა დ ა ტ ე ხ ი ს საკითხს. როგორც ცნობილია, თვით რენტგენმა ვერ შეამჩნია ამ სხივების გადატეხა ერთი გარემოდან მეორე გარემოში გადასვლის დროს. დიდ ხანს ფიქრობდნენ, რომ ეს სხივები გადატეხას არ განიცდის, ე. ი. კოეფიციენტი ერთის ტოლია. მაგრამ დ ი ფ რ ა ქ ც ი ო ს ლ ი არეკლვის აღმოჩენასთან დაკავშირებით თ ე ო რ ი უ ლ ა დ გაარჩიეს ეს საკითხი, რის შედეგადაც აღმოჩნდა, რომ რენტგენის სხივების გადატეხა უნდა არსებობდეს, მართალია ძნელად შესამჩნევი, და რომ ეს გადატეხა დიამეტრულად საწინააღმდეგო უნდა იყოს იმ გადატეხისა, რომელსაც ჩვეულებრივ თვალს ვადევნებთ სხივების გადასვლის დროს ჰაერიდან, მაგ., სითხეში ან მყარ სხეულში; რენტგენის სხივი კი არ უახლოვდება, არამედ შორდება სხეულის ზედაპირისადმი ნორმალს. ეს იმის მაჩვენებელია, რომ გ ა დ ა ტ ე ხ ი ს კ ო ე ფ ი ც ი ე ნ ტ ი ე რ თ ზ ე ნ ა კ ლ ე ბ ი ა; იგი შეგვიძლიან წარმოვიდგინოთ ამ სახით:

$$n = 1 - \delta, \tag{8}$$

სადაც δ—მეტად მცირე სიდიდეა. თეორიამ მოგვცა გამოთქმა δ—თვის და, როგორც აღმოჩნდა, δ უ კ უ პ რ ო პ ო რ ც ი ო ლ ი ა რ ხ ე ვ ა თ ა ს ი ხ შ ი რ ი ს კ ვ ა დ რ ა ტ ი ს ა, ე. ი. სხივის გადატეხა მით უფრო მცირეა, რაც უფრო მცირეა მისი ტალღის სიგრძე. როდესაც სხივი სხეულის ზედაპირთან შეადგენს მცირე კუთხეს, უნდა მოხდეს ელემენტურ ფიზიკაში ცნობილი მოვლენა: ს ხ ი ვ ი ს ს რ უ ლ ი შ ი გ ნ ი თ ი ა რ ე კ ლ ვ ა. ასე, მაგ., კრონგლასისათვის სრული შიგნითი არეკლვის კუთხე მხოლოდ 22 წუთს უდრის. ამ უკანასკნელ წლებში გამოქვეყნდა ბრავალი ექსპერიმენტული შრომა რენტგენის სხივების გადატეხის და არეკლვის საკითხზე (არა დიფრაქციული არეკლვა კრისტალებიდან). შე-

საძლებელი გახდა გადატეხის თვალდევნება თხელ პრიზმაში და მისი საშუალებით რენტგენის სხივების სპექტრის მიღებაც კ. პირველად ამ სახის საჰუშაო შესრულებულ იქმნა 1926 წელს. თითქმის ყოველთვის შეიძლებოდა სრული შიგნითი არეკლვის კუთხის თვალდევნება, რაც საშუალებას გვაძლევს ადვილად გამოვთვალოთ სხივების გადატეხის კოეფიციენტიც.

მრავალი მკითხველისათვის, ალბათ, ცნობილია ანომალური დისპერსიის მოვლენა, ე. ი. არაჩვეულებრივი გადატეხა იმ სხივების მახლობელი სხივებისა, რომლებიც მონაცემი სხეულის მიერ შთაინთქმებიან. ეს მოვლენა ხილულ და ულტრაიისფერ სხივებისათვის დიდი წანია რაც ძირფესვიანად არის შესწავლილი როგორც ექსპერიმენტულად, აგრეთვე თეორიულად. საგულისხმოა, რომ 1928 წელს მეცნიერებმა დაამტკიცეს რენტგენის სხივების ანომალური დისპერსიის არსებობა.

წინა თავებში განვიხილეთ სხივადი ენერგიის მთელი სპექტრი განაპირა (მარცხნივ) ინფრაწითელ სხივებიდან განაპირა (მარჯვნივ) რენტგენის სხივებამდე. სხივადი ენერგიის დანარჩენ ფორმათაგან ამ წიგნში სრულებით არ შევეხებით ელექტრულ სხივებს (ჰერცის სხივებს), რომლებიც გამოყენებულია უმავთულო ტელეგრაფში და ტელეფონში (რადიო გადაცემაში) და რომელთა ტალღის სიგრძე ცვალებადობს $\lambda = 2$ mm-დან ნებისმიერ დიდ მნიშვნელობამდე. ამ დარგში ფიზიკას ისეთი არაფერი არ შემატებია, რომ დაინტერესოს მკითხველი, როგორც არსებითად ახალმა. სულ სხვაა მისი მნიშვნელობა ტექნიკაში, მაგრამ ეს საკითხი არ ეკუთვნის იმ საკითხთა რიცხვს, რომელთა განხილვასაც ეს წიგნი ისახავს. ბუნებრივი იქნება რენტგენის სხივების შემდეგ განვეხილა გამა-სხივები, რომლებიც სხივადი ენერგიის სპექტრში ემეზობლებიან რენტგენის სხივებს და ნაწილობრივ მათ თანემთხვევიან. სხივადი ენერგიის ყველა ფორმის მიმოხილვის მოთავებისათვის შეიძლებოდა აქვე შევეხებოდით ჰესის სხივებს (კოსმოსურ სხივებს). მაგრამ უმჯობესად მივიჩნიეთ გამა-სხივები და ჰესის სხივები განვიხილოთ რადიოაქტიურ მოვლენების განხილვის შემდგომ, რომლებსაც გამა სხივები მთლიანად ეკუთვნის და რომელთა გავლენაც დიდ როლს თამაშობს ჰესის სხივების გამოკვლევათა დროს.

თავი მეექვსე

აირების აღგზნება და იონიზაცია, ელექტრონების დარტყმით გამოწვეული

§ 1. შესავალი

ამ თავში განვიხილავთ იმ ზეგავლენებს, რომლებიც იწვევენ ერთ-ერთ გარე, ვალენტურ ელექტრონის თავის ნორმალურ ორბიტიდან ერთერთ ზემომდებარე, შესაძლო ორბიტზე ახტომას ან ატომის საზღვარს იქით გაცილებას. ასეთ შემთხვევაში ვამბობთ, რომ ატომი აღგზნებულია ანუ

იონიზირებულია, რომლის შემდეგაც ატომი წარმოადგენს დადებით იონს. ზეგავლენა ატომზე შეიძლება მოახდინოს სხივადი ენერგიის ნაკადმა ან ელექტრონის, ალფა-ნაწილაკის ან იონის დარტყმამ. სხივადი ენერგიის ატომზე მოქმედება განხილული იქნება ცალკე თავში (თ. VII, ფოტოელექტრობა). აქ კი განვიხილავთ მხოლოდ ელექტრონის დარტყმას. წინა თავში ჩვენ შეეხეთ ელექტრონების დარტყმას ანტიკათოდზე, ელექტრონების ამოგლეჯას შიდა ელექტრონულ შრეებიდან და დამრტყმელ ელექტრონების უდიდეს სიჩქარეს, რომელიც გამოიხატებოდა კილოვოლტებით. ეხლა კი განვიხილავთ ელექტრონების დარტყმას აირის ატომებზე ან მოლეკულებზე, მხოლოდ გარე, ვალენტურ ელექტრონების წანაცვლებას, დამრტყმელ ელექტრონების მეტად მცირე სიჩქარეებს, რომლებიც არ აღემატებიან რამდენიმე ათეულ ვოლტს.

დარტყმა შეიძლება იყოს დრეკადი და არადრეკადი. დარტყმა დრეკადია მაშინ, როდესაც ატომი არ განიცდის არავითარ შიდა ცვლილებას. დარტყმელი ელექტრონი იცვლის თავის მიმართულებას, მაგრამ მისი სიჩქარე მეტად მცირედ იცვლება მისი მასის ატომის მასასთან შეფარდების მიხედვით. თუ ეს ფარდობა მეტად მცირეა (მძიმე ატომი), მაშინ შეიძლება ჩაითვალოს, რომ ელექტრონის სიჩქარე დარტყმის დროს არ იცვლება.

დარტყმა მაშინ არის არადრეკადი, როდესაც ელექტრონი თავის სიჩქარის უდიდეს ნაწილს კარგავს და დარტყმისა გამო ატომის ან მოლეკულის შიდა მდგომარეობა იცვლება. თუ დამრტყმელი ელექტრონის სიჩქარე V, ვოლტებით გამოხატული, მცირეა, მაშინ დარტყმა ატომზე შეიძლება დრეკადი იყოს; ქვემოთ დავინახავთ, რომ დარტყმა მოლეკულზე არ შეიძლება დრეკადი იყოს. როდესაც V მიაღწევს ერთგვარ გარკვეულ მნიშვნელობას, რომელსაც ჩვენ აღვნიშნავთ V_r-თი, მაშინ ელექტრონის ენერგია საკმარისი იქნება იმ მუშაობის შესასრულებლად, რომელიც საჭიროა ერთერთი ვალენტური ელექტრონის ნორმალურ ორბიტიდან უახლოეს შესაძლო ორბიტზე გადატანისათვის. V_r სიდიდეს ეწოდება სარეზონანსო პოტენციალი, იმ გამოსხივებას კი, რომელსაც შედეგად მოჰყვება აწეულ ელექტრონის უკან გადმოსვლა ნორმალურ ორბიტზე,—სარეზონანსო გამოსხივება. როდესაც $V > V_r$, მაშინ დამრტყმელი ელექტრონის ენერგიის ნაწილი იხარჯება ერთერთი ვალენტური ელექტრონის გადატანაზე რომელიმე ზემომდებარე ორბიტზე, დამრტყმელი ელექტრონი კი განაგრძობს მოძრაობას იმ ენერგიით, რომელიც მას ამის შემდეგ შერჩა. სიჩქარის შემდგომი ზრდის დროს იგი მიაღწევს ისეთ V_i სიდიდეს, რომლის დროსაც ერთერთი ვალენტური ელექტრონი ამოიტყორცნება ატომის საზღვრების იქით; ამ დროს ატომი განიცდის იონიზაციას და იგი გარდიქმნება დადებით იონად. V_i სიდიდეს ეწოდება საიონიზაციო პოტენციალი; ეს მეტად მნიშვნელოვანი სიდიდე წარმოადგენს იმ ექსპერიმენტულ გამოკვლევათა მთავარ საკითხს, რომელიც განხილული იქნება ამ თავში. როდესაც $V > V_r$, მაშინ დამრტყმელი ელექტრონის ენერგიის ნაწილი შეიძლება გადაეცეს ამოტყორცნილ ვალენტურ ელექტრონს, რომელსაც ატომის საზღვრების გადა-

ყლის დროს აქვს მოძრაობის ენერგია; ამის გამო, უფრო მეტად მცირდება დამრტყმელი ელექტრონის ენერგია.

V_r და V_i სიდიდეთა გარდა, რომლებიც აბსოლიუტებენ მონაცემ აირს, გვხვდებიან V სიდიდის ისეთი მნიშვნელობანიც, რომლებიც დამოკიდებულნი არიან აგრეთვე აირის გვარობაზე; ვალენტური ელექტრონი თავის ნორმალურ ორბიტიდან აიწევს ერთერთ შესაძლო ორბიტზე: მეორეზე, მესამეზე და ასე შემდ. ამ დროს მიღებული თითოეული აღგზნება ატომისა დაკავშირებულია გამოსხივებასთან, რომელიც წარმოიშობა, როდესაც აწეული ელექტრონი უშუალოდ ან გზადაგზა შეჩერებით კვლავ დაუბრუნდება თავის ნორმალურ ორბიტს. V_r და V_i პოტენციალებს და აგრეთვე ზემოხსენებულ შუალედურ პოტენციალებს ეწოდება კრიტიკული პოტენციალი. თუ კიდევ უფრო მეტად გაიზარდა სიჩქარე V, მაშინ შესაძლებელია თავი იჩინოს ასალმა სარეზონანსო და საიონიზაციო პოტენციალებმა, მაგრამ მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როდესაც ატომი შეიცავს ერთზე მეტ ვალენტურ ელექტრონს. აქ ჩვენ მივიღებთ ორჯერ იონიზირებულ ატომს და იგივე შეიძლება განმეორდეს მესამეჯერაც და ასე შემდ. აქ ნათლად ჩანს ის კავშირი, რომელიც არსებობს ატომზე ელექტრონის დარტყმით გამოწვეულ მოვლენებსა და ამ ატომის ქიმიურ (ე. ი. ელემენტის ადგილმდებარეობით მენდელეევის სისტემაში) თვისებებს შორის. V სიჩქარის შემდგომი ზრდის დროს ელექტრონები იწყებს ამოვარდნას ატომის შიდა ელექტრონულ შრეებიდან. აქ წარმოიშობა მხოლოდ იონიზაცია ატომისა; ამის შედეგად წარმოიშობიან რენტგენის სხივები. განტოლება (6) (თ. V, § 4) აქაც გამოდგება; ჩვენ აქ მას. დავსწერთ დამატებითი ნიშნების გამოტოვებით:

$$V\lambda = 12340, \tag{1}$$

სადაც V—დამრტყმელი ელექტრონის სიჩქარეა ვოლტებში; λ—იმ სხივის ტალღის სიგრძე ანგსტრემებში, რომელიც წარმოიშობა, როდესაც რომელიმე ორბიტზე აწეული ვალენტური ელექტრონი უშუალოდ დაუბრუნდება თავის ნორმალურ ორბიტს. ამასთანავე იგულისხმება, რომ დამრტყმელი ელექტრონის მთელი ენერგია იხარჯება ვალენტური ელექტრონის აწევაზე. კერძო შემთხვევისათვის გვექნება:

$$V_r\lambda_r = 12340, \tag{2}$$

სადაც V_r და λ_r — შესაბამისად სარეზონანსო პოტენციალია და სარეზონანსო სხივის ტალღის სიგრძე. თუ წინასწარ გვეცოდინება რომელიმე კრიტიკული პოტენციალი, გავიგებთ ელექტრონის დარტყმის დროს დახარჯული ენერგიის სიდიდესაც და, მაშასადამე, ვალენტურ ელექტრონის აწევაზე დახარჯულ მუშაობასაც. ჩვენ უკვე მოვიხსენიეთ, რომ „შესაძლო“ ორბიტები შეგვიძლიან მივიჩნიოთ ენერგიის გარე დონეებად.

იმ ელექტრონების წყაროს, რომელთა დარტყმანიც უნდა ექსპერიმენტულად გამოვიკვლიოთ (თ. XIV, § 4), ყოველთვის წარმოადგენს გავარვარებული მავთული, რომელიც გამოაფრქვევს ელექტრონებს; ამ უკანას-

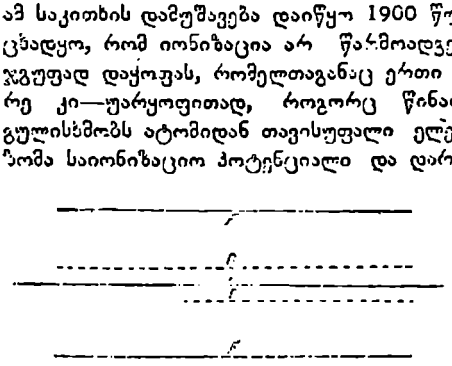
კნელების საწყისი სიჩქარე ნულის ტოლად შეიძლება ჩაითვალოს. ეს ელექტრონები აღაგზნებს ანუ იონიზირებს იმ აირის ატომებს ან მოლეკულებს, რომელშიაც ისინი გაიელიან. აღგზნების ან იონიზაციის მომენტის თვალდევნება წარმოებს იმ მეთოდებით, რომლებსაც შემდეგ განვიხილავთ. ამ თვალდევნებას აძნელებს მთელი რიგი გარემოებანი, რომელთაგანაც ჩვენ მოვიხსენიებთ ზოგიერთს. 1) იმ ელექტრონებს, რომლებიც მოძრაობენ თუნდაც დიდად გაშვიათებულ აირში, ადვილად მიეკედლება ამ აირის ატომები ან მოლეკულები და წარმოშობს უარყოფით იონებს, რომლებიც აღჭურვილნი არიან შედარებით დიდი მასით, მაგრამ მცირე სიჩქარით. გამოსაკვლევი აირის შიგნით უნდა მოქმედობდეს ელექტრული ძალები, რომლებმაც უნდა აჩქარონ გავარვარებული მავთულიდან გამოფრქვეული ელექტრონები და მიანიჭონ მათ სიჩქარე V (ვოლტებში); სხვანაირად რომ ვთქვათ, აირში უნდა არსებობდეს ელექტრული ველი, რომლის დაძაბულობაც განისაზღვრება V სიდიდით, ე. ი. იმ ჯეზის დასაწყისის და ბოლოის პოტენციალთა სხვაობით, რომელსაც გაირბენს ელექტრონები. იგივე ველი მოქმედობს ზემოხსენებულ მძიმე იონებზედაც და აჩქარებს მათ მოძრაობას, რამაც შეუძლებელია არ გაართულოს ის მოვლენები, რომლებიც გამოსაკვლევ აირში ხდება. 2) როდესაც დარტყმის დროს ბოლდება იონიზაცია, მაშინ გაჩნდება დადებითი იონები, რომლებიც აჩქარდებიან აგრეთვე ელექტრულ ველში და მოძრაობენ ელექტრონების საწინააღმდეგო მიმართულებით. დარტყმის დროს ამ იონებს შეუძლიათ გამოიწვიონ აღგზნება და იონიზაცია, მაგრამ ისინი უფრო სუსტად მოქმედობენ, ვიდრე თავისუფალი ელექტრონები და მხოლოდ დიდი V ძაბვის დროს მათი როლი შესაძლებელია შესაჩნევი გახდეს. 3) უკვე აღგზნებულ ანუ იონიზირებულ ატომებმა ან მოლეკულებმა შესაძლებელია განმეორებით განიცადონ დარტყმანი, რომელთა ძოქმედება შეიძლება სხვა იყოს, ვიდრე ნეიტრალურ ნაწილაკზე დარტყმის დროს. 4) შეიძლება დიდი როლი ითამაშოს სხვა აირის შემთხვევითმა მინარევმა, მეტადრე მაშინ, როდესაც მისი საიონიზაციო პოტენციალი უფრო მცირეა, ვიდრე გამოსაკვლევი აირის პოტენციალი. წარმოიშობა ახალი ელექტრონები, რომელთა არსებობაც ართულებს თვალსადევნ ´მოვლენას. 5) როგორც ვიცით, ატომების და მოლეკულების აღგზნებას თანსდევს გამოსხივება. თუ გამოსხივდება ულტრაიისფერი სხივები, მაშინ მათ თავის მხრივ შეუძლიათ გამოიწვიონ აირის ნაწილაკების აღგზნება ან იონიზაცია. ამას გარდა, ისინი იწვევენ ელექტრონების გამოსხივებას იმ მყარი სხეულების ზედაპირიდან (ფოტოელექტრული მოვლენები), რომლებიც მოთავსებულნი არიან ჭურჭლის შიგნით ცდის შესრულების მიზნისათვის ან ჭურჭლის კედლებზე.

როგორც ზემოთ ვთქვით, ელექტრონების დრეკადი დარტყმა შესაძლებელია მხოლოდ ერთ ატომიან აირებში, ე. ი. ინერტულ აირებში და ლითონების ორთქლში. საქმე ის არის, რომ ელექტრონის ენერგია შეიძლება დაიხარჯოს მოლეკულის არა მარტო აღგზნებაზე ან იონიზაციაზე, არამედ მასში სხვა ცვლილებაზედაც, რომელიც მოითხოვს მუშაობას. ამას ეკუთვნის მოლეკულის დისოციაცია, ე. ი. დაშლა. შემადგენელ ნაწილებად, როდესაც ელექტრონის დარტყმის შედეგად ზოგჯერ საქმე გვაქვს აღგზნებულ ან იონიზირებულ ატო-

მებთან ან ატომების ჯგუფებთან, რომლებიც მოლეკულის შემადგენლობაში შედიან. ამას გარდა, დამრტყმელი ელექტრონის ენერგიის ნაწილი შეიძლება დაიხარჯოს ინტრამოლეკულურ მოძრაობის გაზრდაზე (თ. IV, § 10). ამგვარად, დამრტყმელი ელექტრონის ენერგიის ნაწილი ყოველთვის იხარჯება, თუნდაც მოლეკულების აღგზნება ან იონიზაცია არ წარმოებდეს და ამიტომ დარტყმა არ შეიძლება იყოს სავსებით დრეკადი.

§ 2. ექსპერიმენტული გამოკვლევანი

ბორის თეორიის გამოქვეყნებამდე ცნება ატომის აღგზნების შესახებ, ცხადია, არ არსებობდა; ლაპარაკი შეიძლებოდა მხოლოდ ატომის იონიზაციაზე. ამ საკითხის დამუშავება დაიწყო 1900 წლიდან. ა. ლენარდმა (Lenard) 1903 წ. ცხადყო, რომ იონიზაცია არ წარმოადგენს მოლეკულის ატომების ისეთ ორ ჯგუფად დაყოფას, რომელთაგანაც ერთი დადებითად არის დამუხტული, მეორე კი—უარყოფითად, როგორც წინათ ფიქრობნდენ, არამედ იონიზაცია გულისხმობს ატომიდან თავისუფალი ელექტრონის მოწყვეტას. ლენარდმა გაზომა საიონიზაციო პოტენციალი და დარწმუნდა რომ მის მიერ გამოკვლეულ აირებისათვის იონიზაცია იწყება V-11 ვოლტიდან.



სურ. 14.

პირველად ფართო ექსპერიმენტული გამოკვლევები აწარმოეს გერმანელმა მეცნიერებმა ი. ფრანკმა და გ. ჰერტცმა (J. Franck და G. Hertz) 1913 და 1914 წლებში. ამ ნაშრომებში მათ არ შეეძლოთ ესარგებლნათ ბორის ატომის სტრუქტურის თეორიით და ამიტომ ცდების შედეგების მათ მიერ მოცემული ახსნა სწორი არ აღმოჩნდა. ეს უმთავრესად ეხება იმ კრიტიკულ პოტენციალებს, სარეზონანსოს და სხვა შუალედ პოტენციალებს, რომლებსაც ისინი ფაქტიურად თვალს ადევნებდნენ და რომლებსაც საიონიზაციო პოტენციალებად სთვლიდნენ. რომ ერთგვარი წარმოდგენა გექონდეს იმ მეთოდზე, რომლითაც სარგებლობდა ფრანკი და ჰერტცი იმ V პოტენციალების გაზომვის დროს, რომლებსაც ისინი საიონიზაციო პოტენციალებად სთვლიდენ, განვიხილოთ სქემა (ნახ. 14). ყოველმხრიდან მინის დახშულ ჭურჭელში, რომელშიაც მოთავსებულია გამოსაკვლევი აირი, დაჟიმულია პლატინის მავთული P, რომელიც გავარვარებულია ელექტროდენის მიერ და ამას გარდა, აქვს პოტენციალი + 10 ვოლტი (დედამიწის მიმართ). მავთულს გარსარტყია პლატინის ცილინდრი F, რომელიც შეერთებულია ელექტრომეტრთან. მავთულსა და ბადეს შორის არსებობს პოტენციალთა სხვაობა V, ასე რომ, ბადის პოტენციალი არის (10+V), რომელიც შეიძლება ნებისმიერად შეიცვალოს; F ცილინდრს ჯერ აქვს პოტენციალი ნული, ასე რომ, ბადესა და ცილინდრს შორის არსებობს პოტენციალთა სხვაობა (10+V) ვოლტი, ძალები

კი შუა სივრცეში მოქმედობენ ელექტრონებზე ცილინდრიდან ბადისაკენ. გავარვარებული მავთულიდან გამოფრქვეული ელექტრონები მიაღწევენ ბადეს და მასში გაივლიან V ვოლტის სიჩქარით. ბადესა და ცილინდრს შორის სივრცეში ისინი მოხვდებიან დამაყოვნებელ ველში და რადგანაც ამ სივრცეში პოტენციალის ვარდნა ტოლია (V + 10) ვოლტისა, ამიტომ ელექტრონები ვიდრე მივიდოდნენ F ცილინდრამდე, უკანვე ბრუნდებიან D ბადესთან. ელექტრომეტრი არაფერს არ გვიჩვენებს. მაგრამ, თუ ელექტრონები, რომლებიც აღჭურვილნი არიან V ვოლტის სიჩქარით D-სა და F-ს შორის სივრცეში შესძლებენ აირის იონიზაციის გამოწვევას, მაშინ ამ დროს წარმოშობილი დადებითი იონები გაეშურებიან F ცილინდრისაკენ და ელექტრომეტრი დაიმუხტება. თუ ხანდათანობით ვზარდეთ V, მაშინ გარკვეულ პოტენციალისათვის $V = V_i$ ელექტრომეტრი იწყებს დამუხტვას, რომელიც V პოტენციალის გადიდებასთან ერთად მეტად სწრაფად იზრდება, ვინაიდან F ცილინდრამდე მისული იონების რიცხვი გაიზრდება. ფრანკმა და ჰერტცმა ამ მეთოდით იპოვეს შემდეგი კრიტიკული პოტენციალები:

ჰელიუმი	არგონი	წყალბადი	ჟანგბადი	აზოტი
$V_i = 20,5$	12	11	9	7,5 ვოლტი

ამ მეცნიერთა დამოუკიდებლად ვ. ე. პავლოვმა (ლენინგრადი) იპოვა, რომ ელექტრონების დარტყმის დროს საიონიზაციო პოტენციალი წყალბადისათვის ტოლია 11 ვოლტისა, ჰელიუმისათვის—20 ვოლტისა. ჩვენ აქ არ განვიხილავთ ფრანკისა და ჰერტცის ყველა შემდგომ გამოქვეყნებულ ექვს შრომას. ერთერთ მათგანში მათ დაამტკიცეს დრეკად დარტყმათა არსებობა, საბელდიბრ, ერთატომიან, ინერტულ აირებში. თუ გასავარვარებელი მავთული ზოგიერთ მარილის ფენით, მაგ.—ფოსფორმჟავა მარილით, არის დაფენილი, მაშინ ეს უკანასკნელები გამოაფრქვევენ დადებით იონებს, რომელთა დარტყმაც ზემოხსენებულმა მეცნიერებმა გამოიკვლიეს. აღმოჩნდა, რომ ასეთ იონებს ერთნაირი სიჩქარის დროს გაცილებით ნაკლები დამაიონებელი უნარი აქვთ; მაგრამ დამაიონებელი პოტენციალის ზუსტი მნიშვნელობის მოძებნა ვერ მოხერხდა. ვ. ი. პავლოვმა წყალბადის დადებითი იონების დამაიონებელი პოტენციალისათვის მიიღო დაახლოვებით 10 ვოლტი. ფრანკმა და ჰერტცმა გამოიკვლიეს აგრეთვე ვერცხლის წყლის ორთქლი. მათ მიიღეს ამ ორთქლისათვის 4,9 ვოლტი, რომელიც მათ ჩასთვალეს ვერცხლის წყლის საიონიზაციო პოტენციალად; როგორც დავინახავთ, ეს არის ვერცხლის წყლის ერთერთი კრიტიკული პოტენციალთაგანი. მისი საიონიზაციო პოტენციალი სინამდვილეში გაცილებით მეტია. აღარ შევჩერდებით ფრანკის და ჰერტცის სხვა შრომებზე, რომლებიც გამოქვეყნდა 1913 და 1914 წ-ში; საერთაშორისო ომმა შესწყვიტა ეს მუშაობა.

შემდგომი წლების განმავლობაში გაიფურჩქნა ბორის თეორია და ამასთან დაკავშირებით 1917 წლიდან გამოქვეყნდა ბრავალი (100-ზე მეტი) შრომა აირის ატომებსა და მოლეკულებზე ნელა მოძრავი ელექტრონების დარტყმის გავლენის საკითხის შესახებ. ეს შრომები ეკუთვნის

უმთავრესად ამერიკელ და ინგლისელ მეცნიერებს და მხოლოდ 1919 წლიდან კელ ავგამოჩნდა ფრანკის და მის თანამშრომელთა და აგრეთვე ჰერტის სახელი. ინგლისურ წიგნებში ჯერ კიდევ იხმარება ტერმინი რადიაციული პოტენციალი, რომლის დროსაც ელექტრონი გადახტება ნორმალური ორბიტიდან რომელიმე ზემომდებარე შესაძლო ორბიტზე. ტერმინი „რადიაციული" გამოხატავს იმას, რომ ელექტრონის დარტყმას თანსდევს გამოსხივება (რადიაცია) ელექტრონის თავის ნორმალურ ორბიტზე დაბრუნების დროს.

ეხლა აუცილებლად უნდა გავეცნოთ ერთ მეტად მარტივი განტოლების გამოყვანას, რომელიც ჩვენ უკვე მოვიხსენიეთ, იხ. (1). თუ ელექტრონმა გაირბინა პოტენციალთა სხვაობა V ვოლტი, მაგ. ანოდიდან კათოდამდე, მაშინ იგი აღიჭურვება მოძრაობის ენერგიით, რომელიც შეიძლება დაიხარჯოს ელექტრონის მაღალ ორბიტზე ატანაზე. უკან ჩამოვარდნის დროს გამოიფრქვევა სხივადი ენერგიის ერთი კვანტი $h\nu$, რომელიც ტოლია ელექტრონის ენერგიისა დარტყმის დროს და, მაშასადამე, ელექტრული ძალების იმ მუშაობისა, რომელიც იხარჯება იმ მანძილზე, რომლის ბოლოთა შორის პოტენციალთა სხვაობა ტოლია V-სი. მაგრამ თვით პოტენციალის ცნებიდან გამომდინარეობს, რომ ეს მუშაობა ტოლია eV-სი, სადაც e ელექტრონის მუხტია ელექტროსტატიკურ ერთეულებით გამოხატული (თ. 11, § 4). ცხადია, რომ საბოლოოდ გვექნება:

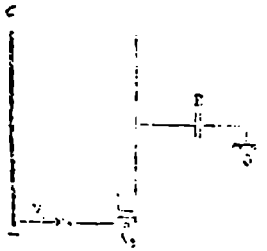
$$eV = h\nu \qquad (3)$$

e-ს მნიშვნელობა მოცემულია II თ. 4 § (7), პლანკის მუდმივა h მოცემული იყო III თ. 3 §. თუ ჩავსვით e და h-ის რიცხვითი მნიშვნელობა და აგრეთვე $\nu = \frac{c}{\lambda}$, სადაც $c = 3 \cdot 10^{10}$ სინათლის სიჩქარეა, λ კი—გამოსხივების ტალღის სიგრძე, მაშინ, თუ ამას გარდა λ გამოვხატეთ ანგსტრემებით, მივიღებთ უკვე ცნობილ დამოკიდებულებას (1):

$$V\lambda = 12\,340 \qquad (4)$$

ამ განტოლებიდან შეიძლება გამოითვალოს ყველა კრიტიკული პოტენციალი, თუ ცნობილი იქნება იმ სპექტრული სერიის სხივების ტალღის სიგრძე, რომელიც შეესაბამება ელექტრონის ვარდნას ზემომდებარე ორბიტიდან ნორმალურ ორბიტზე. საინტერესოა V პოტენციალს მივიღებთ, თუ λ-თვის ავიღებთ იმ სხივის ტალღის სიგრძეს, რომელიც შეესაბამება სპექტრული სერიის კუდს, რადგანაც ელექტრონის უუშორეს ორბიტზე ატანაზე დახარჯული მუშაობა მეტად მცირედ განსხვავდება ატომის საზღვრების გარეთ მის გადატანაზე დახარჯულ მუშაობისაგან (იხ. თ. V. § 4, ნახ. 8). მაგრამ მხოლოდ იშვიათ შემთხვევებში შეგვიძლიან დანამდვილებით მოვნახოთ ასეთი სპექტრული სერიები. მაგრამ, ჩვენ რომ შევძლოთ კიდეც V-ს გამოთვლა, მაინც უდიდესი მნიშვნელობა აქვს უშუალო, ექსპერიმენტულ განსაზღვრას იმ ჰიპოთეზებისათვის, რომლებზედაც აგებულია

ბორის თეორია. თუ მე-(4)-ში λ-ს მაგივრად ჩავსვით იმავე სპექტრული სერიის ბოლოური ხაზისათვის, შესაბამისი ტალღის სიგრძე (ჩამოხტომა მეორე ორბიტიდან პირველზე, ნორმალურზე), ე. ი. სარეზონანსო სხივისათვის, მაშინ V-თვის მივიღებთ სარეზონანსო V პოტენციალს. მაგალითისათვის გავიხილოთ მე-(4) განტოლების გამოყენება ვერცხლის წყლის ორთქლისათვის. ვერცხლის წყლის სპექტრი შეიცავს ულტრაიისფერ სერიას, რომლის მეთაური ხაზისათვის λ=2537 Å, კუდის ნაპირისათვის კი λ=1188 Å. თუ ჩავთვლით, რომ ეს სერია მიღებულია ელექტრონის ნორმალურ ორბიტზე ჩამოხტომის დროს. მაშინ ტალღის სიგრძე λ=2537 Å სარეზონანსო ხაზი უნდა იყოს. ამის მიხედვით მე (4)-დან მივიღებთ V=4,64 ვოლტს, სარეზონანსო V_r პოტენციალს; ეს სწორედ ის სიდიდეა, რომელიც ფრანკმა და ჰერტცმა შეცთომით ჩაითვალეს ვერცხლის წყლის საიონიზაციო პოტენციალად. ამ უკანასკნელს მივიღებთ, თუ ეს ცდა არა გავსებით ზუსტად, თუ მე-(4)-ში ჩავსვით λ=1188 Å; ეს მოგვცემს V=10,3 ვოლტს, რომელიც უმნიშვნელოდ მცირე უნდა იყოს საიონიზაციო V_i პოტენციალთან შედარებით. ანალოგიური მსჯელობა გვაძლევს თუთიისათვის V_i=9,3 ვოლტს, კადმიუმისათვის 8,95 ვოლტს.



ნახ. 15.

ამერიკელმა მეცნიერმა დეივისმა და გაუჩერმა (B. Davis, Gaucher) არსებითად გააუმჯობესეს ხელსაწყო; ამ ხელსაწყომ მათ საშუალება მისცა გამოეყოთ ერთმანეთისაგან ატომის ან მოლეკულის აღგზნება მისი იონიზაციისაგან. ამ ხელსაწყოს სქემა მოცემულია 15 ნახ-ზე; აქ G—გავარვარებული შავთულია, N—ბადე, Z—ფირფიტა, რომელიც E ელექტრომეტრთან არის მიერთებული. G-სა და N შორის არსებობს პოტენციალთა სხვაობა V_1, რომელიც G მავთულიდან გამოფრქვეულ ელექტრონებზე ამაჩქარებელ გავლენას ახდენს; Z ფირფიტის წინ მოთავსებულია მეორე ბადე N′ და სწორედ ამაში მდგომარეობს ფრანკის და ჰერტცის მეთოდის მეტად მნიშვნელოვანი გაუმჯობესება. N-სა და N′-ს შორის არსებობს დაჩაყოვნებელი ველი V_2, N′-სა და Z-ს შორის კი—სუსტი ველი $V_3 < V_2$, რომლის მიმართულებაც შეიძლება შეიცვალოს; მისი ორი მიმართულება აღნიშნულია α და β ისრით. ჯვარა ისარი 15 ნახ-ზე გვიჩვენებს ელექტრონზე მოქმედი ძალების მიმართულებას. ჯერ დავუშვათ, რომ ელექტრონებმა, რომლებმაც G-დან N-მდე მანძილზე შეიძინეს სიჩქარე V_1 ვოლტი, გამოიწვიეს N და N′-ის შორის სივრცეში გაჩენა ნაწილაკების აღგზნება და ამასთან დაკავშირებული ულტრაიისფერ სხივების გამოსხივება. ეს სხივები N′ ბადის მარცხენა გვერდზე და Z ფირფიტაზე დაცემისას იწვევს ფოტოელექტრულ ეფექტს (იხ. თ. VIII), ე. ი. ნელა მოძრავი ელექტრონების გამოფრქვევას. თუ N′-სა და Z-ს შორის ძალების მიმართულება არის β, მაშინ ეს ელექტრონები ამოვარდება Z ფირფიტიდან და ელექტრონების დაკარგვისა გამო ეს ფირფიტა დადებითად

დაიმუხტება. მაგრამ, თუ ძალების მიმართულება არის α, მაშინ Z ფირფიტიდან გამოსული ელექტრონები უკანვე ბრუნდება, N'-ზე გაჩენილნი კი Z-კენ მიიმართებიან, ასე რომ, Z უარყოფითად იმუხტება. ანგვარად, V_3 ველის მიმართულების შეცვლის დროს E ელექტრომეტრზე იცვლება მუხტის ნიშანი. ახლა დავუშვათ, რომ N და N'-ის შორის წარმოიქმნა აირის იონიზაცია, ე. ი. აღიძვრება დადებითი იონები. ეს იონები აჩქარდება N-სა და N'-ს შორის; გაივლიან რა N' ბადეს, ისინი Z-მდე მივლენ, რა მიმართულებაც არ უნდა ჰქონდეს V_3 ველს, ვინაიდან V_3 გაცილებით მცირეა V_2-ზე და ვერ შესძლებს იგი ელექტრონების შეჩერებას, როდესაც მიმართულება არის α, β მიმართულების დროს კი ამ იონების სიჩქარე უფრო მეტად გაიზრდება. ამ პირობებში V_3 ველის მიმართულების შეცვლა E ელექტრომეტრის მუხტის ნიშანს არ შეცვლის. ანგვარად, შესაძლებელი ხდება აირის მაწილაკების აღგზნების და იონიზაციის ეოთმანეთისაგან გარჩევა. თუ პირველ აღგზნებასა, რაც შეესაბამება სარეზონანსო პოტენციალს, და იონიზაციას შორის ჯერ კიდევ ემჩნევა ელექტროზაციის მკვეთრი ზრდა, ეს იმის მაჩვენებელია, რომ გრძელდება აღგზნება, რომელიც შეესაბამება ელექტრონების ახტომას უფრო მაღალ ორბიტებზე. ვერცხლის წყლის ორთქლისათვის დეეისმა და გაუჩერმა პირველი აღგზნება იპოვეს 4,9 ვოლტის ღროს, იონიზაცია—10,4 ვოლტის დროს და მეორე აღგზნება 6,7 ვოლტის დროს. (4) განტოლების მიხედვით λ=1849 Å, რაც საკუთარი შეესაბამება იმ სპექტრული სერიის მეორე ხაზს, რომლის შესახებაც ზემოთ იყო თქმული და რომელშიაც λ=2537 Å წარმოადგენს მეთაურ ხაზს, ტალღის სიგრძე λ=1188 Å კი—კუდის ბოლოს.

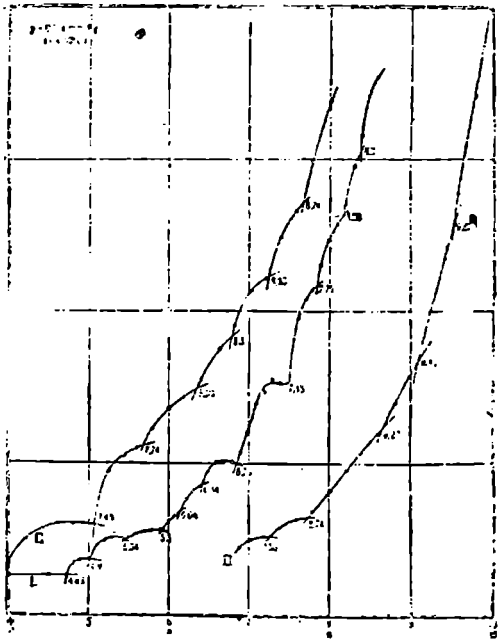
შეტად დიდ ინტერესს წარმოადგენს კიდევ ერთი ექსპერიმენტული მეთოდი, რომელითაც სარგებლობდა 1919 და 1920 წლ. მრავალი მეცნიერი ერთმანეთზე დამოუკიდებლად. დაეუბრუნდეთ ისევ 15. ნახაზს. ისევ გვაქვს გავარკვევარებული მავთული G, ორი ბადე N და N' და ფირფიტა Z_1, რომელიც შეერთებულია არა ელექტრომეტრთან, არამედ გალვანომეტრის გზით დედამიწასთან. ბადე N მეტად ახლოს არის G მავთულთან და მათ შორის მყარდება ელექტრონების ამაჩქარებელი ველი V. N-სა და N'-ს შორის არავითარი ველი არ არის; სწორედ ამ სივრცეში წარმოიქმნება ელექტრონების დაჯახება, რომელთა სიჩქარეც არის V, აირის ან ორთქლის ატომებთან. N' ბადესა და მასთან ახლო მყოფ Z ფირფიტას შორის შეიქმნილია ძლიერი ველი, რომელიც უკუბრუნებს ყველა პირველულ ელექტრონს, ე. ი. იმ ელექტრონებს, რომლებიც G მავთულიდან გამოდიან. N-სა და N'-ს შორის წარმოიქმნება ატომების აღგზნება და იმ ულტრაიისფერი სხივების გამოსხივება, რომლებიც ეცემიან Z ფირფიტას და იქიდან ამოაგდებენ მეორად ელექტრონებს, რის გამოც გალვანომეტრში გაივლის დენი J. გამოიკვლევენ და ეროფიკულად გამოხატავენ იმ დამოკიდებულებას, რომელიც არსებობს J დენსა და ელექტრონების V სიჩქარეს შორის. ეს მრუდი შედგება დიდი რიცხვი ცალკეული მრუდებისაგან, რომლებიც ერთმანეთს გადაჰკვეთენ. ყოველი გადაკვეთის წერტილი მოასწავებს ახალი გამოსხივების წარმო-

შობას, რომლის ტალღის სიგრძე გამოითვლება მე-(4) განტოლების დახმარებით, რომელშიაც V-ს მაგივრად მიმდევრობით ჩასმულია ის მნიშვნელობანი, რომლებიც შეესაბამებიან მრუდების გადაკვეთის წერტილებს. შეიძლება ითქვას, რომ თვალნადევნი გადაკვეთის წერტილები გვაძლევენ კრიტიკულ პოტენციალებს, ეს უკანასკნელები კი, მე-(4)განტოლების თანახმად, გვაძლევს საცდელი ნივთიერების სპექტრულ ხაზებს. სპექტრული ანალიზის ამ საუცხოო მეთოდის უპირატესობა ჩვეულებრივ ოპტიკურ მეთოდთან შედარებით იმაში მდგომარეობს, რომ ამ მეთოდის გამოყენებას საზღვარი არა აქვს მცირე სიგრძის ტალღების მხრიდან. ამ მეთოდის შეშწეობით შეიძლება შემჩნეულ იქნას ისეთი ცვლილებანი ატომში, რომელთა შემჩნევაც გამოსხივების ან შთანთქმის სპექტრებში შეუძლებელია. თქმულის საილუსტრაციოდ მოთავსებულია 16 ნახ. ფრანკისა და აინშპორნის (E. Einsporn, 1920) დაკვირვებათა შედეგი ვერცხლის წყლის ორთქლზე. ნახაზზე მოცემულია სამი მრუდი, რომელთაგანაც შუა I ერთი მასშტაბით არის აღებული, ორი განაპირა კი—მეორე მასშტაბით. გადაკვეთის ყველა წერტილს მიწერილი აქვს V სიდიდის რიცხვითი მნიშვნელობა; შუა მრუდისათვის გადაკვეთის წერტილები მდებარეობს 4,68 ვოლტიდან 8,3 ვოლტამდე, მარცხენა განაპირა მრუდისათვის—7,45 ვოლტიდან 8,74 ვოლტამდე, მარჯვენივ განაპირა მრუდისთვის კი 8,53 ვოლტიდან 9,67 ვოლტამდე. გადაკვეთის ყოველ წერტილს შეესაბამება გარკვეული სპექტრული ხაზი. ვერცხლის წყლის ამ ხაზების შედარებამ იმ ხაზებთან, რომლებიც უკვე ცნობილნი არიან, ცხადჰყო, რომ ეს მეთოდი არა მარტო ადასტურებს იმ ხაზების არსებობას, რომლებიც ნაპოვნი იყვნენ ვერცხლის წყლის სპექტრში, არამედ უდავოდ ამტკიცებს ისეთ სპექტრულ სერიების ხაზების არსებობას, რომლებიც ოპტიკური მეთოდით ჯერ არ იყვნენ შემჩნეულნი.

როგორც ზემოთ იყო უკვე მოხსენებული, ამ მეთოდთან დაკავშირებით გამოქვეყნდა ასზე მეტი გამოკვლევა, რომლებიც ეხებიან ლითონების ორთქლს, სხვადასხვა აირს, მარილების ორთქლს და ა. შ. ჩვენ აქ მოვიხსენიებთ მხოლოდ ზოგიერთ შედეგს სარეზონანსო (V_r) და საიონიზაციო (V_i) პოტენციალების განსაზღვრის შესახებ. ტყვიისათვის $V_r = 1{,}26$ ვოლტს, მეტისმეტად მცირე სიდიდეა, $V_i = 7{,}93$ ვოლტს. მეტად დიდი საიონიზაციო პოტენციალი აქვს ჰელიუმს, სახელდობრ $V_i = 24{,}5$ ვოლტს. მეტად საინტერესოა, რომ არსებობს კიდევ ერთი კრიტიკული პოტენციალი $V = 78{,}5$ ვოლტი, რომელიც შეესაბამება ჰელიუმის ორმაგ იონიზაციას, ე. ი. მისი ატომიდან ერთდროულად ორი ატომის ამოგლეჯას, ასე რომ, შიგ ჩარჩება ალფა ნაწილაკი.

როგორც დავინახეთ III თ. 4 § განტ. (7), წყალბადის სპექტრში არსებობს ულტრაიისფერი სერია, რომლის მეთაური ხაზის ტალღის სიგრძე $\lambda = 1215{,}7$ Å, კუდის ნაპირი კი მდებარეობს ტალღის სიგრძესთან $\lambda = 911{,}75$ Å. ჩვენ დავრწმუნდით (თ. III, § 7), რომ ეს სერია წარმოიშვება ელექტრონის ზემომდებარე ორბიტებიდან ნორმალურ ორბიტაზე ჩამოვარდნის დროს, ასე რომ, ამ სერიის ტალღის სიგრძის ჩასმამ (4) განტოლებაში უნდა მოგვცეს წყალბადის ატომის ყველა კრიტიკული პოტენციალი. ჩვენ ყველას არ ჩამოვ-

სწერთ; აღენიშნავთ მხოლოდ მათ ზღვარებს: 12340 : 1215,7 = 10,15 ვოლტიდან 12340 : 911,7 = 13,54 ვოლტამდე. დიდ ინტერესს უნდა წარმოადგენდეს ამ გამოთვლილ სიდიდეთა შემოწმება კრიტიკულ პოტენციალების უშუალო გაზომვის გზით. მაგრამ გამოთვლილი სიდიდენი ეხება წყალბადის ატომს, იმ დროს როდესაც ჩვეულებრივი წყალბადი შედგება ორატომიან მოლეკულისაგან. ორმა ამერიკელმა მეცნიერმა ს. ს. ოლმსტედმა და პ. ტ. კომპტონმა (P. S. Olmstead, P. T. Compton) შესძლეს და გადასწყვიტეს ძნელი ამოცანა: 1923 წელს მათ გაზომეს ერთატომიან წყალბადისათვის კრიტიკული პოტენციალები. მათ ააგეს ხელსაწყო, რომელშიაც გაიშვიათებულ წყალბადს ჰქონდა 2800°C ტემპერატურა და წნევა ვერცხლის წყლის სვეტის რამდენიმე მეასედი მილიმეტრი. ამ პირობებში წყალბადი 99%-ით იყო დისოცირებული, მისი მოლეკულები დაშლილნი ატომებად. ზებოხსენებულმა მეცნიერებმა შესძლეს და იპოვეს ზემოაღწერილ მრუდში გადაკვეთის წერტილები; ეს წერტილები შეესაბამება კრიტიკულ პოტენციალებს 10,15—12,05—12,70—13,00—13,17—13,27—13,54 ვოლტი. ეს რიცხვები თანმეხვევა დაკვირვების ცთომილების საზღვრებში (0,05 ვოლტზე ნაკლები) მე-(4) განტოლებიდან გამოთვლილებს. მეტად რთულია საკითხი ელექტრონების მოლეკულებზე დაჯახების შესახებ. ეს საკითხი წარმატებით დაამუშავა თეა კრიუგერმა (Thea Krüger) 1921 წელს წყალბადის მოლეკულებისათვის. დაჯახების შედეგი შეიძლება სხვადასხვანაირი იყოს; კრიუგერი შემდეგ ექვს შემთხვევაზე მიგვითითებს: 1. ერთი ელექტრონი ამოიგლიჯა მოლეკულიდან, ასე რომ, დარჩა იონიზირებული მოლეკული. 2. მოლეკული დაიშალა ნეიტრალურ და აღგზნებულ ატომად; იონიზაცია არ არის. 3. ერთი ატომი ნეიტრალურია, მეორე იონიზირებული. 4. ერთი ატომი აღგზნებულია, მეორე კი—იონიზირებული. 5. ორივე ატომი აღგზნებულია. 6. ორივე ატომი იონიზირებულია. თავის ცდებიდან თეა კრიუგერმა პირველი



ნახ. 16.

იონიზაცია იპოკა 17,1 ვოლტისათვის, მეორე—30,4 ვოლტისათვის; მისი აზრით ეს რიცხვები შეესაბამება მესამე და მესუთე შეთხვევას. სხვადასხვა მეცნიერის გამოკვლევებმა ორ-და მრავალატომიან აირებზე მოგვცა მეტად საწინააღმდეგო შედეგები, რაც არ არის გასაკვირველი, თუ მხედველობაში მივიღებთ დაჯახების მრავალ შესაძლებელ შედეგს. მეტადრე მაშინ, როდესაც ატომების რიცხვი მოლეკულში ორზე მეტია. ამიტომ ეს რიცხვები აქ არ მოგვყავს.

ატომების და მოლეკულების იონიზაცია შეიძლება გამოწვეული იყოს არა მარტო ელექტრონების დაჯახებით, არამედ დადებითი იონების დაჯახებითაც. განსაკუთრებით ინტერესს წარმოადგენს α ნაწილაკების დაჯახებით გამოწვეული იონიზაცია, ე. ი. ჰელიუმის ორჯერ იონიზირებული ატომების დაჯახებით გამოწვეული იონიზაცია (თ. IV, § 6). აღმოჩნდა, რომ როგორც ნელი, ისე სწრაფი ნაწილაკები ამოგლეჯენ ატომებიდან მხოლოდ ერთ ელექტრონს. გამონაკლისს შეადგენს ჰელიუმი, რომლისათვისაც ყველა დაჯახების 16%-ში წარმოიქმნება ორი ელექტრონის ამოგლეჯა; α ნაწილაკთან შეჯახების დროს ჰელიუმის ატომი შეიძლება თვით გარდიქცნეს α ნაწილაკად.

თავი მეშვიდე

სინათლის კვანტური თეორია; კომპტონის და რამანის მოვლენა

სინათლის კვანტური თეორია

ყველასათვის ცნობილია სინათლის ის თეორია, რომელიც წამოყენებული იყო XVII საუკუნეში ნიუტონის მიერ. ეს არის ე. წ. გამოდინების თეორია, რომლის თანახმადაც მანათობელი სხეული გამოაფრქვევს განსაკუთრებული სახის სინათლის ნაწილაკებს, რომლებიც მიჰქრიან სივრცეში „სინათლის სიჩქარით" (3.000000 კმ./წმ. ანუ 3.10^{10} სმ/წმ.). ნიუტონი იცნობდა მხოლოდ, ხილულ სინათლეს; მისი თეორიის თანახმად წითელი სინათლის ნაწილაკებს უფრო მეტი მასა უნდა ჰქონოდათ, ვიდრე იისფერი სინათლის ნაწილაკებს. ნიუტონის თეორია მე-XIX საუკუნეში შესცვალა ტალღურმა თეორიამ, ჯერ დრეკადი ეთერის თეორიის სახით, შემდეგ კი სინათლის ელექტრომაგნიტურ თეორიის სახით, რომელიც სხივად ენერგიას განიხილავს, როგორც ელექტრომაგნიტურ რხევის გავრცელებას სივრცეში. მე-III თავის. 3-ში § პირველად შევხვდით სინათლის კვანტის ცნებას, სინათლის ენერგიის იმ რაოდენობას, რომელსაც გამოაფრქვევს ატომი ან მოლეკული. კვანტის სიდიდე დამოკიდებულია სხივადი ენერგიის გვარობაზე ე. ი. ტალღის λ სიგრძეზე ანუ რხევათა ν სიხშირეზე. ჩვენ დაკანახეთ, რომ

$$\varepsilon = h\nu, \qquad (1)$$

სადაც ε—ენერგიის ის რაოდენობაა, რომელსაც კვანტი შეიცავს, h—

პლანკის მუდმივაა. სიხშირე, როგორც ყოველთვის, წამისათვის არის ნაგულისხმევი; თუ ε გამოხატულია ერგებით, მაშინ h-ის რიცხვითი მნიშვნელობა ასეთი იქნება (იხ. მე-III თ. 3 §):

$$h=6{,}54.10^{-27}=\frac{6{,}54}{10^{27}} \qquad (2)$$

იქვე იყო მოხსენებული ε-ის მნიშვნელობა ხილული სხივისათვის, რომლისათვისაც λ=0,5 μ და ჰესის სხივისათვის, რომლისათვისაც λ=0,5X. სიმოკლისათვის აქაც ვილაპარაკებთ სინათლის კვანტებზე, თუმცა, რასაკვირველია, აქ ლაპარაკი ეხება სხივადი ენერგიის კვანტებს.

იმ თეორიას, რომელსაც ამჟამად სინათლის კვანტური თეორია ეწოდება, საფუძველი ჩაუყარა 1905 წელს აინშტაინმა. მისი მსჯელობა ნეტად მარტივია. გვაქვს A სხეული, რომელიც გამოასხივებს სხივადი ენერგიის ნაკადს და მეორე B სხეული, რომელიც შთანთქავს ამ ენერგიის მასთან მისულ ნაწილს. სხეულები A და B შეიძლება იმყოფებოდეს ერთმანეთიდან ნებისმიერ მანძილზე, ახლომყოფობიდან ბილიონ კილომეტრამდე (ნისლოვანი ლაქა და დედამიწა). სხეული A სხივად ენერგიას გამოაკრთობს ცალკეული კვანტების სახით; სხეული B იმავე სხივად ენერგიას შთანთქავს იმავე სიდიდის ცალკეული კვანტების სახითვე. ბუნებრივად იბადება საკითხი: რა გვაქვს A და B სხეულთა შორის გზაზე? აინშტაინმა გამოთქვა მეტად გაბედული აზრი: A და B-ს შორის სხივადი ენერგიის ნაკადიც შედგება ერთმანეთთან დაუკავშირებელ ცალკეულ კვანტებისაგან, რომლებიც სინათლის სიჩქარით ვრცელდებიან და მათ უწოდეს სინათლის კვანტები; ჩვენ აქ ცალკად ვუბრუნდებით ნიუტონის მიერ გამოთქმულ სინათლის გამოდინების თეორიას. ერთ-ერთი გასხვავება იმაშია, რომ ამ თეორიის თანასწორად წითელი სხივის ნაწილაკის მასა უდიდესია, იისფერი სხივის კი—უმცირესი. ამ დროს, როდესაც აინშტაინის თეორია შებრუნებულ შედეგს გვაძლევს, როგორც ეს (1) განტოლებაში ჩანს, ვინაიდან იისფერი სხივისათვის სიხშირე ν უფრო მეტია, ვიდრე წითელი სხივისათვის.

მაგრამ, როგორც ვიცით, უამრავი მრავალსახოვანი მოვლენები, რომლებიც თავს იჩენენ ხილული და უხილავი სხივების გავრცელების დროს და რომლებსაც შეისწავლის ფიზიკის დიდი ნაწილი, ოპტიკა, საუკეთოოდ იქნა განმარტებული სხივადი ენერგიის ტალღურ გავრცელებაზე დამყარებით, რომელსაც ახასიათებს ისეთი სიდიდენი, როგორნიც არიან რხევათა სიხშირე, რხევის ამპლიტუდი, ტალღის სიგრძე და აგრეთვე რხევის ფორმა და ა. შ. ტალღური თეორია ასაბუთებს არეკლვას და გადატეხას, ინტერფერენციას და დიფრაქციას, ყველა სახის პოლარიზაციას, ორმაგ გადატეხას, პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვას და სხვა ნაწილობრივ რთულ მოვლენებს, რომლებიც თავს იჩენენ კრისტალებში. ყველა ეს მოვლენა საკმაოდ მარტივად აიხსნება ტალღური თეორიით, რომლის აუცილებელ დასკვნებსაც ივინი წარმოადგენენ. არსად ჩანს, რომ სინათლის კვანტურ თეორიას შეეძლოს მარტივად და გასაგებად ახ-

სნას რომელიმე ზემოაღნიშნული მოვლენა, გარდა სინათლის არეკლვისა. ამ მოვლენათა შორის დამახასიათებელია—სხივების ინტერფერენცია, რომლის წარმოშობის ახსნაც სხვა გზით არ შეიძლება, თუ არა რამდენიმე რხევის შეკრებით. კვანტური თეორიის მიხედვით არსებობს სხივადი ენერგიის ცალკეული, ერთმანეთთან დაუკავშირებელი ნაწილაკები; ასეთი წარმოდგენის საფუძველზე, შეუძლებელია მარტივად და გასაგებად აიხსნას ორი სხივის ურთიერთმოქმედება ან ის მოსპობა, რომელიც თვალსაჩინო ხდება ტალღური თეორიით, როგორც შედეგი საწინააღმდეგოდ მიმართულ ორ, ერთნაირ რხევის შეკრებისა.

კვანტის სიდიდე განისაზღვრება (1) განტოლებით, რომელშიაც ν წარმოადგენს რყევათა სიხშირეს. მაგრამ სინათლის ქვანტების თეორიისათვის არ არსებობს რხევა და ამიტომ მისთვის ν უბრალო რიცხვითი კოეფიციენტია, რომელსაც არა აქვს გასაგები ფიზიკური შინაარსი. ეხლა კი განტოლება (1) უნდა შევაფასოთ, როგორც ისეთი განტოლება, რომელიც საშუალებას მოგვცემს გადავიდეთ ტალღური თეორიიდან კვანტურ თეორიაზე ან პირიქით. სინათლის კვანტების თეორიის დიდი ნაკლი კიდევ იმაში მდგომარეობს, რომ შეუძლებელი გახდა სინათლის კვანტის ფორმის გამოკვლევა და განსაკუთრებით კი მისი ზომის გაგება. კვანტურ და ტალღურ თეორიათა შორის დიდი მნიშვნელოვანი განსხვავება შემდეგში მდგომარეობს: ტალღური თეორიის თანახმად გამომსხივებელ ცენტრის გარშემო წარმოიშვება თითქმის სფერული ტალღური პირეულები; სხივადი ენერგია გაბნოსხივდება თითქმის ყველა მიმართულებით. კვანტური თეორიის თანახმად კი გამოიფრქვევა ერთეულადი კვანტი, რომელიც მიექანება რომელიმე ერთი გარკვეული მიმართულებით, რაც დამოკიდებულია უცნობ, მაგრამ ყოველ შემთხვევაში, გამუდმებით ცვლად მიზეზებზე, ასე რომ, მრავალ ცალკეულ გამოსხივების შედეგად საბოლოოდ მაინც ადგილი ექნება სხივადი ენერგიის გავრცელებას ყველა მიმართულებით. მაგრამ ყოველ ცალკეულ გამოსხივებას ერთბრივი მიმართულება აქვს; გერმანულ ლიტერატურაში ასეთ გამოსხივებას წერტილოვან ანუ ნებსოვან გამოსხივებას უწოდებენ.

ჩვენ აღვნიშნეთ, რომ სინათლის კვანტურ თეორიას არ შეუძლია ახსნას ის მოვლენები, რომლებიც თავს იჩენს სხივების გზაზე გამომასხივებელ A სხეულიდან შთანმთქმელ B სხეულამდე. მაგრამ ბუნებრივად წამოიჭრება კითხვა, როგორ მოხდა, რომ ეს თეორია აღიძრა და 20 წლის განმავლობაში ებრძოდა ტალღურ თეორიას, მაგრამ ვერ დაამარცხა იგი. ამ კითხვაზე პასუხი მარტივია: აღმოჩნდა რომ მრავალ და მრავალფეროვან მოვლენებს, რომლებიც ხდება თვით A და B სხეულში, მათ ატომებსა და მოლეკულებში, გასაოცარი სიმარტივით და თვალსაჩინოდ ხსნის კვანტური თეორია იმ დროს, როდესაც ტალღური თეორიით ამ მოვლენების ახსნა შეუძლებელი და გაუგებარია; ეს ის მოვლენებია, რომლებიც ასე თუ ისე დაკავშირებულია სხივადი ენერგიის გამოსხივებასა და შთანთქმასთან. ერთერთი ასეთი მოვლენა, რომლის შესწავლამაც პირველად წამოაყენა კვანტების საკითხი, უკვე განვიხილეთ III თავის 2 § და § 3, სახელდობრ, ენერგიის განაწილება აბსოლუტურად შავი

სხეულის სპექტრში. შემდეგ თავებში ჩვენ გავეცანით სხვა მოვლენებსაც, შედარებით უფრო მარტივ მოვლენებს, ვიდრე აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივებაა, რომლებიც წარმოებენ უმთავრესად შთანმთქველ B სხეულში. ამ მოვლენებს ეკუთვნის ფოტოელექტრული მოვლენა; ამას გარდა, ფოტოლუმინესცენციის, ფოტოქიმიური და სხვა მოვლენები. ამგვარად, აუცილებლად უნდა დავუშვათ, რომ სხეული A გამოაკრთობს სინათლის ენერგიას ცალკეული კვანტების სახით, სხეული B კი შთანთქავს მათ. ასე რომ, ასეთი სურათი გვექნება: ყველა ის, რაც წარმოებს სხივის დასაწყისში და მის ბოლოში სავსებით ეთანხმება კვანტურ თეორიას, როგელიც მარტივად და ადვილად ხსნის ყველა ამ მოვლენას; სხივის გზაზე კი მოვლენები წარმოებენ ტალღური თეორიის ნიხედვით. მაგრამ ხომ არ შეიძლება ერთდროულად ვისარგებლოთ ორი თეორიით, რომელთა ძირითადი პრინციპებიც მკვეთრად განსხვავდებიან; შეუძლებელია, რომ ერთიდაიგივე მოვლენა, სხივადი ენერგია, კერძოდ—ხილული სინათლე, წარმოადგენდეს ერთ შემთხვევაში რაიმე რაობას, მეორე შემთხვევაში—სავსებით განსხვავებულ რაობას. თუ ეს დაეუშვით, მაშინ წამოიჭრება კითხვა: A სხეულის მიერ უდაოდ გამოკრთობილი კვანტები რაგვარად გარდიქმნება ელექტრომაგნიტურ რხევებად? რანაირად ხდება, რომ B სხეულთან მისული რხევითი მოძრაობა კვლავ გარდიქმნება იმ კვანტებად, რომლებსაც შთანთქავს ამ სხეულის ატომები ან მოლეკულები? ცხადია, რომ ორი თეორიის ერთდროული არსებობა შეუძლებელია. მრავალი ცდა იყო—გამოსულიყვნენ ამ აზრთა წინააღმდეგობიდან, რომელთანაც მისული იყო ფიზიკა, და ოცი წლის განმავლობაში გამოსავალი ვერ მოინახა. მხოლოდ 1926 წელს ასეთ გამოსავალს მიაგნეს; ამ გამოსავალს შევეხებით წიგნის ბოლოში. ახლა კი განვიხილოთ სინათლის კვანტების ზოგიერთი დეტალი.

ერგებით ვამოხატულ კვანტების სიდიდეზე უკვე იყო ნათქვამი III თავის 3, § (2) განტოლების შემდეგ. განტოლება (1) გამოხატავს ამ სიდიდის დამოკიდებულებას რხევათა სიხშირეზე. რომ ჩავსვათ (2) განტოლებით განსაზღვრული პლანკის h მუდმივას რიცხვითი მნიშვნელობა და სიხშირის მაგივრად $\nu = c : \lambda$, სადაც $c = 3.10^{10}$ სმ./წმ სინათლის სიჩქარეა, „ვიპოვით კვანტის დამოკიდებულებას ტალღის λ სიგრძეზე. ნივიღებთ:

$$\varepsilon = \frac{1{,}96}{10^{9}\lambda} \text{ ერგს,} \qquad (3)$$

სადაც λ გამოხატულია ანგსტრემებით. საინტერესოა შევადაროთ სხვადასხვა სხივის კვანტის სიდიდე ენერგიის იმ მეტად მცირე სიდიდეს, რომელსაც ვხვდებით ფიზიკაში, სახელდობრ, აირის ატომის ან მოლეკულის გადატანითი მოძრაობის ენერგიას; აღვნიშნოთ იგი k-თი. ცნობილია, რომ ეს ენერგია დამოკიდებულია მხოლოდ ტემპერატურაზე და არ არის დამოკიდებული ატომის ან მოლეკულის გვარობაზე. 0°-ის დროს

$$k = \frac{5{,}621}{10^{14}} \text{ ერგს} \qquad (4)$$

რა λ-ს შეესაბამება სხივი, რომლის კვანტიც ტოლია k-სი? მიეუტოლოთ ერთმანეთს (3) და (4), მივიღებთ:

$$\lambda = 3{,}5.10^5 \text{Å} = 35\mu, \tag{5}$$

(იხ. თ. III, § 1, განტ. (3). ეს სხივი იმყოფება სპექტრის შორეულ ინფრაწითელ ნაწილში. რენტგენის განაპირა სხივის ერთი კვანტი (λ=0,072Å) ტოლია 4800000 მოლეკულის გადატანითი მოძრაობის ენერგიისა 0°-ის დროს. ხილული სხივის (λ=5000Å) კვანტი ტოლია დაახლოებით 70 მოლეკულის გადატანითი მოძრაობის ენერგიისა 0°-ის დროს.

ახლა შეეხოთ იმ საკითხს, თუ რა მასით არის აღჭურვილი ერთი კვანტი. II თავში, § 5 ხელთ გვქონდა განტოლება (15,) რომლის თანახმადაც, შეგვიძლიან მივიღოთ ენერგიის მასა, გრამებით გამოხატული, თუ ერგებით გამოხატულ ენერგიის მნიშვნელობას ვაყოფთ რიცხვზე 9.10^{20}; ე. ი. სინათლის სიჩქარის კვადრატზე.

აღვნიშნოთ ერთი კვანტის მასა m_k-თი, სადაც ნიშანი k გვიჩვენებს, რომ აქ იგულისხმება კვანტის მასა, გვექნება:

$$m_k = \frac{\varepsilon}{9.10^{20}} \tag{6}$$

(m_k—გრამებში, ε—ერგებში). ჩავსვათ აქ ε-ის მაგივრად მისი გამოთქმა (3), მივიღებთ კვანტის მასას.

$$m_k = \frac{2{,}3}{10^{29}\lambda} \text{ გრ.}, \tag{7}$$

სადაც λ გამოხატულია ანგსტრემებით. როგორც ვხედავთ, სინათლის კვანტი მეტად მცირე სიდიდეა. შევადაროთ იგი უმცირეს მასას, რომელსაც ვხვდებით ფიზიკის სხვა დარგში. ასეთია ელექტრონის მასა, რომელიც 1840-ჯერ მცირეა წყალბადის მასაზე. I თავის § 4 (10) განტ. ნათქვამი იყო, თუ რამდენი ელექტრონი უნდა აეღოთ, რომ მათი მასა ერთი გრამის ტოლი იყოს. აქედან ადვილად ვიპოვით ერთი ელექტრონის მასას:

$$m = \frac{0.9}{10^{27}} \text{ გრ.} \tag{8}$$

მივუტოლოთ ერთმანეთს განტოლებანი (7) და (8), ვიპოვით იმ სხივის ტალღის სიგრძეს, რომლის კვანტიც აღჭურვილია ერთი ელექტრონის მასის ტოლი მასით; აღვნიშნოთ ამ ტალღის სიგრძე λ-თი, მაშინ

$$\lambda = 0{,}0243 \text{ Å}. \tag{9}$$

ეს მეტად საინტერესო სხივი იმყოფება რენტგენის სხივების საზღვარს იქით; იგი ეკუთვნის გამა სხივებს. ამ თავში. კიდევ შევხვდებით ამ საკითხს.

ხილული სინათლის კვანტის მასა დაახლოებით 200000-ჯერ მცირეა ელექტრონის მასაზე.

ტალღურ თეორიაში სხივადი ენერგიის ნაკადის ინტენსიობა (სიკაშკაშე, სინათლის ძალა) განისაზღვრება რხევის ამპლიტუდით (გასაქანით); იგი პროპორციულია ამპლიტუდის კვადრატისა. კვანტურ თეორიაში ინტენსიობა პროპორციულია კვანტების ნაკადის სიმკვრივისა, ე. ი. იმ კვანტების რიცხვისა, რომლებიც მონაცემ მომენტში იმყოფებიან ნაკადის მოცულობის ერთეულში. ჩვენ მოვიხსენიეთ მრავალი ცდა იმ სიძნელეთა დასაძლევად, რომლებიც დაკავშირებულნი არიან ორივე თეორიის გამოყენების აუცილებლობასთან სინათლის სხვადასხვა მოვლენის ახსნის დროს. მრავალ ნაშრომს, რომლებიც ამ საკითხს ეხება, აქ არ განვიხილავთ, მაგრამ ორიოდე სიტყვა მაინც უნდა ვთქვათ იმ მიმართულებებზე, რა გზითაც მეცნიერული აზროვნება ცდილობდა გამოსავალი მოენახა ამ სამწუხარო მდგომარეობიდან.

ასეთი მიმართულება ოთხი იყო:

I. მეცნიერები ცდილობდნენ შეევსოთ მარტივი კვანტური თეორია დამატებითი ჰიპოთეზებით, რომლებიც საშუალებას მოგვცემდა აგვეხსნა არეკლვა, გადატეხა, დისპერსია (სინათლის სპექტრად დაშლა), ინტერფერენცია და სხვა მოვლენები, რომლებიც ეკუთვნის ტალღურ თეორიას. პირველ რიგში იძულებული იყვნენ ν სიდიდისათვის, ტალღურ თეორიაში რხევათა სიხშირისთვის, მიეკუთვნებიათ სინათლის კვანტის მიმართ გასაგები შინაარსი იმ გზით, რომ ამ კვანტს დაუმატეს რაღაც პერიოდულად განმეორადი მოვლენა.

II. მეორე მიმართულებას ახასიათებს ცდა ამ ორი თეორიის გაერთიანებისა ერთ მთლიან თეორიად, სადაც ნაგულისხმევი იყო ერთდროული არსებობა როგორც კვანტებისა, ისე ტალღებისა.

III. გამოთქმულ იქნა არსებითად ახალი თეორიები, რომელთა დახმარებითაც შეიძლებოდა ახსნილიყო როგორც ის მოვლენები, რომლებიც წარმოებენ A და B სხეულში (იხ. ზემოთ), აგრეთვე ის მოვლენები, რომლებსაც ადგილი აქვთ სხივის გზაზე ამ სხეულთა შორის.

IV. იშვიათი იყო ის შემთხვევა, როდესაც ცდილობდნენ აეხსნათ დამატებითი ჰიპოთეზების დახმარებით, ტალღური თეორიის საფუძველზე. ზოგიერთი იმ მოვლენათაგანი, რომლებიც ადვილად აიხსნებოდა სინათლის კვანტების დახმარებით.

დიდ ინტერესს, თუმცა აშკარად მხოლოდ ისტორიულს, წარმოადგენს ბორის და მისი რამდენიმე თანამშრომლის თავგანწირული ცდა გამოეძებნათ გამოსავალი ამ მდგომარეობიდან. ეს ნაბიჯი გადადგმული იყო 1924 წლის გაზაფხულში; მაშინ ამ ნაბიჯმა დიდი ინტერესი გამოიწვია, შეიძლება ითქვას, დიდი სენსაცია მოახდინა. მისი დედააზრი იყო: ატომურ და მოლეკულურ მოვლენებისათვის ენერგიის მუდმივობის პრინციპის უარყოფა. 1925 წელს ამ თეორიის ავტორებმა უარყვეს თავის თეორია იმ ორი გერმანელი მეცნიერის შრომის გამოქვეყნების შემდეგ, რომლებმაც ცდების საშუალებით უკუაგდეს ერთერთი ის შედეგთაგანი, რომელიც ამ თეორიიდან გამომდინარეობდა.

§ 2. ა. ჰ. კომპტონის მოვლენა

წინა პარაგრაფში ნათქვამი იყო, რომ აბსოლუტურად შავი სხეულის სპექტრში ენერგიის განაწილების გარდა, არის კიდეე მოვლენათა მთელი რიგი, რომლებიც საესებით შეესაბამებიან სინათლის კვანტების თეორიას, მაგრამ სხივადი ენერგიის ტალღური თეორიის თვალსაზრისით მათი ახსნა შეუძლებელია. ასეთ მოვლენათა მთელ რიგს განვიხილავთ ამ და შემდეგ პარაგრაფში და აგრეთვე შემდგომ სამ თავში.

ამერიკელმა მეცნიერმა ა. ჰ. კომპტონმა (A. H. Compton, რომელიც არ უნდა შევურიოთ მეორე, აგრეთვე ამერიკელ, გამოჩენილ მეცნიერს K. T. Komton-ს) გამოაქვეყნა 1923 წელს იმ ცდების შედეგები, რომლებსაც თანმოჰყეა ძეტად საინტერესო მოვლენის აღმოჩენა. ეს მოვლენა ცნობილია კომპტონის მოვლენის ანუ ეფექტის სახელით. ამ აღმოჩენამ გამოიწვია 1929 წლამდე დაახლოვებით ასი თეოროიული და ექსპერიმენტული გამოკვლევა, რაც ადვილად აიხსნება მისი უდიდესი მნიშვნელობით სხივადი ენერგიის კვანტური თეორიისათვის. კომპტონის მოვლენა წარმოადგენს რომელიმე სხეულის, უპირველესად მყარი სხეულის ფეხში რენტგენის სხივების გაბნევის განააკუთრებულ შემთხვევას. პირველ ხანებში მეცნიერებია ვერ შესძლეს განეხორციელებინათ ეს მოვლენა, მაგრამ უკვე 1924 წელს აღარაეითარი ეეეი აღარ იყო იმაში, რომ ეს მოვლენა სინამდვილეში არსებობს და ზუსტად ემორჩილება იმ კანონებს, რომლებსაც გვიკარნახებს კვანტური თეორია. აღვწეროთ და აეხსნათ კომპტონის ეფექტი.

1923 წლამდე ცნობილი იყო მთელი რიგი მოვლენები, რომელთა ასახსნელადაც საპირო იყო იმ დებულების დაშვება, რომ სხივადი ენერგიის კვანტი, მიაღწევს რა სხეულის ზედაპირს, ამ უკანასკნელის მიერ მთლიანად შთაინთქმება; ამასთანავე მთელი მისი ენერგია იხარჯება მუშაობაზე და გარდიქმნება ენერგიის სხვა სახის ფორმად. ამას ეკუთვნის ფოტოქიმიური მოვლენები, ფოტოელექტრობა და ფოტოლუმინესცენცია. ბუნებრივად იბადება კითხვა, იქნებ შეიძლებოდეს ისეთი მოვლენის პოვნა, რომლის დროსაც იხარჯება რაიმე მუშაობაზე კვანტის მხოლოდ ნაწილი, დანარჩენი ნაწილი-კი რჩება სინათლის ε′ კვანტის სახითვე, ამასთანავე ε′<ε. ტალღური თეორიის ენაზე ეს ასე უნდა გავიგოთ: აღვნიშნოთ ε კვანტისათვის რხევათა სიხშირე და ტალღის სიგრძე შესაბამისად ν და λ-ით, ε′ კვანტისათვის კი—ν′ და λ′-ით. ასე რომ, (1) ფორმულის თანახმად, ε=hν და ε′=hν′. ვინაიდან ε′<ε ამიტომ გვექნება:

$$\nu' < \nu \text{ და } \lambda' > \lambda \qquad (10)$$

ეს იმას ნიშნავს, რომ ტალღის მონაცემი λ სიგრძის დაცემულ სხივების მაგივრად მივიღებდით სხეულის ზედაპირულ ფენის მიერ გაბნეულ სხივების ტალღას უფრო დიდი λ′ სიგრძით, რაც შეესაბამება სხივის წანაცვლებას სპექტრის წითელი ბოლოსაკენ (მარცხნივ). ტალღური თეორიის თვალსაზრისით სხივადი ენერგიის ნაწილობრივი დახარჯვა სრუ-

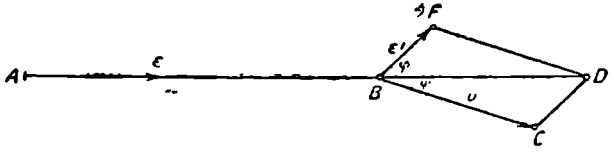
ლებით გაუგებარია, ვინაიდან ეს თეორია მოითხოვს, რომ ენერგიის ნაწილის დახარჯვას უნდა მოსდევდას რხევის ამპლიტუდის შემცირება, სხივების ინტენსიობის შესუსტება, მაგრამ არაეითარ შემთხვევაში არ უნდა მოსდევდეს რხევის სიხშირის შემცირება, ანუ ტალღის სიგრძის გადიდება, რაც ხილული სხივებისათვის ნიშნავს ფერის შეცვლას.

პირველი შეხედვით ფლუორესცენციის მოვლენა, რომლის დროსაც საქმე გვაქვს ტალღის λ სიგრძის სხივადი ენერგიის გარდაქმნასთან სხვა სიგრძის ტალღად $\lambda' > \lambda$ (სტოქსის კანონი თ. IX, § 1), თითქოს აკმაყოფილებს იმ მოვლენის სქემას, რომელსაც ჩვენ ვეძებთ, ვინაიდან კვანტური თეორიის მიხედვით აქ გვაქვს სხეულზე დაცემული კვანტები ε და გაბნეული კვანტები ε', ამასთანავე $\varepsilon' < \varepsilon$. ფლუორესცენციის მოვლენას შემდეგ განვიხილავთ, მაგრამ საჭიროდ მიგვაჩნია ავხსნათ, რატომ არ შეეფერება ეს მოვლენა ჩვენს სქემას. კვანტურ თეორიაზე დამყარებით ეს ახსნა ასეთია: კვანტი ε ატომთან შეხვედრის დროს მთლიანად იხარჯება. მისი ნაწილი ε' იხარჯება ატომის აღგზნებაზე კვანტის, ე. ი. ელექტრონის აწევაზე ნორმალურ ორბიტიდან უფრო დაშორებულზე, დანარჩენი ნაწილი კი იხარჯება სხვა მუშაობაზე— მაგ. სხეულის სითბური ენერგიის მარაგის გადიდებაზე. ელექტრონის ნორმალურ ორბიტზე კვლავ დაბრუნების შემდეგ გამოიკრთობა კვანტი ε', რომელიც ნაკლებია ε კვანტზე.

მოვლენას, რომელიც ჩვენ სქემას აკმაყოფილებს, ე. ი. იხარჯება ε კვანტის მხოლოდ ნაწილი, ამ კვანტის დანარჩენი ნაწილი კი რჩება კვანტის სახით $\varepsilon' < \varepsilon$, შეიძლება ადგილი ჰქონდეს, როდესაც საწყისი კვანტი მეტად დიდია, ელექტრონი კი, რომელზედაც იგი მოქმედობს ან სრულიად თავისუფალია ან სუსტად არის კავშირბმული ატომთან, ასე რომ, მის მოწყვეტაზე დახარჯული მუშაობა მეტად მცირეა. ასეთი შემთხვევა ეხება იმ ატომის ვალენტურ ელექტრონებს, რომლის ატომური წონა მცირეა,—მაგ. ნახშირბადის ატომს. მეტად დიდი ε აქვს რენტგენის სხივებს, განსაკუთრებით უუხისტეს სხივებს. ამგვარად, უნდა მოველოდეთ ჩვენი სქემის განხორციელებას, ე. ი. კვანტის ε' ნაწილის დახარჯვას, თუ რენტგენის ხისტ სხივებს ვაიძულებთ დაეცეს ნახშირბადის ფირფიტის ან ნახშირბადით მდიდარ ნივთიერების ზედაპირს. უნდა მივიღოთ გაბნეული სხივები, რომლებიც სპექტრში უფრო მარცხნივ მდებარეობენ, ვიდრე დაცემული სხივები. ჩვენ დავინახავთ, რომ ცდებმა დაადასტურა ეს მსჯელობა, მაგრამ წანაცვლებულ სხივის გვერდით, (ε', λ') ყოველთვის ჩნდება არაწანაცვლებულიც (ε, λ). ეს იმას ნიშნავს, რომ ყველა კვანტი ε არ მოხვდება ადვილად-ასამოძრავებელ ელექტრონებს, რომლებსაც გადასცემენ თავის ენერგიის ნაწილს, არამედ ამ კვანტების ნაწილი გაიბნევა ზედაპირული ფენის მიერ მათი სიდიდის შეუცვლელად. ეს გარემოება შეიძლება იმით აიხსნას, რომ ეს კვანტები შეეჯახებიან არა მსუბუქ და ადვილ-ასამოძრავებელ ელექტრონს, არამედ ატომის მძიმე და ძნელად ასამოძრავებელ გულს, რომლისაგანაც იგინი აირეკლებიან, მიმართულებას შეიცვლიან, მაგრამ სიდიდით უცვლელნი დარჩებიან.

1923 წელს ა. ჰ. კომპტონმა და შვეიცარელმა მეცნიერმა პ. დებაიმ (P. Debye) ერთმანეთზე დამოუკიდებლად და სავსებით ერთნაირად გადასწყვეტეს საკითხი იმის შესახებ, თუ რა უნდა მოხდეს, როდესაც სინათლის კვანტი ε დაეჯახება ელექტრონს, რომელიც მათ ჩასთვალეს თავისუფალ ელექტრონად, რაც ცხადია, არ შეეფერება ვალენტურ ელექტრონს, მაგ. ნახშირბადის ატომს; თუმცა განსხვავება მცირე უნდა ყოფილიყო.

იმ ამოცანის მეტად მარტივი გეომეტრიული სქემა, რომელიც გადასწყვეტეს კომპტონმა და დებაიმ, ნაჩვენებია 17. ნახ-ზე. კვანტი ε მიქრის ABD მიმართულებით; B წერტილში იმყოფება უძრავი ელექტრონი, რომელსაც ეჯახება კვანტი ε. დაჯახების შემდეგ ელექტრონი მიქრის BC მიმართულებით v სიჩქარით; ამ მოძრაობის ენერგია წარმოიშვა ε კვანტის ხარჯზე. ε კვანტის ნარჩენი მიქრის ε′ კვანტის სახით BF-ის მიმართულებით. ε კვანტების ნაკადის მონაცემი AB მიმართულებისათვის შესაძლებელია მრავალგვარი შედეგები მივიღოთ იმის მიხედვით, თუ როგორ დაეჯახება კვანტები ელექტრონებს. ეს იმას ნიშნავს, რომ ელექტრონის მიმართულება და სიჩქარე და აგრეთვე ε′ კვანტის მიმართულება და სიდიდე შეიძლება სხვადასხვა იყოს. მოხდება ელექტრონების გაბნევა და ამავე დროს რენტგენის სხივების გაბნევა, ამასთანავე სხვადასხვა მიმართულებით გაბნეულ სხივებს ახასიათებს ტალღის არაერთნაირი სიგრძე, ვინაიდან ε′ ერთიდაიგივე არ არის. ამოცანა მხოლოდ მაშინ იქნება გარკვეული, როდესაც ცდის განხორციელების დროს თვალს ვადევნებთ გაბნეულ სხივებს, რომლებსაც აქვთ გარკვეული მიმართულება BF, რომლის შერჩევაც ჩვენზეა დამოკიდებული, ისევე როგორც რენტგენის საწყისი სხივების AB მიმართულების შერჩევა.



ნახ. 17.

აღვნიშნოთ φ ასოთი (იხ. ნახ. 17) კუთხე DBF შედგენილი იმ BF მიმართულებასა, რომლითაც თვალს ვადევნებთ გაბნეულ სხივებს, და რენტგენის დაცემულ სხივების ABD მიმართულებას შორის; აღვნიშნოთ ψ-ით ის კუთხე DBC (ნახ. 17), რომელიც განსაზღვრავს ელექტრონის მოძრაობის მიმართულებას ε კვანტის მასთან დაჯახების შემდგომ. ამგვარად, საქმე გვაქვს ხუთ სიდიდესთან: ε, ε′, φ, ψ და v. დაჯახების შემდეგ ელექტრონის v სიჩქარის მაგივრად შეგვიძლიან განვიხილოთ მისი მოძრაობის კინეტიკური ენერგია J. ამ ხუთ სიდიდეში ჩვენზეა დამოკიდებული ორი სიდიდის ε და φ-ს შერჩევა, ე. ი. ტალღური თეორიის ენაზე შერჩევა იმ სხივების ტალღის სიგრძის, რომლებიც ეცემიან AB მიმართულებით, და იმ BF მიმართულებისა, რომლითაც ჩვენ თვალს ვადევ-

ნებთ. აღმოჩნდა, რომ ყველა ეს ხუთი სიდიდე ისეა ერთმანეთთან დაკავშირებული, რომ თუ ε′ და ν (ანუ J) ნაპოვნია, მაშინ კუთხე ψ ადვილად შეიძლება გამოითვალოს.

კომპტონმა და დებაიმ ეს საკითხი გადასწყვიტეს მექანიკის იმ კანონების დახმარებით, რომლებიც ეხებიან სხეულთა შეჯახებას. ერთერთი ამ კანონთაგანი, სახელდობრ, ენერგიის მუდმივობის კანონი, გვიკარნახებს, რომ ენერგია ε ტოლი უნდა იყოს ε′ ენერგიისა და ელექტრონის J ენერგიის ჯამისა:

$$\varepsilon = \varepsilon' + J. \tag{11}$$

მეორე კანონს აქ არ განვიხილავთ. საკმაო რთული გამოთვლები გვაძლევს ისეთ ფორმულებს, რომელთა დახმარებითაც ადვილად გამოითვლება ε′ და ν (ანუ J), შემდეგ კი ψ კუთხეც, ამასთანავე ყველა სამივე სიდიდე შეიძლება უკვე გამოიხატოს ჩვენ მიერ შერჩეულ და, მაშასადამე, ცნობილ ε და φ სიდიდეთა დახმარებით. ჩვენთვის უშუალოდ ცნობილია რენტგენის დაცემულ სხივების ტალღის სიგრძე λ, რომელსაც ε კვანტთან აკავშირებს განტ. (3); ეს განტოლება საშუალებას გვაძლევს ყველა ფორმულაში ε-ის მაგივრად შევიტანოთ λ, ε′-ის მაგივრად კი—λ′, სადაც λ′ იმ გაბნეული სხივის ტალღის სიგრძეა, რომელსაც თვალს ვადევნებთ ჩვენ მიერვე შერჩეულ φ კუთხით განსაზღვრულ BF მიმართულებით. ამგვარად, საბოლოოდ მივიღებთ λ′-ს, ν-ს (ან J-ს) და ψ-ს, რომლებიც გამოხატულნი იქნებიან λ და φ სიდიდეთა საშუალებით. ამასთანავე λ′-თვის მივიღებთ საოცრად მარტივ შედეგს, როდესაც კუთხე φ ტოლია 90°-ისა. ამ თავის § 1-ში დავინახეთ, რომ არსებობს ისეთი სხივი, რომლის კვანტის მასა ისეთივეა, როგორც ელექტრონისა. ამ სხივის ტალღის სიგრძე აღვნიშნოთ $\bar{\lambda}$-თი: იგი ტოლია 0,0243 ანგსტრემისა (იხ. განტ. 9). აღმოჩნდა, რომ როდესაც $\varphi = 90^\circ$, მაშინ

$$\lambda' = \lambda + \bar{\lambda} = \lambda + 0{,}0243\ \text{Å}. \tag{12}$$

როგორც ვხედავთ, როდესაც $\varphi = 90^\circ$, სხივის წანაცვლება მეტად მცირეა: ეს იმას ნიშნავს, რომ ε′ მცირე სიდიდით არის ნაკლები ε-ზე. სხივის წანაცვლება დამოკიდებული არ არის მისი ტალღის λ სიგრძეზე. აღმოჩნდა, რომ სხვა φ-ს დროს, როდესაც ეს კუთხე არ უდრის 90°-ს, წანაცვლება სხვა იქნება და არც დამოკიდებული იქნება λ-ზე. (იმ მკითხველთათვის, რომლებიც იცნობენ ტრიგონომეტრიულ სიდიდეებს, მოვიყვანთ ფორმულას, რომელიც ეხება ნებისმიერ φ-ს. ამ ფორმულას ასეთი სახე აქვს: $\lambda' = \lambda + 2\lambda \sin^2\frac{\varphi}{2} + 0{,}0486 \sin^2\frac{\varphi}{2}$). როდესაც $\varphi < 90^\circ$, მაშინ სხივის წანაცვლება კიდევ უფრო ნაკლებია $\bar{\lambda}$-ზე; ამ შემთხვევაში ε′ კიდევ უფრო მცირედ განსხვავდება ε-გან, ელექტრონი კი შეიძენს მხოლოდ მცირე ν სიჩქარეს ანუ მცირე J ენერგიას (იხ. 11); თუ $\varphi > 90^\circ$, ე. ი. კვანტი ε′ მიჰქრის თითქოს უკან (ნახ. 17), მაშინ სხივის წანაცვლება მეტი იქნება $\bar{\lambda}$-ზე, ელექტრონი კი შეიძენს უფრო მეტ ν სიჩქარეს ან უფრო მეტ J ენერგიას, ამასთანავე კუთხე ψ მცირე იქნება. სხივის უდიდესი წანაცვლება

მაშინ გვექნება, როდესაც $\varphi = 180^\circ$ და კვანტი ε' მიჰქრის B-დან A-კენ. თუ $\varphi = 180^\circ$, მაშინ

$$\lambda' = \lambda + 2\bar{\lambda} = \lambda + 0{,}0486\ \text{Å}. \qquad (13)$$

ელექტრონი ამ შემთხვევაში მოძრაობს B-დან D-სკენ. ეს შემთხვევა პრაქტიკულად განუხორციელებელია, ვინაიდან საჭირო იქნებოდა თვალდევნება A-ს მხრიდან, რაც გამოიწვევდა დაცემულ AB სხივის დაფარვას. ამიტომ φ უნდა იყოს ცოტაოდენ ნაკლები 180°-ზე.

რაც შეეხება **კომპტონის** მოვლენის ცდით გამოკვლევას, უნდა გვახსოვდეს ყველა ის მოსაზრება, რომლებიც საფუძვლად დაედო იმ თეორიულ მსჯელობას, რომლის ძირითადი დებულებანიც ახლახან ჩამოვაყალიბეთ. ამ მსჯელობის დროს იგულისხმებოდა, რომ ელექტრონი არ მოძრაობს და თავისუფალია ან მეტად სუსტად არის კავშირბმული ატომთან, ასე რომ, ატომის იონიზაციაზე დახარჯული მუშაობა შეგვიძლიან უგულებელვყოთ, რაიც შესაძლებელია მხოლოდ მაშინ, თუ კვანტი ε მეტად დიდია. აქედან გამომდინარეობს, რომ სხეულის ზედაპირული ფენის მიერ სხივების გაბნევაზე ცდებს მხოლოდ მაშინ შეუძლია მოგვცეს შედეგი, რომელიც თეორიულ მოსაზრებას უახლოვდება, მაგ. განტ-ბას (12), თუ ვისარგებლებთ მცირესიგრძიანი ტალღის სხივებით, მაგ. გამა სხივებით ან რენტგენის განაპირა სხივებით და მათ მივასხივებთ ისეთ ნივთიერების ზედაპირს, რომლის ატომებშიაც ელექტრონები შედარებით სუსტად არიან ერთმანეთთან კავშირბმულნი. როგორც უკვე ნათქვამი გვქონდა, ასეთ ელემენტებს ეკუთვნის ის ელემენტები, რომელთა ატომური წონა მცირეა, ვინაიდან მათი გულები დატვირთულნი არიან მცირე დადებითი მუხტით და ამის გამო, არც ისე მძლავრად იზიდავს ელექტრონებს. ასეთ ელემენტებს ეკუთვნის ნახშირბადი (გრაფიტი), რომლის მაგივრად შეიძლება აღებულ იქნას ნახშირბადით მდიდარი ნივთიერება, მაგ. პარაფინი, ქაღალდი და სხვ.

ნახ. 18.

პირველი ცდებისათვის **კომპტონმა** აიღო მოლიბდენის სხივები K_α ($\lambda = 0{,}71$ Å), რომლებიც სხვადასხვა კუთხით ეცემოდა **გრაფიტის** ზედაპირს; მან თვალი ადევნა სხვადასხვა φ მიმართულებით გაბნეულ სხივებს, უმთავრესად კი $\varphi = 90^\circ$ კუთხით, რომლის დროსაც ტალღის სიგრძის ცვლილება ტოლი უნდა ყოფილიყო 0,024 Å-ისა. **ცდებმა დაადასტურა რენტგენის სხივების გაბნევის დროს ტალღის სიგრძის ცვლილების არსებობა**, ამასთანავე მრავალ დაკვირვების შედეგად ტალღის სიგრძის საშუალო ცვლილება ტოლი აღმოჩნდა 0,019 Å-ისა, რაც იმ სიძნელისა გამო, რომელიც დაკავშირებულია ასეთ მცირე ცვლილებათა გაზომვასთან, საკმაოდ

დამაკმაყოფილებელ შედეგად უნდა ჩაითვალოს. ამგვარად, პირველად იყო ცდით დამტკიცებული, რომ კვანტის დაჯახების დროს მხოლოდ მისი ნაწილი იხარჯება, კვანტის ნარჩენი კი შემცირებული კვანტის სახით მოძრაობს სხვა მიმართულებით. შემდგომი ცდები კომპტონმა მოახდინა გამა-სხივებზე ($\lambda=0,024$ Å) და რენტგენის სხივებზე ($\lambda=0,12$ Å-დან 0,32 Å-მდე). აქ რიცხვები არ მოგვყავს: საკმარისია აღინიშნოს, რომ გრაფიტისათვის, პარაფინისა და ალუმინისათვის ისეთი რიცხვები იყო მიღებული, რომლებიც ეთანხმებიან ზემოაღწერილ თეორიას. მაგრამ სპილენძისათვის, კალისა და ტყვიისათვის, თუმცა ადგილი აქვს ტალღის სიგრძის ცვლილებას, მაგრამ მისი სიდიდე გაცილებით ნაკლები აღმოჩნდა, ვიდრე თეორიით იყო მოსალოდნელი; ასე, მაგ., ტყვიისათვის, როდესაც $\varphi=90°$ და $\lambda=0,17$ Å, ნაპოვნი იყო წანაცვლება 0,011 Å $\lambda=0,024$ Å-ის მაგივრად. ეს გასაგებიც არის, ვინაიდან ტყვიისათვის, რომლის ატომური წონა დიდია, თეორიის საფუძვლები სწორი აღარ გამოდის.

აღარ შევჩერდებით კომპტონის მოვლენის იმ მრავალ გამოკვლევაზე, რომლებიც სხვა მეცნიერებმა გამოაქვეყნეს. ამის ნათელსაყოფად მოვიხსენიოთ გერმანელ მეცნიერთა კალმანის და მარკის (H. Kalmann, H. Mark) იმ გამოკვლევათა ერთერთი შედეგი, რომლებიც შეასრულეს მათ 1925 წ.; გაბნეული სხივები მათ მიასხივეს ფოტოგრაფიულ ფირფიტას. 18 ნახ-ზე ნაჩვენებია ერთერთი მათ მიერ მიღებული სურათი. ზემოხსენებული მეცნიერნი საკვლევლობდნენ მოლიბდენის K_α და K_β სხივებით და გრაფიტით; ცნობილია, რომ α სხივის ტალღის სიგრძე მეტია, ვიდრე β სხივისა. 18 ნახ-ზე ტალღის სიგრძენი მატულობენ მარცხნიდან მარჯვნივ ნახ-ის ზევითა ნაწილი (a) ეხება შემთხვევას, როცა $\varphi=72°$, ქვევითა (b) კი—შემთხვევას, როცა $\varphi=90°$; როგორც უკვე ვიცით, სხივის წანაცვლება მეტი უნდა იყოს $\varphi=90°$ კუთხისათვის, ვიდრე $\varphi=72°$ კუთხისათვის. ნახ-ზე როგორც ზემოთ, ისე ქვემოთ მარჯვნივ იმყოფება სხივი K_α, მარცხნივ სხივი K_β; როგორც ვიცით, სხივი β უფრო მკრთალია, ვიდრე α, იხ. ნ.ხ. 4. თ. V, § 2. როგორც სხივი K_α, ისე სხივი K_β კუთხეებისათვის $\varphi=72°$ და $\varphi=90°$ გაორებულია. ამ გაორებულ სხივებში, მარცხენა ხაზი წანაცვლებული არ არის, მარჯვენა კი—წანაცვლებულია. ცხადია რომ მარცხენა ხაზები a და b ნახაზებზე ერთსადაიმავე ადგილას მდებარეობენ. წანაცვლებული ხაზები მდებარეობს არაწანაცვლებულ ხაზების მარჯვნით, ე. ი. იმ მხარეს, საითაც ტალღის სიგრძენი იზრდებიან. წანაცვლება ტოლი აღმოჩნდა 0,0170 Å-ბისა $\varphi=72°$ კუთხისათვის და 0,0241 Å $\varphi=90°$ კუთხისათვის, იმ დროს როდესაც, თეორიით უნდა ყოფილიყო 0,0168 Å A და 0,0243 Å; თანამთხვევა საუცხოვოა.

აქ არ განვიხილავთ რთულ საკითხს, რომელიც ეხება ელექტრონების გაბნევას, რომლებისათვისაც თეორია გვაძლევს მოძრაობის მიმართულებას, ე. ი. ψ კუთხეს (ნახ. 17) და v სიჩქარის ანუ J ენერგიის სიდიდეს. ზემოხსენებული თეორიის თანახმად, ელექტრონები ყოველთვის მოძრაობს

ისეთი მიმართულებებით, რომლებისათვისაც კუთხე ψ (ნახ. 17) 90°-ს არ აღემატება, იმ დროს როდესაც φ კუთხეს შეუძლიან შეიცვალოს 0°-დან 180°-მდე. რაც უფრო დიდია ψ, მით უფრო მცირეა ელექტრონის სიჩქარე v ანუ მისი ენერგია J. უდიდესი სიჩქარე v ელექტრონს მაშინ ექნება, როდესაც $\psi=0$, ე. ი. როდესაც ელექტრონი მიქრის BD მიმართულებით, კვანტი ε' კი B-დან A-სკენ ($\varphi=180°$). როდესაც $\varphi=0$, ე. ი. კვანტი ε' მიქრის BO მიმართულებით, მაშინ $\psi=90°$ და $v=0$; ამ შემთხვევისათვის $\varepsilon'=\varepsilon$. ამ საკითხთან დაკავშირებითაც გამოქვეყნდა მრავალი თეორიული და ექსპერიმენტული შრომა. მივაქციოთ ყურადღება ერთ გარემოებას. ჩვენ არა ერთხელ გვიხსენებია ფოტოელექტრული ეფექტი, რომელიც იმაში მდგომარეობს, რომ სხეულის ზედაპირზე დაცემული სხივები, ამ სხეულიდან ამოაგდებს ელექტრონებს. ერთერთ მთავარ ამოცანას ცდების წარმოების დროს წარმოადგენს განვასხვავოთ კომპტონის ეფექტის ელექტრონები ფოტოელექტრონებისაგან, რომლებიც წარმოიშობიან ფოტოელექტრული ეფექტის დროს. ამ საკითხს მიძღვნილი აქვს ნაშრომთა დიდი რიცხვი.

§. 3 რამანის, მანდელშტამის და ლანდსბერგის მოვლენა

§ 1-ში გავეცანით სინათლის კვანტს, რომლის სიდიდეც განისაზღვრება განტოლებით (იხ. 1).

$$\varepsilon=h\nu, \tag{14}$$

სადაც h მუდმივას რიცხვითი მნიშვნელობა მოცემულია (8)-ში იმ შემთხვევისათვის, როდესაც ε გამოხატულია ერგებით, ν კი არის რხევათა სიხშირე ტალღური თეორიის მიხედვით. § 2-ში ნათქვამი იყო, რომ არის შემთხვევები, როდესაც სინათლის კვანტი მთლიანად იხარჯება ამა თუ იმ მუშაობაზე. ასეთი შემთხვევები განხილულია თავებში VII, VIII და მე-IX თავის § 3-ში. ამის გარდა, § 2-ში განხილული იყო კ ო მ პ ტ ო ნ ი ს მ ო ვ ლ ე ნ ა, 1923 წელში აღმოჩენილი, რომლის დროსაც სინათლის კვანტი თითქოს ი შ ლ ე ბ ა: ერთი ნაწილი იხარჯება ელექტრონის მოძრაობის ენერგიის შექმნაზე, მეორე ნაწილი კი რჩება შემცირებული კვანტის სახით, რომელსაც ტალღური თეორიით შეესაბამება შემცირებული სიხშირე ანუ ტალღის სიგრძის გადიდება, ე. ი. სხივის წანაცვლება მ ა რ ცხ ნ ი ვ. ახლა გავეცნოთ მოვლენას, რომელიც აღმოჩენილ იქნა 1928 წელს და რომლის დროსაც წარმოებს სინათლის კვანტის დაშლის გარდა ერთი კვანტის მ ი კ ე დ ლ ე ბ ა მეორე კვანტთან, ე. ი. კვანტის გ ა დ ი დ ე ბ ა, რაც ტალღური თეორიის თვალსაზრისით შეესაბამება ν სიხშირის გადიდებას ანუ ტ ა ლ ღ ი ს ს ი გ რ ძ ი ს შ ე მ ც ი რ ე ბ ა ს, ე. ი. სხივის წანაცვლებას მ ა რ ჯ ვ ნ ი თ; ამავე დროს პირველად აღმოჩენილ იქნა იმ მოვლენის არსებობა, რომლის შესაძლებლობაზედაც მიუთითა ა ი ნ შ ტ ა ი ნ მ ა 1916 წელს:

ვიდრე განვიხილავდეთ ამ ახალ მოვლენას, რომელიც აღმოჩენილი იყო 1928 წელს, აუცილებლად უნდა გავეცნოთ ა ი ნ შ ტ ა ი ნ ი ს იმ აზრს, რომელიც ზემოთ მოვიხსენიეთ. არა ერთხელ გვითქვამს, რომ ყოველ ატომს

და აგრეთვე ყოველ მოლეკულს შეუძლიან გარკვეული დროის განმავლობაში დარჩეს ერთერთ იმ „შესაძლო“ მდგომარეობაში, რომელსაც შეესაბამება ენერგიის სავსებით გარკვეული მარაგი, (იხ. თ. III, § 3-ის ბოლო, თ. IV § 8 და § 10). ენერგიის ეს მარაგები აღვნიშნოთ J_1, J_2, J_3, J_4, და ა. შ., სადაც ვგულისხმობთ, რომ ამ სიდიდეთა შორის ყოველი მომდევნო მეტია წინაზე. ამათ შორის უმცირესი—J_1 შეესაბამება ნორმალურ მდგომარეობას, რომელშიაც მოლეკული შეიძლება დარჩეს განუსაზღვრელად დიდი ხნის განმავლობაში; ყველა დანარჩენი მდგომარეობა შეესაბამება ატომის ან მოლეკულის აგზნებულ მდგომარეობას. ამ სიდიდეთა შორის ორი ნებისმიერი აღვნიშნეთ J_k-თი და J_i-ით, თანაც $k>i$, ე. ი. $J_k>J_i$. სიდიდენი J_1, J_2, J_3, და ა. შ. J_k და J_i ახასიათებს ენერგიის იმ დონეებს, რომლებზედაც იმყოფება ატომები ან მოლეკულები; ჩვენ ვთქვით, რომ ამათ შორის ყოველი მომდევნო მდებარეობს წინაზე უფრო მაღლა. ზემომდებარე დონეზე ასვლა (ენერგიის მარაგის გადიდება) შესაძლებელია მხოლოდ მუშაობის დახარჯვისას და, როგორც ვნახეთ (თ. IV), ეს მუშაობა სრულდება ელექტრონის მოძრაობის ენერგიის ხარჯზე. მე-IX თავში დავინახავთ, რომ ატომის ან მოლეკულის აღგზნება ან უკვე არსებულ აგზნების გაძლიერება. ე. ი, J_i დონედან J_k დონემდე ასვლა შეიძლება გამოწვეული იყოს აგრეთვე სინათლის კვანტის მიერ, რომლის ენერგიაც $\varepsilon=h\nu$ იხარჯება ასეთი ასვლის მუშაობაზე. ამ შემხვევისათვის გვექნება განტოლება

$$J_k-J_i=h\nu. \tag{15}$$

შებრუნებითი გადასვლა J_k-დან J_i-ზე შეიძლება მოხდეს თავისთავად. ატომის ან მოლეკულის მიერ ამ დროს დაკარგული ენერგია, ბორის მესამე პოსტულატის თანახმად, იხ. თ. IV, § 3 განტ. (10), გარდიქმნება სინათლის ერთ კვანტად, ამასთანავე კვლავ მივიღებთ განტოლებას (15), რომელიც, ამგვარად, ორივე შემთხვევისათვის სამართლიანია: პირველი შემთხვევისათვის ადგილი აქვს გადასვლას J_i-დან J_k-ზე, რასაც თანსდევს სინათლის კვანტის $\varepsilon=h\nu$ შთანთქმა, მეორე შემთხვევაში კი—გადასვლას J_k-დან J_i-ზე თანსდევს იმავე კვანტის გამოსხივება.

(15) განტოლების ორნაირი მნიშვნელობა ცხადყოფს კირხჰოფის კანონის დედააზრს, რომელიც ჩამოვაყალიბეთ III თავის, § 5-ის ბოლოს; ნივთიერებას, რომელიც იმყოფება გარკვეულ მდგომარეობაში (ტემპერატურა, აღგზნება), შეუძლიან გამოასხივოს ან შთანთქას ერთიდაიგივე სხივები, ე. ი. ერთიდაიგივე ქვანტები $\varepsilon=h\nu$. მონაცემი ნივთიერებისათვის გამოსხივების და შთანთქმის სპექტრები ერთნაირია, თუ რასაკვირველია, ორივე სპექტრი თვალდევნილია ერთდაიმავე მდგომარეობაში მყოფი ნივთიერებისათვის.

ა. აინშტაინმა ის აზრი გამოსთქვა, რომ, თუ სინათლის კვანტი დაეჯახა უკვე აღგზნებულ ატომს ან მოლეკულს, მაშინ ორი შემთხვევა არის შესაძლებელი. პირველი: როგორც ვიცით, კვანტის ენერგია შეიძლება დაიხარჯოს აღგზნების გაძლიერებაზე, ე. ი. ატომის ან მოლეკულის ენერგიის კიდევ უფრო მაღალ დონეზე ატანის მუშაობაზე. მეორე:—რაშიაც გამოიხატა

აინშტაინის ამ იდეის გასაოცარი გამბედაობა და შორსმჭვრეტელობა,— შესაძლებელია დაცემულ სინათლის კვანტის დაჯახებამ აიძულოს ატომი ან მოლეკული გადაიიდეს ნაკლებად აღგზნებულ ანდა ნორმალურ მდგომარეობაშიც კი, ე. ი. ენერგიის უფრო დაბალ დონეზე. ამ გადასვლას თან უნდა სდევდეს ენერგიის გამოვლინება, მაგ.,—სინათლის ახალი კვანტის სახით. ასეთ შემთხვევას შეგვიძლიან ეუწოდოთ უარყოფითი შთანთქმა, ვინაიდან აქ სხივადი ნაკადის მატერიაზე ენერგიის მოქმედების დროს სინათლის კვანტები კი არ შთაინთქმება, არამედ, პირიქით, ახალი კვანტები გამოიყოფა. 1928 წლამდე, ე. ი. 12 წლის განმავლობაში ჩვენ ხელთ გვქონდა აინშტაინის მხოლოდ თეორიული მითითება სინათლის ასეთი უარყოფითი შთანთქმის შესაძლებლობაზე, მაგრამ ცნობილი არ იყო არც ერთი ფაქტი, რომელიც დაადასტურებდა ასეთი მოვლენის არსებობას და თანაც გადასწყვეტდა საკითხს იმის შესახებ, თუ რა ბედი მოელის აღგზნებული მოლეკულიდან ამოვარდნილ კვანტს. უარყოფითი, შთანთქმის შესაძლებლობის ცდით შემოწმებას და ზემოხსენებულ საკითხის გადაწყვეტას ჰქონდა უდიდესი მეცნიერული მნიშვნელობა.

ეხლა ორიოდე სიტყვით უნდა შევეხოთ სამ საკითხს, რომლებსაც შემდგომ შევხვდებით.

I. ჩვენ დავინახეთ, IV თ. § 8 (ტერმები), რა უდიდესი მნიშვნელობა აქვს ამა თუ იმ ნივთიერების სპექტრის შესწავლას ტერმების განსაზღვრისათვის, ე. ი. ენერგიის დონეების განსაზღვრისათვის. ტერმების შესწავლა კი წარმოადგენს ერთადერთ გზას, რომელსაც შეუძლიან მიგვიყვანოს და გადაგვაწყვეტინოს ატომების, მეტადრე კი, მოლეკულების აგებულების საკითხი. აქ მეტად დიდმნიშვნელოვან როლს ასრულებს სხვადასხვა ნივთიერების ინფრაწითელი სპექტრის შესწავლა. ჩვეულებრივ იკვლევენ შთანთქმის ინფრაწითელ სპექტრს. მაგრამ ეს გამოკვლევა წარმოადგენს ექსპერიმენტის მხრივ დიდ სიძნელეს. ამის გამო დღემდე ცნობილია ინფრაწითელ სპექტრის ხაზების და ზოლების მცირე რიცხვის განლაგება, ისიც მეტად მცირე რაოდენობის ნივთიერებათათვის. ინფრაწითელ სპექტრების ხაზები და ზოლები შეიძლება გამოითვალოს ხილული სპექტრული ზოლების სტრუქტურის შესწავლით. მაგრამ ეს გზა საიმედო შედეგებს არ გვაძლევს.

II. ჩვენ დავინახავეთ, რომ ატომის ან მოლეკულის აღგზნება შესაძლებელია გამოიწვიოს ელექტრონის დაჯახებამ (თ. IV) ან სინათლის კვანტის შთანთქმამ (იხ. აქ, ცოტა ზემოთ და თ. IX); მაგრამ არსებობს კიდევ ერთი შემთხვევა აღგზნებისა, რომლის შესახებაც ორიოდე სიტყვა უნდა ვთქვათ. ცნობილია, რომ მატერიის შემადგენელი ატომები ან მოლეკულები დიდი სიჩქარით და უწესრიგოდ მოძრაობს ყველა შესაძლო მიმართულებით და განუწყვეტლივ განიცდის ერთმანეთთან დაჯახებას. რაც უფრო მაღალია ტემპერატურა, მით უფრო დიდი სიჩქარით წარმოებს ეს მოძრაობა, რომელსაც ზოგჯერ სითბურ მოძრაობას უწოდებენ, ვინაიდან ამ მოძრაობის ენერგია შეადგენს სითბური ენერგიის ნაწილს. დანარჩენი სამი მოძრაობა, რომლებიც მოხსენებული იყო IV თ.

§ 10; ცხადია, წარმოადგენს სითბურ მოძრაობას. რაც უფრო მაღალია ტემპერატურა, მით უფრო დიდია ამ მოძრაობის ენერგია. ორი მოლეკულის დაჯახების დროს ერთი მოლეკულის (ან ორივეს) სითბურ ენერგიას შეუძლიან გადავიდეს იმ მეორე მოლეკულის აღგზნების ენერგიაში, რომელიც ამ დროს გადადის ენერგიის ერთი დონედან უფრო მაღალ დონეზე, უპირველესად ნორმალური J_1 დონედან J_2, J_3-ზე და ა. შ.; რაც უფრო მაღალია ნივთიერების ტემპერატურა, მით უფრო მეტია მასში აღგზნებულ მოლეკულთა რიცხვი.

III. უნდა მოვიხსენიოთ კიდევ ერთი მოვლენა, რომელიც ჯერ კიდევ წარსულ საუკუნეში (იყო თეორიულად და ექსპერიმენტულად გამოკვლეული; ეს არის სინათლის შინაგანი დიფუზია (გაბნევა). როდესაც სინათლის სხივთა კონა გადის რაიმე გარემოში, მყარ სხეულში, სითხეში ან აირში, მაშინ ამ გარემოს მოლეკულები განაბნევენ სხივებს ყველა მიმართულებით. დიფუზიას იწვევს აგრეთვე პაწაწინა ნაწილაკები, რომლებიც ნივთიერებაშია, მაგ., ცახეები (მტვრის ნაწილაკები). დიფუზია განსაკუთრებით კარგად სჩანს, როდესაც სხივთა ნაკადს გამოსაკვლევ გარემოში გასვლის დროს გვერდიდან ვუცქერით; ამ შემთხვევაში სხივების გზა მკაფიოდ მოჩანს. ყველამ კარგად იცის, რომ მზის სხივების გზა მკაფიოდ მოჩანს ოთახში სხივების დიფუზიის გამო, რაც გამოწვეულია ჰაერში მყოფ მტვერის ნამცეცების მიერ. მაგრამ ჰაერის ან სხვა გარემოს მოლეკულებსაც შეუძლია გამოიწვიოს სინათლის დიფუზია, ამასთანავე დიფუზია სწრაფად იზრდება სხივის ტალღის სიგრძის შემცირებასთან ერთად, როგორც ეს დაამტკიცა ინგლისელმა მეცნიერმა რელეიმ (Rayleigh). ლურჯი სხივები გაცილებით უფრო მეტ გაბნევას განიცდის, ვიდრე ყვითელი და წითელი: ამით აიხსნება ცის თალის ფერი. სხივების შიდა გაბნევა წარმოებს ისე, რომ რხევათა სიხშირე არ იცვლება. აქედან გამომდინარებს, რომ დიფუზიის სპექტრი სავსებით ემსგავსება სინათლის იმ წყაროს სპექტრს, რომლის სხივებმაც გაიარეს გამოსაკვლევ ნივთიერებაში.

ახლა შეგვიძლიან შეეუდგეთ იმ დიდად შესანიშნავ ახალ ოპტიკურ მოვლენის აღწერას, რომელიც აღმოაჩინეს 1928 წლის დასაწყისში ერთდროულად და ერთმანეთზე დამოუკიდებლად ინდოეთის მეცნიერმა კ. ვ. რამანმა (C. V. Raman) და მისმა მოწაფემ კ. ს. კრიშნანმა (K. S. Krishnan) ქალაქ კალკუტაში და რუსმა პროფესორებმა ლ. ი. მანდელშტამმა და გ. ს. ლანდსბერგმა ქ. მოსკოვში. რამანმა დაუყოვნებლივ აცნობა თავისი აღმოჩენა პრესას (31 მარტს). მან აღმოაჩინა ახალი მოვლენა სხვადასხვა სითხეში. რუსი მეცნიერები კი, სამწუხაროდ, არ ჩქარობდნენ გამოექვეყნებინათ მათ მიერ აღმოჩენილი მოვლენა, რომელიც მათ გამოიკვლიეს კრისტალურ კვარცსა და კალციტში, ე. ი. მყარ სხეულებში. ცნობა მათ მიერ აღმოჩენილ მოვლენაზე გამოქვეყნდა მხოლოდ ივლისში. მეცნიერული ტრადიცია მოითხოვს, რომ ახალი აღმოჩენა მიეწეროს იმას, ვინც პირველად გამოაქვეყნებს თავის აღმოჩენას; ამიტომ ამ ახალ მოვლენას უწოდეს რამანის მოვლენა ანუ რამანის ეფექტი. რუს მეცნიერებს რომ ცოტა დაეჩქარე-

ბინათ, მეცნიერებაში მარადისად დარჩებოდა ტერმინი „მანდელშტამის და ლანდსბერგის ეფექტი“. ჩვენც ვსარგებლობთ მტკიცედ დადგენილ ტერმინით. რუს მეცნიერთა დამსახურება საყოველთაოდ არის აღიარებული საზღვარგარეთ, მაგრამ საკმარისი საბუთი არ არსებობს იმისათვის, რომ შეიცვალოს ამ ახალი მოვლენის ყველასაგან მიჩნეული სახელწოდება.

აღვწეროთ ეს ახალი მოვლენა: უმთავრესად ამ მოვლენას ადგილი აქვს სითხეებში და აგრეთვე მყარ სხეულებში, ამასთანავე აღებული იყო სავსებით გამჭვირვალე ნივთიერებანი ამ სიტყვის ჩვეულებრივი მნიშვნელობით და თანაც უფერონი. გამოსაკვლევ ნივთიერებაში გაატარებენ სინათლეს, რომელიც წარმოშობს ხაზოვან სპექტრს, ე. ი. სპექტრს, რომელიც შედგება სხვადასხვა ფერის ცალკეული სხივებისაგან; ისინი სარგებლობდნენ კვარცის ვერცხლისწყლიანი ნათურით, რომელიც საკმაოდ ცნობილია, ვინაიდან ამ ნათურას ხშირად ხმარობენ მედიცინაში (მთის მზე). ასეთი ნათურიდან გამოსული სხივები ნივთიერების შიგნით იწვევს დიფუზიის მოვლენას, რომლის სპექტრიც ისეთივეა, როგორიც ვერცხლისწყლის მანათებელი ორთქლის სპექტრი; ამ სპექტრს ფოტოგრაფიულად იღებენ გვერდიდან. მაგრამ, თუ წარმოებს ხანგრძლივი ექსპოზიცია (მაგ. რამდენიმე ათეული საათის განმავლობაში), მაშინ გამოჩნდება ახალი სპექტრული ხაზები, რომლებიც არ იყო ვერცხლისწყლის ორთქლის სპექტრში და რომლებიც შეესაბამება რაღაც, მეტად სუსტ სხივებს, შერეულთ დიფუზიის შედარებით კაშკაშა სხივებში. შიდა დიფუზიის დროს ამ ახალი სხივების წარმოშობა წარმოადგენს რამანის მოვლენის დედააზრს. სინათლის წყაროს მიერ, ვერცხლისწყლის მანათებელ ორთქლის მიერ მოცემულ სპექტრულ ხაზებს ვუწოდოთ. ძირითადი ხაზები და იმ ძირითადი ხაზის სიხშირე, რომელსაც ჩვენ ვაკვირდებით, აღვნიშნოთ N-ით. როგორც აღმოჩნდა ახალ ხაზებს შემდეგი თვისება აქვს:

I. ძირითადი ხაზის ორივე მხრიდან თავს იჩენს ახალ ხაზთა ჯგუფები, რომელთაგანაც ზოგიერთი საკმაოდ შორს იმყოფება ძირითადი ხაზიდან. ასე, მაგ., ძირითადი ხაზი შეიძლება ლურჯი იყოს, ერთერთი ახალი ხაზთაგანი კი—მწვანე.

II. ახალი ხაზების ორივე ჯგუფი სავსებით სიმეტრიულად არის განლაგებული ძირითადი ხაზის მიმართ. აი, ეს რას ნიშნავს. აღვნიშნოთ იმ ხაზების სიხშირენი. რომლებიც მდებარეობს სპექტრის წითელ ბოლოსაკენ, ე. ი. ძირითადი ხაზის მარცხნივ, სიმბოლოებით $N-n_1$, $N-n_2$, $N-n_3$ და ასე შ.; მაშინ, ძირითადი ხაზის მეორე მხარეს (მარჯვნივ) მოთავსებული ახალი ხაზების სიხშირენი ტოლნი იქნებიან $N+n_2$, $N+n_2$, $N+n_3$ და ასე შ.

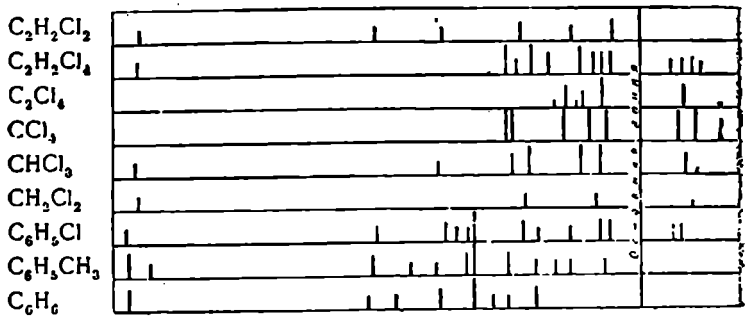
III. რიცხვები n_1, n_2, n_3, და ასე შ., რომლებიც განსაზღვრავენ ახალ სხივთა მდებარეობას, დამოკიდებული არ არიან იმაზე, თუ რომელი სპექტრული ხაზია ძირითადი. წყარო (ვერცხლის წყლის ორთქლი ან სხვა რამე წყარო, რომელიც გვაძლევს

ხაზოვან სპექტრს) და აგრეთვე ამოგზნებ სხივის არჩევა არაეითარ როლს არ თამაშობს, ე. ი. n_1, n_2, n_3 და ასე შ. N-ზე დამოკიდებული არ არის.

IV. რიცხვები n_1, n_2, n_3 და ა. შ. დამოკიდებული არიან მხოლოდ გამოსაკვლევი ნივთიერების გვარობაზე; ეს ხაზები დამახასიათებელი მონაცემია ნივთიერებისათვის.

V. ახალ ხაზთა ჯგუფები, რომელთა სიხშირენიც არიან $N+n_1$, $N+n_2$, $N+n_3$ და ა. შ. გაცილებით მკრთალნი არიან, ვიდრე ხაზები $N-n_1$, $N-n_2$, $N-n_3$ და ა. შ. და მათი რიცხვი ნაკლებია ამ უკანასკნელების რიცხვზე.

VI. გამოსაკვლევი ნივთიერების ტემპერატურის ზრდის დროს ხაზებს $N+n_1$, $N+n_2$, $N+n_3$ და ა. შ. სიკაშკაშე ემატება და მათი რიცხვი იზრდება იმ დროს, როდესაც ხაზები $N-n_1$, $N-n_2$, $N-n_3$ და ა. შ. არ იცვლებიან. ნახ. 19 წარმოადგენს პ. პრინგსჰაიმის (P. Pringsheim, 1928) სურათის მხოლოდ სქემას.



ნახ. 19.

ამ ნახ-ზე ნაჩვენებია ცხრა ნივთიერებისათვის ახალი ხაზების განლაგება: ყველა ეს ნივთიერება წარმოადგენს გამჭვირვალე, უფერო, ორგანულ ნივთიერებას. მარცხნივ წარწერილია ამ ნივთიერებათა ქიმიური ფორმულები, ე. ი. ნაჩვენებია ის ატომები, რომლებიც შედიან ამ ნივთიერებათა მოლეკულების შემადგენლობაში; აქ C-თი აღნიშნულია ნახშირბადის ატომი, H-ით—წყალბადის, Cl-ით—ქლორის. ასე, მაგ., ზემოდან მეორე ნივთიერების (ოთხქლორიანი ეთილენი) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ მისი მოლეკული შედგება ნახშირბადის ორი ატომისაგან, წყალბადის—ორი ატომისაგან და ქლორის—ოთხი ატომისაგან. მეხუთე ნივთიერება ($CHCl_3$)—ქლოროფორმია, უკანასკნელი (C_6H_6)—ბენზოლი, ან უკანასკნელის წინ ტოლუოლი. ყველა ამ ცხრა სპექტრზე მათ მარჯვენა ბოლოს ბოლობლად ზემოდან ქვევით გაფენილი ხაზი წარმოადგენს ძირითად (ამოგზნებულ) ხაზს (სიხშირე N), სახელდობრ, ვერცხლის წყლის ორთქლის სპექტრის ლურჯ ხაზს; მისი ტალღის სიგრძე ტოლია 4358 Å. ახალი ხაზები აღნიშნულია მოკლე ხაზებით, რომელთა სიგრძეც შეესაბამებათ მათ სიკაშკაშეს. ძირითადი ხაზის მარცხნივ მდებარეობს ხაზები $N-n_1$, $N-n_2$, და ა. შ., რომელთა რიცხვიც ზოგჯერ ორის

11. მარცხენა ნაპირის ხაზები მდებარეობს სპექტრის მწვანე ნაწილში და მათი ტალღის სიგრძე არის დაახლოებით 5000 Å. ძირითადი ხაზის მარჯვნივ მდებარეობს ახალი ხაზები $N+n_1$, $N+n_2$, $N+n_3$ და ა. შ.; ნახაზზე ჩანს, რომ მათი რიცხვი მცირეა (არ აღემატება ოთხს) და, ამას გარდა, მკრთალნი არიან მარცხნივ მდებარე ხაზებთან შედარებით; სამი ნივთიერებისათვის მათი აღმოჩენაც კი ვერ მოხერხდა. ნახაზზე მკაფიოდ ჩანს, რომ მარცხნიდან და მარჯვნიდან ხაზების განლაგება სავსებით სიმეტრიულია ძირითადი ხაზის მიმართ, ეს ხაზები შეუძლებელია, რომ ეკუთვნოდეს დიფუზიის სპექტრს, ე. ი. გაბნეული სინათლის სპექტრს, ვინაიდან დიფუზიის სპექტრი და სხივთა წყაროს (ვერცხლისწყლიანი ნათურის) სპექტრი იგივურნი არიან.

ახალი ხაზების წარმოშობა შემდეგნაირად უნდა აიხსნას. გამოსაკვლევი ნივთიერების მოლეკულს ახასიათებს ენერგიის ისეთი დონეები, რომ მოლეკულის ერთი დონედან მეორე დონეზე გადასვლის დროს, გამოიკრთობა ან შთაინთქმება მის მიერ, ტოლობისა თანახმად (15), სხივადი ენერგიის ისეთი კვანტები, რომლებიც შეესაბამებიან სპექტრის ინფრაწითელ ნაწილში მდებარე სხივებს. რიცხვები n_1, n_2, n_3 და ა. შ. წარმოადგენს გამოსაკვლევი ნივთიერების სპექტრის ინფრაწითელ ხაზების სიხშირეებს.

ამ ინფრაწითელ სხივების კვანტები აღვნიშნოთ ასოებით ε_1, ε_2, ε_3 და ა. შ. და ε-ით ძირითადი სხივის (სიხშირე N) კვანტი. მაშინ გვექნება:

$$\varepsilon_1 = hn_1,\ \varepsilon_2 = hn_2,\ \varepsilon_3 = hn_3 \text{ და ა. შ.} \tag{16}$$

$$\text{და} \qquad \varepsilon = hN. \tag{17}$$

უნდა განვასხვავოთ ერთმანეთისაგან ორი შემთხვევა ძირითადი სხივის ε კვანტის გამოსაკვლევი ნივთიერების მოლეკულზე მოხვედრის დროს.

I. პირველი შემთხვევა. კვანტი ε მოხვდა აღუგზნებელ მოლეკულს. ერთი მისი ნაწილი, რომელიც ტოლია ერთერთი კვანტისა ε_1, ε_2, ε_3 და ა. შ. იხარჯება მოლეკულის აღგზნებაზე, ე. ი. მის გადასვლაზე აღუგზნებელ (ნორმალურ) მდგომარეობიდან ენერგიის ერთერთ შესაძლო, ზემომდებარე დონეზე. როდესაც მოლეკული კვლავ დაუბრუნდება ნორმალურ მდგომარეობას უშუალოდ ან შორისეულ მდგომარეობათა გზით, მაშინ გამოიკრთობა შთანთქმული კვანტი. ამ დროს მივიღებთ ინფრაწითელ სხივს, რომელიც შეუშნეველი რჩება. ε კვანტის ნარჩენი,

$$\varepsilon - \varepsilon_1 = hN - hn_1 = h\ (N - n_1),$$
$$\varepsilon - \varepsilon_2 = hN - hn_2 = h\ (N - n_2),$$
$$\varepsilon - \varepsilon_3 = hN - hn_3 = h\ (N - n_3)$$

და ა. შ.

განიცდის არეკლვას მოლეკულიდან რაიმე მიმართულებით. უამრავ მოლეკულის აქეთ მოქმედების შედეგად მივიღებთ ყველა მიმართულებით გაბნეულ სხივებს, რომელთა სიხშირენიც, ცხადია, ტოლნი იქნებიან,

$$N - n_1,\ N - n_2,\ N - n_3 \qquad \text{და ა. შ.}$$

ასე შეიძლება აიხსნას იმ ახალი ხაზების წარმოშობა, რომლებიც მდებარეობენ ძირითადი ხაზის მარცხნივ.

II. შემთხვევა მეორე. კვანტი მოხვდა უკვე აღგზნებულ მოლეკულს, რაც გამოწვეული იყო მისი შეხვედრით მეორე მოლეკულთან (იხ. ზემოთ), მაგრამ იგი ჯერ არ დაბრუნებულა ნორმალურ მდგომარეობაში, ჯერ არ გამოუკრთია ერთერთი კვანტი ε_1, ε_2, ε_3, და ა. შ. აინშტაინის გამოთქმულ აზრის მიხედვით ε კვანტის დაჯახებამ შესაძლებელია ხელი შეუწყოს აღგზნებული მოლეკულის ნორმალურ მდგომარეობაში დაბრუნებას, ამასთანავე მისგან გამოიყოფა ერთერთი კვანტთაგანი ε_1, ε_2, ε_3, და ა. შ. ეს კვანტი უერთდება ε კვანტს და წარმოიშობა ერთი, ახალი კვანტი, რომელიც ტოლი იქნება ერთერთი შემდეგი სიდიდისა

$$\varepsilon+\varepsilon_1=hN+hn_1=h(N+n_1)$$
$$\varepsilon+\varepsilon_2=hN+hn_2=h(N+n_2)$$
$$\varepsilon+\varepsilon_3=hN+hn_3=h(N+n_3)$$

და. ა. შ.

ეს ახალი კვანტი აირეკლება მოლეკულიდან რაიმე მიმართულებით. უამრავ მოლეკულის ერთობლივობა მოგვცემს ყოველი მხრით გაბნეულ სხივებს, რომელთა სიხშირენიც ტოლნი არიან.

$$N+n_1,\ N+n_2,\ N+n_3, \qquad \text{და ა. შ.}$$

ასე შეიძლება აიხსნას იმ ახალი ხაზების წარმოშობა, რომლებიც მდებარეობენ ძირითადი ხაზის მარჯვნივ.

ზემოთ მოვიყვანეთ 6 პუნქტი, რომლებიც ახასიათებს ამ ახალ მოვლენას. ამათგან პირველი ოთხი უკვე ახსნილია, ვინაიდან რიცხვები n_1 n_2 n_3 და ა. შ., რომლებიც განსაზღვრავენ ახალი ხაზების ადგილმდებარეობას ძირითადი ხაზის მიმართ, როგორც ეს ნათელია ზემოხსენებულიდან, დამოკიდებულნი არიან მხოლოდ მოლეკულის გვარობაზე, მაგრამ დამოკიდებულნი არ არიან გარედან მოქმედ სინათლეზე, ე. ი. ძირითადი ხაზის სიხშირეზე. მე-V პუნქტიც ადვილად აიხსნება იმით, რომ ჩვეულებრივი ტემპერატურის დროს აღგზნებულ მოლეკულების რიცხვი მეტად მცირეა ნორმალურ მოლეკულების რიცხვთან შედარებით. ამიტომ ნაკლებად მოსალოდნელია, რომ კვანტი ε დაეჯახოს აღგზნებულ მოლეკულს და ამასთანავე აღიძრას ახალი სხივები $N+n_1$, $N+n_2$ და ა. შ., ვიდრე—ნორმალურ მოლეკულს, რაც მოგვცემდა სხივებს $N-n_1$, $N-n_2$ და ა. შ. მაგრამ რადგანაც სხივადი ენერგიის ინტენსიობა დამოკიდებულია სინათლის კვანტების ნაკადის სიმკვრივეზე (თ. VII, § 1), ამიტომ ამით შეიძლება აიხსნას პუნქტი V. მე-VI პუნქტის ახსნა კი იმაში მდგომარეობს, რომ ტემპერატურის ზრდასთან ერთად იზრდება აღგზნებულ მოლეკულთა რიცხვი. ახლა განვიხილოთ ჩვენთვის უფრო ღირსშესანიშნავი საკითხი იმის შესახებ, თუ რა მნიშვნელობა აქვს ამ ახალ მოვლენას. ეს მნიშვნელობა შემდეგში მდგომარეობს

I. რამანის მოვლენა ადასტურებს იმ გარემოებას, რომ სინათლის კვანტის ენერგია შეიძლება დაიხარჯოს არა მარტო უცბად, მთლიანად, არამედ

ნაწილობრივადაც, ამასთანავე დარჩება ენერგია კვანტის სახით, რომელსაც შეესაბამება შემცირებული სიხშირე N—n (სადაც n ერთერთი რიცხვოვანია, n_1, n_2 და ა. შ.) და, მაშასადამე, ტალღის გადიდებული სიგრძე. კვანტის ასეთივე გაორებას აქვს ადგილი კომპტონის მოვლენაში (იხ. § 2). მაგრამ კომპტონის მოვლენაში კვანტის ნაწილი გადადის ელექტრონის მოძრაობის კინეტიკურ ენერგიაში, აქ კი — აღგზნებული მოლეკულის პოტენციალურ ენერგიაში.

II. ახალმა ეფექტმა პირველმა ცხადჰყო, რომ ეს მოვლენა, რომელზედაც ინტუიციით მიგვითითა აინშტაინმა (იხ. ზემოთ), მართლაც არსებობს სინამდვილეში: სინათლის კვანტის დაჯახების გავლენით აღგზნებული მოლეკული გადადის ნორმალურ მდგომარეობაში; ეს დაჯახება ხელს უწყობს ამ გადასვლას, იგი მას აჩქარებს.

III. ამ მოვლენამ გადასწყვიტა სინათლის იმ კვანტის ბედი, რომელსაც ამ შემთხვევაში გამოაკრთობს მოლეკული მისი გადასვლის დროს აღგზნებულ მდგომარეობიდან ნორმალურში. აღმოჩნდა, რომ ეს ახალი კვანტი უერთდება დაჯახებულ კვანტს, და ამ უკანასკნელთან ერთად წარმოშობს კვანტს გადიდებული სიხშირით N+n, მაშასადამე, ტალღის შემოკლებული სიგრძით. ჩვენ წინ დგას სრულიად ახალი მოვლენა, რომელიც არაოდეს არ იყო შემჩნეული.

IV. ამ მოვლენამ მეტად მარტივი საშუალება მოგვცა სხვადასხვა ნივთიერების სპექტრების ინფრაწითელ ხაზების და ზოლების სიხშირეთა განსაზღვრისათვის. ზემოთ იყო თქმული, რომ მოლეკულის სტრუქტურის საკითხის გადაწყვეტისათვის მეტად მნიშვნელოვან ინფრაწითელ სპექტრის შესწავლა ექსპერიმენტის თვალსაზრისით დიდ სიძნელს წარმოადგენს. სხვადასხვა მეცნიერის შიერ მიღებული შედეგები მცირერიცხოვანია და ნაკლებად ეთანხმება ერთმანეთს. რიცხვები n_1, n_2, n_3 და ასე შ. როგორც ვნახეთ, წარმოადგენს იმ სხივების სიხშირეებს, რომელთა გამოსხივების უნარიც აქვს გამოსაკვლევ ნივთიერებას. მაგრამ ეს რიცხვები მცირენი არიან ხილულ, მოქმედ სხივის N სიხშირესთან შედარებით და მათი სიდიდე ცხადჰყოფს, რომ საქმე გვაქვს მართლაც ინფრაწითელ სხივებთან. ეხლა საკმარისია მხოლოდ აკიღოთ სხვაობანი ძირითადი ხაზის სიხშირესა (N) და ახალი ხაზების (N—n_1, N—n_2, N—n_3 და ა. შ.) სიხშირეთა შორის, რომ უმალ მივიღოთ საძებნი სიხშირენი n_1, n_2 და ა. შ., და, მაშასადამე, დიდად მნიშვნელოვან და ესოდენ ძნელად თვალსადევნებელ ინფრაწითელ სხივების ტალღის სიგრძენი. ნახ. 19 გამოავლენს საინტერესო ფაქტს: ,ყველა ის ნივთიერება, რომელთა შემადგენლობაში ერთდროულად შედიან ნახშირბადის (C) და წყალბადის (H) ატომები, გვაძლევს მარცხნივ, განაპირა მწვანე ხაზს; ორი ნივთიერება (CCl_4 და C_2Cl_4), რომლებიც წყალბადს არ შეიცავენ, ამ ხაზს არ გვაძლევენ. გამოკვლევათა რიცხვი მეტად დიდია და ვათ უკვე მოგვცეს არა ერთი ახალი და საინტერესო შედეგი. საკმარისია მოვიხსენიოთ ამერიკელი გამოჩენილი ექსპერიმენტატორი პ. ვ. ვუდი (R. W. Wood), რომელმაც იმდენად გააუმჯობესა ამ მოვლენის შესწავლის მეთოდი, რომ ახალი სხივების ფოტო-

გრაფირებისათვის საჭიროა არა ათეული საათი, არამედ მხოლოდ რამდენიმე წუთი. „ინდოეთის ფიზიკური ჟურნალის“ 1929 წლის ნომერში დაბეჭდილია „სია 150 შრომისა“, რომლებიც გამოქვეყნდა იმავე წლის 1 აგვისტომდე და რომლებიც ეხებიან რამანის ეფექტს. სინამდვილეში ტექსტში მოხსენებულია 160 შრომა, რომლებიც ეკუთვნის 101 ავტორს. რამანის ეფექტი გამოკვლეულ იქმნა მრავალ ნივთიერებისათვის, ამათ რიცხვში გათხევადებულ ჟანგბადისათვის, აზოტისათვის, წყალბადისა და მრავალ აირისათვის: ჟანგბადისათვის, წყალბადისათვის, აზოტის ჟანგისათვის, ნახშირბადის ჟანგისათვის, ნახშირმჟავა აირისათვის, ქლოროვანი წყალბადისათვის, ამონიაკისათვის. წყალი იჩენს ანომალიას; მეორადი ხაზები წვრილნი არ არიან, არამედ წარმოადგენენ არა მკაფიო ზოლებს, რხევათა რიცხვების სხვაობა კი არ შეესაბამება რომელიმე ინფრაწითელი შთანთქმის ზოლს. რამანის ეფექტის გამოსაწვევად სცადეს ესარგებლათ მანათებელი ჰელიუმით ვერცხლისწყლიანი ნათურის მაგივრად.

ამ უკანასკნელი სამი წლის განმავლობაში გამოქვეყნდა მრავალი ასეული შრომა, რომლებიც ეხებიან რამანის ეფექტს. მათ შედეგებს უდიდესი მნიშვნელობა აქვს, უპირველესად ყოველისა, იმ სხვადასხვა საკითხის გადაწყვეტისათვის, რომლებიც წამოაყენა ორგანულმა ქიმიამ.

ამ საკითხების გარჩევა ამ წიგნის მიზანს არ შეადგენს.

თავი მერვე

ფოტოელექტრობა

§ 1. ფოტოელექტრულ მოვლენის კანონები

გარეგნულად ფოტოელექტრული მოვლენა (მოკლედ ფოტ.-ელ) ანუ ფოტოელექტრული ეფექტი შემდეგში მდგომარეობს: თუ მყარი სხეულის ან სითხის ზედაპირზე დაეცა სხივადი ენერგიის ნაკადი, მაშინ გარკვეული პირობების დროს, ამ სხეულის ზედაპირული ფენიდან ამოკრთიან ელექტრონები ყველა შესაძლო მიმართულებით, რომლებიც დაცემულ სხივებთან ადგენენ კუთხეებს 0°-დან 180°-მდე; ამ ელექტრონებს ფოტოელექტრონები ეწოდება. თუ მცირე სისქის ფირფიტა გავანათეთ ერთი მხრიდან, მაშინ ელექტრონები გამოკრთიან მეორე მხრიდანაც. ფოტოელექტრული მოვლენის წარმოშობის პირობა იმაში მდგომარეობს, რომ ყველა სხივები არ იწვევს ამ მოვლენას და რომ მოქმედ სხივების ზღვარი დამოკიდებულია იმ ნივთიერების გვარობაზე, რომლის ზედაპირზედაც ეს სხივები ეცემა. ყველაზე უფრო მეტად მოქმედობენ მცირე სიგრძის ტალღიანი სხივები, მაგრამ ტუტე ლითონები მგრძნობიერნი არიან ხილულ სხივებისადმი, ზოგიერთ პირობაში კი ინფრაწითელ სხივებისადმიც კი.

განსაკუთრებულ ინტერესს წარმოადგენს სელექციური (არჩევითი) ეფექტი ლითონებისათვის, რომელიც აღმოაჩინა რ. პოლმა

და პ. პრინგსჰაიმმა (.B Poll, P. Pringsheim) 1910 წელს. ეს მოვლენა მდგომარეობს შემდეგში: ზოგიერთი გარკვეული სხივის გავლენით წარმოებს განსაკუთრებით უხვი გამოყოფა ფოტოელექტრონებისა; ეს გამოყოფა მკვეთრად მცირდება დაცემულ სხივების ტალღის სიგრძის როგორც გადიდების, ისე შემცირების დროს. აქვე უნდა აღინიშნოს სელექციური ეფექტის ერთი თავისებურება. ტალღური თეორიის თვალსაზრისით სხივადი ენერგია წარმოადგენს სივრცეში მიმავალ ელექტრომაგნიტურ რხევას. ეს იმას ნიშნავს, რომ სხივის ყოველ წერტილში არსებობს სიდიდის მხრივ ორი ცვლადი ძალა, ერთი—ელექტრული, მეორე—მაგნიტური. ეს ძალები პერპენდიკულარულია სხივისადმი და ამავე დროს პერპენდიკულარული ურთიერთისადმი. როგორც აღმოჩნდა, სელექციურ ეფექტს იწვევს ელექტრულ ძალის ის მდგენელი, რომელიც პერპენდიკულარულია ტუტე ლითონის ზედაპირისადმი. თუ ელექტრული ძალა ტუტე ლითონის ზედაპირის პარალელურია, მაშინ სელექციურ ეფექტს ადგილი არა აქვს. ეს იმ შემთხვევას ეხება, როდესაც სხივები ლითონის ზედაპირს პერპენდიკულარულად ეცემა, ვინაიდან ამ დროს ელექტრული ძალა, სხივისადმი პერპენდიკულარული, ცხადია, ამ ზედაპირის პარალელური იქნება.

ფოტოელექტრული ეფექტი წარმოადგენს ისეთ მოვლენის საუცხოო მაგალითს, რომელიც ადვილად და მარტივად აიხსნება, თუ დავემყარებით სხივადი ენერგიის კვანტურ თეორიას; ამავე დროს შეუძლებელია ამ მოვლენის რაიმე ახსნა ტალღური თეორიის თვალსაზრისით, რომლის თანახმად ზოგჯერ ისეთი რამე იყო მიღებული, რაც ეწინააღმდეგებოდა დაკვირვებას. ეს ეხება უპირველესად იმ სამ ძირითად კანონს, რომლებსაც ემორჩილება ნორმალური (არა სელექციური) ფოტოელექტრული ეფექტი. ჩვენ ეს კანონები ჯერ ტალღური თეორიის ენით გამოვთქვათ, რომლის ძირითად ცნებებს წარმოადგენს სხივის რხევათა სიხშირე და მისი ტალღის სიგრძე.

კანონი I. ფოტოელექტრული მოვლენა მით უფრო ინტენსიურად წარმოებს, რაც უფრო მოკლეა მოქმედ სხივების ტალღის სიგრძე λ ანუ რაც უფრო დიდია რხევათა სიხშირე ν. წითელი და ყვითელი სხივები არავითარ გავლენას არ ახდენს (მოქმედობენ მხოლოდ ტუტე ლითონებზე), მიუხედავად მათი ინტენსიობისა. ულტრაიისფერი სხივები უფრო მეტად მოქმედობენ, ვიდრე იისფერი სხივები, განსაკუთრებული სიძლიერით კი მოქმედობენ რენტგენის სხივები და გაგა სხივები. ასე რომ, ყველაზე სუსტი შორეული ულტრაიისფერი სხივები გავლენას ახდენს, ბრწყინვალედ მოკაშკაშე წითელი სხივები კი არავითარ გავლენას არ ახდენს.

კანონი II. მონაცემი ტალღის λ სიგრძის სხივების ენერგიის ზრდასთან ერთად იზრდება იმ ფოტოელექტრონების რიცხვი, რომლებიც გამოჰკრთიან განათებული სხეულის ფართობის ერთეულიდან დროის ერთეულში, მაგრამ სიჩქარე მათი-v არ იცვლება- ენერგია პროპორციულია რხევის ამპლიტუდის კვადრატისა. ამგვარად, ამპლიტუდის ზრდასთან ერთად იზრდება ფოტოელექტ-

რონების რიცხვი, მათი ნაკადის სიმკვრივე, მაგრამ ის სიჩქარე, რა სიჩქარითაც იგინი გამოკრთიან, არ იცვლება.

კანონი III. ფოტოელექტრონების სიჩქარე ν მით უფრო დიდია, რაც უფრო მოკლეა მოქმედ სხივების ტალღის სიგრძე λ ანუ რაც უფრო დიდია მათი სიხშირე ν. ამგვარად, ულტრაიისფერი სხივები უფრო დიდი სიჩქარის ელექტრონებს გვაძლევს, ვიდრე იისფერი სხივები; ყველაზე უფრო დიდი სიჩქარის ელექტრონებს გვაძლევს რენტგენის ხისტი სხივები და განსაკუთრებით გამა-სხივები.

უიმედო საქმე იქნებოდა ამ სამი კანონის ახსნა-განმარტება გვეძებნა სხივადი ენერგიის ტალღურ თეორიაში. რანაირადაც არ უნდა გვქონდეს წარმოდგენილი მონაცემი ნივთიერების ატომებიდან ელექტრონების გამოკრთობის მექანიზმი, ყოველ შემთხვევაში, უნდა მოველოდეთ, რომ გამოკრთობილ ელექტრონების ენერგია და, მაშასადამე, მათი სიჩქარე, მით უფრო მეტი უნდა იყოს, რაც უფრო დიდია დაცემული სხივების ენერგია, ე. ი. რხევის ამპლიტუდი. გაუგებარია ის გარემოება, რომ ფოტოელექტრონების რიცხვი, ე. ი. იმ ატომების რიცხვი, საიდანაც გამოკრთიან ეს ელექტრონები, ამპლიტუდის გადიდებასთან ერთად, იზრდება. უფრო მეტად გაუგებარია რხევათა სიხშირის როლი. რატომ არის, რომ ენერგიის ნაკადი, რომელიც შეესაბამება უუკაშკაშეს წითელ სხივებს, არავითარ გავლენას არ ახდენს, ულტრაიისფერ სხივების სუსტი ნაკადიც კი ფოტოელექტრონებს გვაძლევს? რატომ არის, რომ ფოტოელექტრონების სიჩქარე მით უფრო დიდია, რაც უფრო მეტია რხევათა სიხშირე? ტალღური თეორია გვაიძულებს—მოველოდთ სწორედ საწინააღმდეგოს იმისა, რასაც ვამჩნევთ: ფოტოელექტრონების სიჩქარემ უნდა იზარდოს სხივადი ენერგიის ნაკადის ინტენსიობის გადიდებასთან ერთად, ე. ი. რხევის ამპლიტუდის ზრდასთან ერთად, რხევათა სიხშირე კი მეორე ხარისხოვან როლს უნდა თამაშობდეს. ჩვენკი სრულიად საწინააღმდეგოს ვხედავთ; მთავარ როლს თამაშობს სიხშირე ν ანუ ტალღის სიგრძე, რომელზედაც დამოკიდებულია თვით მოვლენის არსებობა და ელექტრონების სიჩქარე; ენერგია კი (ამპლიტუდი) გავლენას ახდენს მხოლოდ ელექტრონების რიცხვზე, მათი ნაკადის სიმკვრივეზე. ყველა ეს, თუ შეიძლება აეს ითქვას, საღ აზროვნებას ეწინააღმდეგება.

ეხლა შევეხოთ ამავე საკითხს კვანტური თეორიის თვალსაზრისით. მოქრიან სხვადასხვა სიდიდის კვანტები ε, ე. ი. ისეთნი, რომლებიც აღეურვილია ε ენერგიის სხვადასხვა მარაგით, რომელიც პროპორციულია იმისა, რასაც ტალღურ თეორიაში ν სიხშირე ეწოდება ($\varepsilon = h\nu$). ზედმეტი არ იქნება შემდეგი შედარება: წითელი სხივები—ეს არის წვრილი საფანტის ნაკადი; იისფერი სხივები—მსხვილი საფანტის ნაკადი; განაპირა ულტრაიისფერი სხივები—თოფის ტყვიათა ნაკადი; რენტგენის სხივები—ქვემეხის ყუმბარების ნაკადი; დასასრულს, გამა სხივები—საალყო ქვემეხის ყუმბარების ნაკადი („ჩემოდნები"). მონაცემ ε კვანტების ნაკადის ენერგია დამოკიდებულია მის სიმკვრივეზე, ე. ი. მოცულობის ერთეულში კვანტების რიცხვზე (თ. VII, § 1)

კვანტური თეორიის მიხედვით ფოტოელექტრულ მოვლენათა დედაარსი შემდეგია. ზედაპირული ფენი განიცდის ერთგვარ ბომბარდირებას კვანტების

ნაკადის მხრივ. თუ კვანტი ატომს კარგად დაეცა და მისი ენერგიის მარაგი საკმარისად დიდია, მაშინ ეს ენერგია იხარჯება: 1) ატომის შემადგენლობიდან ელექტრონის ამოგდებაზე, ე. ი. მის იონიზაციაზე; აღვნიშნოთ ეს მუშაობა P_1-ით. 2) ნივთიერების ზედაპირულ ფენიდან ელექტრონის ამოგდებაზე; აღვნიშნოთ იგი P_2-ით. ამავე P_1 და P_2 ასოებით შეიძლება აღინიშნოს ε კვანტის ენერგიის ის ნაწილები, რომლებიც ამ მუშაობაზე იხარჯება (თ. I, § 5)

ε ენერგიის დანარჩენი ნაწილი მთლიანად გადადის ელექტრონის მოძრაობის კინეტიკურ ენერგიაში, როველსაც ჩვენ აღვნიშნავთ J ასოთი. ამგვარად, თითოეულ ფოტოელექტრონზე იხარჯება ერთი კვანტი. ამაში მდგომარეობს ა. აინშტაინის მიერ 1905 წელს ფოტ.-ელ. მოვლენის შესანიშანვი ახსნა. იგი შეიძლება გამოიხატოს მარტივი განტოლებით:

$$\varepsilon = J + P_1 + P_2 \qquad (1)$$

სიდიდენი P_1 და P_2 მცირენი არიან; იგინი ტოლია იმ მუშაობისა, რომელსაც ასრულებს ელექტრული ძალა, როდესაც ელექტრონი გაირბენს მანძილს, რომლის ბოლოთა შორის პოტენციალთა სხვაობა რამდენიმე ვოლტს უდრის. რენტგენის სხივებისათვის თითქმის ყოველთვის შეიძლება აპ სიდიდეთა უგულებელყოფა, ვინაიდან მათთვის ენერგია ε, როგორც დავინახეთ, შესაბამისად გამოიხატება კილოვოლტებით. ამ შემთხეევისათვის შეიძლება დაიწეროს

$$\varepsilon = J, \qquad (2)$$

ე. ი. კვანტის ენერგია მთლიანად გადადის ფოტოელექტრონის მოძრაობის ენერგიაში. ეხლა სამი კანონი ფოტ.-ელ. მოვლენის შესახებ გამოვთქვათ კვანტური თეორიის ენაზე.

კანონი I. ფოტოელექტრული მოვლენა მით უფრო ინტენსიურია, რაც უფრო დიდია კვანტი ε. ამ კანონის განძარტება იხ. ზემოთ ტალღური თეორიის ენაზე, ამ კანონის ფორმულირების შემდეგ.

კანონი II. სხივების ენერგიის გადიდებასთან ერთად, ე. ი. კვანტების ნაკადის სიმკვრივის ზრდასთან ერთად, იზრდებაიმ ელექტრონების რიცხვი, რომლებიც გამოკრთიან სხეულის ზედაპირის ერთეულიდან დროის ერთეულში, მაგრამ მათი სიჩქარე არ იცვლება.

კანონი III. ელექტრონების სიჩქარე მით უფრო მეტია, რაც უფრო დიდია კვანტი ε. სხივადი ენერგიის ნაკადის ენერგია წინათ განისაზღვრებოდა რხევის ამპლიტუდით, ეხლა კი კვანტების ნაკადის სიმკვრივით, სპექტრში სხივის მდებარეობა წინათ განისაზღვრებოდა რხევის სიხშირის ან ტალღის სიგრძის მიხედვით, ეხლა კი კვანტის სიდიდით, ამასთანავე კარგი იქნება მოვიგონოთ ანალოგია კვანტებსა და წვრილ საფანტს შორის. კვანტურ თეორიაზე დამყარებით გამოთქულ ამ სამ კანონს ახსნა-განმარტება აღარ სჭირდება, იმდენად ნათელია აქ ყველაფერი, ვინაიდან ეს სამივე კანონი უშუალოდ გამომდინარეს (1) განტოლებიდან. დავუბრუნდეთ I

კანონს. იმისათვის, რომ ამოგდებულ იქნას ელექტრონი და მიენიჭოს მას უმცირესი სიჩქარე მაინც, კვანტი ε უნდა აკმაყოფილებდეს პირობას:

$$\varepsilon > P_1 + P_2. \qquad (3)$$

ცალკეული კვანტი მოქმედობს თავისთავად დანარჩენ კვანტებზე დამოუკიდებლივ, იმ იშვიათ შემთხვევების გარდა, როდესაც ორივე კვანტი ერთდროულად დაეჯახება ერთდაიმავე ელექტრონს. თუ $\varepsilon < P_1 + P_2$ (წვრილი საფანტი), მაშინ კვანტი ვერ შესძლებს ელექტრონის ამოგდებას. რაც უფრო დიდია კვანტი, მით უფრო ინტენსიურია ფოტოელექტრული მოქმედება—ამაში მდგომარეობს პირველი კანონი. სხივადი ენერგიის ინტენსიობა, ე. ი. კვანტების ნაკადის სიმკვრივე აქ საქმეს არ შეელის; კვანტების რა რაოდენობაც არ უნდა ეცემოდეს სხეულის ზედაპირს, მოქმედება მაინც ნულის ტოლი იქნება. თუ ერთი საფანტი უკუხტება ფოლადის ჯავშნიდან და **არავითარ** მოქმედებას არ იწვევს (რაც სინამდვილეში ასე არ უნდა იყოს), მაშინ არც აუარებელი რიცხვი მათი იმოქმედებს. მაგრამ, თუ ε აკმაყოფილებს (3) განტოლებას, ასე რომ, ცალკეული კვანტი ატომთან დაჯახების დროს ამოაგდებს ელექტრონს და მიანიჭებს მას მოძრაობის ერთგვარ ენერგიას, მაშინ ფოტოელექტრონების რიცხვი პროპორციული უნდა იყოს კვანტების ნაკადის სიმკვრივისა, ე. ი. დაცემულ სხივების ენერგიისა. მაგრამ ელექტრონების **სიჩქარე** v შეუძლებელია რომ დამოკიდებული იყოს ნაკადის სიმკვრივეზე (ენერგიაზე); ეს კი გამოხატავს მე-II კანონს. დასასრულს, (1) და (2) გვიჩვენებს, რომ ენერგია J, და მაშასადამე v სიჩქარეც, იზრდება ε კვანტის ზრდასთან ერთად, რაც გამოხატავს მე-III კანონს. ცხადია, რომ მეტად ინტენსიური წითელი სხივები (წვრილი საფანტის შეპირხნული ნაკადი) ვერავითარ მოქმედებას ვერ მოახდენს, მაგრამ სუსტი რენტგენის სხივები (ქვემეხის იშვიათი ყუმბარები) ფოტოელექტრონებს გამოიწვევს, მართალია მცირე რაოდენობით, მაგრამ დიდი სიჩქარით აღჭურვილებს. ამგვარად, ჩვენ ვხედავთ, თუ რა მარტივად და მოხდენილად ხსნის სინათლის კვანტების თეორია ფოტოელექტრული მოვლენების ყველა იმ ძირითად კანონს, რომელთა წინაშეც ტალღური თეორია ყოვლად უმწეოა.

კვანტური თეორიით განმარტებული მექანიზმი ფოტოელექტრულ მოვლენათა წარმოშობისა მოგვაგონებს ელექტრონების დაჯახებით გამოწვეულ აირების იონიზაციას (თ. VI); ამ დაჯახებებს შეუძლია გამოიწვიოს ატომის აღგზნება და ამასთან დაკავშირებული ნათება ატომებისა. **ფოტოლუმინესცენციის** მოვლენებს, რომლებიც ამ საკითხს ეხება, ქვემოთ განვიხილავთ. ამ უკანასკნელ ხანში განასხვავებენ შიდა და გარე **ფოტოელექტრულ ეფექტს**. შიდა ფოტოელექტრული ეფექტი ეწოდება ელექტროგამტარობის არსებობას ცუდ ეამტარებში, მაგ.—მარილებში, მათი გაშუქების დროს (იხ. § 4).

§ 2. ფოტოელექტრული ეფექტის ექსპერიმენტული გამოკვლევა

სამივე კანონს, რომლებიც 1 §-ში განვიხილეთ, აქვს წმინდა **თვისობითი** ხასიათი; იგინი ახსნილია (1) განტოლებით. ამ უკანასკნელს და აგრეთვე განტოლებას (2), რომელიც ყოველთვის არ არის დასაშვები (იხ. ქვემოთ, რენტგენის სხივებისათვის), აქვს **რაოდენობითი** ხასიათიც. აქ წამოიჭრა

მთელი რიგი ექსპერიმენტული საკითხები: შემოწმება (1) განტოლების სამართლიანობისა", განსაზღვრა სხვადასხვა ნივთიერებისათვის, ე. წ. „წითელი საზღვრისა", ე. ი. საზღვრისა იმ სხივების ტალღათა მზარდი სიგრძეების მხრიდან, რომელთაც უნარი აქვდ გამოიწვიონ ფოტოელექტრული ეფექტი სხვადასხვა ნივთიერების ზედაპირზე; ამ საზღვრის დამოკიდებულება ნივთიერების მდგომარეობაზე და სხვა. უფრო მეტი თვალსაჩინოობისათვის გადავსწეროთ (1) განტოლება, თანაც შევიტანოთ ამ განტოლებაში ტალღური თეორიიდან ნასესხი სიხშირე ν; მაშინ იგი ასეთ სახეს მიიღებს:

$$\varepsilon = h\nu = J + P_1 + P_2. \tag{4}$$

აქ h—პლანკის მუდმივაა. ვთქვათ, $\varepsilon_0 = h\nu_0$ არის სინათლის ის კვანტი, რომლის დახარჯვის დროსაც სრულდება მხოლოდ მუშაობა ატომიდან ელექტრონის მოწყვეტისა და ნივთიერების ზედაპირულ ფენიდან მისი ამოგდებისა $P_1 + P_2$. მაშინ ენერგია $J = 0$, ასე რომ,

$$h\nu_0 = P_1 + P_2. \tag{5}$$

მე-4 განტოლების მაგივრად ეხლა შეგვიძლიან დავსწეროთ:

$$\mathcal{E} = h\nu = J + h\nu_0 \tag{6}$$

ანუ

$$J = h\nu - h\nu_0. \tag{7}$$

აქ სიხშირე ν_0 ანუ მისი შესაბამისი ტალღის სიგრძე λ_0 განსაზღვრავს იმ სხივების წითელ საზღვარს, რომლებიც იწვევენ ფოტოელექტრულ ეფექტს. ის სხივები, რომლებისათვისაც $\lambda > \lambda_0$ ($\nu < \nu_0$), ეფექტს არ გვაძლევს. ადვილი მისახვედრია, რომ მუშაობა P_1 მით უფრო მცირეა, რაც უფრო მცირეა ატომში ვალენტური ელექტრონების რიცხვი, ე. ი. რაც უფრო მარცხნივ მდებარეობს ელემენტი მენდელეევის სისტემაში. მართლაც, ვალენტურ ელექტრონს იზიდავს ატომის გული და განზიდავს იმ ელექტრონების „ნისლი", რომლებიც უფრო ახლო არიან გულთან, ვიდრე ვალენტური ელექტრონი; ვინაიდან გულის მუხტი ტოლია ყველა გარე ელექტრონის მუხტისა, ამიტომ, ცხადია, გულის ზეგმეტობა ნისლთან შედარებით განისაზღვრება ვალენტურ ელექტრონების რიცხვით, ამ ზედმეტობაზე კი დამოკიდებულია P_1 მუშაობის სიდიდე. ტუტე ლითონებს აქვთ მხოლოდ ერთი ვალენტური ელექტრონი; ამ ლითონებისათვის P_1 მეტად მცირეა, და ვინაიდან P_2 ყოველთვის მცირე სიდიდეა, ამიტომ λ_0 შედარებით მცირეა და წითელი საზღვარი მდებარეობს დიდი λ_0 სიგრძის ტალღათა შორის. მენდელეევის სისტემის პირველი სამი ჯგუფის ელემენტებს, რომლებიც ადვილად კარგავენ ელექტრონს და რომლებიც თანაც დადებითად იმუხტებიან, ეწოდებათ ელექტრო-დადებითი ელემენტები. უკანასკნელი ჯგუფების ელემენტებს კი, რომლებიც ადვილად იერთებენ ელექტრონებს, ელექტრო-უარყოფითი ელემენტები ეწოდებათ. ახლა გასაგები უნდა იყოს, თუ

რატომ არიან ტუტე ლითონები განსაკუთრებით გრძნობიერნი ფოტოელექტრულ ეფექტის აღძვრის მხრივ. განვიხილოთ რენტგენის სხივები. აქ მეტად მცირე სიდიდე P_2 ყოველთვის შეგვიძლიან უგულებელყოთ და აგრეთვე P_1 სიდიდეც, თუ ატომიდან ამოიწყვიტება ერთერთი ვალენტური ელექტრონი. ასეთ შემთხვევისათვის ჩვენ ხელთა გვაქვს (2) განტოლება. მაგრამ ასეთი გამარტივება შეუძლებელია, როდესაც ელექტრონი ამოწყვეტილია ატომის ერთერთ შიდა K, L, M და სხვა შრეებიდან. მაშინ (4) და (5) მიიღებს ასეთ სახეს:

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon &= h\nu = J + P_1 \\ h\nu_0 &= P_1 \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

განტოლებანი კი (6) და (7), ე. ი.

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon &= h\nu = J + h\nu_0 \\ J &= h\nu - h\nu_0 \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

უცვლელი რჩებიან. განსაკუთრებული თავისებურება იმაში მდგომარეობს, რომ $h\nu_0$ ტოლია იმ მუშაობისა (ანუ ენერგიისა), რომელიც უნდა დაიხარჯოს, რათა ელექტრონი ერთერთ K, L, M და ა. შ. შრიდან ატანილ იქნას ატომის პერიფერიამდე. როგორც დავინახეთ, ეს მუშაობა დამოკიდებულია იმაზე, თუ რომელ K, L, M, და ა. შ. შრიდან მოწყდება ელექტრონი; მეორე განტოლების (იხ. 9) თანახმად, რომელშიაც სიდიდე $h\nu = \varepsilon$ მოცემულია, ცხადია, ფოტოელექტრონის J-ენერგიაც დამოკიდებული უნდა იყოს იმაზე, თუ რომელი შრიდან მოხდა ელექტრონის მოწყვეტა. ν_0-ის მაგივრად ახლა უნდა დაიწეროს ν_K, ν_L და ა. შ, J-ს მაგივრად კი—შესაბამისად J_K, J_L, და ა. შ. მაშინ მე-(9) მოგვცემს

$$\left.\begin{aligned} J_K &= h\nu - h\nu_K \\ J_L &= h\nu - h\nu_L \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

და ა. შ. ელექტრონის მოძრაობის ენერგიის სხვადასხვა მნიშვნელობას შეესაბამება სხვადასხვა სიჩქარე. ამგვარად, ჩვენ მივიღეთ მეტად საინტერესო შედეგი. როდესაც მოქმედობენ ხილული ან ულტრაიისფერი სხივები, მაშინ, როგორც ეს ჩანს (5) და (7) განტოლებაში, ყველა ფოტოელექტრონი უნდა ამოცვივდეს ერთნაირი ენერგიით და, მაშასადამე, ერთნაირი სიჩქარით. მაგრამ, როდესაც სხეულის ზედაპირს ეცემა რენტგენის ხისტი სხივები ან გამა-სხივები, მაშინ ფოტოელექტრონებს სხვადასხვა ენერგია აქვს და, მაშასადამე, სხვადასხვა სიჩქარეც. (ასეთივე მდგომარეობას აქვს ადგილი ხილული სხივებისთვისაც). მაგრამ, ეს კიდევ საკმარისი არ არის. სიდიდენი $h\nu_K$, $h\nu_L$, და ა. შ, იმ მუშაობათა ტოლია, რომლებიც იხარჯებიან ენერგიის ერთერთი დონედან ატომის პერიფერიაზე ელექტრონის გადატანაზე. მაგრამ, ჩვენ დავინახეთ (იხ. თ. V § 5), რომ სიხშირენი ν_K, ν_L..., შეეხება იმ სხივებს, რომლებიც შეესაბამებიან რენტგენის სხივების შთანთქმის ზოლების მკვეთრ კიდეებს. ფრანგი მეცნიერის

ლ. დე-ბროილის (L. de Broglie) ცდებმა (1912 წელი) ნათელყვეს ყველა ზემოთქმული. ფოტოელექტრონების სიჩქარის გაზომვის დროს იგი სარგებლობდა იმ მეთოდით, რომელსაც საჭიროა გავეცნოთ, ვინაიდან ამ მეთოდს კვლავაც შეეხებით. ცნობილია, რომ მაგნიტური ძალები სწორხაზოვან გზით მოძრავ ელექტრონებს გადახრიან. რაც უფრო მეტია ელექტრონების სიჩქარე, მით უფრო მცირეა ამ გზიდან გადახრა. თუ გვეცოდინება მოქედ მაგნიტურ ძალების სიდიდე და თვალს ვადევნებთ ელექტრონების გადახრას, ადვილად გამოვთვლით მათ სიჩქარეს და მოძრაობის J ენერგიას. დე-ბროილმა ამოქმედა მაგნიტური ძალები ფოტოელექტრონების ნაკადზე, რომელიც გადიოდა ვიწრო ხვრელში; შემდეგ ელექტრონები ეცემოდა ფოტოგრაფიულ ფირფიტას. როდესაც მაგნიტური ძალები არ მოქმედობდა, მაშინ ამ ფირფიტაზე აღიბეჭდებოდა ერთი ზოლი სწორედ იმ ადგილას, სადაც ეცემოდა ფოტელექტრონები. მაშინ კი, როდესაც მაგნიტური ძალები მოქმედობდა, ფირფიტაზე აღიბეჭდებოდა მეორე ზოლიც პირველი ზოლიდან დაშორებით, ვინაიდან ფოტოელექტრონებმა განიცადეს სწორი გზიდან გადახვევა, ამასთანავე ზოლის გადახრა დამოკიდებულია ფოტოელექტრონების სიჩქარეზე. მაგრამ, რადგანაც ამ შემთხვევაში ფოტოელექტრონებს სხვადასხვა სიჩქარე აქვს, ამიტომ წარმოიშობა ზოლების მთელი რიგი. ამ ზოლების იმ ზოლიდან დაშორების მიხედვით, რომელიც მიღებული იყო მაგნიტური ძალების მოქმედების გარეშე, შეიძლება გამოთვლა ფოტოელექტრონების სიჩქარისა და შემდეგ მათი მოძრაობის ენერგიისა. განტოლებანი (10) გვაძლევენ სხვადასხვა ν სიხშირეს, რომლებიც მართლაც უახლოვდებოდა გამოსაკვლევ ნივთიერებაში რენტგენის-სხივების/შთანთქმის ზოლების მკვეთრ კიდეების სიხშირეს. ჩვენ უკვე ვიცით, რომ შთანთქმის სპექტრის მისაღებად ნივთიერების ფირფიტაში უნდა გავატაროთ რენტგენის „თეთრი" სხივები, რომლებიც გვაძლევენ უწყვეტ სპექტრს. მეტად საგულისხმოა, რომ ზემოაღწერილი მეთოდი საშუალებას გვაძლევს შთანთქმის ზოლების კიდეების ტალღათა სიგრძის განსაზღვრისას და, მაშასადამე, ენერგიის განსაზღვრისასაც რენტგენის ერთგვაროვან (მონოქრომატულ) სხივების დახმარებით.

ეხლა შევეხოთ ხილულ და ულტრაიისფერ სხივების გავლენას. ეს გავლენა ემჩნევა არა მარტო ლითონებზე, არამედ მათ შენაერთებზედაც, მეტადრე კი გოგირდსა და გალოიდებზე. განაპირა ულტრაიისფერი სხივები მოქმედობს იზოლატორებზედაც; მეტად გრძნობიერი აღმოჩნდა მინა, თუმცა უფრო ნაკლებად, ვიდრე ნახშირი, მური და ალუმინიუმი (ტუტე ლითონებს არ ვეხებით); შემდეგი ადგილი უჭირავს ებონიტს, ლუქს, ქარსს, კანიფოლს და ცვილს.

ფოტოელექტრულ ეფექტის დროს უდიდეს და მეტად რთულ როლს ასრულებს იქვე მყოფი აირები. ეს როლი ჯერ კიდევ არ არის საკმაოდ გამორკვეული მიუხედავად იმისა, რომ აუარებელი ექსპერიმენტული გამოკვლევა იქნა ჩატარებული. როდესაც აირი ეხება მყარ სხეულს, მაშინ ამ უკანასკნელის ზედაპირზე ყოველთვის მაგრად ეკრობა აირის შეპირსნული ფენი; ამ მოვლენას გაზის ადსორბციას უწოდებენ. ამას გარდა, ცნობილია, რომ ყოველი ლი-

თონი შეიცავს აირს, რომლის გამოდევნაც ამ ლითონიდან მეტისმეტად ძნელია; ამ მოვლენას აირის ოკლუზიას უწოდებენ (ამბობენ—აირი ოკლუზირებულია). უდავოა, რომ ფოტოელექტრულ ეფექტზე მოქმედობს როგორც ადსორბირებული, აგრეთვე ოკლუზირებული აირი. ადვილად შესაძლებელია, რომ აირის მიკრობილი, შეპირხნული ფენი ხელს უშლის ნივთიერების ზედაპირულ ფენიდან ფოტოელექტრონების გამოსვლას. აირის ეს ფენი სხვადასხვა საშუალებით შეგვიძლიან სხეულის ზედაპირს მოვაშოროთ და მთელი ჩვენი ყურადღება მივაქციოთ შთანთქმულ აირს. მრავალ მეცნიერის ცდებმა გვიჩვენა, რომ ეს აირი ასრულებს დიდ და შესაძლოა მთავარ როლსაც ფოტოელექტრულ მოვლენებში. უნდა ვიფიქროთ, რომ მრავალ შემთხვევაში საქმე გვაქვს წყალბადთან, რომელსაც კარგად შთანთქამს მრავალი ლითონი, მეტადრე ტუტე ლითონები. პალადიუმის და ვერცხლის შენადნობი მით უფრო გრძნობიერია, რაც უფრო მეტი წყალბადი აქვს მას შთანთქმული. უეჭველია, რომ სხვა ოკლუზირებული აირებიც გავლენას ახდენენ ფოტოელექტრულ ეფექტზე. შესაძლებელია, რომ ლითონში აირის ყოფნა ზრდის თავისუფალ ელექტრონების რაოდენობას მასში.

§ 3. სელექციური ეფექტი

1 §-ში უკვე მოხსენებული იყო სელექციური ფოტოელექტრული ეფექტი, რომელსაც ადგილი აქვს ტუტე ლითონებში. ნორმალური ეფექტის დროს ამ უკანასკნელის სიდიდე განუწყვეტლივ და მდოვრედ იზრდება მოქმედ სხივების ტალღის λ სიგრძის შემცირებასთან ერთად. სელექციური ეფექტი იმაში მდგომარეობს, რომ ტალღის სიგრძის შემცირების დროს, ტალღის გარკვეული სიგრძის მახლობლად, რომელსაც აღვნიშნავთ λ_s-ით, ელექტრონების გამოსვლა მეტის მეტად ძლიერდება, აღწევს მაქსიმუმს და შემდეგ სწრაფად მცირდება და ბოლოს კვლავ იწყებს ნორმალურ ზრდას. მაქსიმუმი ზოგჯერ ასჯერ აღემატება ნორმალურ ეფექტს.

პოლის და პრინგსჰაიმის (1910) პირველ დაკვირვებათა თანახმად, სელექციურ ეფექტის მაქსიმუმი იმყოფება ტალღის სიგრძესთან:

რუბიდიუმი	კალიუმი	ნატრიუმი	ლითიუმი
$\lambda_s = 4900$ Å	4400 Å	3400 Å	2800 Å

სელექციური ეფექტის ექსპერიმენტულ გამოკვლევათა რიცხვი მეტად დიდია. დავკმაყოფილდეთ ზოგიერთი შედეგის ჩამოთვლით. ნატრიუმისათვის ნაპოვნია ორი მაქსიმუმი: ერთი 3600 Å-თან, მეორე—2270 Å-თან, ცეზიუმისათვის მაქსიმუმი მდებარეობს 2500 Å-თან. აირები უდიდეს გავლენას ახდენს სელექციურ ეფექტზე. 1922 წელში შესრულებულმა ცდებმა გვიჩვენეს, რომ კალიუმიდან ოკლუზირებულ აირის თითქმის სავსებით გამოდევნის დროს სელექციური ეფექტი ($\lambda_s = 4360$ A) მცირდება ასჯერ და უფრო მეტჯერაც. ამ ეფექტს ადგილი აქვს არა მარტო ტუტე ლითონებში, არამედ სხვა ლითონებშიაც, მაგ.—ბარიუმში 3800 Å-თან.

როგორც ვიცით, ფ ო ტ ო მ ე ტ რ ი ა ეწოდება ფიზიკის იმ ნაწილს, რომელიც ეხება სინათლის ძალის გაზომვის საკითხს. ტუტე ლითონების დიდი გრძნობიერება სინათლისადმი საფუძველად დაედო ფოტოელექტრულ ფოტომეტრიას, რომელმაც მეტადრე ამ უკანასკნელ წლების განმავლობაში საოცარ შედეგებს მიაღწია. მის ფუძემდებელნი იყვნენ ე ლ ს ტ ე რ ი და გ ე ი ტ ე ლ ი (Elster, Geitel). მათი ხელსაწყო შემდეგნაირად არის მოწყობილი. მინის მცირე ზომის ბურჭელში, მოთავსებულია ტუტე ლითონის რაოდენობა; ამ ლითონის ზედაპირიდან გარკვეულ მანძილზე იმყოფება ლითონის ფირფიტა. ტუტე ლითონსა და ფირფიტას შორის მოქმედობს რამდენიმე ასეული ვოლტის ტოლი პოტენციალთა სხვაობა, რის გამოც ფოტოელექტრონები მიექანებიან ფირფიტისაკენ. ლითონი და ფირფიტა მავთულებით მიერთებულია მგრძნობიარე გალვანომეტრთან, რომლის დახმარებითაც იზომება ფოტოელექტრონების ნაკადით გამოწვეული დენის ძალა. 1912 წლიდან ე ლ ს ტ ე რ ი და გ ე ი ტ ე ლ ი უკვე ხმარობენ ასეთ ხელსაწყოს, რომელშიაც იმყოფებოდა გაიშვიათებული (ვერცხლის წყლის სვეტის 1მმ—მდე), არგონი ან ჰელიუმი. ხელსაწყოში აირის ყოფნისა გამო მისი გრძნობიერება ასჯერ იზრდებოდა, ვინაიდან აქ წარმოებს აირის იონიზაცია მისი ატომების ფოტოელექტრონებთან დაჯახებათა გამო, რასაც, ცხადია, უნდა გამოეწვია ხელსაწყოში გამავალი დენის ძალის გადიდება. ს წ ო რ ე დ ა მ დ ე ნ ი ს ძ ა ლ ი თ გ ა ნ ი ზ ო მ ე ბ ა ი მ ს ხ ი ვ ე ბ ი ს ი ნ ტ ე ნ ს ი ო ბ ა, რ ო მ ლ ე ბ ი ც ტ უ ტ ე ლ ი თ ო ნ ზ ე ე ც ე მ ა. ცხადია, რომ ეს სამართლიანი იქნებოდა მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ სინათლის ძალასა და ფ ო ტ ო ე ლ ე ქ ტ რ უ ლ დ ე ნ ი ს ძ ა ლ ა ს შ ო რ ი ს ა დ გ ი ლ ი ე ქ ნ ებ ო დ ა ზ უ ს ტ პ რ ო პ ო რ ც ი უ ლ ო ბ ა ს. ამ პროპოლციულობის არსებობა დაამტკიცეს ე ლ ს ტ ე რ მ ა და გ ე ი ტ ე ლ მ ა. მათ შეამოწმეს (1913 და 1914 წ.) ზუსტი პროპორციულობა 30000 ლუქსიდან (მზის განათების სიკაშკაშის ერთი მესამედი; ლ უ ქ ს ი წარმოადგენს განათებას, რომელსაც გვაძლევს ერთი სანთელი ერთი მეტრის მანძილზე) ერთი ლუქსის 2,4 მემილიონედამდე. 1916 წელს მათვე შეამოწმეს, რომ ეს პროპორციულობა ძალაში რჩება ლურჯი სხივების სინათლის ისეთ მცირე ძალისათვისაც კი, რომელსაც ადამიანის თვალი ვეღარა გრძნობს!

ფოტოელექტრული ფოტომეტრია ფართოდ იქნა გამოყენებული მეტად მცირე ძალის სინათლის წყაროთა გამოკვლევის დროს. მაგ., მაფოსფორესცირებელ სხეულების, რომლებიც სიბნელეში ანათებენ მათი გაშუქების შემდეგ. განსაკუთრებით საინტერესოა ამ მეთოდის გამოყენება ა ს ტ რ ო ნ ო მ ი ა ში (იგი დაიწყო 1914 წლიდან). ფოტოელემენტი მოთავსებული იყო ასტრონომიული ჭოგრის ოკულარში. აღმოჩნდა, რომ კალიუმი და ნატრიუმი განსაკუთრებით მგრძნობიერნი არიან მწვანე, ლურჯ და იისფერ სხივებისადმი. შედეგები მეტად საინტერესო აღმოჩნდა. აღმოჩნდა, რომ შესაძლებელია გაიზომოს ვარსკვლავის სიკაშკაშე 0,04 სიზუსტით; აღმოჩენილ იქნა ახალი ც ვ ლ ა დ ი ვარსკვლავები. ცვლადი აღმოჩნდა მარსის სიკაშკაშე, რომლის ცვალებადობის ამპლიტუდი ტოლია 0,18 სავარსკვლავო სიდიდისა. სინათლის ძალა შეიძლება გაიზომოს მე-9 სიდიდის ვარსკვლავამდე.

შემდგომი უდიდესი ნაბიჯი ფოტოელექტრული ფოტომეტრიის გაუმჯობესებაში გადადგა ორმა გერმანელმა და ორმა ინგლისელმა მეცნიერმა, რომლებმაც მუშაობა დაიწყეს 1921 წლიდან. ამ ნაშრომებმა საოცარი შედეგები მოგვცა. ერთმა გერმანელმა მეცნიერმა ჰ. როზენბერგმა (H. Rosenberg) დიდის გულდასმით და ყოველმხრივ გამოიკვლია ელსტერის და გეიტელის ხელსაწყო; მან შეისწავლა ფოტოელექტრული დენის დამოკიდებულება დაცემული სინათლის ძალაზე (ინტენსიობაზე), ტალღის სიგრძეზე და ტუტე ლითონსა და მის ზედაპირის პარალელურ ფირფიტს შორის პოტენციალთა V სხვაობაზე. აღმოჩნდა შემდეგი: როგორც ვაკუუმში, აგრეთვე ინერტული აირის დროს, იმ V პოტენციალის მახლობლად, რომელიც იწვევს ნაპერწკლურ დაცლასაც კი, წმინდა ფოტოელექტრულ ეფექტსა და დაცემულ სხივადი ენერგიის რაოდენობას შორის არსებობს ზუსტი პროპორციული დამოკიდებულება. ეს სიზუსტე აღწევს 0,01 %-მდე. მაგრამ ეს წმინდა ეფექტი განიცდის ცვლილებას მრავალგვარ გარეშე მიზეზებისა გამო; როზენბერგმა დაწვრილებით გამოიმუშავა ის მეთოდები, რომლებმაც საშუალება მისცეს მას თავიდან აეშორებინა ამ მიზეზთა გავლენა. გაზომვის სიზუსტე მან აიყვანა 0,01 %-მდე, რაც შეესაბამება სავარსკვლავო სიდიდეს 0,0063. 1919 წლიდან მეცნიერებმა დაიწყეს ხმარება ყველასათვის ცნობილი კათოდური ნათურისა (ხმარობენ რადიოტექნიკაში). როზენბერგმა დაწვრილებით დაამუშავა ეს მეთოდიც და გააძლიერა ფოტოდენი 600000-ჯერ. ამ მეთოდით სისტემატური სარგებლობა პირველად დაიწყეს ესტერბერგის (Oesterberg) ობსერვატორიაში, ტუბინგენის მახლობლად (გერმანია).

საკმარისია ითქვას, რომ იუპიტერის სინათლე იწვევს დენს 10^{-8} ამპერიდან 10^{-9} ამპერამდე, იმ დროს როდესაც თანამედროვე ხელსაწყოების დახმარებით შეიძლება გაიზომოს დენის ძალა 10^{-12} ამპერი. ეს კი იმას ნიშნავს, რომ ფოტოელექტრულ ფოტომეტრს შეუძლია გაზომოს სინათლის ისეთი ძალა, რომელიც ათ-მილიონჯერ სუსტია, ვიდრე იუპიტერის სინათლის ძალა!

მარილების ფოტოელექტრული ეფექტის მეტად საინტერესო გამოკვლევა მოახდინეს პროფ. პ. ი. ლუკირსკიმ და მისმა თანამშრომლებმა ნ. მ. გუდრისმა და ლ. ე. კულიკოვამ (ლენინგრადი) 1926 წელს. მათ გამოიკვლიეს ტუტე ლითონების 14 გალოიდური მარილი და აგრეთვე ქლოროვანი და ბრომოვანი ვერცხლისწყალი. ჩვენდა სამწუხაროდ აქ შესაძლებლობა არ გვაქვს ავწეროთ ის გონება-მახვილი მეთოდი, რომლითაც სარგებლობდნენ ზემოხსენებულნი მეცნიერნი. მათ შესძლეს გამოერკვიათ ზემოხსენებულ ნივთიერებათათვის წითელი საზღვარი; ეს საზღვარი ყველა ნივთიერებისათვის მდებარეობს 2000 Å-ის მახლობლად, ასე რომ, ფოტოელექტრულ ეფექტს იწვევს მხოლოდ შორეული ულტრაიისფერი სხივები.

§ 4. ᲨᲘᲓᲐ ᲤᲝᲢᲝᲔᲚᲔᲥᲢᲠᲣᲚᲘ ᲔᲤᲔᲥᲢᲘ. ᲡᲮᲘᲕᲐᲓᲘ ᲔᲜᲔᲠᲒᲘᲘᲡ ᲕᲘᲠᲘᲡ ᲐᲘᲠᲘᲡ ᲘᲝᲜᲘᲖᲐᲪᲘᲐ

1 §-ის ბოლოში ნათქვამი გვქონდა, რომ გარე ფოტოელექტრულ ეფექტის გარდა არსებობს შიდა ეფექტიც; იგი მდგომარეობს შემდეგში: შთან-

თქმული სხივადი ენერგია მრავალ ცუდ გამტარში იწვევს ელექტროგამტარობის ზრდას. სელენზე სხივადი ენერგიის ასეთი გავლენის განსაკუთრებული შემთხვევა აღმოაჩინა მაიმ (Mai) 1873 წელს. ეს მოვლენა საფუძვლად უდევს ე. წ. სელენის მიმღებს, რომელიც ხშირად გვხვდება ლიტერატურაში, სადაც აღწერილია სურათების გადამცემი ხელსაწყოები (უმავთულო ან მავთულიანი ტელეგრაფი). როგორც შემდეგომ აღმოჩნდა, სხივადი ენერგია გავლენას ახდენს ზოგიერთ სხვა ნივთიერებაზედაც, რომელთა ელექტროგამტარობაც ამის გამო იცვლება. ასეთია ტელური (სელენი და ტელური წარმოადგენს გოგირდის ანალოგებს; მენდელეევის სისტემაში მათი რიგის ნომრები არის 34 და 52), გოგირდოვანი ვერცხლი (აღმოჩენილი იყო 1875), მური (1880), მინერალი ანტიმონიტი (1907), ვერცხლის გალოიდური მარილები (1887), რომლებსაც ფოტოგრაფიაში ხმარობენ, იოდოვანი სპილენძი (1909). რადიოაქტიურ ნივთიერებათა მიერ გამოსხივებული ენერგია მრავალ ნივთიერების ელექტროგამტარობას სცვლის, მაგ.—შემდეგი სითხეების: გოგირდოვან ნახშირბადის, ოთხქლოროვან ნახშირბადის, ბენზინის, თხევადი ჰაერის, ვაზელინის ზეთის, ნავთის, ეთერის, პარაფინის ზეთის და სხვ. მყარ სხეულთა შორის: პარაფინი, შელაქი, ებონიტი, ქარსი, ეაზელინი და ბისმუტი. ექვის გარეშე უნდა იყოს, რომ მრავალ ამ შემთხვევაში ადგილი აქვს ნივთიერების ქიმიურ ცვლილებას სხივადი ენერგიის ზეგავლენით, ე. ი. უმთავრესად ფოტოქიმიურ მოვლენას (იხ. თ. X, § 3). ნივთიერების სწორედ ეს ცვლილებაა მიზეზი მისი ელექტროგამტარობის შეცვლისა.

1920 წელს დაიწყეს თავისი გამოკვლევები გერმანელმა მეცნიერებმა გუდენმა (Gudden) და რ. პოლმა, რომლებმაც მოგვცეს ცნება შიდა ფოტოელექტრულ ეფექტზე. ამ ეფექტის ასეთი დასახელება ემყარება შემდეგ მოსაზრებას. ახალ გამოკვლევათა უდიდესი ნაწილი ეხება მოქმედ სხივებისათვის გამჭვირვალე და საზოგადოდ მეტად მცირე ელექტროგამტარობით აღჭურვილ კრისტალებს. სხივები მოსწყვეტს ელექტრონებს იმ ატომებიდან, რომლებისაგანაც შედგენილია მონაცემი კრისტალის სივრცული ცხაური (თ. V, § 6). განთავისუფლებული ელექტრონები თან მისდევენ მოქმედ ელექტრულ ველს, ე. ი. მოქმედ ელექტრულ ძალებს, რაც არსებითად ნიშნავს ელექტროგამტარობას. მაგრამ ამ შედარებით მარტივ პროცესს თანსდევს სხვა პროცესებიც, რომლებიც ზედ ედებიან პირველს და ასე თუ ისე აბუნდოვანებენ მას.

ეხლა გავეცნოთ გუდენის და პოლის გამოკვლევებს. ამ მეცნიერებმა უპირველესად გამოიკვლიეს (1920) სიდოს კრისტალური ფხვნილი, რომელიც შედგება გოგირდოვანი თუთიისაგან, რომელშიაც შერეულია სპილენძი და ურანი ანმარგანეცი. ეს ფხვნილი დიდის სიძლიერით ფლუორესცირებს (იხ. თ, IX, § 1) გაუნათებლად მისი გამტარობა მეტად მცირეა, მაგრამ თუ მას მივანათეთ ვერცხლისწყლიანი ნათურა, რომელიც მდიდარია ულტრაიისფერი სხივებით, მაშინ მისი გამტარობა 100-ჯერ გაიზრდება. მონოქრომატულ სხივების მოქმედების გამოკვლევას ასეთივე შედეგი მოჰყვა. ველის მცირე დაძაბულობათა დროს ამ მოვლენას ისეთივე ხასიათი აქვს, როგორც გარე ფოტოელექტრულ ეფექტს, ე.

ი. სხივების მოქმედება მდოვრედ იზრდება ტალღის სიგრძის შემცირებასთან ერთად, მაგრამ, დიდ დაძაბულობათა დროს ნორმალურ ეფექტს თანსდევს სხვა სელექციური ეფექტი, ამასთანავე მაქსიმუმის მდებარეობა დამოკიდებულია მინარევის გვარობაზე. რაც უფრო დიდია დაძაბულობა, მით უფრო მკვეთრად არის გამოხატული ეს მაქსიმუმი, რომელიც იმყოფება $\lambda = 4000$ Å-ის მახლობლად. შემდეგ გამოკვლეულ იქმნა გოგირდოვანი ცინკის, კადმიუმის და ვერცხლისწყლის ბუნებრივი კრისტალები. კრისტალებიდან ამოჭრილი იყო სწორკუთხიანი პარალელოპიპედები, რომლებსაც ათავსებდნენ თითბრის ფირფიტათა (ელექტროდთა) შორის და ანათებდენ გვერდიდან. დიდ დაძაბულობათა დროს კრისტალებში თავს იჩენდა შიდა სელექციური ეფექტი. მეტად საინტერესოა ის გარემოება, რომ განაპირა მოქმედი სხივი (დიდი სიგრძის ტალღების მხრიდან) თანემთხვეოდა ამ სხივების მონაცემ ნივთიერებაში შთანთქმის ზოლის საზღვარს.

იმავე წელს (1920) გუდენმა და პოლმა გამოიკვლიეს ალმასი. წმინდა ალმასისათვის აღმოჩნდა, რომ მისი ისეთი სხივებით განათება, რომელთა ტალღის სიგრძე ნაკლებია 6000 Å-ზე, იწვევს ელექტროგამტარობას, რომელიც მ დოვრედ იზრდება ტალღის სიგრძის შემცირებასთან ერთად 2500 Å-მდე. ხანგრძლივი განათება იწვევს რაღაც შინაგან ცვლილებებს და ამიტომ განათება გრძელდებოდა მხოლოდ ერთი წამი. გამოკვლეულ ალმასთა შორის ორი სავსებით წმინდა არ იყო და მათთვის შთანთქმითი ზოლების მარცხენა ნაპირი მდებარეობდა 3000 Å-ის მახლობლად. სწორედ ამ ადგილას განათებით გამოწვეული ელექტროგამტარობა შემცირდა თითქმის ნულამდე; ცხადია, ალმასში შერეული ნივთიერების მიერ შთანთქმულმა სხივებმა ველარ შესძლეს თვით ალმასის კრისტალურ ცხაურში შიდა ფოტოელექტრულ ეფექტის გამოწვევა.

მეტად საგულისხმოა შემდეგი ფაქტი: თუ ელექტროდების შორის მოთავსებული კრისტალის მხოლოდ ვიწრო შუა ზოლი გავანათეთ, მაშინ დენი მაინც აღიძვრება; ამასთანავე სულ ერთია განათებული ზოლი ანოდის მახლობლად მდებარეობს, თუ კათოდის. ეს იმის მაჩვენებელია, რომ კრისტალის განათებულ ნაწილში განთავისუფლებული ელექტრონები გადიან მის არა განათებულ ნაწილებშიაც. ამ შემთხვევაში დენის ძალა პროპორციულია კრისტალის განათებული ნაწილის სისქისა. ხანგრძლივი განათების დროს კრისტალში ჩნდება დადებითი მუხტები, რომლებსაც შეუძლიანთ მოგვცენ საწინააღმდეგო მიმართულების დენი განათების შეწყვეტის შემდეგ.

25 სხვადასხვა ელემენტის გამოკვლევის შემდეგ გუდენმა და პოლმა კიდეე ერთი მეტად საგულისხმო შედეგი მიიღეს, სახელდობრ, დაამყარეს კავშირი ველის დაძაბულობასა, რომელიც იწვევს მონაცემ ნივთიერებაში მაქსიმალურ J_p დენს, და ამ ნივთიერების გადატეხის n მაჩვენებლის შორის. აღმოჩნდა, რომ ველის დაძაბულობა, რომელიც იწვევს ზღვარულ J დენს, ე. ი. უდიდესად მოქმედებს, მით უფრო მცირეა, რაც უფრო დიდია გადატეხის მაჩვენებელი n, რომელიც აღებული იყო წითელი სხივებისათვის. როდესაც

n=3 დაახლოვებით, მაშინ სუსტი ველი 100 ვოლტი 1 სმ.-ზე უკვე იწვევდა ზღვარულ J დენს, მაგრამ თუ n აღემატებოდა სამს, ნივთიერება გაუნათებლადაც ნაწილობრივ ელექტრობის გამტარი ხდებოდა. უნდა აღინიშნოს, რომ ძველი თეორიის თანახმად, ნივთიერების გადატეხის მაჩვენებელი მით უფრო მეტი უნდა იყოს, რაც მეტი ძვრადობა აქვს მასში ელექტრონებს. დიდი ხანია ცნობილია, რომ ქვამარილი რენტგენის სხივების გავლენით მოყვითალო ხდება. გუდენმა და პოლმა 1925 წელს გამოიკვლიეს ასეთი ქვამარილის ფირფიტებში შიდა ფოტოელექტრული ეფექტი თხევადი ჰაერის და წყალბადის ტემპერატურის დროს, ე. ი. —193°-ის და —253°-ის დროს. აღმოჩნდა, რომ მაქსიმუმი ასეთ ტემპერატურათა დროს გადანაცვლებულია მცირე ტალღათა მხრისაკენ. ინტერვალში —193°-დან —253°-მდე ეს გადანაცვლება აღწევს 760 Å-ს.

კვლავ დაეუბრუნდეთ გარე ფოტოელექტრულ ეფექტს და ორიოდე სიტყვით შევეხოთ გაზების იონიზაციას სხივადი ენერგიის გავლენით. როდესაც რენტგენმა აღმოაჩინა თავისი სხივები (1895), მან მაშინვე შენიშნა, რომ ეს სხივები იწვევს იმ გაზების იონიზაციას, რომლებშიაც მათ უხდებათ გავლა. დიდად საინტერესოა საკითხი იმის შესახებ, ულტრაიისფერ სხივებს შეუძლია თუ არა გაზების იონიზაცია. ჰაერის მიმართ ეს საკითხი განსაკუთრებით ინტერესს წარმოადგენს, ვინაიდან მისი გადაწყვეტა გამოარკვევდა ატმოსფეროს ჰაერის ზედა ფენების იონიზაციას იწვევს თუ არა მზის ულტრაიისფერი სხივები, რომლებსაც იგი უდავოდ გამოასხივებს, თუმცა ჩვენამდე აღწევს მხოლოდ გრძელ ტალღიანი ულტრაიისფერი სხივები, მოკლე ტალღიან სხივებს კი ჰაერი შთანთქავს. ზოგიერთ მეცნიერის აზრით, ეს მოკლე ტალღიანი სხივები იწვევს ჰაერის იონიზაციას, მაგრამ ეს საკითხი გადაუწყვეტელი დარჩა. შესაძლოა, რომ ამ შემთხვევაში ადგილი აქვს ფოტოელექტრულ ეფექტს ჰაერის არა ატომებში ან მოლეკულებში, არამედ მტვრის ან სხვა მინარევთა უფრო მსხვილ ნაწილაკებში. ამჟამად ფიქრობენ, რომ მზის ულტრაიისფერი სხივების შთანთქმის მაჩვენებელია ჰაერის უმაღლეს ფენებში ოზონის არსებობა, რომელიც ხარბად შთანთქავს ულტრაიისფერ სხივებს. სამაგიეროდ, ეჭვის გარეშეა, რომ ზოგიერთი ლითონის ორთქლი განიცდის იონიზაციას ულტრაიისფერი სხივების ზეგავლენით. ასე მაგ., 1925 წელს გამოკვლეული იყო ნატრიუმის ორთქლი. აღმოჩნდა, რომ იგი განიცდის იონიზაციას იმ სხივების გავლენით, რომელთა ტალღის სიგრძე ნაკლებია 2610 Å-ზე და იონიზაცია იზრდება ტალღის სიგრძის შემცირებასთან ერთად. ცეზიუმის ორთქლში იონიზაციას იწვევს ისეთი სხივები, რომელთა ტალღის სიგრძე ნაკლებია 3186 Å-ზე; აღსანიშნავია, რომ ტალღის ეს სიგრძე შეესაბამება ცეზიუმის ერთ-ერთ სპექტრულ სერიის საზღვარს. რენტგენის სხივებით გამოწვეულ იონიზაციის შესახებ უნდა აღინიშნოს შემდეგი საგულისხმო ფაქტი: წყალბადისათვის ფოტოელექტრონების რიცხვი მეტის მეტად მცირეა შედარებით იმ ელექტრონების რიცხვთან, რომლებიც უკუიგდებიან კომპტონის ეფექტის შედეგად (თ. VII, § 2), როგორც ეს ცხადჰყო ვ. ბოტემ 1923 წელში.

თავი მეცხრე

ფოტოლუმინესცენცია

§ 1. ფოტოლუმინესცენციის ძირითადი მოვლენები

ფოტოლუმინესცენცია (შემოკლებით ფოტ.-ლუმ.) ეწოდება სხივადი ენერგიის ყოველგვარ გამოკრთობას, რომელიც გამოწვეულია რაიმე ნივთიერებაში სხივადი ენერგიითვე. კერძოდ, გამოწვეული სხივები შეიძლება ხილულნიც იყოს. თავისთავად ცხადია, რომ აქ ლაპარაკი არის *არა კალორიულ* გამოსხივებაზე, ე. ი. არა ისეთზე, რომელიც დამოკიდებულია ტემპერატურაზე. მაგ., ხილული სხივებისათვის ეს გამოსხივება იწყება მხოლოდ ე. წ. წითელი ვარვარის ტემპერატურის დროს. ორი მოვლენა, ყველესათვის ცნობილია და დიდი ხანია კვლევის საგანს შეადგენს; ეს არის ფოსფორესცენცია და ფლუორესცენცია. *ფოსფორესცენცია* ეწოდება სხეულების გამონათებას მას შემდეგ, რაც მათ განიცადეს რაიმე დროის განმავლობაში გაშუქება. გამონათების ხანგრძლივობა დამოკიდებულია მაფოსფორისცირებელ ნივთიერების გვარობაზე; ეს გამონათება შეიძლება წარმოებდეს მოკლე ხნით, შესაძლებელია მრავალ საათების განმავლობაში გრძელდებოდეს. ფოსფორესცენციისათვის სამართლიანია ცნობილი კანონი *სტოქსისა: გამოკრთობილ სხივების ტალღის სიგრძე მეტია მაშუქებელ სხივების ტალღის სიგრძეზე*. მაგრამ, ამ კანონიდან გამონაკლისებსაც აქვს ადგილი. სხვათა შორის ფოსფორესცირებენ კალციუმის, ბარიუმის, სტრონციუმის და გოგირდის შენაერთები. დიდ როლს თამაშობს ის გარემოება, თუ რა აქვს მირეული ამ ნივთიერებებს; ამ მინარევზეა დამოკიდებული გამონათებულ სხივების სიკაშკაშე და ფერი. ასეთ აქტიურ მინარევად შეიძლება იყოს ლითონი: სპილენძი, მარგანეცი, ბისმუტი, ტყვია, ვერცხლი, ცინკი და სხვ. და აგრეთვე მრავალი მარილი. *გამონათების სპექტრი ზოლოვანია*. დიდი გავლენა აქვს *ტემპერატურას*. მასზეა დამოკიდებული ფოსფორესცენციის *ფერი*. ზოგჯერ ნივთიერება, რომელმაც შეწყვიტა ფოსფორესცირება, გაცხელების დროს კვლავ იწყებს გამონათებას. ზოგიერთი ნივთიერება მეტად დაბალი ტემპერატურის დროს ჰკარგავს ფოსფორესცირების უნარს. ზოგიკი, პირიქით, სიკაშკაშით ანათებს, თუ იგი გაშუქებამდე გავაცივეთ—180°-მდე. ასეთ ნივთიერებას ეკუთვნის: პარაფინი, ჟელატინი, ცელულოიდი, სპილოს ძვალი, რეზინი და სხვა. მეტად საგულისხმოა, რომ მაფოსფორისცირებელ ფირფიტაზე დაცემული *წითელი* და *ინფრაწითელი* *სხივები* მხოლოდ მოკლე ხნით აძლიერებენ ფირფიტის გამონათებას, რომელიც შემდეგ მალე ჩაქრება. წითელი და ინფრაწითელი სხივები აჩქარებენ მაფოსფორისცირებელ ფირფიტიდან სინათლის ენერგიის გამოყოფას.

არსებობს ისეთი ნივთიერებანი, რომლებსაც უნარი აქვთ შთანთქან გარკვეული ტალღის λ სიგრძის სხივადი ენერგია, გარდაქმნან იგი ტალღის სხვა λ' სიგრძის სხივად ენერგიათ და *ყოველ მხრით* გამოასხივონ იგი. გამოს-

ხივება წარმოებს განათებასთან ერთდროულად ან მეტად მცირე დროის შემდგომ გაშუქების შეწყვეტიდან. ამ მოვლენას ფლუორესცენცია ეწოდება. ვინაიდან ფოსფორესცენციაც ზოგჯერ მოკლე ხნით გრძელდება, ამიტომ შეუძლებელია ზუსტი ზღვარის გავლება მის და ფლუორესცენციის შორის. მაფლუორესცირებელი სითხე რომ ჩავასხათ მინის ოთხკუთხიან ქურქელში და მივანათოთ მას სხივები ჰურკლის ერთერთი წახნაგისადმი პერპენდიკულარულად, ფლუორესცენცია მკაფიოდ მაშინ იჩენს თავს, როდესაც სითხეს უყურებთ გვერდიდან, ე. ი. გამანათებელ სხივებისადმი პერპენდიკულარულად. სტოქსის კანონი სამართლიანია ფლუორესცენციის მოვლენისათვისაც; ეს იმას ნიშნავს, რომ $\lambda' > \lambda$, თუმცა გამონახულ იქნა მრავალი შემთხვევა, როდესაც ეს კანონი არ მართლდება. მრავალი გაზიც ფლუორესცირებს, მაგრამ ჩვენ ამ საკითხს შემდეგ შევეხებით. წინათ ეგონათ, რომ სითხეებს შეუძლია მხოლოდ ფლუორესცირება, მაგრამ არაოდეს არ ფოსფორისცირებენ. მაგრამ 1927 წელს ს. ი. ვავილოვმა და ვ. ლ. ლევშინმა (მოსკოვი) აღმოაჩინეს ისეთი სითხე (ეოზინ-ურანის მარილის ხსნარი ეოზინის მჟავაში), რომელიც ფოსფორესცირებს მცირე დროის განმავლობაში; ეს დრო განისაზღვრება 10^{-3}-დან 10^{-4} წამამდე.

ამ უკანასკნელი 15 წლის განმავლობაში გამოქვეყნდა მრავალი შრომა ლუმინესცენციის შესახებ. 1928 წელს გამოვიდა გერმანული წიგნი ვ. პრინსჰეიმისა 367 გვ. (მეორე გამოცემა; პირველი გამოცემა დაიბეჭდა 1923 წ.), რომელშიაც გარჩეულია ზემოხსენებული შრომები. მარტო ლიტერატურის მაჩვენებელი 1908 წლიდან შეიცავს 637 დასახელებას. ჩვენ განვიხილავთ უმთავრესად იმ შრომებს, რომელთა გაგებაც შესაძლებელი გახდა ატომის სტრუქტურაზე თანამედროვე შეხედულების და კვანტების თეორიის საფუძველზე. ამასთანავე, საქმე გვექნება მხოლოდ ფოტოლუმინესცენციასთან ერთატომიან გაზში და ორთქლში. ვისარგებლებთ ორ ზემოხსენებულ განტოლებით, რომლებსაც აქვე მოგაგონებთ:

$$h\nu = J_k - J_i \qquad (1)$$

(იხ. თ. IV, § 4 განტ. 10). აქ J_k და J_i წარმოადგენს ატომის ენერგიას, როდესაც ერთერთი ვალენტური ელექტრონი იმყოფება k-ურ და i-ურ შესაძლო ორბიტაზე, თანაც $k > i$, ანუ რომ, $J_k - J_i$ ტოლია იმ ენერგიისა, რომელიც გამოიყოფა ელექტრონის k-ურ ორბიტიდან i-ურ ორბიტაზე ჩამოხტომის დროს ან იმ ენერგიისა, რომელიც საჭიროა, დაიხარჯოს ამავე ელექტრონის i-ურ ორბიტიდან k-ურ ორბიტაზე ასატანად. ამას გარდა, h—პლანკის მუდმივაა (იხ. თ. III, § 3, განტ 2), ν—იმ სხივის რხევათა სიხშირე, რომელსაც გამოასხივებს ატომი ელექტრონის მონაცემ ჩამოხტომის დროს, $h\nu$-ამ სხივის კვანტია. ატომის ატანა შეიძლება მოხდეს ელექტრონის მოძრაობის ენერგიის ხარჯზე; ეს შემთხვევა განხილულ იქნა მე-VI თავში. თუ ელექტრონმა გაირბინა პოტენციალთა სხვაობა V ვოლტი და შეიძინა ენერგია და მთელი ეს ენერგია დახარჯა ვალენტურ ელექტრონის ატანაზე, მაშინ ამ უკანასკნელის უშუალოდ უკან ჩამოვარდნის

დროს გამოიკრთობა სხივი, რომლის ტალღის λ სიგრძეც ანგსტრემებით გამოხატული, განისაზღვრება განტოლებით:

$$V\ (\text{ვოლტი}) \times \lambda\ (\text{ანგსტრემები}) = 12340 \qquad (2)$$

ყველა ზემონათქვამი ეხება ატომებს, მაგ. ერთატომიან აირებს; მოლეკულებისათვის საკითხი მეტისმეტად რთულდება, ვინაიდან აღგზნებისა და იონიზაციის გარდა, აქ ადგილი აქვს მოლეკულების ბრუნვითი მოძრაობის ენერგიის და ატომების ინტრამოლეკულარულ რხევის ენერგიის ცვლილებას. ამით არის გამოწვეული ზოლოვან სპექტრების წარმოშობა (იხ. თ. III, § 5 და თ. IV, § 10). ამას გარდა, მოვიგონოთ, რომ მე-IV თავში შემოვიღეთ ცნება კრიტიკულ პოტენციალის შესახებ, რომელსაც ეკუთვნის საარეზონანსო პოტენციალი V_r, რომლის დროსაც ვალენტური ელექტრონი ნორმალურ ორბიტიდან გადადის უახლოეს შესაძლო ორბიტზე და აგრეთვე ამასვე ეკუთვნის საიონიზაციო პოტენციალი, რომელიც შეესაბამება ვალენტური ელექტრონის გადასვლას ნორმალური ორბიტიდან ატომის პერიფერიამდე.

ფოტოლუმინესცენციის მოვლენას მაშინ აქვს ადგილი, როდესაც დაცემული სხივადი ენერგია იხარჯება ატომების აღგზნებაზე; შემდეგ ეს ატომები, ჩვეულებრივი გზით, კვლავ გამოაკრთობენ სხივად ენერგიას თანახმად (1) განტოლებისა. ცხადია, რომ ფოტ.-ლუმ. შესაძლებელია გამოწვეულ იქნას მონაცემ ნივთიერებაში მხოლოდ იმ სხივების მიერ, რომლებსაც ეს ნივთიერება შთანთქავს, ე. ი. შეესაბამებიან მათი შთანთქმის სპექტრის ხაზებს ან ზოლებს. აქ ადგილი აქვს მკაფიო ანალოგიას ფოტო-ლუმინესცენციის და იმ მოვლენებს შორის, რომლებიც განვიხილეთ მე-VI თავში. მაგრამ უფრო ღრმა ანალოგია არსებობს ფოტო-ლუმინესცენციის და ფოტოელექტრულ მოვლენებს შორის, რომლებიც განვიხილეთ მე-VIII თავში, რომელთა დროსაც დაცემული ენერგია იხარჯება ატომიდან ან მოლეკულიდან ელექტრონის ამოწყვეტაზე. შემდგომ უნდა განვასხვავოთ ფოტ.-ლუმ. აირებში, რომლის დაწვრილებითი შესწავლა დიდი ხანი არ არის რაც დაიწყო და ფოტო-ლუმ. სითხეებში და მყარ სხეულებში, რომლის ქვეშაც ამჟამად იგულისხმება ფლუორესცენცია და ფოსფორესცენცია.

ჩვენ უკვე ორჯერ მოგვიხდა სტოქსის შესანიშნავ კანონის მოხსენება, რომელიც აღმოჩენილ იქნა 1852 წელს ფლუორესცენციის მოვლენებში. ვთქვათ, λ_0 დაცემულ სხივის ტალღის სიგრძეა, λ კი—გამოკრთობილი სხივის ტალღის სიგრძე.

ეს კანონი იშვიათი გამონაკლისით ასე გამოითქმის:

$$\lambda > \lambda_0. \qquad (3)$$

მე-VIII თავში § 1 ჩვენ განვიხილეთ ფოტოელექტრულ მოვლენათა სამი კანონი და გამოირკვა, რომ ეს კანონები გაუგებარია იმ სხივადი ენერგიის ტალღური თეორიის თვალსაზრისით, მაგრამ, ადვილად აიხსნება, თუ დავემყარებით სინათლის კვანტურ თეორიას. ეხლა ჩვენ წინ დგას მეორე მაგალითი საკუთარი ანალოგიური პირველისა. უნდა აიხსნას ის მოვლენა, რომ

სხივადი ენერგია განიცდის ერთგვარ გადაგვარებას, ამასთანავე უმეტეს შემთხვევებში ტალღის სიგრძის ზრდისაკენ, იშვიათ შემთხვევებში ეს გადაგვარება მიმდინარეობს საწინააღმდეგო მიმართულებით, ე. ი. $\lambda < \lambda_0$. ტალღური თეორიის თვალსაზრით ამის ახსნა შეუძლებელია. სავსებით გასაგებია, რომ გამოსხივებული ენერგია რაოდენობის მხრივ შთანთქმულ ენერგიაზე ნაკლები უნდა იყოს, ვინაიდან ამ უკანასკნელის ნაწილი იხარჯება სხვა რამეზე,—მაგ., ატომების და მოლეკულების სითბური მოძრაობის გადიდებაზე, ქიმიურ მუშაობაზე და სხვა. მაგრამ გაუგებარია, რატომ განსხვავდება თვისობრივად გამოკრთობილი სხივადი ენერგია შთანთქმული ენერგიისაგან, რატომ იცვლება რხევის სიხშირე, სახელდობრ—რატომ მცირდება იგი ყოველთვის, და ზოგჯერ რატომ იზრდება. სიხშირის გაზრდა კი მეტად დიდია; დაცემული ულტრაიისფერი და რენტგენის სხივებიც კი გარდიქმნება, მაგ., ყვითელ სხივებად.

ახლა განვიხილოთ სხივადი ენერგიის კვანტური თეორია. დაცემული სხივების შესაბამისი კვანტი აღვნიშნოთ ε_0-ით; სიხშირე ტალღური თეორიის მიხედვით აღვნიშნოთ ν_0-ით; გამოკრთობილ სხივებისათვის კი კვანტი და სიხშირე აღვნიშნოთ შესაბამისად ε და ν-თი. ჩვენ ვიცით, რომ კვანტები მოქმედობენ ერთმანეთზე დამოუკიდებლად. ხელსაყრელი მოხვედრის დროს ε_0 კვანტის ნაწილი იხარჯება სისტემის (ატომის ან მოლეკულის) ენერგიის შეცვლაზე საწყისი E_1 ენერგიიდან ახალ E_2 ენერგიამდე; კვანტის დანარჩენი ნაწილი იხარჯება რაიმე სხვა მუშაობაზე. ამგვარად, გვექნება ტოლობა:

$$\varepsilon_0 = E_2 - E_1 + P. \tag{4}$$

როდესაც სისტემა დაუბრუნდება საწყის მდგომარეობას, მაშინ ენერგია $E_2 - E_1$ გამოსხივდება ε კვანტის სახით, ასე რომ

$$\varepsilon = E_2 - E_1. \tag{5}$$

ცხადია, რომ

$$\varepsilon < \varepsilon_0. \tag{5$_a$}$$

ტალღური თეორიის ენით გვექნება:

$$\varepsilon_0 = h\nu_0 \quad \text{და} \quad \varepsilon = h\nu.$$

შაშინ უტოლობის (5ა) თანახმად

$$\nu < \nu_0, \tag{6}$$

ამიტომ

$$\lambda > \lambda_0. \tag{7}$$

ეს უკანასკნელი უტოლობა კი გამოხატავს სტოქსის კანონს, რომელიც ასე მარტივად და ადვილად აიხსნება კვანტური თეორიით. ჩვენ დავინახავთ, რომ ის იშვიათი გამონაკლისებიც, რომლებსაც ადგილი აქვთ მხოლოდ

მრავალატომიან ნივთიერებაში, ე. ი. მოლეკულებში, საკვლევით აიხსნება კვანტური თეორიის საფუძველზე. უტოლობის (7) გამოყვანის დროს, ვგულისხმობდით, რომ კვანტი ε_0 მთლიანად იხარჯება მუშაობაზე, თანახმად (4) განტოლებისა. მაგრამ, ჩვენ უკვე გავეცანით ისეთ შემთხვევასაც, როდესაც ε_0 კვანტის მხოლოდ ნაწილი იხარჯება მუშაობაზე ელექტრონის მოძრაობის ენერგიის სახით, მისი დანარჩენი ნაწილი კი განაგრძობს მოძრაობას ახალი მიმართულებით ε კვანტის სახით, რომელიც ε_0-ზე ნაკლებია. ერთ-ერთი ასეთ მოვლენათაგანი, რომელსაც კომპტონის ეფექტი ეწოდეთ (თ. VII, § 2) შეიძლება აღიძრას და მართლაც აღიძერება მხოლოდ განსაკუთრებულ პირობებში: მეტად დიდი კვანტი და ატომთან სუსტად დაკავშირებული ან საკვლევით თავისუფალი ელექტრონი. მე-VII თავში, § 3 ჩვენ გავეცანით სხვა მოვლენას, რომელიც აღმოჩენილი იყო 1928 წელს. ეს მოვლენა ცხადჰყოფს, რომ კვანტის ნაწილის დახარჯვა წარმოებს აგრეთვე იმ კვანტშიაც, რომელიც შეესაბამება ხილულ სხივებს და დაახლოვებით 5000-ჯერ ნაკლებია რენტგენის სხივების კვანტთან შედარებით; ამასთანავე დაუხარჯველი ნაწილი კვანტისა რჩება ნაკლები სიდიდის კვანტის სახით.

§ 2. ფოტოლუმინესცენცია ერთატომიან აირებში

ამ მოვლენის გულდასმითი შესწავლა დიდი ხანი არ არის რაც დაიწყო, განსაკუთრებით მას შემდეგ, რაც ბორის მოძღვრებამ ატომის სტრუქტურის შესახებ შესაძლებელი გახადა ერთატომიან აირების ხაზოვან სპექტრების წარმოშობის ახსნა (თ. IV, § 7). იგივე მოძღვრება გამოყენებული იყო ფოტოლუმინესცენციისათვის ამ აირებში. ეს ახსნა შემდეგში მდგომარეობს: თუ ზოგიერთ ერთატომიან აირში გავატარეთ სინათლის სხივები, შევამჩნევთ აირის შიგნით გამოსხივებას (სხივთ გამოკრთობას), რომლის თვალის დევნება უმჯობესია აღმგზნებ სხივებისადმი პერპენდიკულარული მიმართულებით. უმარტივეს შემთხვევაში აღმოჩნდა, რომ აირის მიერ გამოსხივებული სინათლე თავის ტალღის სიგრძის მიხედვით შეესაბამება იმ სპექტრულ სერიის მეთაურ ხაზს (ჩვენ მას ვუწოდეთ მთავარი ხაზი: იხ. თ. IV, § 9), რომელიც თავს იჩენს მაშინ, როდესაც ელექტრონი ვარდება ნორმალურ ორბიტზე; მეთაური ხაზი გამოსხივდება ელექტრონის ვარდნის დროს მეორე შესაძლო ორბიტიდან ნორმალურზე. აღმოჩნდა, რომ ამავე სხივს შთანთქავს ნივთიერება. ცხადია, რომ $\varepsilon=\varepsilon_0$ და განტოლება (4) მოგვცემს $P=0$. აქ ფოტოლუმინესცენციის იდეალურ შემთხვევასთან გვაქვს საქმე, სახელდობრ, წმინდა რეზონანსთან, როდესაც $\lambda=\lambda_0$. ეს მოვლენა მარტივად შეიძლება ასე აიხსნას: როდესაც კვანტი ε_0 მთლიანად იხარჯება ვალენტურ ელექტრონის ნორმალურ ორბიტიდან უახლოეს შესაძლო ორბიტზე გადატანისათვის შესრულებულ მუშაობაზე, მაშინ ელექტრონის საწყის (ნორმალურ) ორბიტზე დაბრუნებისას, გამოსხივდება კვანტი $\varepsilon=\varepsilon_0$, ასე რომ, ტალღური თეორიის ენით, ეს ნიშნავს, რომ $\lambda=\lambda_0$. აქ ატომი მარტივი რეზონატორის როლს ასრულებს. ეხლა გასაგები ხდება, რატომ ეწოდება სარეზონანსო პოტენციალი V, პოტენციალს, რომელიც

შეესაბამება, თანახმად (2) განტოლებისა, ასეთ ტოლობას: $\lambda_r = \lambda_0'$. ვერცხლის-წყლის ორთქლისათვის სარეზონანსო პოტენციალი დაახლოებით ტოლია 4,9 ვოლტისა (თ. VI, § 2), რაც, თანახმად (2) განტოლებისა, გვაძლევს ვერცხლის წყლის სპექტრის კაშკაშა ხაზს.

$$\lambda_r \text{ (ვერცხლის წყალი)} = 2536{,}7\text{Å}. \qquad (8)$$

ნატრიუმისათვის შესაბამის როლს ასრულებს ყვითელი დუბლეტი D_1, D_2. ჩვენ მიერ განხილული წმინდა რეზონანსი იშვიათია. მრავალ გარემოებას შეუძლია შეიტანოს სხვადასხვა გვარი გართულება; ზოგიერთ ამ გარემოებას აქ განვიხილავთ.

I. რათა წმინდა რეზონანსს ადგილი ჰქონდეს, აუცილებლად საჭიროა, რომ ტალღის λ სიგრძის სხივს შეიცავდეს აღმგზნები სხივები. ეს პირობა დაცული იქნება, თუ პირვანდელ წყაროდ მივიჩნევთ იმავე აირს ან ორთქლს (მაგ. ვერცხლისწყლის ან ნატრიუმის ორთქლს), რომელიც ანათებს მასში ელექტროდენის გავლისას. მაგრამ, საქმე რთულდება იმ გარემოებით, რომ გამოსხივების სპექტრი შედგება ხშირად განიერი ხაზებისაგან, რაც მაჩვენებელია მათი არაერთგვაროვნობისა. ეს გარემოება ნაწილობრივ აიხსნება დოპლერის პრინციპით, ნაწილობრივ იმ შერყევებით, რომლებიც გამოწვეულია დაჯახებით, კერძოდ იონებთან დაჯახებით. ამ საკითხების განხილვაზე აღარ შევჩერდებით. ატომის აღგზნებისათვის აუცილებელია მტკიცედ გარკვეული ტალღის სიგრძის სხივი. რომელიც შეესაბამება სპექტრული ხაზის ცენტრალურ ნაწილს, რომელსაც გამოასხივებს პირვანდელი, აღმგზნები სხივების წყარო. მაგრამ, სწორედ ეს ცენტრალური ნაწილი ხშირად არა ჩანს „თვითშებრუნებისა“ გამო, რაც იმაში მდგომარეობს, რომ მასხივარი აირის ან ორთქლის შიდა ნაწილში, ყველაზე მეტად აღგზნებულში, წარმოშობილმა სხივმა იძულებულია გაიაროს სუსტად აღგზნებულ პერიფერიულ ნაწილში და, კირხჰოფის კანონის თანახმად, შთანთქმულ უნდა იქნეს. ასეთ შთანთქმას განიცდის ფართო სპექტრული ხაზის ცენტრალური ნაწილი, ვინაიდან მხოლოდ ამ ნაწილს შეიცავს სუსტად გამომნათი აირის ან ორთქლის პერიფერიულ ფენის სპექტრი. ეს უხერხულობა შეიძლება თავიდან აშორებულ იქნეს, თუ პირვანდელ წყაროში მაგნიტის დახმარებით გამომნათ ზოლს მივწევთ ჭურჭლის კედელთან.

II. წარმოვიდგინოთ, რომ პირვანდელი წყარო შეიცავს λ_0 სხივს, რომელიც შეესაბამება არა მეთაური ხაზს, არამედ გამოსაკვლევი ნივთიერების მთავარი სერიის ერთერთ უშორეს ხაზს. მაშინ ამ ნივთიერების ატომებში მოხდება ვალენტური ელექტრონის ასვლა ნორმალური ორბიტიდან არა უახლოეს ორბიტზე, არამედ ერთერთ უფრო დაშორებულ შესაძლო ორბიტზე. თუ ამის შემდეგ ელექტრონი დაბრუნდა უშუალოდ ნორმალურ ორბიტზე, მაშინ ჩვენ კვლავ მივიღებთ $\lambda = \lambda_0$ და საქმე გვექნება წმინდა რეზონანსთან. მაგრამ, ელექტრონს შეუძლია დაბრუნდეს ნორმალურ ორბიტზე ცალკეული ნახტომებით საშორისო საფეხურების გზით. ასეთ შემთხვევაში მივიღებთ მაფლუორესცირე-

ბელ აირის სპექტრში მთელ რიგ ხაზებს, რომლებიც ეკუთვნის სხვადასხვა სერიას. მაგრამ, რადგანაც სხვადასხვა ატომში დაბრუნებული ელექტრონის გზა შეიძლება სხვადასხვა იყოს, ამიტომ, ცხადია, რომ ერთდროულად გამოჩნდება მონაცემ პირობებში შესაძლებელი ყველა ხაზი და მათ შორის ის ხაზიც, რომლის ტალღის სიგრძე ტოლია პირველადი სხივის ტალღის სიგრძისა.

III. ტემპერატურის ზრდასთან ერთად იზრდება გამოსაკვლევი ორთქლის სიმკვრივე (მაგ. ვერცხლისწყლის ან ნატრიუმის ორთქლის), მაშინ თავს იჩენენ ახალი გართულებანი. წარმოვიდგინოთ, რომ პირველადი სხივები გადის ვიწრო კონის სახით გამოსაკვლევ ორთქლში; მაშინ მცირე სიმკვრივის დროს ნათება მხოლოდ ამ კონის სიგრძივ მოჩანს. მაგრამ უფრო დიდი სიმკვრივის დროს ამ კონიდან ყოველი მხრით გამოსული სხივები გამოიწვევენ გარემომცველ ორთქლის ნათებას; მანათობელი ზოლი ფართოვდება და თანდათან ავსებს მთელ ჭურჭელს; ამასთანავე იზრდება ორთქლის შთანთქმითი უნარი, რის გამოც ზოლის სიგანე კვლავ იწყებს შემცირებას იმ დრომდე, ვიდრე ეს სიგანე არ გახდება ისეთივე ვიწრო, როგორც იყო დასაწყისში. ამავე დროს, სხივების შთანთქმისა გამო, ზოლის სიკაშკაშე სუსტდება სხივების გავრცელების მიმართულებით იმ დრომდე, ვიდრე თხელი ფენის სახით არ მოთავსდება ჭურჭლის იმ ადგილას, სადაც სხივები შედის; ეს მოხდება ორთქლის საკმაოდ დიდი სიმკვრივის დროს. ამგვარად, შიდა მოცულობითი ნათება, რომლის თვალდევნება უფრო ადვილია, გადაიქცევა ზედაპირულ ნათებად. ზოგიერთ სხვა გარემოებაზე, როშელიც ართულებს აქ განხილულ მოვლენებს მაღალი ტემპერატურის და დიდი სიმკვრივის დროს, აღარ შეეჩერდებით.

IV. ზუსტად რომ ითქვას, განხილულ შემთხვევებში პირვანდელ სხივების ნამდვილი აბსორბცია არ წარმოებს, ვინაიდან დაცემული სხივადი ენერგია კვლავ მთლიანად გამოსხივდება იმავე ენერგიის სახით და მის გარდაქმნას სხვა ფორმის ენერგიად ადგილი არ ექნება. თუმცა შესაძლებელია სხვა შემთხვევაც, რომელიც მაშინ არის უფრო მოსალოდნელი, როდესაც გამოსაკვლევ აირთან შერეულია სხვა აირი. მაშინ აღგზნებული ატომის სხვა ატომებთან ან მოლეკულებთან შეჯახების დროს შესაძლებელია მოხდეს მეორე გვარის შეჯახება (თ. IV, § 3), რომელსაც შედეგად მოჰყვება აბსტარ ელექტრონის ჩამოვარდნა ნორმალურ ორბიტზე, მაგრამ ამ დროს განთავისუფლებული ენერგია სხივად ენერგიად კი არ გარდიქმნება, არამედ განაწილდება ორ შეჯახებულ ნაწილაკს შორის და გარდიქმნება, მაგ., მათი მოძრაობის კინეტიკურ ენერგიად, ე. ი. სითბურ ენერგიად. ასეთი შემთხვევა წარმოადგენს პირვანდელი სხივების ნამდვილ შთანთქმას (აბსორბციას).

ჩვენ აქამდე ვგულისხმობდით, რომ საქმე გვაქვს. ერთატომიან აირთან ან ორთქლთან და ყველა ზემონათქვამი, ცხადია, ეხებოდა მხოლოდ ამ შემთხვევას. მაგრამ, შეგვიძლია წარმოვიდგინოთ, რომ იმ აირში, რომელსაც ჩვენ ერთატომიან აირად ვთვლით, ნამდვილად ისეთი მოლეკულებიც არის, რომლებიც შედგება ორი ან რამდენიმე ატომისაგან. ეს შეიძლება მოხდეს ჯერ ერთი იმიტომ, რომ თვით აირში შესაძლებელია წარმოიშვას ორატომიანი

მოლეკულები; ასეთ შემთხვევებს ჰქონიათ ადგილი და იძულებული ვიყავით დაგვეშვა განსაკუთრებულ შემთხვევაში ასეთ ორატომიან მოლეკულების წარმოშობის შესაძლებლობა (აღგზნება, იონიზაცია), თუმცა ეს მოლეკულები ცნობილ ერთატომიან აირებში —ვერცხლისწყლის ორთქლში და ჰელიუმში, მცირედ მდეგნი არიან. მეორე,—შესაძლებელია, რომ გამოსაკვლევ აირში ურევია სხვა აირი, შემთხვევით მასში მოხვედრილი ან განზრახ შერეული. ასეთ შემთხვევაშიც, განსაკუთრებული პირობების დროს (იხ. ზემოთ), შესაძლებელია წარმოიშვას გამოსაკვლევი აირის ატომების და შერეული აირის ატომების ან მოლეკულების ნაკლებად მდეგი შენაერთები. ორივე ზემოაღწერილ შემთხვევაში საქმე გვექნება არა მარტო ერთატომიან აირთან, არამედ ორ და მრავალატომიანთან. მაშინ იძულებული ვიქნებით ანგარიში გაეუწიოთ ინტრამოლეკულურ და ბრუნვითი მოძრაობის ენერგიას, და ეს საკითხი, ამის გამო, ისევე რთულდება, როგორც საკითხი ხაზოვან სპექტრებიდან ზოლოვან სპექტრებზე გადასვლის დროს.

ერთატომიან აირების გამოკვლევა

ერთატომიანი აირების ფოტოლუმინესცენცია ექსპერიმენტულად გამოიკვლიეს უმთავრესად ლითონების ორთქლისათვის. მრავალჯერ იქნა გამოკვლეული ვერცხლისწყლის და ნატრიუმის ორთქლი.

1. ვერცხლისწყლის ორთქლი. ვერცხლისწყლის სარეზონანსო ხაზი მდებარეობს იქ, სადაც $\lambda_r = 2536{,}7\mathring{A}$ (იხ. 8). გამოსხივების და შთანთქმის სპექტრებში იგი შედგება ორი კომპონენტისაგან; მათი თვალდევნება შეიძლება სარეზონანსო გამოსხივების სპექტრში. უნდა ვიფიქროთ, რომ ამ ორ ხაზს შთანთქავს და ასხივებს ვერცხლისწყლის არა ერთიდაიგივე ატომი, არამედ სხვადასხვა, რომელთა სტრუქტურაც, რაიმე მიზეზების გამო, ოდნავ განსხვავდება ერთმანეთისაგან, რის გამოც ენერგიის დონეები მათში სავსებით ერთნაირი არ არის. 100°-ის დროსაც კი, როდესაც ორთქლის სიმკვრივე იმდენად დიდია, რომ მოცულობითი ნათება უკვე გადადის ზედაპირულ ნათებად, სპექტრულ ხაზების წყვილადობა მაინც არსებობს; ვერცხლისწყლის ორთქლთან ჰაერის შერევა ძალიან ასუსტებს სარეზონანსო ნათებას. მეტად საინტერესო ფაქტი იქნა აღმოჩენილი 1920 წელს. ვერცხლისწყლის ხაზებს $5461\mathring{A}$ და $3131\mathring{A}$, რომლებიც მთავარ სერიას არ ეკუთვნის (ნორმალურ ორბიტზე ჩამოვარდნა), არ შეუძლია გამოიწვიოს ლუმინესცენცია. მაგრამ, თუ ვერცხლის-წყლის ორთქლი განათებულია ამავე ორი ხაზის სინათლით და აგრეთვე სარეზონანსო ხაზის ($2536{,}7\mathring{A}$) სინათლით, მაშინ სამივე ხაზი გამოჩნდება მალუმინისცირებელ ორთქლის სინათლეში. ცხადია, რომ აქ საქმე გვაქვს იმ შემთხვევასთან, როდესაც სარეზონანსო ხაზის კვანტის მიერ ნორმალურ ორბიტიდან მეზობელ ორბიტზე ატანილი ელექტრონი სხვა სხივების კვანტების მიერ აწეულია კიდევ უფრო მაღალ ორბიტზე.

ვერცხლისწყლის ორთქლთან მინარევის გავლენა შეიძლება ორნაირი იყოს. პირველი: ზოგჯერ ხდება მეტად დიდი შესუსტება ნათებისა, რომელსაც, როგორც ნათქვამი იყო, იწვევს ვერცხლის-წყლის ორთქლთან ჰაერის მინარევი. ეს ხდება იმის გამო, რომ ვერცხლის-წყლის ორთქლის უკვე აღგზნებული ატომები თავის ენერგიას არ გარდაქმნიან სხივად ენერგიად, არამედ ამ ენერგიას გადასცემენ მინარევის ატომებს ან მოლეკულებს, როდესაც ეს უკანასკნელნი მათ შეეჯახებიან ან იქნებ მხოლოდ მაშინ, როდესაც მათ უახლოვდებიან: ეს ის შეჯახებანია მეორე გვარისა, რომელთა შესახებაც უკვე გვქონდა ლაპარაკი. მეორე შემთხვევას ახასიათებს ის გარემოება, რომ მინარევი იწვევს ლუმინესცენციის სპექტრში ხაზების გაგანიერებას. ეს იმას ნიშნავს, რომ გამოსხივდება არა მხოლოდ მოსალოდნელი ხაზი, არამედ ყველანაირი მეზობელი ხაზები. ეს კი იმის მაჩვენებელია, რომ ატომებში ენერგიის დონეებმა განიცადეს ერთგვარი მცირე, მაგრამ ცალკეულ ატომებში განსხვავებული ცვლილებანი. ეს ცვლილებანი მდგომარეობს იმ დამახინჯებაში, რომელსაც განიცდის ჯერ აღუგზნებელ ატომების ელექტრონების ნორმალური ორბიტები მინარევის ნაწილაკების გავლენით. ასეთ შემთხვევას ადგილი აქვს მაშინ, როდესაც ვერცხლისწყლის ორთქლში შერეულია ერთ-ერთი ინერციული აირი, მაგ., არგონი ან ჰელიუმი. არგონის 5 მმ შერევა ორჯერ უფრო მეტი სიკაშკაშის ფლუორესცენციას გვაძლევს, ვიდრე 3 მმ-ისათვის და ჰელიუმის 300 მმ-ის დროს-კი სიკაშკაშე ოთხჯერ აღემატება ვერცხლისწყლის წმინდა ორთქლის სიკაშკაშეს.

მეორე შემთხვევა, ე. ი. მეორე გვარის შეჯახებანი მაშინ გვექნება, როდესაც ვერცხლის-წყლის ორთქლში ჩამატებულია სხვა ლითონის ორთქლი, რომლის სარეზონანსო პოტენციალი ნაკლებია, ვიდრე ვერცხლის-წყლისათვის. ასეთ შემთხვევაში ვერცხლის-წყლის აღგზნებულ ატომს დაჯახების დროს შეუძლია მონარევის ატომს გადასცეს თავისი ენერგია; ეს უკანასკნელი გადადის აღგზნებულ მდგომარეობაში და გამოასხივებს თავის დამახასიათებელ სპექტრულ ხაზს. ჩვენ რომ ვერცხლის-წყლის ორთქლში შევურიოთ მაგ. ვერცხლის, ტყვიის, ბისმუტის, კადმიუმის ან თალიუმის ორთქლი და ეს ნარევი გავანათოთ ვერცხლის-წყლის სარეზონანსო ხაზით, მაშინ ფლუორესცენციის სპექტრში გამოჩნდება მირეული ლითონის ხაზი. აქ თვალწინ გვაქვს სენსიბილიზირებული ფლუორესცენციის მოვლენა, როდესაც მონაცემი ნივთიერების ხაზები თავს იჩენენ სხვა ნივთიერების იქ მყოფობისა გამო.

იმისათვის რომ შესაძლებელი იყოს მეორე გვარის შეჯახება, აუცილებლად საჭიროა, რომ აღგზნებულმა ატომმა მოასწროს და შეეჯახოს მეორე ნაწილაკს იმაზე უფრო ადრე, ვიდრე მასში ზევით აწეული ელექტრონი ჩამოეარდებოდეს ქვემოთ მდებარე ერთერთ ორბიტზე. ვუწოდოთ დაყოვნების ხანი იმ დროს, რომლის განმავლობაშიც ელექტრონი რჩება იმ ორბიტზე, სადამდეც ის იყო აწეული. თუ აირი მეტისმეტად გაიშვიათებულია, ასე რომ, მისი ნაწილაკები შორს არიან ერთმანეთიდან, მაშინ ატომის საშუალო გადარბენის სიგრძე ერთი დაჯახებიდან მეორე დაჯახებამდე შედარებით დიდი იქნება და ამიტომ ამ მანძილის გარბენის დრო—და-

ყოვნების ხანზე ნაკლები. ასეთ შემთხვევაში მეორე გვარის დაჯახება ან შეუძლებელია ან იშვიათად მოხალოდნელი. მაგრამ, თუ აირის სიმკვრივე დიდია, საშუალო განარბენი მცირე, ერთი გადარბენის დრო დაყოვნების ხანზე ნაკლები, მაშინ ასეთი დაჯახება უფრო ხშირად მოხდება. ლუმინესცენციის მოვლენებზე მინარევების გავლენის გამოკვლევით შეიძლება დაახლოვებით გამოირკვეს ელექტრონის ორბიტზე დაყოვნების ხანი, ეს მეტად საინტერესო სიდიდე. აღმოჩნდა, როგორც ეს უკვე იყო ნათქვამი, რომ დაყოვნების დრო 10^{-8} ან 10^{-9} წამ. რიგობისაა. სხვა დაკვირვებანიც ასეთივე რიგობის შედეგს გვაძლევენ. აღგზნებული ატომის ენერგია მეორე გვარის დაჯახების დროს შეიძლება დაიხარჯოს ჰოლეკულის დისოციაციის ქიმიურ მუშაობაზე. ეს დაამტკიცა 1922 წელს ი. ფრანკმა და კარიომ (Cario); მათ გაანათეს ვერცხლისწყლისა და წყალბადის ნარევი სხივებით 2536,7 Å (ვერცხლისწყლის სარეზონანსო ხაზი). წყალბადის მოლეკულის დისოციაციის მუშაობა დაახლოვებით უდრის სხივის (3200Å) კვანტს, ასე რომ, იგი ნაკლებია ვერცხლისწყლის აღგზნებული ატომის ენერგიაზე. წყალბადის ატომების არსებობა შეიძლება დამტკიცდეს მათთვის დამახასიათებელი რეაქციებით: წყალბადის მოლეკულების დისოციაცია უდავოდ წარმოებს. 1925 წელს გ. ა. სტიუარტმა (Stewart) გამოიკვლია ვერცხლისწყლის ორთქლის ლუმინესცენციის შესუსტება სხვადასხვა აირების მინარევის გავლენით. რათა აღგზნება გამოეწვია ვერცხლისწყლის მხოლოდ სარეზონანსო ხაზს 2536,7 Å, მან მიმართა შემდეგ საშუალებას. გაანათა ვერცხლის-წყლის ნათურას სინათლით ჭურჭელი, რომელშიაც მოთავსებული იყო წმინდა ვერცხლის-წყლის ორთქლი. ამ ჭურჭელში აღძრული სხივები კი გაატარა მეორე ჭურჭელში, სადაც იმყოფებოდა გამოსაკვლევი ნარევი. მეორე ჭურჭელში გაჩენილი სინათლე იზომებოდა ფოტომეტრის დახმარებით. გამოირკვა, რომ ჟანგბადს ყველაზე მეტი უნარი აღმოაჩნდა ვერცხლისწყლის ორთქლის ფლუორესცენციის ჩაქრობაში. თუ ეს უნარი გამოვხატეთ რიცხვით 100, მაშინ სხვა აირებისათვის ასეთ რიცხვებს მივიღებთ:

ჟანგბადი	100
ნახშირქვეჟანგი	80
წყალბადი	70
ნახშირმჟავა აირი	28
წყლის ორთქლი	10
აზოტი	1,3
არგონი	0,2
ჰელიუმი	0,02.

II. ნატრიუმი. ნატრიუმის ორთქლის ფლუორესცენცია პირველად გულდასმით გამოიკვლია ამერიკელმა მეცნიერმა რ. ვ. ვუდმა (R. W. Wood) მიმდინარე საუკუნის დასაწყისში. სხვათაშორის, მან აღმოაჩინა, რომ დუბლეტი D_1, D_2 შეიძლება გამოწვეულ იქნეს ნატრიუმის ორთქლის განათებით ნატრიუმისავე ალით. ამ მოვლენას მან უწოდა წმინდა რეზონანსი; მისი აზრით ეს მო-

ვლენა განსხვავდებოდა ფლუორესცენციისაგან, რაც, როგორც ვიცით, არ შეიძლება ჩაითვალოს სწორ აზრად. მოვიგონოთ, რომ ნატრიუმის სპექტრი შედგება დუბლეტებისაგან და მთავარი სერიის მეთაური დუბლეტი შედგება ორი ყვითელი ხაზისაგან—D_1 და D_2—რომელთა ტალღის სიგრძე

$$\lambda\ (D_1) = 5896{,}16\ \text{Å}; \qquad \lambda(D_2) = 5890{,}19\ \text{Å}. \tag{9}$$

იმავე სერიის მეორე დუბლეტი არის

$$\lambda = 3303\ \text{Å-თან} \tag{10}$$

დუბლეტების წარმოშობა ასე გვაქვს წარმოდგენილი:

ყოველი ორბიტი, იმ შესაძლო ორბიტთა შორის, რომლებიც მდებარეობენ ნატრიუმის ატომის ვალენტური ელექტრონის ნორმალური ორბიტის ზევით, შენაცვლებულია ორი ისეთი შესაძლო ორბიტით, რომელთა დონის ენერგია (ტერმები) მეტად მცირედ განსხვავდება ერთმანეთისაგან; ნორმალურ ორბიტთან უახლოესი წყვილი ორბიტი აღვნიშნოთ სიმბოლოთი $2P_1$ და $2P_2$-ით. იმის მიხედვით, თუ ელექტრონი საიდან ჩამოვარდება ნორმალურ ორბიტზე $2P_1$-დან, თუ $2P_2$-დან, გამოსხივდება ან ხაზი D_1 ან—D_2. ელექტრონის უშუალო გადასელა $2P_1$-დან $2P_2$-ზე ან შებრუნებით შეუძლებელია. ნათქვამი ცხადყოფს ნატრიუმის ორთქლში იმ მოვლენებს, რომლებსაც ახლა ავსწერთ. თუ ხმინდა ნატრიუმის ორთქლი გავანათეთ ერთერთი ხაზით ან D_1-ით ან D_2-თი, მაშინ ფლუორესცენციის ნათება შეიცავს მხოლოდ ამ ხაზს და საქმე გვექნება წმინდა რეზონანსთან. მაგრამ, თუ ნატრიუმის ორთქლში შერეულია მცირე რაოდენობით წყალბადი, მაშინ ერთი ხაზით განათების დროს ფლუორესცენციის ნათებაში ორივე ხაზს დავინახავთ, ამასთანავე მეორე ხაზის ინტენსიობა იზრდება ერთგვარ ზღვარამდე შერეულ წყალბადის რაოდენობასთან ერთად. ეს მოვლენა ორნაირად შეიძლება აიხსნას. შესაძლებელია, რომ ნატრიუმის აღგზნებული ატომის და წყალბადის ატომის ან მოლეკულის შეჯახების დროს ამ უკანასკნელს წაერთმის ან გადაეცემა ენერგიის ის მცირე რაოდენობა, რომელიც შეესაბამება ელექტრონის გადასელას $2P_1$-დან $2P_2$-ზე ან პირიქით. თუ განანათებლად გამოყენებულია D_1, მაშინ ყველა აღგზნებულ ატომში ელექტრონი $2P_1$ ორბიტზეა, ნორმალურ ორბიტზე დაბრუნებისას გამოსხივდება D_1. მაგრამ, თუ ზემოხსენებულ დაჯახებათა გამო მრავალ ატომში ელექტრონები გადასული იქნება $2P_2$ ორბიტეაზე, მაშინ მათი დაბრუნების დროს გამოსხივდება ხაზი D_2. შესაძლებელია აგრეთვე, რომ მოხდეს მეორე გვარის შეჯახება, რომლის დროსაც ვალენტური ელექტრონი უბრუნდება ნორმალურ ორბიტს გამოუსხივებლად და მისი ენერგია გადადის წყალბადის მოლეკულის მოძრაობის ენერგიაში, რომელიც თავის მხრივ აღაგზნებს ნატრიუმის მეორე ატომს. ნატრიუმის მეორე დუბლეტის შესაბამისი ორბიტები (იხ. 10) აღვნიშნოთ $3P_1$-ით და $3P_2$-თი. რომ გავანათოთ ნატრიუმის ორთქლი მხოლოდ ამ დუბლეტით, მაშინ ფლუორესცენციის სპექტრში არა მარტო ამ დუბლეტს მივიღებთ, არამედ D_1D_2 დუბლეტსაც. რათა მსჯელობაში სირთულე არ იქნეს შეტანილი, შეიძლება ითქვას, რომ ამ დუბლეტის აღმოჩენა შე-

საძლებელია აიხსნას შემდეგნაირად: ელექტრონი ერთერთ ორბიტიდან ან $3P_1$-დან ან $3P_2$-დან ნორმალურ ორბიტზე დაბრუნებისას შესაძლებელია შეჩერდეს ერთერთ ორბიტზე ან $2P_1$-ზე ან $2P_2$-ზე და აქედან გადავიდეს ნორმალურზე და სწორედ ამ დროს გამოსხივდება ხაზები D_1 და D_2. ნატრიუმის და ვერცხლისწყლის ორთქლის გამოკვლევის ეს მეთოდი გამოყენებული იქნა ა. ნ. ტერენინის მიერ (ლენინგრადი 1925) კადმიუმისათვის, თუთიისათვის, ტყვიისათვის, ბისმუტისათვის, სურმისა და დარიშხანისათვის.

§ 4. ფოტოლუმინესცენცია მოლეკულებში

ერთატომიან აირებში საქმე გვქონდა ატომის მხოლოდ შიდა ენერგიასთან, რომელიც დამოკიდებული იყო მასში ელექტრონების განლაგებაზე და მთელი ატომის მოძრაობის სითბურ ენერგიაზე, ამასთანავე, ეს მეორე გარემოება როლს ასრულებდა მხოლოდ მეორე გვარის შეჯახებათა დროს. ორ-და მრავალატომიან აირებში შევხვდებით ამ ორი ენერგიის გარდა მთელი მოლეკულის ბრუნვითი მოძრაობის ენერგიას და ინტრამოლეკულურ ენერგიას, ე. ი. მოლეკულში შემავალ ატომების რხევითი მოძრაობის ენერგიას. მე-IV თავის მე-10 §-ში განხილული იყო აქედან წარმომდინარე გართულებანი. მოვიგონოთ, რომ ერთერთი ენერგიის (ელექტრონული, ბრუნვითი, რხევითი) თითქმის ყოველ ცვლილებას თანსდევს ორი დანარჩენის შეცვლა, რის თეორიული გამოთვლაც შეუძლებელია. ახალ გართულებას იწვევს მოლეკულის დისოციაციის შესაძლებლობა. მოვიგონოთ, რომ მოლეკულები გვაძლევს ზოლოვან სპექტრებს, რომელთა აგებულებაც განხილული იყო მე-IV თავის მე-10 §-ში. მოლეკულებისათვის დამახასიათებელია სტოქსის კანონიდან გადახვევა. მაფლუორესცირებელი ნივთიერება ზოგჯერ ისეთ სხივებსაც გამოაკრთობს, რომელთა ტალღის სიგრძე ნაკლებია პირვანდელ, აღმგზნებ სხივების ტალღის სიგრძეზე. კვანტური თეორიის თანახმად ეს ნიშნავს, რომ გამოსხივების დროს მოლეკული უფრო მეტ ენერგიას ჰკარგავს, ვიდრე იგი იძენს პირვანდელი სხივების შთანთქმის დროს. ასეთი, პირველი შეხედვით, პარადოქსული მოვლენა იმით აიხსნება, რომ შთანთქმულ სხივად ენერგიასთან ერთდროულად გამოკრთობილ სხივად ენერგიად შეიძლება გარდაიქმნას მოლეკულში უკვე არსებული ენერგიის ნაწილი, მაგ. ინტრამოლეკულურ ენერგიის ნაწილი, განსაკუთრებით მაღალი ტემპერატურის დროს, როდესაც იზრდება იმ მოლეკულთა რიცხვი, რომლებშიაც ატომების რხევითი მოძრაობის ენერგიის დიდი მარაგია. თუ მხედველობაში მივიღეთ ზოლოვანი სპექტრების თეორიის მეტისმეტი სირთულე, რომლის შესახებაც გაკვრით უკვე იყო მოხსენებული IV თავის მე-10 §-ში, მაშინ ადვილად გასაგები იქნება, რა რთული უნდა იყოს მრავალატომიან ნივთიერებაში ლუმინესცენციის მოვლენები და რა ძნელია მათი ახსნა. შემდგომი გართულება გამოწვეულია იმით, რომ აღგზნებულმა მოლეკულმა შესაძლებელია განიცადოს დაჯახება ელექტრონის იმ ორბიტზე შეჩერების დროს, რომელზედაც იგი იყო ატანილი აღმგზნები სხივების ენერგიით. ეს დაჯახებანი არ ემორჩილება დაკვანტებას, ასე რომ, მოლეკული დაჯახების შემდგომ

შეიძლება სხვადასხვა ახალ მდგომარეობაში იყოს, რამაც, ცხადია, გავლენა უნდა მოახდინოს ფლუორესცენციის სპექტრზე. მრავალატომიან ნივთიერებისათვის არსებობს ფოტოლუმინესცენციის ორი გვარის სპექტრი. პირველი გვარის სპექტრი შედგება მრავალი წვრილი ხაზისაგან, რომელთა რიცხვი და განლაგება დამოკიდებულია აღმგზნებ სხივების ტალღის სიგრძეზე, ასე რომ, ამ სიგრძის მცირეოდენმა შეცვლამაც კი შეიძლება საგსებით შეცვალოს ან სრულიად ჩაიქროს ფლუორესცენცია. სხვანაირად რომ ვთქვათ, მხოლოდ გარკვეული სიგრძის ტალღის სხივებს შეუძლია გამოიწვიოს მოლეკულების აღგზნება; ასეთ სპექტრს შეგვიძლია ვუწოდოთ ხაზოვან-ზოლოვანი (პროფ. დ. ს. როჟდენსტვენსკის წინადადებით). თუ განათების მიზნით გამოყენებულია მონოქრომატული სინათლე, მაშინ მიღებული სპექტრი შეიცავს ერთმანეთიდან ტოლად დაშორებულ მრავალ ხაზს, რომელთა განლაგებაც დამოკიდებულია აღმგზნებ სხივების გვარობაზე (მათ ტალღათა სიგრძეზე). ასეთ შემთხვევას ადგილი აქვს იოდის ფლუორესცენციის დროს. რ. ვ. ვუდმა და ჰ. პრინსჰაიმმა ასეთ სპექტრს სარეზონანსო სპექტრი უწოდეს, ვინაიდან იგი მკაფიოდ არის დამოკიდებული აღმგზნები სხივების გვარობაზე. მეორე რიგის სპექტრს შეგვიძლია ვუწოდოთ ზოლოვანი სპექტრი. იგინი შედგებიან ზოლებისაგან, რომელთა ცალკეულ ხაზებად დაშლა შეუძლებელია. მათი განლაგების დამოკიდებულება პირვანდელ სხივებზე გაცილებით ნაკლებად ღრმაა. მათი ახსნა მეტად ძნელია და საკითხი ნაკლებად შესწავლილი: შესაძლებელია რომ ამ ორი გვარის სპექტრს შორის არ არსებობდეს მკვეთრი საზღვარი, მეორე გვარის სპექტრში უნდა განვასხვავოთ ორი შემთხვევა: აირების ფლუორესცენციის ზოლოვანი სპექტრი და სითხეების და მყარი სხეულების ფლუორესცენციის ზოლოვანი სპექტრი. ამ უკანასკნელებს ეკუთვნის სითხეების და მყარი სხეულების ფოსფორესცენცია.

ტიპიურ სარეზონანსო სპექტრს გვაძლევს იოდის ორთქლის ფლუორესცენცია, რომლის მოლეკულები ორატომიანია. იოდის შთანთქმითი სპექტრი შედგება ხილულ ნაწილში მრავალი ზოლისაგან მკვეთრი ნაპირებით მოკლე ტალღების მხრიდან. თუ იოდის ორთქლს მინათებული აქვს მონოქრომატული სხივი, მაშინ ფლუორესცენციის სპექტრში აღმოჩნდება ამ სხივის შესაბამისი ხაზი (წმინდა რეზონანსი) და დიდი რიცხვი ერთმანეთიდან დაახლოებით ტოლად დაშორებულ ხაზებისა, რომელთა უმრავლესობასაც ტალღის სიგრძე მეტი აქვს (სტოქსის კანონი), თუმცა ზოგიერთს ნაკლებიც, ვიდრე აღმგზნები სხივის ტალღის სიგრძე; ამ უკანასკნელებს ზოგჯერ ანტი-სტოქსის სხივებს უწოდებენ. იოდის ორი ატომის ირგვლივ ბრუნავს 106 ელექტრონი, რომელთა შორისაც 14 ვალენტურია. უნდა ვიფიქროთ, რომ მხოლოდ ერთერთ ამათგანს შეუძლია თავის ნორმალურ ორბიტიდან გადაიდეს სხვა შესაძლო ორბიტზე. როგორც ბრუნვითი მოძრაობის, აგრეთვე რხევითი მოძრაობის ენერგია ყოველ მონაცემ მომენტში ერთმანეთისაგან დიდად განსხვავდება, ვინაიდან ეს ენერგია შეჯახებათა დროს განუწყვეტლივ იცვლება. მონაცემ მომენტში არსებული მარაგი ბრუნვი-

თი და რხევითი ენერგიისა უნდა აკმაყოფილებდეს კვანტურ პირობებს და იცვლებოდეს მხოლოდ გარკვეული ნახტომებით. თუ მოვიგონებთ როგორ წარმოიშობა ზოლოვანი სპექტრები (თ. IV, § 10), მაშინ გასაგები გახდება ის გარემოება, რომ თეთრი სინათლიდან შთაინთქმება ყველა ის ხაზი, რომლებიც შედიან გამოკრთობის ზოლოვან სპექტრის შემადგენლობაში. როდესაც პირველადელი სინათლე მონოქრომატულია, მაშინ იგი შთაინთქმება იმ მოლეკულების მიერ, რომლებიც მონაცემ მომენტში აღჭურვილი არიან ბრუნვითი ან რხევითი სათანადო მოძრაობით და აგრეთვე ისეთი მოძრაობით, რომლის დროსაც შესაძლებელია მოხდეს მოლეკულის აღგზნება. თუ ამის შემდგომ მოლეკული უცბად დაუბრუნდა თავის ნორმალურ მდგომარეობას, მაშინ გამოკრთის აღგზნები ხაზი. მაგრამ, თუ ეს დაბრუნება ხდება შეჩერებათა გზით, მაშინ გამოჩნდება ახალი ხაზები. თუ აღგზნების მომენტში რხევის ენერგია მეტი იყო ნორმალურზე, მაშინ შესაძლებელია გამოჩნდეს ანტისტოქსის ხაზები.

მეტად საინტერესოა, რომ სხივადი ენერგიის რაოდენობა, რომელსაც მოლეკული შთანთქავს და რომელსაც იგი შემდეგ გამოაკრთობს სხივადი ენერგიის სახითვე, შესაძლებელია აღემატოს ამავე მოლეკულის დისოციაციისათვის საჭირო ენერგიას. ასე, მაგ., ვერცხლის-წყლის მწვანე ხაზს შთანთქავს იოდის ორთქლი და იწვევს მის ფლუორესცენციას. ამ სხივის კვანტი ε, იოდის ერთი მოლეკულის მიერ შთანთქმული, ტოლია $3{,}6.10^{-12}$ ერგისა. ამავე დროს ცნობილია, რომ იოდის გრამ-მოლეკულის (137 გრ) დისოციაციისათვის საჭიროა 34,5 დ. კალორია. ეს რიცხვი რომ გავყოთ გრამ-მოლეკულში შემავალ მოლეკულების რიცხვზე, ე. ი. ავოგადროს რიცხვზე [იხ. თ. II, § 1 განტ. (1)], მაშინ აღმოჩნდება, რომ ერთი მოლეკულის დისოციაციისათვის საჭიროა მუშაობა $2{,}4.10^{-12}$ ერგი, ე. ი. იმ ε ენერგიის $^2/_3$, რომელიც ფაქტიურად შთანთქმული იყო მოლეკულის მიერ. მიუხედავად ამისა, მოლეკული დისოციაციას არ განიცდის და მოსული ენერგია იხარჯება ელექტრონის ატანაზე და ბრუნვითი და რხევითი მოძრაობის ენერგიის გადიდებაზე, რის შემდგომაც კვლავ გამოჭკრთის სხივადი ენერგიის სახით, თუ კი მოლეკულმა შთანთქმასა და გამოსხივებას შორის განვლილ დროში არ განიცადა რაიმე გარე გავლენა, მაგ., დაჯახება. უკანასკნელ შემთხვევაში ფლუორესცენცია სუსტდება და ენერგია ნაწილობრივ მინარევი აირის სხვა მოლეკულებს ან ატომებს გადაეცემა, ნაწილობრივ ∞ იხარჯება დისოციაციაზე; ამასთანავე გამოკრთობა, გადაცემა და დისოციაცია შეიძლება ერთიდაიგივე არ იყოს სხვადასხვა მოლეკულისათვის.

ბრომის ორთქლს ისეთივე შთანთქმითი სპექტრი აქვს, როგორც იოდის ორთქლს; მაგრამ სარეზონანსო სპექტრს იგი არ გვაძლევს. ამ წიგნის მკითხველნი მრავალ მაგალითიდან დარწმუნდნენ, რომ თანამედროვე ფიზიკა უფრო და უფრო აკავშირებს სხვადასხვა გვარ მოვლენებს, რომლებსაც ერთმანეთთან თითქოს არავითარი კავშირი არა აქვთ. ამ გარემოებამ შესაძლებელი გახადა ფიზიკის სულ სხვა დარგის მოვლენების შესწავლის დროს ზუსტი ცნობების მიღება ზოგიერთ ისეთ ფიზიკურ სიდიდის შესახებ, რომელთა უშუ-

ალოდ გაზომვა დიდ სიძნელეს წარმოადგენს ან სულაც შეუძლებელია. ამ მხრივ მეტად საინტერესო მაგალითს ჩვენ ახლავე განვიხილავთ. პირველი ბიძგი ამ ახალი მიმართულებით მოგვცა გერმანელმა მეცნიერმა ი. ფრანკმა 1921 წელს.

წარმოვიდგინოთ, რომ გვაქვს მ ო ლ ე კ უ ლ ი, რომელიც შეიცავს ხუნდაც ორ ატომს. ასეთი მოლეკულის დაშლას ჩვენ ეუწოდეთ დ ი ს ო ც ი ა ც ი ი (თ. III, § 4). რათა ასეთი დისოციაცია მოხდეს, რომ დაიძლიონ ის ძალები, რომლებიც ამ ატომებს ერთმანეთთან აკავშირებს, აუცილებლად საჭიროა ერთგვარი მუშაობის დახარჯვა, ე. ი. ენერგიის გარკვეული რაოდენობის დახარჯვა. ჩვეულებრივ ამ მუშაობას გამოთვლიან ნივთიერების ერთი გ რ ა მ-მ ო ლ ე კ უ ლ ი ს ა თ ვ ი ს, ე. ი. როდესაც დაშლას განიცდის N მოლეკულა, სადაც N ავოგადროს რიცხვია. ამ დაშლისათვის საჭირო მუშაობას ხშირად გამოხატავენ მის ეკვივალენტურ მ ც ი რ ე კ ა ლ ო რ ი ე ბ ი ს რ ი ც ხ ვ ი თ, თუმცა შეგვიძლია ვისარგებლოთ ენერგიის სხვა ერთეულებითაც. ამგვარად, ხშირად ხმარობენ გამოთქმას: დ ი ს ო ც ი ა ც ი ი ს მუშაობა, ენერგია ან ს ი თ ბ ო; ეს სიდიდე აღვნიშნოთ D-თი. ამ სიდიდის უშუალო განსაზღვრა დიდ სიძნელეს წარმოადგენს.

IV თავში ჩვენ საკმაოდ დაწვრილებით გავეცანით ზ ო ლ ო ვ ა ნ ს პ ე ქ ტ რ ე ბ ი ს წარმოშობას, რომლებსაც გამოასხივებენ მ ო ლ ე კ უ ლ ე ბ ი. იქვე მივაქციეთ ყურადღება იმ საოცარ მჭიდრო კავშირს, რომელიც არსებობს ატომების ს ი თ ბ ო ტ ე ვ ა დ ო ბ ა ს ა და მათ ზოლოვან სპექტრებს შორის. ახლა კი ჩვენ შევხედით არა ნაკლებ საოცარ კავშირს ამ სპექტრებსა და მოლეკულების დისოციაციის ენერგიის სიდიდის საკითხს შორის. მოვიგონოთ, რომ ზოლოვან სპექტრების წარმოშობის ასახსნელად იძულებული ვიყავით განგვეხილა ს ა ნ ი გ ვ ა რ ი ს ც ვ ლ ი ლ ე ბ ა, რომლებიც განიცადა სიმარტივისათვის აღებულ ორატომიანმა მოლეკულმა. პირველი: შესაძლებელია იცვლებოდეს ბ რ უ ნ ვ ი თ ი ანუ რ ო ტ ა ც ი ო ს ი მოძრაობის სიჩქარე და, მაშასადამე, შესაბამისად ამ ბრუნვის ენერგია. მეორე: შესაძლებელია იცვლებოდეს ატომების რ ყ ე ვ ი თ ი (ვ ი ბ რ ა ც ი ო ს ი) მ ო ძ რ ა ო ბ ი ს ენერგია იმ ღერძის მიმართულებით, რომელიც მათ გულებს აერთებს. მესამე: შესაძლებელია იცვლებოდეს ატომების გულთან ირგვლივ მყოფი ელექტრონების განლაგება. ამ სამი ცვლილებიდან ჩვენ ამჟამად უფრო მეტად გვაინტერესებს ის ცვლილება, რომელიც ხდება ატომების ინტრამოლეკულურ რყევებში. წარმოვიდგინოთ, რომ ამ რყევების ამპლიტუდა და, მაშასადამე, მათი ენერგია თანდათან იზრდება და ბოლოს ისეთ ზღვარს აღწევს, როდესაც ატომები იფანტებიან, ე. ი. წ ა რ მ ო ე ბ ს მ ო ლ ე კ უ ლ ი ს დ ი ს ო ც ი ა ც ი ა, რ ა ზ ე დ ა ც მ თ ლ ი ა ნ ა დ ი ხ ა რ ჯ ე ბ ა რ ყ ე ვ ი ს ე ს ზ ღ ვ ა რ უ ლ ი ე ნ ე რ გ ი ა. ჩვენ რომ შეგვეძლოს რყევის ამ ზღვარულ ენერგიის განსაზღვრა, მაშინ შევძლებდით გამოგვერკვია დისოციაციის ენერგია.

როგორც დავინახეთ (თ. IV, § 10) თითოეული ამ ცვლილებათაგანი უნდა დ ა ი კ ვ ა ნ ტ ო ს. ჩვენი ყურადღება რომ შევაჩეროთ მხოლოდ როტაციულ და ვიბრაციულ მოძრაობაზე, უნდა ვთქვათ, რომ როტაციულ მოძრაობის ენერგიას შეიძლება ჰქონდეს მხოლოდ სავსებით გარკვეული ცალკეული (დისკრეტული) შესაძლო მნიშვნელობანი. იგივე ითქმის ატომების ვიბრაციული მოძრაობის ენერ-

გის შესახებ. შემდეგ ამისა, ჩვენ ვისარგებლეთ ბორის მესამე პოსტულატით (თ. IV, § 3), რომელიც მოლეკულის შემთხვევაში განმარტავს, რომ მოლეკულის მდგომარეობის ყოველი ცვლილების დროს, როდესაც მისი ენერგია მცირდება, იგი გამოაკრთობს სხივადი ენერგიის ერთ კვანტს, რომლის სიდიდე $\varepsilon = h\nu$ ტოლია მოლეკულის მიერ დაკარგულ ენერგიის სიდიდისა. ამ გარემოებამ შესაძლებელი გახადა როგორც გამოკრთობითი, აგრეთვე შთანთქმითი ზოლოვანი სპექტრების წარმოშობის ახსნა. ჩვენ დავინახეთ, რომ თუ კი ეცვლება მოლეკულის ბრუნვის მხოლოდ სიჩქარე, მაშინ წარმოიშობა როტაციული სპექტრი, რომლის ზოლები მდებარეობენ სხივადი ენერგიის სპექტრის შორეულ ინფრაწითელ ნაწილში. მაგრამ, თუ ამას გარდა იცვლება აგრეთვე ატომების რყევითი მოძრაობის ენერგიაც, მაშინ მიღებული იქნება როტაციულ-ვიბრაციული სპექტრის ზოლების წყება, ამასთანავე ეს ზოლები შდებარეობენ სპექტრის უფრო ახლობელ ინფრაწითელ და აგრეთვე ხილულ ნაწილში. მოლეკულის ენერგია, რომელიც დამოკიდებულია ელექტრონების განლაგებაზე, ამ დროს არ იცვლება. თითოეული ამ ზოლთაგანი შეესაბამება რყევითი მოძრაობის ერთერთ შესაძლო მნიშვნელობას. ამ ზოლების მკვეთრი ნაპირების შესწავლა საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ მოლეკულში ატომების რხევითი მოძრაობის ენერგიის შესაძლო მნიშვნელობანი. როგორც აღმოჩნდა ატომების რხევითი ენერგიის ეს შესაძლო მნიშვნელობანი შეადგენენ მწკრივს, რომლის ზრდადი წევრებიც მიმდევრობით ერთმანეთს უახლოვდებიან (სხვაობანი მცირდებიან), ეს კი საშუალებას გვაძლევს გამოვთვალოთ ის ზღვარი, საითკენაც იგინი მიისწრაფიან. ეს ზღვარი წარმოადგენს მოლეკულის დისოციაციის საძიებელ ენერგიას; ამ გზით ნაპოვნი იყო წმინდა სპექტროსკოპულ დაკვირვებებიდან მრავალ ორატომიან მოლეკულის დისოციაციის სითბო, მაგ. წყალბადის, ჟანგბადის, აზოტის, ნახშირქვეჟანგის, აზოტისქვეჟანგის და სხვ. როგორც უკვე იყო ნათქვამი, ამ გამოკვლევებს საფუძველი ჩაუყარა პ. ფრანკმა 1921 წელს, როდესაც გამოსთქვა აზრი, რომ იოდის ორთქლის შთანთქმითი უწყვეტი არე, რომელიც მდებარეობს ზოლოვანი სპექტრის გარეთ, უნდა შეესაბამებოდეს იოდის ორატომიან მოლეკულის დაშლას ნორმალურ მდგომარეობაში, მყოფ ატომად და აღგზნებულ ატომად, რომელიც გადასულია ნორმალურთან უახლოეს, მეტასტაბილურ მდგომარეობაში (თ. IV, § 11). მოლეკულის ასეთ დაშლას იწვევს იმ სხივადი ენერგიის ერთი კვანტი, რომლის ტალღის სიგრძე უდრის 4990 Å-ს. ეს კვანტი იხარჯება მოლეკულის დისოციაციაზე და იოდის ერთერთ ატომის მეტასტაბილურ მდგომარეობაში გადაყვანაზე.

მოლეკულების ნორმალურ და აღგზნებულ ნაწილებად ოპტიკური დისოციაციის ეს მეთოდი დიდის წარმატებით გამოიყენა პირველად ა. ნ. ტერენინმა (ლენინგრადი) ზოგიერთი მარილის ორთქლის ოპტიკური დისოციაციისათვის, მაგ. ქლოროვანი ნატრიუმის, იოდოვან თალიუმის, ქლოროვანი ვერცხლის-წყლის და სხვა. მეორე გვარის ზოლოვანი სპექტრების, უპირველესად აირისა და ორთქლის შესახებ, ნათქვამი იყო, რომ მკაფიოდ არა ჩანს გამოკრთობის სპექტრის დამოკიდებულება აღმგზნები სხივის გვარობაზე.

ეს გარემოება იმაში მდგომარეობს, რომ იმ სპექტრის ფართო ნაწილიდან ნებისმიერი სხივის მიერ აღგზნება, რომელიც მხოლოდ დიდი ტალღების მხრიდან არის მკვეთრად შემოსაზღვრული, იწვევს ფლუორესცენციის ერთდაიმავე სპექტრს. ამას გარდა, აღმგზნები სხივები ამ სპექტრში სულაც არა გვხვდება, მიუხედავად იმისა, რომ ეს სპექტრი შეიცავს ისეთ სხივებსაც, რომლებსაც ფლუორესცენციის გამოწვევის უნარი არა აქვთ. ცხადია, ფლუორესცენციის ის ახსნა განმარტებანი, რომლებითაც აქამდე ესარგებლობდით და რომლებსაც საფუძვლად უდევთ ბორის მოძღვრება, აქ გამოუყენებელნი არიან. იძულებულნი ვართ დავუშვათ, რომ გამომკრთობი მოლეკულები არსებითად განსხვავდებიან იმ არა-აღგზნებულ მოლეკულებისაგან, რომლებიც შთანთქავენ პირველადს სხივებს. მაგრამ ზუსტად იმის თქმა, თუ რაში მდგომარეობს სხივადი ენერგიის გაელენით მომხდარი ცვლილება, შეუძლებელია.

ჩანასახოვან მდგომარეობაშია იმ მოვლენათა ახსნის დეტალები, რომლებიც დაკავშირებულია სითხეების და მყარი სხეულების ფლუორესცენციასა და ფოსფორესცენციასთან. ამ უკანასკნელი წლების განმავლობაში აუარებელი მასალა დაგროვდა. მის აღწერას ზემოხსენებულ პ. პრინსჰაიმის წიგნში უჭირავს დაახლოებით 110 გვერდი. ზოგად თეორიულ მოსაზრებათა შორის დავასახელებთ ზოგიერთს:

I. სითხეებში და მყარ სხეულებში მოლეკულები გაცილებით ახლო-ახლო არიან ერთმანეთთან, ვიდრე აირებში, განსაკუთრებით გაიშვიათებულ აირებში, რომლებთანაც უმეტეს შემთხვევაში გვქონდა საქმე. ასეთი სიახლოვისა გამო მოლეკულები ერთმანეთზე საგრძნობლად მოქმედობენ, წარმოებს ორბიტების დამახინჯება; ამასთანავე იცვლებიან ენერგიის დონეები და, მაშასადამე, ენერგიათა ის სხვაობანიც, რომლებიც გარდიქმნებიან სხივად ენერგიად, როდესაც ელექტრონი ვარდება ერთი დონედან მეორეზე. ეს დამახინჯებანი არავითარ დაკვანტებას არ ემორჩილებიან და შესაძლებელია მონაცემ მომენტში დიდად განსხვავდებოდნენ ერთმანეთისაგან სხვადასხვა მოლეკულებისათვის, რითაც აიხსნება ის გარემოება, რომ მონოქრომატულ განათებას შეუძლია გამოიწვიოს გამოსხივების სპექტრში განიერი უწყვეტი ზოლების წარმოშობა.

II. მეტად დიდი მნიშვნელობა აქვს იმას, რომ ფოსფორესცენციის ხანგრძლივობაზე გაელენას ახდენენ ტემპერატურა და სხვა ფაქტორები, რომლებზედაც დამოკიდებულია თვით მოლეკულების მოძრაობა. ეს იმის მაჩვენებელია, რომ ჩვენ აქ საქმე აღარა გვაქვს იმ ინტრაატომურ მოვლენებთან, რომლებთანაც თანამედროვე მეცნიერება ასე თუ ისე გაცნობილია. დამახასიათებელია ის გარემოებაც, რომ სითხეების და მყარი სხეულების ფოტოლუმინესცენცია გამოვლინდება უმთავრესად იმ შემთხვევებში, როდესაც მოლეკულს რთული აგებულება აქვს. ვეგარდის (Vegard) ცდების მიხედვით მყარი აზოტი, არგონი და სხვ. ფოსფორესცირებენ.

III. ადვილად შესაძლებელია, რომ თვითაღგზნებას ფოტოელექტრული ეფექტის ხასიათი ჰქონდეს, ეს კი იმას მოწმობს, რომ აღგზნება იონიზაციამდე მიდის, თუმცა ატომიდან მომწყდარი ელექტრონი გარეთ არ

გამოდის. ჩვენ აქ საქმე გვაქვს შიდა ფოტოელექტრულ ეფექტთან (იხ. თ. VIII, § 4). მაგრამ, ელექტრონი თავისუფალი არა რჩება, არამედ სწრაფად უერთდება იმავე მოლეკულის ერთერთ სხვა ატომს. სათანადო პირობებში იგი უბრუნდება ერთერთ აღგზნებულ ატომთაგანს, უფრო სწორედ რომ ვთქვათ, ერთერთ იონიზებულ ატომს, რასაც თანსდევს გამოსხივება, რომლის კვანტი განისაზღვრება ორი, სხვადასხვა ატომის ენერგიათა სხვაობით, ამასთანავე ერთი ატომი უნდა ავიღოთ მასთან მიკედლებულ ფოტოელექტრონის მოწყვეტამდე, მეორე კი ამავე ელექტრონის მასთან მიერთების შემდგომ. თუ ნათქვამი სინამდვილეს შეესაბამება, მაშინ წინათ და ახლა განხილულ მოვლენათა შორის განსხვავება არსებითად ისე დიდი აღარ იქნება. იქ ელექტრონები გადარბოდნენ ერთი ორბიტიდან მეორეზე, რჩებოდნენ რა ერთდაიმავე ატომში; ახლა კი ეს ორბიტები ეკუთვნის სხვადასხვა ატომს, მაგრამ ერთიდაიგივე მოლეკულის ატომებს. თეორიული განხილვისათვის მეორე შემთხვევა გაცილებით რთულია პირველთან შედარებით. ერთდაიმავე ატომში ორბიტები დაკავშირებულია კვანტური პირობებით და მათთვის მოქმედი ცენტრი ერთიდაიგივეა, სახელდობრ—ატომის გული. ერთი ატომიდან მეორე ატომთან გადასვლის დროს კი ელექტრონზე მოქმედობს მეორე ატომის გულიც.

აქ გამოთქმულ მოსაზრებას ის ფაქტი ამოწმებს, რომ ფოსფორესცენციის ხანგრძლივობა მცირდება მოლეკულების ადვილძვრადობის გადიდების დროს, რომელთა შეჯახებანიც ხელს უწყობენ ელექტრონის მოწყვეტას იმ ატომიდან, რომელსაც იგი მიეკედლა. ამით აიხსნება ის გარემოება, რომ სითხეებისათვის ნათების ხანგრძლივობა ყოველთვის მცირეა. თუ ადვილძვრადობა შევამცირეთ, მაფლუორესცირებელ ხსნარში ჟელატინის ჩამატებით ან თუ ასეთი ხსნარი გავყინეთ, მაშინ ფლუორესცენციის მაგივრად თავს იჩენს ფოსფორესცენცია, რომელიც ამ შემთხვევისათვის განხილული უნდა იყოს, როგორც წინანდელზე დამოუკიდებელი პროცესი. ამასვე უნდა მიეკუთვნოს ის ფაქტი, რომ მაფოსფორისცირებელი მყარი სხეულის გათბობა აჩქარებს ამ პროცესს და მით ამოკლებს ნათების ხანგრძლივობას. სხეულის გათბობის დროს, რომელიც განათებული იყო დაბალი ტემპერატურის დროს, ზოგჯერ იწყება გამოკრთობა, ე. ი. დამარაგებული ენერგიის გამოყოფა.

თავი მე-X-ე

ბორის მოძღვრება და ქიმია

§ 3. ქიმიური თვისება

ადვილად გასაგებია, რომ ბორის მოძღვრებას ატომის აგებულობის შესახებ, რომელიც ფიზიკის ყველა დარგში შეიჭრა, ქიმიისათვისაც დიდი მნიშვნელობა ჰქონდა და ეს მისი მნიშვნელობა დღითი-დღე განუწყვეტლივ იზრდება. ამ მეცნიერებას, უწინარეს ყოვლისა, საქმე აქვს ატომებსა და მოლეკულებთან და ამიტომ, ცხადია, რომ მოძღვრება, რომელიც ბევრ ახალ

ცნობებს გვაწვდის ატომების შესახებ, ერთგვარი ბიძგი უნდა ყოფილიყო ქიმიისათვის. და, მართლაც, ბორის თეორიის გამოყენება ქიმიაში ახლა მთელ მეცნიერებას წარმოადგენს. ჩვენ აქ დავკმაყოფილდებით მხოლოდ რამდენიმე საკითხის მოკლე განხილვით.

შევეხოთ, უწინარეს ყოვლისა, საკითხს ქიმიურ თვისობის შესახებ, ე. ი. ისეთი ძალის შესახებ, რომელიც ატომებს ერთიმეორეს უერთებს და მათგან ჰქმნის მოლეკულებს. მოვიგონოთ, რომ დიდმა შვედელმა ქიმიკოსმა ბერცელიუსმა (J. J. Berzelius, 1779—1848) განავითარა ქიმიური თვისობის ელექტრული თეორია, რომელიც მეცნიერებაში საკმაო დროის განმავლობაში ბატონობდა და რომელიც მოლეკულების წარმოშობას განიხილავდა, როგორც სხვადასხვა ნიშნით დამუხტულ ატომთა ურთიერთ მიზიდულების შედეგს. ეს თეორია შემდეგ უარყოფილ იქნა, ამასთანავე ამის ერთი მიზეზთაგანი იმაში მდგომარეობდა, რომ ის ვერ ხსნიდა წყალბადის, მჟავბადის, ქლორის, აზოტის და სხვათა ორატომიან მოლეკულების წარმოშობას, ე. ი. ისეთი ჰომოპოლარულ მოლეკულების წარმოშობას, რომლებიც ორი ერთნაირი ატომისგან შესდგება (თ. II, § 1). ორატომიან ჰეტეროპოლარულ მოლეკულებისათვის (ქლორწყალბადი, ნახშირბადის ჟანგი და ასე შემდეგ), რომლებიც ორი სხვადასხვა ატომისაგან შესდგება, მათი ელექტრომუხტების სხვადასხვა ნიშნიანობა არამც თუ საეჭვოთ გასაგებია, არამედ ელექტროლიზურ მოვლენებითაც დასტურდება. მაგრამ ელემენტების ორატომიან მოლეკულებისათვის ბერცელიუსის ელექტრული თეორია იმ სახით, როგორც ის მან მოგვცა, გამოუსადეგარია და ეს მით უფრო ითქმის ისეთი მოლეკულების შესახებ, რომლებიც შედგება ერთნაირი ატომების სამი (ოზონი=ჟანგბადის სამი ატომი) ან კიდევ უფრო მეტი რიცხვისგან, როგორც, მაგალითად, გოგირდის ორთქლის მოლეკულები, რომლებიც ზოგჯერ რვა ატომს შეიცავს. ჩვენ ვნახეთ, რომ უკანასკნელ დროს დაშვებულ იქნა ორატომიანი მოლეკულების არსებობა ჰელიუმში, აგრეთვე ვერცხლისწყლისა და კადმიუმის ორთქლში. ბერცელიუსის თეორიის უარყოფის შემდეგ ქიმიამ უკვე ვეღარ მოკვცა ნათელი პასუხი ქიმიური თვისობის რაობის საკითხზე, ე. ი. ვერ გვიჩვენა იმ ძალთა წყარო, რომლებიც მოლეკულებში შემავალ ატომებს აკავებს. „ქიმიურ თვისობის“ ბუნდოვან ტერმინს მეცნიერება საკმაოდ თავისუფლად ექცეოდა. შემოღებული იქნა ცნება „თვისობათა რიცხვის“ შესახებ, რომელიც ატომს აქვს და რომელიც სხვადასხვა შემთხვევაში შეიძლება ერთნაირი არ აღმოჩნდეს. ზოგჯერ ამ ძალებს წარმოიდგენდნენ, როგორც განსაზღვრულად მიმართულ ატომის მიმართ, ე. ი, როგორც ატომის ზედაპირის განსაზღვრული წერტილებიდან გამოსულებს. ეს ეხებოდა, მაგალითად, ნახშირბადის ატომს, რომლის ოთხი თვისობა ტეტრაედრის ოთხწვეროს უკავშირდებოდა, ეს ტეტრაედრი კი რაღაცნაირად დაკავშირებული იყო თვით ნახშირბადის ატომთან.

დღეს დღეობით არავითარი ეჭვი არაა იმაში, რომ ქიმიური თვისობის უცნაური ძალები ელექტრული ძალებია, ე. ი. იმ მუხტების ურთიერთმოქმედების ძალები, რომლებისაგანაც ატომები შედგება. იბადება

საინტერესო ძირითადი საკითხი: ბერცელიუსის ძველმა ელექტრულმა თეორიამ რატომ ვერ მოიკიდა ფეხი, ახალი იგივე ელექტრული თეორია კი ერთბაშად მტკიცედ დამყარდა და ყოველ შემთხვევაში თავის ძირითად წარმოდგენებში არავითარ ეჭვს არ იწვევს? არაა ძნელი ამ კითხვაზე ზუსტი პასუხის გაცემა. ძველ თეორიას ელექტრული ძალები წარმოდგენილი ჰქონდა, როგორც გამოსული ატომიდან, რომელიც რაღაც მთლიანი და განუყოფელი იყო; ახალი თეორია კი ლაპარაკობს, რომ ეს ძალები გამოდის ატომის ყველა შემადგენელ ნაწილისგან, რომლებიც ზოგჯერ ფრიად მრავალრიცხოვანია. საბოლოოდ შედეგი დამოკიდებულია ატომთა იმ შემადგენელ ნაწილებს შორის ურთიერთ მოქმედ ყველა ძალის ერთობლივობაზე, რომლებისგანაც შედგება მოლეკული. ჩვენ ახლა ვამბობთ, რომ ქიმიური თვისობა, როგორც ატომების შემაკავშირებელი ძალა, იმ ბირთვებისა და ელექტრონებისაგან გამომდინარეობს, რომლებისგანაც ატომებია აგებული. ამ აზრის კერძო შემთხვევებში გამოყენების დროს ჩვენ ხედველობაში უნდა მივიღოთ შემდეგი გარემოება, რომელიც მეტისმეტად ართულებს მთელ საკითხს.

ატომის შემადგენელი ნაწილები არ წარმოადგენს უცვლელ რამეს არც რაოდენობით და არც განლაგებით. ჩვენ ვიცით, რომ ელექტრონის რიცხვი მოცემულ ატომში შეიძლება შემცირდეს და ზოგჯერ კიდევაც გაიზარდოს ერთი ან რამდენიმე ელექტრონის დაკარგვის ან ზედმეტად შეძენის შემთხვევაში (ორნიზაციის ორი შემთხვევა).ამიტომ საჭიროა მხედველობაში ვიქონიოთ ელექტრონების გადასვლის შესაძლებლობა ერთი ატომიდან მეორეში მათი შეერთების დროს. მოცემულ ატომში შეიძლება შეიცვალოს აგრეთვე ელექტრონების განლაგებაც, როდესაც ვალენტური ელექტრონები, ნორმალური ორბიტებიდან სხვა ორბიტებზე გადადის. გარდა ამისა, მხედველობაში უნდა მივიღოთ ისიც, რომ ატომების ერთმანეთთან მიახლოებას შეიძლება თან მოჰყვეს მათი ორბიტების ფორმის ან სივრცეში განაწილების შეცვლა.

აქედან ცხადია, რომ ქიმიურად შეერთებული ორი ატომი, როგორც ელექტრულ მუტტების სისტემები, შეიძლება არსებითად ფრიად განსხვავდებოდეს იმავე ორი სისტემისაგან, როდესაც ისინი ერთი მეორესაგან დაშორებული არიან, ე. ი. როდესაც ეს ატომები ნორმალურ მდგომარეობაში იმყოფება. მოლეკულის აგებულობის საკითხის გადასაწყვეტად ბორის მოძღვრებას შეუძლია მოგვცეს მხოლოდ ზოგადი ბასიათის სახელმძღვანელო აზრები. თუმცა ცდები ამ მიმართულებით უკვე ახლა ძლიერ შორს არის წასული და დიდი ხანია შეიქმნა რთულ ორგანულ შენაერთთა სფეროშიაც კი.

პირველი სამი ჯგუფის ელემენტებს ელექტროდადებითნი ეწოდებ; მათ აქვთ ერთი, ორი და სამი ვალენტური ელექტრონი, რომლებსაც ატომები ადვილად დასთმობენ, რის შემდეგაც გარე ელექტრონულ შრედ რვა ელექტრონის შემცველი, ე. ი. შევსებული შრე გახდება.

მე-VII (ჰალოიდები) მე-VI და მე-V ჯგუფის ელემენტებს ელექტროუარყოფითნი ეწოდება. მათ გარე შრეებში შვიდი, ექვსი და ხუთი ელექტრონია, რომლებსაც ადვილად უერთდება ერთი, ორი და სამი ელექტრონი, რის

გამოც გარე ელექტრონული შრე შეივსება, ე. ი. ელექტრონების რიცხვი რვამდე აღწევს. ორივე შემთხვევაში ჩვენ ვხედავთ ატომის მისწრაფებას გადავიდეს ისეთ მდგომარეობაში, როდესაც გარე შრე რვა ელექტრონს შეიცავს, ე. ი. როდესაც შრე შევსებულია.

განცალკევებულად დგას ინერტული აირები, რომელთა ნორმალურ ატომებში გარე შრე უკვე შევსებულია (2 ელექტრონი ჰელიუმში, 8 დანარჩენებში). ჩვენ ვხედავთ, რომ როგორც ელექტროუარყოფითი, ისე ელექტროდადებითი ელემენტების ატომები ცდილობს თავის ელექტრონულ შრეების ისეთი სტრუქტურა მისცეს, როგორიც ინერტულ აირებს აქვს. მაგრამ მათ შორის არსებითი განსხვავება მაინც რჩება. შევსებული გარეშრიანი ინერტული აირები ნორმალურ მდგომარეობაშია. მათი ელექტრული ველის დაძაბულობა შორეულ წერტილებში ნულის ტოლია. ამავე დროს სხვა ელემენტების ატომები ინერტულ აირთა მსგავს მდგომარეობაშიც კი დაელექტროებულია, ასე რომ, ისინი მათგან დაშორებულ წერტილებზე ელექტრულ ძალებით მოქმედებენ.

§ 2 მოლეკულების წარმოშობა

გერმანელ მეცნიერმა ვ. კოსელმა (W. Kossel) პირველმა ახსნა 1916 წელში ატომების შეერთება მოლეკულებში ბორის მოძღვრების საფუძველზე. ვრცელ ნაშრომში (133 გვ.) ის იხილავს არაორგანულ ქიმიურ შენაერთთა წარმოშობას. აქ ჩვენ დავკმაყოფილდებით რამდენიმე განმარტებით.

განვიხილოთ პირველად ჰომოპოლუსური ორატომიანი მოლეკულები (წყალბადი, მჟავბადი, აზოტი, ქლორი და ასე შემდეგ). ბერცელიუსის თეორია იმ დებულებას ემყარებოდა, რომ ორატომიან მოლეკულებში ატომებს მოპირდაპირე ნიშნის მუხტები აქვს და, მაშასადამე, ორატომიანი მოლეკული სიმეტრიულადაა აგებული. ეს დასაშვებია ჰეტეროპოლუსურ ორატომიან მოლეკულებისათვის და როდესაც ბერცელიუსი თავის მოძღვრებას ქმნიდა, მაშინ მხოლოდ ასეთი მოლეკულები იყო ცნობილი. მაგრამ ორი ერთნაირი ატომისათვის კი შეუძლებელი იყო ასეთი ასიმეტრიულობის მიზეზის წარმოდგენა. ახალი მოძღვრება გვაძლევს ამ საკითხის პრინციპულად მეტად მარტივ გადაწყვეტას. ურთიერთ მოქმედობს ორი ატომის შემადგენელი ნაწილები, და ყველა ეს ნაწილი ერთად აღებული, შეიძლება გადაჯგუფდეს და ისეთი ახალი განლაგება მიიღოს, რომლის დროსაც ისინი სავსებით სიმეტრიულად აგებულ და მტკიცე ერთ მთელს ქმნიან. მეცნიერება ჯერჯერობით საკითხის ამ პრინციპული გადაწყვეტილებით უნდა დაკმაყოფილდეს, ე. ი. გვიჩვენოს ისეთი გზა, რომლის მიხედვითაც შეიძლება მოიძებნოს კერძო შემთხვევათა ამოხსნები. დღემდე უმარტივესი შემთხვევაც არაა ამოხსნილი: ჩვენ არ ვიცით, თუ როგორაა დალაგებული ორი პროტონი და ორი ელექტრონი წყალბადის ორატომიან მოლეკულში. აქ არსებითი ისაა, რომ ჰომოპოლუსური ორატომიანი მოლეკულები ახალი თეორიისათვის არ წარმოადგენს იმ გარდაუვალ ზღუდეს, რომელსაც ისინი ბერცელიუსის თეორიისათვის შეადგენდნენ.

დავუბრუნდეთ ჰეტეროპოლუსურ ორატომიან მოლეკულებს. ადვილი გასაგებია, რომ ორ ნეიტრალურ ატომს არ შეუძლია ერთმანეთს შეუერთდეს, ე. ი, დააკავოს ერთიმეორის ახლობელ მანძილზე მათგან გამოსული ელექტრული ძალების საშუალებით. თუმცა ელექტრული ველი, რომელიც ატომზე დაშორებულია, უდავოდ ნულს ეტოლება,—შეიძლება ატომის მახლობლად ეს ველი სასრული სიდიდისა იყოს, მაგრამ მაინც ძნელი დასაშვებია, რომ ეს ველები ყოველ ორი, ფაქტიურად შეერთებული, ატომისთვის სხვადასხვა ნიშნისა და საკმაოდ დიდი ძაბვისა იყოს. საპირო ხდება მივიღოთ, როგორც საფუძველი, რომ შეერთება ხდება ისეთი ატომებისა, რომლებიც ყოველთვის სხვადასხვა ნიშნით და ერთნაირი რაოდენობით არიან დამუხტულნი (დაიონებული) ვინაიდან მათგან წარმოშობილი მოლეკული ყოველთვის ნეიტრალურია. ასეთი ელექტრიზაციის წარმოშობა ჩვენ არ შეგვიძლია წარმოვიდგინოთ სხვანაირად თუ არ ისე, რომ ერთი ან რამდენიმე ელექტრონი შეერთების პროცესში მონაწილე ერთი ატომიდან მეორეში გადადის. გადასულ ელექტრონთა რიცხვი განისაზღვრება ატომთა ზევითგანხილული მისწრაფებით—დაეხსგავსონ ინერტულ აირებს გარე შრის ყველა (ვალენტური) ელექტრონის დაკარგვის გზით მათში არსებული ელექტრონების რიცხვის რვამდე შევსებით. იგივე ითქმის მრავალატომიან მოლეკულების შესახებაც, რომლებიც მხოლოდ ორი გვარის ატომებს შეიცავენ, როგორც, მაგალითად, წყალი, ორქლოროვანი მაგნიუმი, ექვსფტოროვანი გოგირდი, ალუმინის ქანგი (მეავბადის სამი ატომი და ალუმინის ორი ატომი) და ა. შ. ერთი გვარის ყველა ატომის მიერ გადაცემულ ელექტრონთა რაოდენობა უნდა უდრიდეს მეორე გვარის ყველა ატომის მიერ მიღებულ ელექტრონთა რიცხვს. უხდა გვახსოვდეს, რომ არსებობს ელემენტთა მთელი რიგი, რომელთა ატომებს შეუძლია ელექტრონთა როგორც სხვებისთვის გადაცემა, ისე სხვებისგან ჩამოშორება და თავისთან მიერთება. მათ რიცხვს ეკუთვნის (იხ. მენდელეევის ცხრილი, თ. II, § 2) ნახშირბადი (C, Z=6) და აზოტი (N, Z=7), რომლებიც ყველა თავისი ვალენტური ელექტრონის დაკარგვით ლრგარეელექტრონიან ჰელიუმის ტიპს უახლოვდებიან, ან ამ ვალენტური ელექტრონების 8-დის შეესებით 10-ელექტრონიანი ნეონის ტიპისაკენ მიისწრაფიან: ასეთივეა სილიციუმი (Si, 14), ფოსფორი (P,15), გოგირდი (S,16) და ქლორი (Sl,17) რომლებიც ან ნეონის (10 ელექტრონი) ან არგონის (18 ელექტრონი) ტიპისაკენ მიისწრაფიან.

ნათქვამიდან ჩანს, რომ ქიმიური შეერთების პროცესი ორი ნაწილისაგან შედგება. ატომები, რომლებიც შეიძლება სითბური მოძრაობის დროს შემთხვევით მიუახლოვდნენ ერთიმეორეს ჯერ სხვადასხვა ნიშნით ელექტროვდებიან ელექტრონების ერთი ატომიდან მეორეში გადასვლის გამო, შემდეგ კი შეძენილი ელექტრული ძალების საშუალებით ერთმანეთს მიეკვრიან, ე. ი. ქიმიურად ერთდებიან. ჩვენ, რასაკვირველია, არავითარ დეტალებში აქ არ შეედივართ და მაგალითის სახით მოგვყავს მხოლოდ უბრალო შემთხვევა სუფრის მარილის მოლეკულის წარმოშობისა ნატრიუმისა და ქლორის ატომებიდან. პირველი შეიცავს ერთს, მეორე კი შვიდვალენტურ ელექტრონს. ნატრიუმის ერთი ელექტ-

რონი ქლორში გადადის, რის გამო თითოეულ შთანთქმის გარე შრეში რვა-რვა ელექტრონი აღმოჩნდება. ნატრიუმის ატომი დადებით იონად იქცევა, ქლორის ატომი კი—უარყოფითად; მოპირდაპირე ნიშნებით დაელექტროების გამო ისინი ერთმანეთს იზიდავს და სუფრის მარილის მოლეკულს წარმოქმნის.

ფოტოქიმიური მოვლენები. დასკვნა

ყველასათვის ცნობილია, რომ სხივად ენერგიას შეუძლია ქიმიური პროცესების გამოწვევა. ამაზეა დაფუძნებული, მაგალითად, მთელი ფოტოგრაფია. მოვლენები ამის შესახებ ფოტოქიმიის საგანს შეადგენს; ფოტოქიმია ერცელი მეცნიერებაა და აუარებელი დაგროვილი. მასალითარის მდიდარი. მეცნარეთა უჯრედებში წარმოებული ფოტოქიმიური მოვლენები, რომლებიც ჯერ კიდევ არაა ყოველმხრივ შესწავლილი და ახსნილი, მეცნარეთა ფიზიოლოგიის საგანს შეადგენს. საღებავთა გახუნებაც ყველასათვის ცნობილ ფოტოქიმიურ მოვლენას წარმოადგენს. ჩვენ აქ გვაინტერესებს მხოლოდ გამოყენება ფიზიკის ახალ მოძღვრებათა ატომის აგებულობის და სინათლის კვანტების შესახებ ფოტოქიმიური მოვლენების ან, ყოველ შემთხვევაში, მათი ძირითადი კანონების ახსნა-გაგების საქმეში.

ფოტოქიმიური რეაქცია შეიძლება მხოლოდ იმ შემთხვევაში მოხდეს, როდესაც აღებული ნივთიერება სხივად ენერგიას შთანთქავს. ცდები გვიჩვენებს, რომ ნივთიერების რაოდენობა, რომელშიაც ქიმიური რეაქცია ხდება სინათლის ინტენსიობისა და მისი მოქმედების ხანგრძლივობის პროპორციულია, ე. ი. პროპორციულია დაცემული და, მაშასადამე, შთანთქმული სხივადი ენერგიის რაოდენობისა. აქ ლაპარაკია შთანთქმის განსაკუთრებულ შემთხვევაზე, როდესაც შთანთქმული ენერგია იხარჯება იმ ქიმიურ მუშაობაზე, რომელიც ქიმიურ რეაქციასთანაა დაკავშირებული. ფოტოქიმიური მოვლენები ბევრ შემთხვევაში დიდ სირთულეს წარმოადგენს და ყველა მათი დეტალის ახსნა გაგება მხოლოდ რამდენიმე შემთხვევაში მოხერხდა. ეჭვს გარეშეა, რომ შთანთქმულ სხივად ენერგიას ატომები ახალ უკვე შეცვლილ ფიზიკურ მდგომარეობაში გადაჰყავს, რომლის დროსაც ენერგიის მარაგი მეტია, ვიდრე ნორმალურ მდგომარეობაში. ამასთანავე იცვლება აგრეთვე მათი უნარიც ქიმიურ რეაქციებისადმი.

ა. აინშტაინის დიდი დამსახურება იმაში გამოიხატება, რომ მან სინათლის კვანტური თეორია ფოტოქიმიურ მოვლენების ახსნისათვის გამოიყენა და ამით თეორიულ ფოტოქიმიას მტკიცე საფუძველი ჩაუყარა. მაგრამ მხოლოდ საფუძველი; შემდგომი განვითარება უნდა ხელმძღვანელობდეს ექსპერიმენტული გამოკვლევების შედეგებით, რომლებსაც შეუძლია ნათელყოს მეორადი მოვლენები და გარეშე გაელენები, რომელნიც ართულებენ პირველად ფოტოქიმიურ მოვლენას და ზოგჯერ კიდევაც ფარავენ მას სრულიად. ა. აინშტაინის ფოტოქიმიური კანონი ამბობს: თითოეულ მოლეკულზე ან ატომთა ჯგუფზე, რომლებიც ფოტო-ქიმიურ რეაქციაში მონაწილეობენ, შთანთქმული სხივადი ენერგიის ერთი კვანტი მოდის. სხვანაირად რომ ვსთქვათ, შთანთქმული სინათლის კვანტების რიცხ-

ვი რეაქციაში მონაწილე მოლეკულთა რიცხვს უდრის. ეს კანონი გვირკვევს ჩვენ, თუ რით იწყება ფოტოქიმიური რეაქცია, და ერთდროულად საშუალებას გვაძლევს რაოდენობრივი კავშირი დავამყაროთ შთანთქმულ ენერგიასა და იმ ნივთიერების მასის შორის, რომელმაც ქიმიური რეაქცია განიცადა. ეს ანგარიში იმდენად მარტივია, რომ ჩვენ შეგვიძლია აქ მისი საფუძვლები მოვიყვანოთ. დავუშვათ, [რომ ჩვენ გვაქვს რომელიმე ნივთიერების გრამმოლეკული (თ. II, § 1), რომელიც შთანთქავს ტალღის განსაზღვრული სიგრძის (λ) ან სიხშირის (ν) სხივადი ენერგიის ნაკადს. ვსთქვათ, რომ მოცემული ნივთიერების თითოეული მოლეკული ამ ენერგიის თითო კვანტს შთანთქავს. ჩვენ ვიცით, რომ ნივთიერების გრამმოლეკული შეიცავს N მოლეკულს, სადაც N ავოგადროს რიცხვია, რომელიც უდრის:

$$N = 6{,}06 \times 10^{23} \quad (1)$$

[იხ. თ. II, § 1, ტოლობა (1)]. აღვნიშნოთ Q-თი დიდ კალორიებში გამოხატული ენერგიის ის მთელი რაოდენობა, რომელსაც ნივთიერების გრამმოლეკული მონაცემ პირობებში შთანთქავს. სინათლის კვანტის მიერ გადატანილი ენერგია უდრის hν ერგს, სადაც h—პლანკის მუდმივაა, რომელიც რიცხვობრივად უდრის:

$$h = 6{,}54.10^{-27} \quad (2)$$

[იხ. თ. III, ტოლობა (2)]. ცხადია, რომ

$$Q = Nh\nu \text{ ერგს,} \quad (3)$$

ვინაიდან N მოლეკულისაგან თითოეულზე მიდის ერთი კვანტი, რომელიც hν ერგის ტოლია. თუ კი (3)-ში ჩავსვამთ (1)-დან და (2)-დან აღებულ N და h რიცხვებს, ν სიხშირეს კი შევცვლით ტალღის λ სიგრძით, რომელიც მიუშია გამოხატული [იხ. თ. III, § 1, ტოლობა (2)] და ერგებიდან დიდ კალორიებზე გადავალთ (ერთი დიდი კალორია $4{,}18.10^{10}$ ერგს უდრის), მაშინ საბოლოოდ მივიღებთ:

$$Q = \frac{28{,}44}{\lambda\ (\text{მიუ})} \text{ დიდი კალ.} \quad (4)$$

ასე, მაგალითად, უახლოესი ინფრაწითელი სხივებისათვის (λ=1 მიუს) გვექნება Q=28,4 დ. კალ.; საშუალოდ ხილულ სხივებისათვის (λ=0,5 მიუს=5000 Å) Q=56,9 დ. კალ.; იმ ულტრაიისფერი სხივებისათვის კი, რომლებისთვისაც λ=0,2 მიუს=2000 Å, გვექნება: Q=142,2 დ. კალ. სინამდვილეში შთანთქმული ენერგიის მთელი რაოდენობა არ იხარჯება ქიმიურ მუშაობაზე; ნაწილი შეიძლება სითბურ ენერგიაშიც გადავიდეს.

განსაკუთრებული მეცნიერება, თერმოქიმია, ზომავს იმ სითბურ სიდიდეებს, რომლებიც თანახლავს ქიმიურ რეაქციებს. ავიღოთ რამდენიმე ნივთიერების ერთ რთულ ნივთიერებად შეერთების რეაქციის უბრალო შემთხვევა და დავუშვათ, რომ ერთმა გრამ-მოლეკულმა რთული ნივთიერების წარმოშობისას q დიდი კალორია გამოჰყო. q სიდიდეს შეიძლება მოცემული ქიმიური რეაქციის სითბური ეფექტი ვუწოდოთ. დიდი კალორიების ასეთი-

ვე რიცხვი უნდა დაიხარჯოს, რომ დაშლის შებრუნებული რეაქცია მოვახდინოთ. ვსთქვათ, რომ ამ უკანასკნელს სხივადი ენერგია ახდენს. მაშინ, თითქოს, ჩვენ უნდა გვქონოდა:

$$Q = q, \tag{5}$$

ე. ი. (4) ტოლობიდან გამოანგარიშებული Q უნდა უდრიდეს იმ q-ს, რომელსაც თერმოქიმიური (კალორიმეტრული) გამოკვლევები გვაძლევს. მაგრამ ეს იდეალური შემთხვევაა; სინამდვილეში ხშირად გვაქვს

$$Q > q. \tag{6}$$

ეს იმით აიხსნება, რომ იმ მოლეკულების ნაწილი, რომლებმაც თითო კვანტი შთანთქა და რომლებიც თავდაპირველად აღგზნებულ მდგომარეობაში გადავიდა, შეიძლება ნორმალურ მდგომარეობაში მოხვდეს უფრო ადრე, ვიდრე განიცდიდეს იმ გარეგან გავლენებს, მაგალითად—დაჯახებას, რომელნიც საჭირონი არიან, რათა შთანთქმული კვანტები მოლეკულების დაშლის მუშაობაზე დაიხარჯოს.

ფრიად საინტერესოა, რომ ისეთი შემთხვევებიც არის, როდესაც

$$Q < q \tag{7}$$

ეს იმას ნიშნავს, რომ სხივადი ენერგიის გავლენით გამოწვეული ქიმიური რეაქციის სითბური ეფექტი რაოდენობრივად მეტია იმაზე, რაც (4) ტოლობის მიხედვით იყო მოსალოდნელი, ე. ი. შთანთქმულ Q დიდ კალორიებიდან მივიღეთ ერთ გრამ-მოლეკულზე მეტი დაშლილი ნივთიერება. ასეთი შემთხვევების გამოკვლევამ გვიჩვენა, რომ ისინი აიხსნება პ ი რ ვ ე ლ ა დ ი ფოტოქიმიური რეაქციის შემდეგ მ ე ო რ ა დ ი, უკვე წმინდა ქიმიური რეაქციების წარმოშობით, რომლებსაც შეუძლია შედეგად საბოლოო პროდუქტების მეტი რაოდენობა მოგვცეს.

ყველასათვის ცნობილია, რომ ფოტოქიმიურ რეაქციებს, მაგალითად—მგრძნობიარე ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე მოქმედებას, უმთავრესად, მ ო კ ლ ე ტ ა ლ ი ა ნ ი ულტრაიისფერი, იისფერი და მწვანე სხივები იწვევს, მაშინ როდესაც ყვითელი, წითელი და ინფრაწითელი სხივები არავითარ მოქმედებას არ იწვევს. ამით აიხსნება, რომ პირველებს (მოკლეტალღიან სხივებს) ზოგჯერ ქიმიურ სხივებს უწოდებენ. ტალღურ თეორიას ამ ფაქტის ახსნა არ შეუძლია. სინათლის კვანტურ თეორიის თვალსაზრისით კი ის აუცილებელი შედეგია ამ თეორიის ძირითადი წარმოდგენებისა. მართლაც, (3), (5) და (6) ტოლობანი გვაძლევს:

$$Nh\nu = \text{ან} > q,$$

საიდანაც

$$h\nu = \text{ან} > \frac{q}{N}. \tag{8}$$

ცხადია, თუ $h\nu$ კვანტი ნაკლებია $\frac{q}{N}$-ზე, მაშინ მას ქიმიური მოქმედების გამოწვევა არ შეუძლია. კვანტების საერთო რიცხვი, ე. ი. სხივადი ენერგიის ნაკადის ინტენსიობა ამ შემთხვევაში არავითარ როლს არ ასრულებს.

როდესაც ვლაპარაკობთ ბორის მოძღვრების როლზე ქიმიაში, საჭიროა მოვიხსენიოთ კიდევ ტერმინი ატომ-ელექტრონული თვისობა, რომელსაც ახლა ხშირად ხმარობენ და რომელიც 1916 წ. შემოიღეს. მას მიძღვნილი აქვს ნაშრომთა დიდი რიცხვი. ამ ტერმინით აღინიშნება ნეიტრალური ატომის მისწრაფება მიიერთოს ელექტრონი და ამნაირად უარყოფით იონად იქცეს. ინერციული აირებისათვის, რომლებსაც გარე შრე სრულიად შევსებული აქვს რვა ელექტრონით, ატომ-ელექტრონული თვისობა ნულს უდრის. ეს მისწრაფება მკაფიოდ აშკარავდება ჰალოიდებში, რომლებიც მიისწრაფიან გარე შრეში მოთავსებულ თავიანთ შვიდ ელექტრონს მიუერთონ კიდევ მერვე ელექტრონი. ატომ-ელექტრონული თვისობის საზომად მიღებულია ის E მუშაობა, რომელიც საჭიროა, რათა N ატომს (N—ავოგადროს რიცხვია), ე. ი. აღებული ნივთიერების გრამ-ატომის ყველა ატომს, ამოვაკლიჯოთ მათთან შეერთებული ელექტრონები. ამ მუშაობას დიდ კალორიებში გამოხატავენ. ამ სიდიდის განსაზღვრის თავდაპირველმა ცდებმა მხოლოდ მიახლოებული შედეგები მოგვცა. E სიდიდის რიგის საჩვენებლად მოგვყავს რიცხვები ჰალოიდებისთვის, რომლებიც 1919 წ. ფაიანსმა (Fajans) მოგვცა და აგრეთვე იმ სხივთა ტალღების სიგრძეები, რომლებიც უნდა გამოკრთომილ იქნეს, როდესაც ატომთა ელექტრონულ გარე შრეს მერვე ელექტრონი მიუერთდება.

	ქლორი	ბრომი	იოდი
E=	116	87	81 დ. კალ.
λ=	2440 Å	3350 Å	3490 Å

სხვა მეცნიერებმა გაცილებით უფრო მცირე რიცხვები მიიღეს, მაგალითად, იოდისათვის E=59,2 დ. კალ. და λ=4800 Å, ბოგირდის ორთქლისათვის 45 დ. კალ. მაგრამ 1923 წ. გამოქვეყნდა გერლახისა და გრომანის (Gerlach, Gromann) შესანიშნავი ნაშრომები: ამ მეცნიერებმა გამოიკვლიეს იოდის ორთქლის სპექტრი 500°-დან 1059°-მდე და თავის დაკვირვებებიდან გამოიყვანეს, რომ იოდისთვის λ=3460 Å და E=81,8 დ. კალ. რაც ჩინებულად გთანხვდა ფაიანსის რიცხვებს.

დასკვნა: წინა თავებში, დაწყებული IV-დან, ჩვენ განვიხილეთ ბორის თეორია ატომის აგებულობის შესახებ და მთელი რიგი საკითხები, რომელთა გარჩევის დროს ვსარგებლობდით ამ თეორიის საფუძვლად დადებულ წარმოდგენებით ატომის გულის გარშემო ელექტრონთა მოძრაობის შესახებ. ჩვენი დროის ფიზიკოსთა დიდი უმრავლესობა ამ თეორიის მომხრეა. მაგრამ, არსებობს სხვა შეხედულებაც ატომის აგებულობის შესახებ, რომელიც გამოჩენილმა ამერიკელმა მეცნიერებმა ი. ლანგმუირმა და გ. ლუისმა (J. Langmuir, Gilbert N. Lewis) განავითარეს. მათი მოძღვრება აღიარებს, რომ გარე ელექტრონები არ მოძრაობენ ატომის გულის გარშემო, არამედ მოთავსებულნი არიან გარკვეული სახით გალაგებულ წვერტილებში, რომელთა მახლობლად ისინი მხოლოდ რყევად მოძრაობას ასრულებენ. ასე, მაგალითად, ინერციულ აირების გარე დასრულებული შრეში შემავალი რვა ელექტრონი კუბის რვა კუთხის წვეროებშია

ჩამჯდარი. ევროპის ფიზიკოსთა შორის მხოლოდ ჯ. ჯ. ტომსონი აღიარებს შეხედულებას, რომელიც წარმოადგენს ერთგვარ საშუალოს ბორის და ხსენებულ ამერიკელ მეცნიერთა შეხედულებებს შორის. ევროპის სხვა ფიზიკოსები საერთოდ ბორის მოძღვრების მომხრენი არიან. მაგრამ არ შეიძლება არ აღინიშნოს, რომ ლანგმუირის, ლუისის და ჯ. ჯ. ტომსონის შეხედულებები თანაგრძნობას იწვევს ქიმიკოსებს შორის, და, როგორც ჩანს, მეტადრე—რუს ქიმიკოსთა წრეში.

თავი მეთერთმეტე

რადიოაქტიური ელემენტები, იზოტოპები

§ 1. რადიოაქტიური ნივთიერებანი

თუმცა მოძღვრება რადიოაქტიობის შესახებ თითქმის მთლიანად მიმდინარე საუკუნეს ეკუთვნის, ჩვენ აქ, უმთავრესად, რადიოაქტიურ იზოტოპთა საკითხზე შევჩერდებით. რადიოაქტიური მოვლენების ძირითადი თვისებები ყველასათვის ცნობილია, და ამის გამო ჩვენ ამ საკვირველ მოვლენათა მხოლოდ ყველაზე დაშახასიათებელ თვისებებია მოკლე ძიმოხილვით დავკმაყოფილდებით.

რადიოაქტიური ნივთიერებანი, რომელნიც ყველაზე უფრო ხშირად გვხვდებიან, რადიოაქტიური ელემენტის რამდენიმე ნარევს წარმოადგენენ. საერთოდ, შეიძლება ეს ნარევები შემადგენელ ნაწილებად დაიშალოს და, ამნაირად, წმინდა რადიოაქტიური ელემენტები მივიღოთ, რაც, სხვათა შორის, პრაქტიკულად ყოველთვის არ ხერხდება. ჩვენს დროში ცნობილ რადიოაქტიურ ელემენტების,—უკეთ რომ ვსთქვათ, ამ ელემენტების ნაირსახეობების (იხ. ქვემოთ) რიცხვი 40-ს უდრის. ყველა ის მოთავსებულია მენდელეევის ცხრილის ათ უჯრაში (თ. II, § 2) № 81 და № 92 შორის, რასაც 12 უჯრა უნდა შეედგინა, მაგრამ უჯრები № 85 და № 87 ჯერჯერობით ცარიელია. რადიოაქტიური ნივთიერებანი სამი გვარის სხივებს გამოაფრქვევენ, რომელთაც ალფა, ბეტა და გამმა სხივები ეწოდებათ.

ალფა სხივები ალფა ნაწილაკთა ნაკადს წარმოადგენს, რომლებიც რადიოაქტიური ელემენტის ატომის გულიდან გამოიფრქვევა. ისინი წარმოადგენენ ჰელიუმის ატომის გულებს; თითოეული ალფა-ნაწილაკი 4 პროტონის და 2 ელექტრონისაგან შედგება, რომლებიც ერთმანეთთან მტკიცედ აოიან შეკავშირებულნი. სიჩქარე, რომლითაც ალფა-ნაწილაკი რადიოაქტიური ელემენტის ატომის გულიდან ამოიტყორცნება, ატომის გვარობის მიხედვით მერყეობს, $1,40 \cdot 10^9$-დან $2,06 \cdot 10^9$ სმ.წმ-დე, ანუ სინათლის სიჩქარის 0,047-სა და 0,068 შორის.

შეცთომა იქნებოდა გვეფიქრა, თითქოს ყველა ალფა-ნაწილაკი, რომელთაც მოცემული რადიოაქტიური ნივთიერება გამოაფრქვევს, თავისი თვისებებით საკუთარი ერთნაირებით აღმოჩნდა, რომ სიჩქარე, რომელიც მათ ატომიდან ამოტყორცნის დროს აქვთ, სხვადასხვაა. ალფა-ნაწილაკის დასახასია-

თებლად ჩვენ სიჩქარის მაგიერ ჰაერში განარბენი გზის სიგრძე მივიღოთ. მოვიყვანოთ უკანასკნელი წლების განმავლობაში ნაჩვენები რამდენიმე მაგალითი. 1931 წ. ირენ კიურიმ რადიოაქტინიის მიერ გამოფრქვეული ალფა-ნაწილაკები გამოიკვლია. აღმოჩნდა, რომ ამ ნაწილაკთა მიერ განარბენი გზის სიგრძე 15° C და ნორმალური წნევის დროს 43,4 მმ-დან 46,8-მმდე იცვლება. იმავე 1931 წ. გამოქვეყნდა რეზერფორდის, უარდისა და ლევისის— (Rutherford, Ward, Lewis) საინტერესო შრომა, სადაც მოცემულია C° რადიუმის ალფა-ნაწილაკთა გამოკვლევის შედეგები. ამ ავტორებმა აღმოაჩინეს განარბენის სიგრძის ათი სხვადასხვა მნიშვნელობა, რომლებიც 7 და 12 სანტიმეტრამდე იცვლება. მოგვყავს მათი შედეგები:

L=6,83	7,79	9,04	9,50	9,78	10,21	10,26	10,83	11,25	11,52	სმ.
v=1,000	1,0395	1,0891	1,1065	1,1166	1,1316	1,1400	1,527	1,667	1,173	„
E=7,683	8,303	9,117	9,412,	9,585	9,843	9,992	10,215	10,217	10,623	„
Z=10^6	0,49	16,7	0,53	0,93	0,60	0,56	1,26	0,67	0,21	„

განვმარტოთ მოცემული რიცხვები: პირველ მწკრივში მოცემულია განარბენის სიგრძის L მნიშვნელობა (15° C-ზე და ნორმალური წნევის დროს). მეორე მწკრივში—ალფა-ნაწილაკთა შეფარდებითი სიჩქარეებია C რადიუმის ატომიდან მათი გამოფრქვევის დროს, ამასთან მთავარი ჯგუფის (L=6,83 სმ) სიჩქარე ერთეულადაა მიღებული; ცხადია, რომ განარბენის სიგრძის გადიდებას თან მოსდევს საწყისი სიჩქარის გადიდებაც. მესამე მწკრივში მოცემულია ალფა-ნაწილაკების საწყისი ენერგია; ის გამოხატულია 10^6 ვოლტში. ეს იმას ნიშნავს, რომ ერთეულად მიღებულია ისეთი ელექტრონის ან პროტონის ენერგია, რომელსაც გარბენილი აქვს პოტენციალთა სხვაობა ერთი მილიონი ვოლტის რაოდენობით. დაბოლოს, მეოთხე მწკრივში მოყვანილია ალფა-ნაწილაკთა შეფარდებითი Z რიცხვები სხვადასხვა განარბენისათვის. ამასთან მთავარი ალფა-ნაწილაკთა რიცხვი 10^6-ის ტოლადაა მიღებული. ჩვენ ვხედავთ, რომ L=6,68 სმ გარბენის მქონე ერთ მილიონ ნაწილაკზე გარბენის სხვა სიდიდის შვიდ შემთხვევაში ერთ ნაწილაკზე ნაკლები მოდის და მხოლოდ L=9,04 სმ-თვის გვაქვს 16,7 ნაწილაკი, L=10,83 სმ-თვის კი—1,26 ნაწილაკი.

იმავე ავტორებმა გამოიკვლიეს C თორიუმი. რომლისთვისაც ალფა ნაწილაკთა მთავარი ჯგუფის განარბენის სიგრძე L=8,620 სმ. მათ აღმოაჩინეს კიდევ ორი ჯგუფი, რომლებისთვისაც L-სა და Z'-ს შემდეგი მნიშვნელობა აქვთ:

L=8,620	9,781	12,662	სმ.
Z'=28000	1	5,6	„

ამნაირად 8,620 სანტიმეტრიანი განარბენისათვის 28000 ნაწილაკზე მხოლოდ ერთი ისეთი ნაწილაკი მოდის, რომელსაც განარბენის მანძილი L=9,781 სმ აქვს და 5,6 ნაწილაკი ისეთი, რომელთა განარბენი L=12,662 სმ-ს. რეზერფორდისა და გეიგერის მიერ წარმოებულმა უზუსტესმა გაზომვებმა გვიჩვენეს, რომ 1 გრაში რადიუმი ყოველ წამში, $3,72 \cdot 10^{10}$ ალფა-ნაწილაკს გამოაფრქვევს.

ბეტა-სხივები წარმოადგენს ბეტა-ნაწილაკთა, ე. ი. ელექტრონების ნაკადს. ისინი ნაწილობრივ ატომის გულიდან გამოიტყორცნებიან, ნაწილობრივ კი ატომის შიდა K, L M და ა. შ. ელექტრონულ შრეებიდან. პირველთა სიჩქარე სინათლის სიჩქარის 0,998-ს აღწევს, მეორეების კი—მხოლოდ 0,3-ს.

გამა-სხივები,—რომელთა შესახებ ჩვენ უკვე ბევრჯერ ვილაპარაკეთ, მაკალითად მე-III თავის 1 §-ში,—სხივადი ენერგიის კერძო შემთხვევას წარმოადგენს, რომლის სპექტრში მათ ადგილი უკავიათ რენტგენის სხივების მარჯვნივ და ნაწილობრივ თანემთხვევა ამ სხივთა ყველაზე ხისტ ნაწილს. ისინი რადიოაქტიური ატომის გულიდან გამოიტყორცნებიან. გულის გარშემო აჩსებულ K, L, M ელექტრონულ შრეებში გავლის დროს ზემოხსენებული სხივები ამ შრეებიდან იმ ბეტა-ნაწილაკებს ამოგლეჯენ, რომელთა შესახებ ლაპარაკი უკვე გვქონდა და რომლებიც ბირთვიდან არ არიან გამოსროლილნი. აქ ჩვენ ფოტოელექტრული ეფექტის განსაკუთრებული შემთხვევა გვაქვს (თ. VIII), რომელიც გარედან კი არა, არამედ შიგნიდან მოქმედებს K, L, M და ა. შ. შრეების ელექტრონებზე. გამა-სხივებს ჩვენ ისევ დაკუბრუნდებით XII თ-ში. ამ სხივთა ტალღის სიგრძე 0,4 Å=400 X—დან დაახლოებით 5,6 X-მდე ცვალებადობს.

როგორც დავინახეთ, ბეტა-სხივები ორგვარია. ზოგი მათგანი შედგება ატომის ბირთვიდან ამოტყორცნილ ბეტა-ნაწილაკებისაგან; ჩვენ მათ პირველადი სხივები ვუწოდოთ. სხვები კი K, L. M და ა. შ. შრეებიდანაა ამოგლეჯილი გამა (γ) სხივების მიერ და მათ მეორადი სხივები დაეარქვათ. ბეტა-სხივებას გამომფრქვევ რადიოაქტიურ ელემენტების რიცხვი გაცილებით ნაკლებია ალფა-სხივების გამომფრქვევ ელემენტთა რიცხვზე. საკითხი ალფა და ბეტა სხივების ერთდროულად გამოფრქვევის შესახებ A რადიუმის, C რადიუმის, რადიოაქტინიუმის, C აქტინიუმის, რადიოთორიუმის და C თორიუმის მიერ ჯერ კიდევ არ შეიძლება ყველა შემთხვევისათვის საბოლოოდ გადაწყვეტილად ჩაითვალოს. ბეტა-სხივებს თითქმის ყოველთვის თანახლავს გამა-სხივები. როდესაც ბეტა-სხივები ნივთიერებაში გადის, ისინი დიდ გაბნევას განიცდიან, მყარ სხეულებში შეიძლება ვილაპარაკოთ ბეტა სხივების შთანთქმაზე. როდესაც ბეტა-სხივები მყარი ნივთიერების ფენში გადის მ-თი თავდაპირველი J_0 ენერგია ერთგვარ J სიდიდემდე მცირდება, ამასთან საჭიროა, ოომ ენერგიის J_0—J დანაკარგი შთანთქმაში არ ავურიოთ. განვიხილოთ უფრო დეტალურად ბეტა-ნაწილაკთა გაბნევა, რომელიც გამოწვეულია იმით, რომ ეს ნაწილაკები მყარი ფირფიტის ატომებში გავლის დროს განუწყვეტლივ იცვლიან თავის მოძრაობის მიმართულებას. ბევრი ნაწილაკისათვის ეს ცვლილება 180°-დე აღწევს, ასე რომ, ისინი ფირფიტიდან იმავე მხრით გამოდიან, რა მხრითაც მასში შევიდნენ; ადგილი აქვს ბეტა-ნაწილაკთა რაღაც არეკლვის მსგავს მოვლენას, მაგრამ ისეთს, რომელსაც, ფირფიტის არა ზედაპირზე, არამედ მის შიგნით აქვს ადგილი. ეს იქიდან ჩანს, რომ „არეკლვის“ სიდიდე ჯერ იზრდება ფირფიტის სისქესთან ერთად, სისქის ერთგვარ სიდიდის დროს კი თავის უდიდეს მნიშვნელობას აღწევს. ამ შემთხვევაში უკან მომავალი ნაწილაკები ფირ-

ფიტის შიგნით გაეჩხირება, ე. ი. მის მიერ შთანთქმება, და მათი სიჩქარე ფირფიტის ნაწილაკთა სიჩქარემდე შემცირდება. ამნაირად, შეიძლება ვილაპარაკოთ ამრეკლავ ფენის სისქეზე სხვადასხვა ნივთიერებისათვის. აქედან ცხადია, რომ $J_0 - J$ არ არის ბეტა-სხივთა შთანთქმის სახომი, ვინაიდგან ●გი შედგება არეკლვილი და შთანთქმული (გაბნეული) ნაწილებისგან.

ჩვენ დავინახეთ, რომ მოცემული ელემენტის α სხივები შეიძლება თითქმის სრულიად ერთგვაროვნად ჩაითვალოს, ვინაიდან ალფა-ნაწილაკთა დიდი უმრავლესობის საწყისი სიჩქარე ერთიდაიგივეა და განსხვავებულ სიჩქარის ნაწილაკები კი მხოლოდ მათ უმნიშვნელო მინარევს შეადგენს. β-სხივები, პირიქით ფრიად არაერთგვაროვანია; მეტადრე ეს შეეხება მეორად სხივებს. ბეტა-სხივები შეიძლება ე. წ. მაგნიტურ სპექტრად გავშალოთ. ამისათვის ბეტა-სხივთა წყაროს ზემოთ ერთგვარ მანძილზე ვიწრო ჰორიზონტულ ჭუჭრუტანას ათავსებენ, რომელშიდაც β-სხივების ვიწრო კონა გადის. მასზე მოქმედებენ ძლიერი მაგნიტური ველით, რომლის ძალხაზები ჭუჭრუტახის პარალელურია; ამის გამო სხივების კონა წრეხაზის ოდრიკლის სახით ისრება, რომლის რადიუსი მით მეტია, რაც მეტია β-ნაწილაკთა სიჩქარე. თითქმის ნახევარწრის მოხაზვის შემდეგ სხივები დაეცემა ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე, რომელზედაც გამოჩნდება ჭუჭრუტანის პარალელური მწკრივი; ამასთანავე თითოეული ზოლი β-ნაწილაკის განსაზღვრულ სიჩქარეს შეესაბამება. ეს ზოლები შეადგენს β-სხივთა მაგნიტურ სპექტრს; ეს უკანასკნელი საშუალებას გვაძლევს გამოვიანგარიშოთ β-ნაწილაკთა სიჩქარე, თუ წინასწარ ცნობილი იქნება მაგნიტური ველის ძალა და იმ წრეხაზთა რადიუსები, რომლებზედაც ეს β-ნაწილაკები მაგნიტური ველის ზეგავლენით მოძრაობდა. ამნაირად საკვლევით მოხერხდა სხვადასხვა რადიოაქტიურ ელემენტების β-სხივების შემადგენელ ნაწილების განსაზღვრა. β-ნაწილაკების (ელექტრონების) v სიჩქარეები ვოლტებში ან სინათლის სიჩქარის ნაწილებში გამოიხატება. სხვადასხვა ელემენტის β-სხივები ერთმანეთისაგან განსხვავდება როგორც მაგნიტური სპექტრის ცალკე ხაზთა რიცხვით, ისე შესაბამ ნაწილაკთა სიჩქარეებით, ასე მაგალითად, რეზერფორმა და რობინზონმა რადიუმ B+რადიუმ C-ს β-სხივთა სპექტრში 64-მდე ცალკეული ხაზი აღმოაჩინეს, მაშინ როდესაც რადიუმი D და თორიუმი B ხაზთა მხოლოდ მცირე რიცხვს გვაძლევს. ზოგიერთ შემთხვევაში აღმოჩენილი იქნა განუწყვეტელი ზოლები; 1930 წელში დამტკიცდა, რომ ისინი პირველად ბეტა-სხივებს ეკუთვნიან.

ჩვენ აქ არ შეეუდგებით შემდგომის დაწვრილებით განხილვას, მაგრამ შევჩერდებით იმ მეორად β-სხივთა გამოკვლევის მხოლოდ ერთ საყურადღებო შედეგზე, რომლებსაც γ-სხივები ატომის ელექტრონულ შრეებიდან გამოიწვევენ. ჩვენთვის კარგად ცნობილია ენერგიის ის მნიშვნელობანი, რომლებიც K, L, M და ასე შემდეგ შრეებიდან ელექტრონის ამოსაგლეჯად უნდა დაიხარჯოს. დავუშვათ აინშტაინის თეორიის თანახმად, რომელიც ასე ბრწყინვალედ გამართლდა გარეგანი ფოტოელექტრონულ ეფექტის მოვლენებზე, რომ K, L, M და ა. შ. შრეებიდან თითოეული ელექტრონის ამოგლეჯაზე γ-სხივის ერთი კვანტი იხარჯება. ჩვენ ვიცით, რომ კვანტში მოთავსებული ε ენერგია

$h\nu$-ს უდრის, სადაც h პლანკის მუდმივაა, ν კი რხევათა სიხშირე სხივში. თუ კი ν-ს მაგივრად λ სიდიდეს $c=\nu\lambda$ ტოლობიდან ჩავსვამთ, სადაც c სინათლის სიჩქარეა, მაშინ მივიღებთ, რომ $\varepsilon=h\nu=\frac{hc}{\lambda}$. ამნაირად, ამ ენერგიის ნაწილი β-ნაწილაკის K, L, M და ა. შ. შრიდან ამოგლეჯაზე იხარჯება, დანარჩენი კი მოცემულ ნაწილაკის მოძრაობის ენერგიად გადადის. ენერგიის პირველი ნაწილი K, L, M... სიმბოლოებით აღვნიშნოთ. $\varepsilon(\beta_1)$, $\varepsilon(\beta_2)$, $\varepsilon(\beta_3)$, და ა. შ. სიმბოლოებით კი აღვნიშნოთ β ნაწილაკთა მოძრაობის ის ენერგია, რომელიც ადვილად მოინახება, თუ ნაწილაკთა მოძრაობის სიჩქარე გვეცოდინება. ამ შემთხვევაში, ცხადია, ჩვენ უნდა გვქონდეს შემდეგი ტოლობანი: $\varepsilon=h\nu=\frac{hc}{\lambda}=$ $=\varepsilon(\beta_1)+K=\varepsilon(\beta_2)+L=\varepsilon(\beta_3)+M=\varepsilon(\beta_1)+N$ და ა. შ.

თუ კი ყველა ეს მსჯელობა სწორია, მაშინ აქედან ასეთ შედეგებს მივიღებთ: პირველი β-ნაწილაკთა მოძრაობის ენერგიები, განსაზღვრული β სხივების მაგნიტურ სპექტრის შესაბამის ხაზთა მდებარეობის მიხედვით, ისეთები უნდა იყოს, რომ ამ ენერგიების სხვაობანი K, L, M, N... შრეთა ენერგიისდონეების სხვაობებს უდრიდეს, ასე რომ, $\varepsilon(\beta_2)-\varepsilon(\beta_1)=K-L$, $\varepsilon(\beta_3)-\varepsilon(\beta_2)=L-M$, $\varepsilon(\beta_4)-\varepsilon(\beta_3)=M-N$ და ა. შ., სადაც მარჯვენა მხრით მოთავსებული სხვაობები ჩვენთვის კარგადაა ცნობილი. ეს ტოლობანი საესებით გამართლდა ცდაზე. მაგნიტური სპექტრის შესწავლის დროს მასში ისეთი სხივების შერჩევა მოსერხდა, რომლებისთვისაც β-ნაწილაკთა მოძრაობის ენერგიის სხვაობები; სწორედ ელექტრონულ შრეთა ენერგიის დონეების სხვაობათა ტოლი აღმოჩნდა: ამავე დროს შესაძლებელი გახდა ერთმანეთს შორის ერთნაირი $\varepsilon(\beta_1)+K$, $\varepsilon(\beta_2)+L$, $\varepsilon(\beta_3)+M$ და ა. შ. ჯამების საშუალებით გამა სხივების კვანტის სიდიდის გაგება, აქედან კი ამ სხივთა ტალღის λ სიგრძეც; ამნაირად, მატერიალურ β სხივთა მაგნიტური სპექტრის შესწავლამ γ-სხივთა ტალღის სიგრძის განსაზღვრის არა პირდაპირი საშუალება მოგვცა. ასეთი საშუალებით, მაგალითად აღმოჩენილ იქნა, რომ თვით γ სხივები ყოველთვის არაა ერთგვაროვანი, არამედ რამდენიმე ხაზის შემცავ სპექტრს გვაძლევს, სახელდობრ: ($X=0{,}001\,A^0$)

ნივთიერება:	რადიუმი	რადიუმი B	რადიუმი C	რადიუმი D	თორიუმი B	თორიუმი C
ხაზთა რიცხვი:	1	5	4	1	2	2
ტალღის სიგრძე:	6ᴸX	23,0—35,2X	45,3—20.4X	27X	52 და 41,6X	45,5 და 24,3X

როდესაც რადიოაქტიური ელემენტის ატომი ნაწილაკ ალფას ან ნაწილაკ ბეტას ამოისვრის, მაშინ ის სხვა ელემენტის ატომად იქცევა და მენდელეევის ცხრილის ახალ უჯრაში გადადის. ეს იმას ნიშნავს რომ ელემენტის რადიოაქტიური დაშლის დროს სხვა ელემენტი წარმოიშობა, რომელსაც სხვა რიგითი Z რიცხვი აქვს. გავიხსენოთ, რომ Z რიცხვი ატომის გულის გარშემო მბრუნავ გარე ელექტრონთა რაოდენობას უდრის და აგრეთვე უდრის გულის დადებით მუხტის ჯამს, ე. ი. წარმოადგენს გულში არსებულ პროტონთა რიცხვის ზედმეტობას ელექტრონთა რიცხვზე. გავიხსენოთ ისიც, რომ ატომური A წონა უდრის პროტონების რიცხვს გულში და აგრეთვე როგორც შიდა, ისე გარე

ელექტრონთა საერთო რიცხვს ატომში. 1913 წელს კ. ფაიანსმა გერმანიაში და ფ. სოდიმ (F. Soddy) ინგლისში ერთდროულად გამოსთქვეს გადაადგილების შესანიშნავი კანონი, რომელიც ორი ნაწილისაგან შედგება.

I. როდესაც რიგითი Z რიცხვის მქონე ელემენტი ალფა-ნაწილაკს გამოაფრქვევს, მაშინ ახლად მიღებულ ელემენტისათვის ეს რიცხვი Z—2 გახდება, ატომური წონა კი 4 ერთეულით შემცირდება. ეს იმას ნიშნავს, რომ ელემენტი ორი ადგილით მარცხნით გადადის ცხრილში; ეს რასაკვირველია, მაშინ მოხდება, თუ ჩვენ ყველა ელემენტს ერთ მწკრივზე დალაგებულად წარმოვიდგენთ ისეთნაირად, რომ მოცემული პერიოდის პირველი ელემენტის მარცხნივ წინაპერიოდის უკანასკნელი ელემენტი მოდიოდეს. ასე, მაგალითად, ლითონ რადიუმის (Z=88) ატომი გამოისრვის β-ნაწილაკს; ნაშთი აირობრივი ელემენტის, ე. წ. რადიუმის ემანაციის (Z=86) ატომს წარმოადგენს. საჭიროა აღინიშნოს, რომ გარდა რადიუმის ემანაციისა არსებობს კიდევ ორი სხვა ემანაცია. ამოსროლილი α-ნაწილაკი საიდანმე ორ ელექტრონს შეიერთებს და ამ დროს აირობრივი ჰელიუმის ნაწილაკათ იქცევა. ჩვენ აქ გვაქვს მაგალითი ერთი ელემენტის—ლითონ რადიუმის—ორ ელემენტად დაშლისა, რომელთაგან ერთი აირობრივი ჰელიუმია, მეორე კი ემანაცია. ალქიმიკოსების ოცნება, გარდაექმნათ ერთი ელემენტი მეორე ელემენტად, აქ თავის განხორციელებას ჰპოულობს.

II. თუ კი რიგითი Z რიცხვით ელემენტი ატომის გულიდან ბეტა ნაწილაკებს გამოაფრქვევს, მაშინ ახლად მიღებული ელემენტისათვის ეს რიცხვი Z+1-ის ტოლი გახდება; ატომური წონა კი უცვლელი დარჩება. ეს იმას ნიშნავს, რომ ეს აღებული ელემენტი მეხდელეევის ცხრილში ერთი უჯრით მარჯვნივ გადაინაცვლებს.

ეს ორი კანონი აღმოჩენილ იქნა ბორის თეორიის გამოქვეყნებამდე, რომლიდანაც ისინი როგორც აუცილებელი შედეგი გამომდინარეობენ. მართლაც, როდესაც ატომის გული ალფა-ნაწილაკს, ე. ი. 4 პროტონსა და ელექტრონს ჰკარგავს, მაშინ მისი დადებითი მუხტების ჯამი აბსოლუტური სიდიდით მცირდება 2e-თი, სადაც e ელექტრონის მუხტია. დარჩენილი ატომი ზომ ნეიტრალური გახდეს, ამისათვის მან გარე ელექტრონებიდან ორი უნდა დაჰკარგოს; ამნაირად, Z გარდაიქმნება Z—2-ად. ამასთან 4 პროტონის დაკარგვა ატომურ წონას 4 ერთეულით ამცირებს. თუ კი ატომის გულიდან ერთი ბეტა-ნაწილაკი, ე. ი. ელექტრონი ამოიტყორცნება, მაშინ დადებითი მუხტი e სიდიდით გაიზრდება, და ატომი მხოლოდ მაშინ შეიქმნება ნეიტრალური, როდესაც ის მისი გულის ირგვლივ უკვე არსებულ ელექტრონებს საიდანმე კიდევ ერთი ელექტრონი მიემატება. ცხადია, რომ Z გადავა Z+1-ში, ატომური A წონა კი არ შეიცვლება, რადგანაც პროტონების რიცხვი გულში უცვლელი დარჩა.

ალფა-ან ბეტა ნაწილაკის გამოყოფის შემდეგ მიღებული ატომი თავის მხრით გამოიხსვრის კიდევ ერთ ასეთ ნაწილაკს, რის გამოც კვლავ შეიქმნება მესამე ელემენტის ატომი, რომელშიაც მეორდება იგივე მოვლენა და ა. შ. ამნაირად ზიმდევრობით წარმოიშობა რადიოაქტიურ ელემენტთა მწკრივები,

რომელთა წევრები მენდელეევის ცხრილის 10 უჯრაშია მოთავსებული. თუ კი ატომი სამჯერ მიმდევრობით დაშლისას ერთ ალფასა და ორს ბეტა ნაწილაკს დაჰკარგავს, მაშინ ასეთი ელემენტი ამ ცხრილის წინანდელ უჯრაში დაბრუნდება. აქედან უკვე ჩანს, რომ ერთსადაიმავე უჯრაში, ე. ი. ერთიდაიმავე რიგითი ნომრის ქვეშ, შეიძლება რამდენიმე რადიოაქტიური ნივთიერება აღმოჩნდეს. სხვათაშორის ამ ელემენტთა ასეთი თავმოყრის აუცილებლობა იქიდანაც აშკარად ჩანს, რომ ჩვენს დროში ცნობილი 40 რადიოაქტიური ელემენტი 10 უჯრაშია მოთავსებული. იმ ელემენტებს, რომლებსაც ერთიდაიგივე რიგითი Z ნომერი აქვს, ე. ი. რომლებიც მენდელეევის ცხრილის ერთდაიმავე უჯრაშია მოთავსებული, იზოტოპები ეწოდება; ამასთანავე ხშირად უმატებენ იმ ელემენტის სახელწოდებას, რომელიც იზოტოპებს შორის უფრო დიდხანს სძლებს, (იხ. ქვემოთ), იგი ნათ შორის მთავარ წევრად ითვლება და მენდელეევის ცხრილის ერთ-ერთ უჯრაში იწერება Z=81-დან Z=92-მდე; ამნაირად ლაპარაკობენ ტყვიის (Z=82), რადიუმის (Z=78), თორიუმის (Z=90) და ა. შ. იზოტოპებზე. იზოტოპია (ერთადგილიანობა) არ არის ელემენტის განსაკუთრებული თვისება, არამედ გამოხატავს ჯგუფის ნივთიერებათა ურთიერთდამოკიდებულებას: ასეთ ჯგუფს ზოგჯერ პლეადა ეწოდება. ხანგრძლივი დავა გამოიწვია საკითხმა იმის შესახებ, ჩაითვალოს თუ არა სხვადასხვა „ელემენტად“ იზოტოპთა პლეადის შემადგენელი ნივთიერებანი, თუ როგორც ერთდაიმავე ელემენტის ნაირსახეობანი. ჩვენს დროში მიღებულია უკანასკნელი დებულება, ასე რომ, ელემენტთა საერთო რიცხვი წყალბადიდან ურანამდე 92-ის ტოლ• რჩება. ყველაზე მნიშვნელოვანი ის გარემოებაა, რომ იზოტოპებს სხვადასხვა ატომური A წონა აქვს. სხვაობამ შეიძლება 12 ერთეულამდე მიაღწიოს. იმ ელექტრონთა რიცხვი, რომლებიც ატომის გულს გარს უვლიან, ერთიდაიმავე პლეადის ყველა წევრს თანაბარი აქვს; იგივე ითქმის გულის დადებითი მუხტის შესახებაც. მაგრამ პროტონების რიცხვი გულში, რომელთა რიცხვზედაც დამოკიდებული ატომური წონა, მათ სხვადასხვა აქვთ; ასევე სხვადასხვაა მათი შიდა ელეტრონების რიცხვიც. იზოტოპების ქიმიური თვისებები იმდენად ერთხაირია, რომ ქიმიური ხერხებით იზოტოპების ნარევის შემადგენელ ნაწილებად დაშლისათვის არავითარი შესაძლებლობა არ არსებობს. იგივე ითქმის ფიზიკურ თვისებებზეც, რამდენადაც ისინი ატომურ წონაზე არ არიან დამოკიდებული.

ორი სხვადასხვა ელემენტის ნაირსახეობას, რომელთაც სხვადასხვა რიგითი Z რიცხვი, მაგრამ ერთნაირი ატომური წონა ახასიათებთ, იზობარები ეწოდება. ასეთებს ეკუთვნის ელემენტთა ყოველი წყვილი, რომელთაგან ერთი მიღებულია მეორისაგან ამ უკანასკნელის გულიდან ბეტა-ნაწილაკის გამოსროლის გზით.

§ 2. რადიოაქტიურ ელემენტთა მწკრივები. მათი ზოგიერთი თვისება

ჩვენ უკვე მოვიხსენიეთ რადიოაქტიური მწკრივები. ასეთი მწკრივი სამია, რომელთაგან ერთი, ალბათ, არ წარმოადგენს დამოუკიდებელ მწკრივს. ჩვენ მათ განვიხილავთ ზოგიერთი დეტალის გამოკლებით; ფრჩხილებში ნაჩვენები იქნება ალფა=Z თუ ბეტა-ნაწილაკს გამოისვრის ატომის გული.

I ურანის მწკრივი. ამ მწკრივის მამამთავარია ურანი I (ალფა, Z=92), რომელიც მიმდევრობით გადადის X_1 ურანში (ბეტა), X_2 ურანში (ბეტა), II ურანში (I ურანის იზოტოპი, ალფა), იონიუმში (ალფა), რადიუმში (ალფა), რადიუმის ემანაციაში (ალფა), A რადიუმში (ალფა), B რადიუმში (ბეტა), C რადიუმში (ჯერ ალფა, შემდეგ ბეტა ან პირიქით), D რადიუმში (ბეტა), E რადიუმში (ბეტა), F რადიუმში (ალფა) და G. რადიუმში, რომელიც ტყვიის არარადიოაქტიურ იზოტოპს (Z=82) წარმოადგენს. სულ 14 დაშლაა, რომლის დროსაც 8 ალფა და 6 ბეტა ნაწილაკი გამოიყოფა. თანახმად წანაცვლების კანონისა Z უნდა 10 ერთეულით (2×8—6=10) შემცირდეს, რაც სავსებით ეთანხმება რიცხვებს 92-სა ურან I-ისათვის და 82-ს ტყვიისათვის.

II. თორიუმის მწკრივი. ამ მწკრივის მამამთავარი თორიუმია (ალფა, Z=90), რომელიც მიმდევრობით გვაძლევს: 1 მეზოთორიუმს (ბეტა), 2 მეზოთორიუმს (ბეტა), რადიოთორიუმს (ალფა), X თორიუმს (ალფა), თორიუმის ემანაციას (ალფა), A თორიუმს (ალფა), B თორიუმს (ბეტა), C თორიუმს (ჯერ ალფა, შემდეგ ბეტა ან შებრუნებით) და D თორიუმს, რომელიც ტყვიის არარადიოაქტიური იზოტოპია (Z=82). სულ 10 დაშლაა, რომლის დროსაც გამოიყოფა 6 ალფა-ნაწილაკი, და 4—ბეტა-ნაწილაკი. ამის გამო, რიგითი Z რიცხვი 8 ერთეულით (6×2—4=8) უნდა შემცირდეს, რაც სავსებით ეთანხმება რიცხვებს 90-ს (თორიუმისათვის) და 82-ს (ტყვიისათვის)

III. აქტინიუმის მწკრივი, რომელიც, ალბათ, ურანის მწკრივის განშტოებაა. მის მამამთავრად ითვლებოდა პროტოაქტინიუმი (აღმოჩენილია 1918 წ.), რომელიც ახლა Z=91 უჯრაშია მოთავსებული, როგორც ამ უჯრის იზოტოპთა წარმომადგენელი. დღესდღეობით ფიქრობენ, რომ II ურანიდან შეიძლება წარმოიშვას არა მარტო იონიუმი (იხ. ზევით ურანის მწკრივი), არამედ სხვა ელემენტიც, სახელდობრ—ურანი Y, რომელიც იონიუმის იზოტოპია. მაშინ გვექნება ასეთი მწკრივი: ურანი Y (ბეტა), პროტაქტინიუმი (ალფა), აქტინიუმი (ბეტა), რადიოაქტინიუმი (ალფა), აქტინიუმი X (ალფა), აქტინიუმის ემანაცია (ალფა), აქტინიუმი A (ალფა), აქტინიუმი B (ბეტა), აქტინიუმი C (ჯერ ალფა, შემდეგ ბეტა ან შებრუნებით) აქტინიუმი D, რომელიც ტყვიის არარადიოაქტიურ იზოტოპს (Z=82) წარმოადგენს. თუ კი პროტაქტინიუმიდან დავიწყებთ, სულ 9 დაშლა გვექნება. რომლის დროსაც გამოიყოფა 6 ალფა ნაწილაკი და 3 ბეტა-ნაწილაკი. მაშასადამე, რიგითი Z რიცხვი უნდა 9 ერთეულით (6×2—3=9) შემცირდეს, რაც სავსებით ეთანხმება რიცხვებს: Z=91-ს (პროტაქტინიუმი) და Z=82-ს (ტყვია).

ამ სამ მწკრივში ანალოგია ბევრია. ყველა Z=82-ით, ე. ი. ტყვიის იზოტოპით, თავდება. ამნაირად, გამოდის, რომ ტყვია ერთდაიმავე ელემენტის სამ არარადიოაქტიურ ნაირსახეობის ნარევს წარმოადგენს, სახელდობრ: G რადიუმის, D თორიუმის და D აქტინიუმის, რომელთა ატომური წონა 206, 208 და 207-ია. ტყვიის ჩვეულებრივი ატომური წონა 207,2-ია, მაშასადამე, ის ამ სამი სხვადასხვა ატომის წონათა საშუალო რიცხვია. C რადიუმს, C თორიუმს და C აქტინიუმს შეუძლია ალფა და ბეტა

ნაწილაკები სხვადასხვა მიმდევრობით გამოისროლოს. ეს ისე უნდა გავიგოთ, რომ ზოგიერთი ატომი ჯერ ალფა და შემდეგ კი ბეტა ნაწილაკებს გამოაფრქვევს, ზოგიც შებრუნებულ მიმდევრობით. ამნაირად, C რადიუმსა და D რადიუმს შორის წარმოიშობა ორი ნივთიერება: რადიუმი C′ და რადიუმი C″. აგრეთვე C თორიუმსა და D თორიუმს შორის—თორიუმი C′ და თორიუმი C″. ამას გარდა, C აქტინიუმსა და D აქტინიუმს შორის—აქტინიუმი -C′ და აქტინიუმი C″.

თითოეულ ამ მწკრივში მოიპოვება გაზებრივი ნივთიერება, ემანაციად წოდებული, ასე რომ, ემანაციის (Z=86), სამი იზოტოპი არსებობს; ემანაციას ნიტონსა და რადონს უწოდებენ; უკანასკნელი დასახელება სწორი არაა, ვინაიდან ეს ელემენტი არა მარტო რადიუმიდან წარმოიშობა, არამედ X თორიუმიდან და X აქტინიუმიდანაც. გაზებრივი ემანაცია შეიძლება გათხევადდეს და მყარ მდგომარეობაშიც კი გადავიდეს. თხევად ემანაციის დუღილის წერტილი ნორმალური წნევის (ვერცხლისწყლიანა წნევა 760 მმ) დროს—62° C უდრის, გამყარების დროს კი—71° C-ს. კრიტიკული ტემპერატურა, რომლის ზევით ემანაცია ვერავითარ წნევის ზეგავლენით ვერ თხევადდება, დაახლოებით+150° C-ის ტოლია.

დაშლის სიჩქარე სხვადასხვა ნივთიერებისათვის დიდად განსხვავდება. მოცემული დროის განმავლობაში დაშლილ ატომთა რიცხვი ზუსტად პროპორციულია აღებულ ატომთა რიცხვისა. დაშლის სიჩქარის საზომად მიღებულია ის T დრო, რომლის განმავლობაში დაიშლება აღებული ნივთიერების ნახევარი. T დროს—მოცემული ნივთიერების პერიოდი ეწოდება. ამ T დროის გაელის შემდეგ ნივთიერების მხოლოდ ნახევარი რჩება, 2T-ს შემდეგ—მეოთხედი, 3T-ს შემდეგ—მერვეული და ა. შ. სხვადასხვა ნივთიერებისათვის T პერიოდი სხვადასხვაა: მილიონი წელიწადი, წელიწადები, დღეები, საათები, წუთები და ზოგჯერ წამის მეტად მცირე ნაწილები. მოვიყვანთ რამდენიმე მაგალითს. მეტად ხანგრძლივია არსებობა I ურანის, II ურანის და თორიუმის (T რამდენიმე მილიონ და მილიარდ წელს უდრის); მათ მოსდევს იონიუმი (T=ასიათასი წელი), პროტაქტინიუმი (T=20.000 წ.), რადიუმი (T=1580 წ.), აქტინიუმი (T=20 წ.), რადიუმი D (T=16 წ.), მეზოთორიუმი I (T=6,7 წ.), რადიოთორიუმი (T=1,9 წ.), პოლონიუმი (T=139 დღეს), ურანი X_1 (T=23,8 დღეს), რადიოაქტინიუმი (T=18,9 დღ.), აქტინიუმი X (T=11,2 დღ.), თორიუმი C (T=4,85 დღ.), რადიუმის ემანაცია (T=3,8 დღ.) და თორიუმი X (T=3,64 დღ.), ყველაზე მცირე პერიოდი აქვს შემდეგ ნივთიერებებს: C′ რადიუმს (T=10^{-7} წამ.), C′ თორიუმს (T=10^{-11} წამ.) და C′ აქტინიუმს (T=10^{-3} წამ.). C″ რადიუმის, C″ თორიუმის და C″ აქტინიუმისათვის T რამდენიმე (1,32-დან 4,76-დე) წუთს უდრის.

1927 წლის ბოლოს რუსმა მეცნიერმა ა. გროსემ (ბერლინში) მოახერხა 2 მგ წმინდა პროტაქტინიუმის ჟანგის (პროტაქტინიუმის 2 ატომი და ჟანგბადის 5 ატომი, Pa_2O_5) მიღება. დ. ი. მენდელეევმა ჯერ კიდევ 1871 წ. იწინასწარმეტყველა ამ ელემენტის არსებობა და მას ეკატანტალი უწოდა; ამავე დროს მან ის აზრი გამოსთქვა, რომ ამ ელემენტის ერთერთ ჟანგეულს უნდა

ჰქონდეს Pa_2O_5-ის აგებულობა და არა მეავის, არამედ ტუტეს თვისებები. ამ წინასწარ მითითებებზე დაყრდნობით გროსემ იპოვა პროტაქტინიუმის ჟანგი. განსაცვიფრებელია ეს მაგალითი ჩვენი დიდი მეცნიერის გენიოსური წინასწარმხედველობისა! გროსემ, აგრეთვე გროსემ და ჰანმა (O. Hahn) გამოიკვლიეს პროტაქტინიუმის თვისებები, რომლის პერიოდი, როგორც ზევით ვნახეთ, 20.000 წელიწადი აღმოჩნდა. შესაძლებელია, რომ მომავალში პროტაქტინიუმის პრეპარატებმა ისეთივე როლი შეასრულონ, მაგალითად მედიცინაში, როგორსაც ახლა ასრულებს რადიუმის პრეპარატები.

ახლა განვიხილოთ მეტად მნიშვნელოვანი ცნება რადიოაქტიურ წონასწორობის შესახებ. დავუშვათ, რომ გვაქვს რომელიმე რადიოაქტიური M ნივთიერება, რომლის დაშლის დროსაც სხვა ახალი N ნივთიერება წარმოიშობა. მივიღოთ, რომ თავდაპირველად M ნივთიერება არ შეიცავდა N ნივთიერებას ან იმის გამო, რომ M წმინდა სახით ახლად იქმნა მიღებული, ან იმისათვის, რომ M გულმოდგინედ გაწმინდეს N-ის მინარევისაგან. სინამდვილეში ეს ორი შემთხვევა ასე თუ ისე ერთიმეორეს თანემთხვევა. აღნიშნულ მომენტიდან იწყება (M-ის შიგნით) N-ის წარმოშობა, რომლის რაოდენობაც თანდათან მატულობს. მაგრამ, ამავე დროს იწყება N ნივთიერების დაშლაც, რომელიც იზრდება თანდათანობით N-ის რაოდენობის გადიდებასთან ერთად. თუ კი უყურადღებოდ დავტოვებთ M-ის რაოდენობის შემცირებას დროის განმავლობაში, მაშინ N ნივთიერების ნამატი დროის განმავლობაში შეიძლება მუდმივად ჩაითვალოს, ე. ი. დავუშვათ თანაბარ დროებში N-ის თანაბარ რაოდენობათა წარმოშობა. მაგრამ, N ნივთიერების ის რაოდენობა, რომელიც დაშლის გამო დროის ერთეულში იკარგება, განუწყვეტლივ მატულობს; აქედან ცხადია, რომ N-ის დაგროვების სიჩქარე თანდათან უნდა შემცირდეს. შესაძლებელია ისეთ მდგომარეობას მივაღწიოთ, როდესაც N ნივთიერების M-დან წარმოშობილი ნამატი ამ ნივთიერების დაშლით გამოწვეულ დანაკარგის ტოლი გახდეს. ასეთ შემთხვევაში ამბობენ, რომ M და N ნივთიერება რადიოაქტიურ წონასწორობაში არიანო. მათემატიკურად ასეთი წონასწორობა მხოლოდ უსასრულო დროის შემდეგ შეიძლება იქმნეს მიღწეული; მაგრამ, პრაქტიკულად ჩვენ შეგვიძლია ვილაპარაკოთ წონასწორობის მიღწევაზე მაშინაც კი, როდესაც N ნივთიერების რაოდენობის გადიდება სინამდვილეში შეუმჩნეველი ხდება. განვიხილოთ მაგალითის სახით შემთხვევა, როდესაც რადიუმიდან (M ნივთიერება) რადიუმის ემანაცია (N ნივთიერება) წარმოიშობა. აღმოჩნდა, რომ ერთ გრამ რადიუმში ოთხი დღის განმავლობაში ემანაციის ისეთი რაოდენობა გროვდება, რომელსაც ნორმალურ პირობებში (0°C და წნევა ვერცხლისწყლის სვეტის 760 მმ) უჭირავს მხოლოდ 0,311 მმ³. უნდა აღინიშნოს, რომ ჩვეულებრივ ცდის დროს ბრომოვან რადიუმს 1,3138 გ იღებენ, რომელიც 1 გ წმინდა რადიუმს შეიცავს. რვა დღის შემდეგ ემანაცია 0,468 მმ³ მოცულობით გროვდება, 30 დღის შემდეგ კი—0,607 მმ³. პრაქტიკულად შეიძლება მივიღოთ, რომ 30 დღეში წონასწორობა მყარდება, ვინაიდან ემანაციის რაოდენობის შემდგომი გადიდება მეტად სუსტად წარმოებს; მაქსიმალური რაოდენობა 0,63 მმ³ უდრის. მაშასადამე, შე-

იძლება ითქვას, რომ 1 გ რადიუმი რადიაქტიურ წონასწორობაშია 0,607 მმ³ ემანაციასთან. რადგანაც N ნივთიერებიდან წარმოიშობა მოცემულ მწკრივში შემავალი შემდგომი ნივთიერებანი, ამიტომ საჭირო ხდება უფრო რთული შემთხვევების განხილვაც, როდესაც რადიოაქტიური ელემენტი წონასწორობაშია ელემენტთა მთელ რიგთან; ამასთან თითოეული მათგანის რაოდენობა დროთა განმავლობაში არ იცვლება, ვინაიდგან რომელიმე მათგანის წარმოშობა და დაშლა ერთიდაიმავე სისწრაფით წარმოებს. აქ ნათქვამი არ ვრცელდება, რასაკვირველია, არარადიოაქტიურ ჰელიუმზე, რომელიც რადიუმის დაშლის დროს მისი ატომის გულიდან გამოსროლილ ალფა-ნაწილაკებიდან წარმოიშობა, ვინაიდგან ეს ალფა-ნაწილაკები ყველგან არსებულ ელექტრონთა წყვილთან შეერთების შემდეგ ჰელიუმის ატომებად გარდაიქმნება.

ერთ გრამ რადიუმიდან მიღებული ჰელიუმის რაოდენობა დროის პროპორციულად იზრდება. აღმოჩნდა, რომ ერთი წლის განმავლობაში 1 გრამი რადიუმი დაახლოებით 167 მმ³ ჰელიუმს გვაძლევს.

თუ კი ჩვენ მიერ სამ მწკრივში მოცემულ ყველა რადიოაქტიურ ნივთიერებას, თანახმად წანაცვლების ორი კანონისა, მენდელეევის ცხრილის უჯრებში მოვათავსებთ, მაშინ, როგორც ჩანს, ისინი ყველა ერთად 10 უჯრაში განაწილდება (Z=82-დან Z=92-დე). ფრიად შესანიშნავია, რომ Z=85 და Z=87 უჯრებში, რომლებისთვისაც ელემენტები არ იყო აღმოჩენილი, არც ერთი რადიოაქტიური ელემენტი არ მოხვდა. ერთ უჯრაში მოთავსებულ იზოტოპთა რიცხვი ცვალებადობს ორიდან (Z=89, აქტინიუმი და მეზოთორიუმი II; Z=92, ურანი I და ურანი II) შვიდამდე. ასე, მაგალითად, Z=82 უჯრაში არის ტყვიის იზოტოპები: რადიუმი G, თორიუმი D, აქტინიუმი D, რადიუმი D, თორიუმი B, აქტინიუმი B და რადიუმი B. იზოტოპებს აქვს ერთიდაიგივე რიგითი Z ნომერი, მაგრამ ფრიად განსხვავებული ატომური წონა. ასე, მაგალითად, ტყვიის (Z=82) იზოტოპთა ატომური წონა 206-დან (რადიუმი G) 214-მდე (რადიუმი B) ცვალებადობს. იზოტოპთა სიმკვრივეც აგრეთვე სხვადასხვაა, მაგრამ ფრიად საინტერესო და მნიშვნელოვანია, რომ ატომური მოცულობა, ე. ი. გრამ-ატომის მოცულობა (თ. II, § 1), რომელიც მიღებულია ატომური წონის მის სიმკვრივეზე გაყოფით, ყველა იზოტოპისთვის სავსებით ერთიდაიგივეა. ეს იმას ნიშნავს, რომ იზოტოპთა ატომის ერთდაიმავე რიცხვს მოცულობაც ერთიდაიგივე უპირავს. ეს შემოწმდა ფრიად ზუსტი გაზომვებით, რომლებიც 1928 წ. ფრანგმა მეცნიერმა ბ. პერეტ-მონტამამ (B. Perrette—Montamat) აწარმოვა. მან გამოიკვლია მინარევებისაგან ზედმიწევნით გასუფთავებული ტყვიის ორი ნაპერი; ერთი ნაპერი ჩვეულებრივ ტყვიას (იზოტოპთა ნარევს) წარმოადგენდა, მეორე კი ურანის მადანიდან იყო მიღებული და უმთავრესად ურანისეულ (რადიუმი G) ტყვიისაგან შედგებოდა. პერეტ-მონტამამ შემდეგი რიცხვები მიიღო:

	ატომური წონა	სიმკვრივე (0°)	ატომური მოცულობა
ტყვია ჩვეულებრივი .	. 207,20	11,336	18,2776
ტყვია ურანისეული .	. 206,14	11,278	18,2774

ეს რიცხვები ადასტურებს ზემოთქმულს.

რადიოაქტიობა არის ატომური მოვლენა; ის არაა დამოკიდებული იმაზე, თავისუფალ მდგომარეობაშია ატომი, თუ რომელიმე მოლეკულის შემადგენლობაში შედის. ურანისა და თორიუმის სხვადასხვა მარილი ისეთივე რადიოაქტიურია, როგორც მათში მოთავსებული წმინდა ლითონები. *გასაყიდი რადიუმი — რადიუმის მარილებს* წარმოადგენს, მაგალითად, ბრომოვანი რადიუმი. არავითარი გარეშე ზემოქმედება (ტემპერატურა, წნევა და ა. შ.) გავლენას არ ახდენს რადიოაქტიური დაშლის პროცესზე.

რადიოაქტიურ დაშლას თანსდევს სითბოს გამოყოფა. რადიუმის ერთი გრამი, რომელიც თავისი დაშლის პროდუქტებს შეიცავს, ერთი საათის განმავლობაში 137 მცირე კალორიას გამოჰყოფს, რაც იმ სითბოზე მეტია, რომელიც 1 გრამ წყალს 0°-დან დუღილამდე მიიყვანს. თავის სრულ დაშლამდე, რაც მხოლოდ 20.000 წლის შემდეგ დასრულდება, ერთი გრამი რადიუმი $3,7 \cdot 10^9$ მცირე კალორიას გამოჰყოფს, ე. ი. იმდენს, რამდენსაც გამოჰყოფს 500 კგ ნახშირი წვის დროს. როდესაც 1 გ მრგვინავი აირი წყლად გარდაიქმნება, მაშინ გამოიყოფა ქიმიური რეაქციებისთვის უჩვეულო დიდი სითბოს რაოდენობა, რომელიც 3700 მკ. კალ. ტოლია და რომელიც მაინც მილიონჯერ ნაკლებია იმაზე, რასაც 1 გ რადიუმი გვაძლევს.

ვიდრე გადავიდოდეთ საკითხის განხილვაზე იმ სითბოს გამომწვევ მიზეზის შესახებ, რომელსაც რადიოაქტიური ელემენტები განუწყვეტლივ გამოჰყოფს, ჩვენ უნდა გავეცნოთ ე. წ. უკუცემის სხივებს. როდესაც რადიოაქტიურ ელემენტის ატომიდან ამოიტყორცნება ალფა-ნაწილაკი, მაშინ ნაშთი,—რომელიც უკვე სხვა ელემენტის ატომს წარმოადგენს,—ამ ალფა-ნაწილაკის მოძრაობის საწინააღმდეგო მიმართულებით უნდა დაიძრას. ყველასათვის კარგად ცნობილია თოფისა და ქვემეხის „უკუცემა“ მათი გასროლის დროს. ალფა-ნაწილაკის v სიჩქარე და ახლადწარმოშობილ ატომის V სიჩქარე მათი m და M მასებს უკუპროპორციულად უნდა ეფარდებოდეს. დავუშვათ, რომ B რადიუმის ატომიდან გამოტყორცნილ იქნა ალფა-ნაწილაკი (m=4), რომლის დროსაც წარმოიშვა C რადიუმის ატომი (M=214). ამ შემთხვევაში

$$V : v = 4 : 214 = 1 : 53,5$$

ამგვარად, C რადიუმის ატომის სიჩქარე 53,5-ჯერ ნაკლებია ალფა-ნაწილაკის სიჩქარეზე. იგივე ითქმის ალფა ნაწილაკის გამოყოფის ყველა შემთხვევისათვის. უკუცემის სხივებს მცირე ენერგია აქვთ, მაგრამ მათი უგულებელყოფა მაინც შეუძლებელია. ატომის გულიდან ბეტა-ნაწილაკის ამოტყორცნის დროსაც ადგილი აქვს უკუცემის სხივებს, მაგრამ მათი ენერგია უსასრულოდ მცირეა ბეტა-ნაწილაკის (ელექტრონის) მასის მეტისმეტი სიმცირისა გამო.

დავუბრუნდეთ საკითხს იმ სითბოს შესახებ, რომელსაც რადიოაქტიური ელემენტები განუწყვეტლივ გამოჰყოფს; ეს საკითხი საკმაოდ გამორკვეულია. საქმე ისაა, რომ ამ სითბოს გაზომვისათვის საჭიროა,—ალფა, ბეტა და გამა-სხივები და აგრეთვე უკუცემის სხივებიც იმ ჭურჭელში იყოს მოთავსებული, სადაც რადიოაქტიური დაშლის თანახლებული სითბური ეფექტი იზომება. ეს

სხივები შეიცავს ენერგიის განსაზღვრულ მარაგს. ალფა და ბეტა—სხივებისათვის და აგრეთვე უკუცემის სხივებისთვისაც ეს არის ამავე ნაწილაკების მოძრაობის კინეტიკური ენერგია. ყველა ამ სხივის ენერგია ხსენებულ ჭურჭელში სითბურ ენერგიაში გადადის. უკანასკნელის გამოანგარიშება შეიძლება, ვინაიდგან ჩვენთვის ცნობილია მასები და სიჩქარეები როგორც ალფა-Z და ბეტა-ნაწილაკების, აგრეთვე იმ ნაწილაკების, რომელნიც უკუცემის სხივებს წარმოშობენ; ამავე დროს ცნობილია გამა-სხივების ენერგიაც. თავისი დაშლის პროდუქტებთან წონასწორობაში მყოფ რადიუმისათვის ჩვენ ასეთი წესით მივიღეთ 137 მც. კალორია საათში, ე. ი. სწორედ ის რიცხვი, რომელსაც გამოყოფილი სითბოს უშუალო გაზომვა გვაძლევს (იხ. ზევით).

სითბოს ამ რაოდენობიდან მოდის				
სხივებზე .	. α	β	γ	უკუცემის
პროცენტები .	. 90,1	3,4	4,7	1,3

ჩვენ ვხედავთ, რომ მთელი სითბოს რაოდენობის დაახლოვებით 0,9 ალფა-ნაწილაკთა მოძრაობის კინეტიკურ ენერგიის ხარჯზე წარმოიშობა. სხვა რადიოაქტიური ელემენტები, საერთოდ, გაცილებით სითბოს ნაკლებ რაოდენობას გვაძლევს. ასე, მაგალითად, 1 გ ურანი, რომელიც თავისი დაშლის პროდუქტებთან წონასწორობაშია, ერთი საათის განმავლობაში მხოლოდ 9.10^{-5} მც. კალორია სითბოს გამოჰყოფს.

1907 წ. აღმოჩენილ იქნა, რომ კალიუმი (Z=19) და რუბიდიუმი (Z=37) რადიოაქტიური ელემენტებია, თუმცა ძლიერ სუსტი; ორივე გამოჰყოფს ბეტა ნაწილაკებს. ამ ნაწილაკების სიჩქარე კალიუმისათვის არის 0,88, რუბიდიუმისათვის კი—0,69 სინათლის სიჩქარისა. წანაცვლების კანონის თანახმად, კალიუმისგან უნდა წარმოიქმნას ნივთიერება, რომლისათვისაც Z=20, ე. ი. კალციუმის იზოტოპი, რუბიდიუმიდან კი—სტრონციუმი. კალიუმის რადიოაქტიობის საკითხს კიდეე დავუბრუნდებით 4 §-ში.

რადიოაქტიური დაშლის თეორია ახლა დიდ როლს თამაშობს ურანისეულ მინერალთა ხნოვანების გამორკვევის დროს მათში შემავალ G რადიუმის და ურანის მიმართ; ზოგიერთ შემთხვევაში შესაძლებელია აგრეთვე ასეთივე გზით თორიუნისეულ მინერალთა ასაკის განსაზღვრაც. ზოგიერთი მინერალის (ტურმალინი, ბერილი) ხნოვანების გამოსარკვევად არსებობს სხვა ხერხებიც იმ შეფერილ ლაქათა საშუალებით, რომლებსაც იწვევენ ასეთ მინერალში მყოფი ურანის ნაწილაკებიდან ამოფრქვეული α-სხივები.

რადიოაქტიური ნივთიერებანი გავრცელებულია ყველგან—დედამიწის ქერქში, ზღვის წყალსა და ატმოსფეროში, თუმცა მეტად მცირე რაოდენობით. ამას ეყრდნობა, მაგალითად, ვარაუდი იმის შესახებ, რომ დედამიწის სითბოს ერთგვარი ნაწილი მაინც რადიოაქტიური წარმოშობისაა. ფრიად დიდ როლს ასრულებს ახლა რადიოაქტიური პროცესები ატმოსფერული ელექტრობის სხვადასხვა მოვლენის ახსნა-განმარტების დროს.

§ 3. არარადიოაქტიური იზოტოპები

ინგლისელმა მეცნიერმა ფ. ე. ასტონმა 1919 წ. მოახდინა დიდი აღმოჩენა: მან დაამტკიცა არარადიოაქტიურ ელემენტების იზოტოპიის არსებობა, რისთვისაც მას ნობელის პრემია მიუსაჯეს. ეს აღმოჩენა მდგომარეობს შემდეგში: 1919 წლამდე მეცნიერება ფიქრობდა, რომ თითოეული ელემენტი შედგება საკუთარი ერთნაირი ატომებისაგან, ე. ი. ისეთებისაგან, რომელთაც აქვთ ერთნაირი აგებულობა და ერთიდაიგივე წონა: ეს ის წონაა, რომელიც უდრის მოცემული ელემენტის ატომურ წონას, ქიმიური ხერხებითაა განსაზღვრული და ჩვეულებრივად მენდელეევის ცხრილის უჯრებშია აღნიშნული. ამ ატომურ წონების გამომხატველია მთელი რიცხვები წილადებით, რომლებიც ბევრ შემთხვევაში 0,5-ს უახლოვდება. ასე, მაგალითად, ქლორის ატომური წონა გამოდის 35,46. ვერცხლისწყლის—200,6; ფიქრობდნენ, რომ ქლორის ყველა ატომს და ვერცხლისწყლის ყველა ატომს ასეთი წონა ექნებოდა, თუ კი ანგბადის ატომის წონას 16 ად ჩავთვლით. არავინ ფიქრობდა (გარდა ერთი-ორი ცალკეული მეცნიერისა), რომ, მაგალითად, ქლორის ან ვერცხლისწყლის ატომებს შესაძლებელია სხვადასხვა წონა ჰქონოდა; სხვანაირად რომ ვსთქვათ, არავის ეგონა, რომ ელემენტი წარმოადგენს რამდენიმე ნივთიერების ნარევს, რომ არსებობს სხვადასხვა „ქლორი“ და სხვადასხვა „ვერცხლისწყალი“, რომლებსაც შეგვიძლია ქლორის და ვერცხლისწყლის იზოტოპები ვუწოდოთ. 1927 წლის დეკემბრამდე ასტონმა აღმოაჩინა, რომ მის მიერ გამოკვლეულ 57 ელემენტიდან 31 ელემენტი წარმოადგენს არა მარტივ ნივთიერებას, არამედ იზოტოპების, ე. ი. ამ ელემენტთა ნაირსახეობათა ნარევს. ამასთანავე იზოტოპთა რიცხვი შეიძლება 11-მდე ავიდეს, სახელდობრ, კალასათვის, ასე რომ, სინამდვილეში არსებობს 11 სხვადასხვა კალა. განსაკუთრებით დიდი შთაბეჭდილება მოახდინა ასტონის მეორე აღმოჩენამ. სახელდობრ, იმან რომ იზოტოპების ატომური წონები მთელი რიცხვებია. ქვევით დავინახავთ, რომ 1927 წლის დასასრულს ასტონმა რამოდენადმე შესცვალა ეს დასკვნა, მაგრამ ჯერჯერობით ჩვენ მაინც მას დავეყრდნობით. ეს გვიჩვენებს, რომ ძველი ატომური წონები ის საშუალო რიცხვებია, რომლებიც მოცემული ელემენტის იზოტოპთა ატომური წონებისაგან არითმეტიკული წესით არის მიღებული და ამ ნარევში შემავალ იზოტოპების რაოდენობათა პროპორციულია. ასე, მაგალითად, ქლორს, რომლის ატომური წონა არის 35,46, ორი იზოტოპი აქვს ატომური წონებით 35 და 37. აქედან ადვილი გამოსათვლელია, რომ 1 გ ქლორში 0,77 გ პირველი იზოტოპია და 0,23 გ კი—მეორე იზოტოპი ანუ სხვანაირად რომ ვსთქვათ, ჩვეულებრივ ქლორში 37-ატომურწონიანი ქლორის ერთ ატომზე 35-წონიანი ქლორის სამ ატომზე ცოტა მეტი მოდის. თავისთავად იგულისხმება, რომ იზოტოპებს (ერთი პლეადის წევრებს) ერთიდაიგივე რიგითი Z ნომერი აქვს, ე. ი. გულის გარე ელექტრონების ერთიდაიგივე რიცხვი და იმავე გულის ერთნაირი დადებითი კრებული მუხტი; ამის გამო, მათი ქიმიური თვისებები სავსებით ერთნაირია და არავითარი ქიმიური ხერხით არ შეიძლება მათი ნარევის დაშლა შემა-

დგენელ ნაწილებად. იზოტოპები ერთმანეთისაგან განირჩევა ატომის გულში მოთავსებულ პროტონებისა და ელექტრონების რიცხვით, ამიტომ მათი ის ფიზიკური თვისებებიც, რომლებიც ატომის მასაზეა დამოკიდებული, ერთმანეთისაგან განსხვავდება. აზრი იმის შესახებ, რომ ერთიდაიმავე ელემენტის ატომებს შეიძლება სხვადასხვა წონა ჰქონდეს, 1882 წ. გამოთქმული იყო ა. ბუტლეროვისა და ზოგიერთი სხვა მეცნიერის მიერ, განსაკუთრებით კრუქსის მიერ (W. Crookes, 1886), შემდეგ კი 1909 წ. ორი შვედელი მეცნიერის მიერაც.

როგორც 1 §.ში იყო ნათქვამი, მეცნიერები დიდი ხნის განმავლობაში დავობდნენ იმის შესახებ, იზოტოპები სხვადასხვა ელემენტად ჩაეთვალათ თუ ერთიდაიმავე ელემენტის ნაირსახეობად. არარადიოაქტიური იზოტოპისათვის დავა დამთავრდა მეორე აზრის სასარგებლოდ, ასე, მაგალითად, ქლორი 35 და ქლორი 37 ერთდაიმავე ელემენტ ქლორის ნაირსახეობაა.

ჩვენთვის საჭიროა რამდენიმე სიტყვა ითქვას ერთი მოვლენის შესახებ, რომელმაც არარადიოაქტიური იზოტოპიის აღმოჩენისას დიდი როლი შეასრულა. დავუშვათ, რომ მინის მილი შეიცავს გაიშვიათებულ გაზს, რომელიც შეიძლება ნარევსაც წარმოადგენდეს; თუმცა, უნდა ითქვას, რომ ის ყოველთვის ნარევს წარმოადგენს, ვინაიდან ქიმიურად სავსებით წმინდა ნივთიერების მიღება შეუძლებელია. მილში მოთავსებულია ლითონის ორი ერთმანეთის პარალელური ფირფიტა, რომლებიდანაც მინაში გავლით გარეთ გამოდის ორი მავთული. თუ ამ მავთულების დახმარებით მილს ელექტროწრედში ჩავურთავთ, მაშინ ერთი ფირფიტი ანოდი იქნება, მეორე კი—კათოდი. კათოდიდან გამოიფრქვევა ელექტრონები, რომლებიც მილში მოთავსებულ ნივთიერებათა ატომებისა და მოლეკულების იონიზაციას იწვევენ; ამასთანავე ეს უკანასკნელებიც თავის მხრით ახალ ელექტრონებს გამოჰყოფს. აქედან წარმოშობილი დადებითი იონები დაეჯახება როგორც მათ, ისე ერთიმეორეს, და ამ დაჯახებათა დროს შეიძლება წარმოიშვას სხვადასხვა სახის ატომები და მოლეკულები. იონიზაცია შეიძლება იყოს მარტივი, ორმაგი და ა. შ. ამ დროს მოცემული მოლეკულები შეიძლება დაიშალოს, შეიძლება ახალი შემადგენლობის მოლეკულებიც წარმოიშვას და ა. შ. ამასთანავე ყველა დადებითი იონი კათოდისაკენ მიისწრაფის. გერმანელმა მეცნიერმა გოლდშტაინმა (Goldstein, პირველი დაკვირვებები 1876 წ. ეკუთვნის) კათოდში ვიწრო ხვრეტების (არხების) მწკრივი გააკეთა, რომლებშიაც იონების ნაწილს გავლა შეეძლო. მაშინ კათოდის უკან მან შეამჩნია სუსტი ნათება იმ ნაწილაკთა ნაკადში, რომლებმაც კათოდის ხვრეტებში გაიარეს. ამ სწორხაზობრივად მოძრავ ნაკადებს გოლდშტაინმა არხული ანუ ღარული სხივები უწოდა; მათ შეიძლება ამიერკათოდური სხივებიც ეწოდოს, ინგლისურ ნაშრომებში კი მათ უბრალოდ დადებით სხივებს უწოდებენ. კათოდური სხივებისგან განსხვავებით, რომლებიც ელექტრონების ნაკადს წარმოადგენს, ამიერკათოდური სხივები მატერიალური ნაწილაკებისაგან შედგება და ამასთანავე, თითქმის ყოველთვის, მეტად სხვადასხვანაირისაგან. ისინი ერთიმეორისგან განსხვავდება m მასით, მუხტით და მოძრაობის v სიჩქარით. მუხტი ne-თი აღვნიშნოთ, სადაც n იონიზაციის ჯერადობის გამომხატველი

მთელი (ჩვეულებრივად 1 ან 2) რიცხვია. v სიჩქარე, სხვათა შორის, იმაზეა დამოკიდებული, თუ კათოდიდან რა მანძილზე წარმოიშვა მოცემული ნაწილაკი; რაც უფრო დიდია მანძილი, მით უფრო მეტ სიჩქარეს იძენს ნაწილაკი კათოდისაკენ მოძრაობის დროს. ნაწილაკების მუხტი არ ინარჩუნებს მუდმივ სიდიდეს ამიერკათოდურ სივრცეში მათი მოძრაობის დროს; იცვლება ხარისხი იონიზაციისა, რომელიც შეიძლება სავსებით გაქრეს და ნიშანიც კი შეიცვალოს. ნათება წარმოიშობა აღგზნებული ატომების მიერ და აგრეთვე მაშინაც კი, როდესაც იონიზირებულ ატომს ელექტრონი მიუერთდება.

წარმოვიდგინოთ რომ ამიერკათოდურ სხივის ნაწილაკებზე გარედან ელექტრული და მაგნიტური ძალები მოქმედებს ერთიდაიმავე მიმართულებით, რომელიც პერპენდიკულარულია თვით სხივისადმი. იონიზირებული ნაწილაკები ელექტრული ძალების ზეგავლენით თავისი გზიდან ამ ძალებისკენ გადიხრება, მაგნიტური ძალების მოქმედებით კი—მათდამი პერპენდიკულარული მიმართულებით ამოძრავდება. დავაყენოთ ფოტოგრაფიული ფირფიტა ამიერკათოდური წვრილი სხივისადმი პერპენდიკულარულად მისი გავრცელების გზაზე. თუ კი ელექტრული და მაგნიტური ძალები არ არსებობს, მაშინ ხსენებულ ფირფიტაზე მივიღებთ სხივის კვალს იმ ადგილზე, სადაც სხივი და ფირფიტა ერთმანეთს შეხვდება. თუ კი ეს ძალები მოქმედობს და თუ სხივი სავსებით ერთგვაროვანია, მაშინ აღნიშნული კვალი გვერდზე წაიწევს. წაწევის სიდიდე და მიმართულება მოცემულ მოქმედ ძალების პირობებში, უწინარეს ყოვლისა, დამოკიდებულია $\frac{ne}{m}$ სიდიდეზე, ე. ი. ნაწილაკის მუხტისა და მისი მასის შეფარდებაზე, მეორე რიგში კი—ამ ნაწილაკის მოძრაობის v სიჩქარეზე. თუ კი ამიერკათოდური სხივი არაერთგვაროვანია, ე. ი. ისეთი ნაწილაკებისაგან შედგება, რომელთა $\frac{ne}{m}$ შეფარდებას სხვადასხვა მნიშვნელობა აქვს და რომელთა სიჩქარე ერთნაირი არაა, მაშინ სხვადასხვა მიმართულებით და სხვადასხვა მანძილზე გადახრილ სხივების კვალს მივიღებთ. გამოთვლა ასეთ შედეგს გვაძლევს: ყველა ის ნაწილაკი, რომელთაც ერთიდაიგივე $\frac{ne}{m}$ შეფარდება აქვთ, მაგრამ სხვადასხვა სიჩქარე, პარაბოლის რკალის გასწვრივ დალაგდება; ეს პარაბოლი გადაუხრელი სხივის კვალის მახლობლად ხწყება. აშკარაა, რომ ასეთ პარაბოლს ყველა ერთნაირი ნაწილაკი მოგვცემს, რომლებისათვის როგორც ne მუხტს, აგრეთვე m მასას ერთიდაიგვე მნიშვნელობა აქვს, მაგრამ სიჩქარე კი სხვადასხვა; ამასთანავე ნაწილაკთა კვალის გადახრა მით უფრო ნაკლებია, რაც უფრო მეტია ნაწილაკთა სიჩქარე. სხვადასხვაგვარი ნაწილაკები, საერთოდ, სხვადასხვანაირად დალაგებულ პარაბოლებს გვაძლევს. ასეთი ნაწილაკები მხოლოდ მაშინ დალაგდება ერთსადაიმავე პარაბოლზე, როდესაც, შემთხვევით, ერთის მასა სწორედ ორჯერ მეტია მეორის მასაზე და როდესაც პირველმა ორი ელექტრონი (n=2) დაჰკარგა, მეორემ კი მხოლოდ ერთი (n=1). ასე რომ, მათთვის $\frac{ne}{m}$ შეფარდება ერთნაირია. ასეთი შემთხვევა ნაკლებად მოსა-

ლოდნელია, როდესაც საქმე გვაქვს მინარევებისაგან შეძლებისდაგვარად გაწმენდილ აირთან, ვინაიდან მცირე რაოდენობით დარჩენილი ეს მინარევი, საერთოდ, ვერ წარმოშობს მკაფიოდ გამოხატულ პარაბოლს. თუ კი ასეთი გაწმენდილი აირი რამდენიმე პარაბოლს გვაძლევს, ეს იმას ნიშნავს, რომ ამ აირის ნაწილაკები ან სხვადასხვანაირად არის იონიზირებული (n არაა ერთნაირი), ან ნაწილაკთა მასებია სხვადასხვა (m არაა ერთნაირი). ჯ. ჯ. ტომსონმა 1907 და 1912 წელში დაამუშავა გაზის ასეთი გამოკვლევის ექსპერიმენტული მხარე; ამიტომ ამბობენ ჯ. ჯ. ტომსონის პარაბოლებზე.

1913 წლის დასაწყისში ჯ. ჯ. ტომსონმა გამოაქვეყნა ნეონის გამოკვლევის შედეგი, რომელსაც ის ზემოხსენებული მეთოდით აწარმოებდა. ნეონის ტაბულური ატომური წონა არის 20,2. აღმოჩნდა, რომ გარდა მკვეთრი პარაბოლისა, რომელსაც $n=1$ და $m=20$ შეესაბამება, ადგილი აქვს კიდევ მეორე პარაბოლსაც, რომელიც უფრო სუსტია და რომლისთვისაც $n=1$ და $m=22$. მისი სიკაშკაშე იზრდება და კლებულობს $m=20$-ს შესაბამ პარაბოლის სიკაშკაშესთან ერთად; ის სრულიად ისპობა როდესაც უკანასკნელი ძლიერ სუსტი გახდება. ამ პარაბოლის წარმოშობის ასახსნელად საჭიროა დავუშვათ, რომ ჰაერიდან მიღებულ ყოველ ნეონში მოიპოვება ნივთიერება, რომლის ატომური წონა 22 უდრის, ან სხვანაირად რომ ვსთქვათ, არსებობს ორი ნეონი, რომელთაც 20 და 22 ატომური წონა აქვთ. საშუალო ატომური წონა 20,2 კი გვიჩვენებს, რომ ნეონი $A=20$ მეტია 9-ჯერ, ვიდრე ნეონი $A=22$. ჯ. ჯ. ტომსონის ეს ნაშრომი იყო პირველი, რომელმაც მიუთითა იზოტოპიის არსებობაზე არარადიოაქტიურ ელემენტებში. ჯ. ჯ. ტომსონის მოწაფემ ფ. ვ. ასტონმა გაიმეორა ეს ცდა ფრიად წმინდა ნეონზე და იგივე შედეგი მიიღო, სახელდობრ, ორი პარაბოლი: $A=20$ და $A=22$. ის ცდილობდა მათ გაცალკევებას ფორიანი თიხის ტიხრებში ნეონის მრავალჯერი გატარების გზით, როდესაც უფრო მსუბუქი ნაწილი ($A=20$) ცოტათი უფრო ჩქარა უნდა გადიოდეს ტიხრიდან, ვიდრე უფრო მძიმე ($A=22$); ამასთანავე მან მოახერხა და მიიღო ნეონის ორი პორცია, რომელთა საშუალო ატომური წონა 20,15 და 20,29 აღმოჩნდა. ამნაირად, უდავოდ დამტკიცდა რომ ნეონი ერთნაირი ატომებისაგან არ შედგება, არამედ ძის შემადგენლობაში შედის ორი სხვადასხვა გვარი ატომი მაინც.

საკითხი იზოტოპიის არსებობის შესახებ არარადიოაქტიურ ელემენტებში საბოლოოდ იქნა გადაწყვეტილი 1919 წელს ფ. ვ. ასტონის ახალი გამოკვლევების წყალობით. ფ. ვ. ასტონის გვერდით უნდა მოვიხსენიოთ ა. ჯ. დემპსტერი (A. I. Dempster, ჩიკაგო), რომელიც სხვა მეთოდით მუშაობდა, ვიდრე ასტონი.

§ 4. ასტონის გაკოკვლევები. იზოტოპთა თვისებანი

ასტონმა გააუმჯობესა ჯ. ჯ. ტომსონის მეთოდი, ააგო რა ხელსაწყო, რომელსაც მასა-სპექტროგრაფი უწოდა. ეს სახელწოდება გვიჩვენებს, რომ ახალი ხელსაწყო ნივთიერებათა ნარევს შემადგენელ ნაწილებად შლის და მათ ფოტოგრაფიულ ანაბეჭდებს ერთი მეორის გვერდით გამოსა-

ხავს მსგავსად ჩვეულებრივი სპექტროგრაფისა, რომელიც სხივადი ენერგიის რთული კონის შემადგენელ ნაწილთა ფოტოგრაფიულ ანაბეჭდებს, სპექტრული ხაზების ან ზოლების სახით ერთიმეორის მეზობლად ალაგებს. ასტონის ხელსაწყო შეტისმეტად რთულია და აქ არ შეგვიძლია მისი აგებულობის აღწერას შევუდგეთ. მასში არსებითად ახალია შემდეგი: ხელსაწყო ისეა აგებული, რომ ფოტოგრაფიული ფირფიტის ერთდაიმავე ადგილზე ყველა ის ნაწილაკი ხვდება, რომლებსაც მუხტისა და მასის ერთდაიგივე $\frac{ne}{m}$ შეფარდება აქვთ, დამოუკიდებლად მათი სიჩქარისა. შეიძლება ითქვას, რომ პარაბოლები შეცვლილია წერტილებით ანუ, უფრო სწორედ რომ ვსთქვათ, პატარა კვლებით; ამასთანავე სხვადასხვა $\frac{ne}{m}$ შეფარდების შესაბამისი კვლები სწორი ხაზის გასწვრივ ლაგდება, ასე რომ, მართლაც რაღაც ისეთია მიღებული, რაც სხივადი ენერგიის სპექტრს მოგვაგონებს. განსაზღვრული ქიმიური შემადგენლობის თითოეულ ნაწილაკს შეუძლია რამდენიმე კვალი მოგვცეს მისი იონიზაციის ხარისხის, ე. ი. n რიცხვის მნიშვნელობის (n=1,2,3 და ა. შ.) მიხედვით. ამის გამო, ასტონი პირველი, მეორე და ა. შ. რიგის სპექტრებზე ლაპარაკობს. დემპსტერის ხერხი არსებითად განსხვავდება ასტონის ხეოხისაგან, რომლის მიხედვით განსაზღვრული m მასა, ე. ი. ატომური A წონა, 0,1%-ამდე სიზუსტეს აღწევს. სხვათა შორის ასტონმა იპოვა, რომ წყალბადისათვის მართლაც A=1,008, თუ ჰელიუმისათვის A=4 — (ჟანგბადისათვის A=16). დემპსტერმა აღმოაჩინა; სხვათა შორის, რომ მაგნიუმს (A=24,32) სამი იზოტოპი აქვს, რომელთა ატომური წონა A=24, 25, 26. 1925 წლის დასასრულს ასტონმა მოგვცა 56 ელემენტის გამოკვლევის პირველი შედეგები; ამათგან 30 ელემენტს აღმოაჩნდა იზოტოპები. იმავე 1925 წელს ასტონმა მიიღო თანხები კიდევ უფრო გაუმჯობესებული ახალი მასა-სპექტროგრაფის ასაგებათ, რომელმაც გაციცებით უფრო ზუსტი და მკაფიო შედეგები მისცა. 1937 წელს მან გამოაქვეყნა ამ ახალი ხელსაწყოთი მიღებული შედეგები. წინანდელებს მიემატა კიდევ ორი ელემენტი (გოგირდი და ტყვია), რომელთაც აღმოაჩდათ იზოტოპები და შევსებულ იქნა რიცხვები, რომლებიც წინად მიღებული იყო კალისა (11 იზოტოპი), ქსენონისა და ვერცხლისწყლისათვის. გარდა ამისა, ასტონმა მიიღო კიდევ ერთი ახალი შედეგი, რომელსაც უდიდესი მეცნიერული მნიშვნელობა აქვს და რომელზედაც ჩვენ ლაპარაკი გვექნება ქვევით. მოგვყავს 1927 წლის დასასრულისთვის მიღებულ შედეგთა ჯამი (იხ. გვ. 272). იმ 80 ელემენტიდან, რომლებიც მენდელეევის ცხრილშია რადიოაქტიურ ელემენტებამდე მოთავსებულნი, იზოტოპები აღმოაჩნდა სულ 32 ელემენტს. გამოკვლეულ იქნა ბისმუტი (Z=83), მაგრამ აღმოჩნდა, რომ მას არა აქვს იზოტოპი. საშუალო ატომური A წონა—ეს ის წონაა, რომელიც ქიმიური ხერხით არის მიღებული და ჩვეულებრივად ცხრილებშია მოთავსებული. იზოტოპების ატომური წონა მოცემულია იმ რაოდენობათა შემცირების მიხედვით, რა რაოდენობითაც ისინი ჩვეულებრივი, ე. ი. ნარევი ელემენტის შემადგენლობაში შედიან.

Z გვიჩვენებს ელემენტის რიგითი ნომერს.

ფრჩხილებში ჩასმულია რიცხვები, რომლებიც საეჭვოა. მაშინ კიდევ არ იყო ცნობილი იზოტოპები შემდეგი 26 ელემენტისათვის: წყალბადი (Z=1), ჰელიუმი (2), ბერილიუმი (4), ნახშირბადი (6), აზოტი (7), ჟანგბადი (8), ფტორი (9), ნატრიუმი (11), ალუმინიუმი (13), ფოსფორი (15), სკანდიუმი (21) ტიტანი (22), ვანადიუმი (23), ქრომი (24), მარგანეცი (25), კობალტი (27), არსენიკუმი (33), იტრიუმი (39), ინდიუმი (49), იოდი (53), ცეზიუმი (55), ბარიუმი (56), ლანტანი (57), პრაზეოდიმი (59) და ბისმუტი (83). ყურადღების ღირსია, რომ ყველა ელემენტს, რომლებისთვისაც იზოტოპების რაოდენობა ორს აღემატება, ლუწი რიგითი რიცხვი აქვს, ამასთანავე იზოტოპებში მეტისმეტად სჭარბობს ლუწი ატომური წონები. კენტი Z-ის მქონე ელემენტებში კენტი ატომური წონის მქონე იზოტოპები სჭარბობს.

2 §-ში ნათქვამი იყო, რომ ელემენტი კალიუმი რადიოაქტიურია, ის ბეტა-სხივებს გამოაფრქვევს. იზოტოპთა მოცემული მიმოხილვიდან ჩანს, რომ კალიუმს (Z=19, A=39,104) ორი იზოტოპი აქვს 39 და 41 ატომური წონით, რომელთა რაოდენობა ჩვეულებრივ კალიუმში 20:1 შეფარდებით უნდა შედიოდეს. საინტერესოა საკითხი იმის შესახებ, კალიუმის ნაირსახეობანი ორივეა რადიოაქტიური, თუ არა, და, თუ არა, რა ელი მათგანი ატარებს ამ თვისებას. ეს საკითხი 1927 წლის ბოლოს გადასწყვიტა გ. ჰეევეშმ (G. Hevesy). მან და მისმა თანამშრომელმა მარია ლეგსტრუპმა (Marie Lögstrup) მოახერხეს ჩვეულებრივი კალიუმის შემადგენლობის ისე შეცვლა (იხ. ქვევით), რომ გაადიდეს კალიუმი 41-ის პროცენტული რაოდენობა მასში. ახლადმიღებულ კალიუმის ატომური წონა 39,109 არის (39,104-ის მაგივრად), მისი რადიოაქტიობა კი 4.2%-თ გადიდებული აღმოჩნდა. აქედან აშკარად ჩანს, რომ რადიოაქტიურია მხოლოდ კალიუმი 41, რომელიც ბეტა-სხივების გამოფრქვევის შემდეგ კალციუმის იზოტოპად იქცევა ატომური წონით 41; ჩვენს ნაკრებში ასეთი არაა ნაჩვენები. კალიუმის 41 ნახევრად დაშლის პერიოდი (იხ. § 2) 7.10^{10} წელს უნდა უდრიდეს. მოსალოდნელია, რომ კალციუმის 41 ნიშნები ისეთ კალიუმისეულ მინერალებში იქნება აღმოჩენილი, რომლებიც დიდიხნის წინათ იყო წარმოშობილი. კალიუმისა და რუბიდიუმის T პერიოდი დღემდე ცნობილია მხოლოდ მიახლოებით. მიულჰოფი (Mühlhoff, 1930) გვაძლევს კალიუმისათვის $T=1,5.10^{13}$ წელს, რუბიდიუმისათვის კი $4,3.10^{11}$ წელს. ბეტა-ნაწილაკთა N რიცხვი, რომელსაც ნივთიერების 1 გ. ერთ წამში გამოაფრქვევს, უდრის: კალიუმისათვის N=29, რუბიდიუმისათვის N=350; შედარებისათვის მოვიყვანოთ რიცხვები ურანის შესახებ: N=12000, $T=4,5.10^9$ წელს. ორბანი (G. Orban, 1931) კი სხვა რიცხვებს გვაძლევს, სახელდობრ: კალიუმისათვის $T=5.10^{12}$ წ. რუბიდიუმისათვის კი — $T=1,6.10^{11}$ წ. ამ ნივთიერებებს არ აღმოაჩნდა არც ალფა და არც გამა-სხივები.

საინტერესო აზრი იქნა გამოთქმული ზოგიერთი მეცნიერის მიერ 1931 წელს. ელემენტი Z=87, როგორც დავინახეთ, აქამდე არაა აღმოჩენილი. მისი მდებარეობა მენდელეევის ცხრილში გვიჩვენებს, რომ რადიუმის (Z=88)

ეს მეზობელი ტუტოვან ლითონებს უნდა ეკუთვნოდეს და ერთდროულად რადიოაქტიურიც უნდა იყოს. და, აი, გამოითქვა აზრი, რომ რადიოაქტიობა სრულიადაც არ წარმოადგენს კალიუმისა და რუბიდიუმის თვისებას და მხოლოდ იმის შედეგია, რომ ეს ნივთიერებანი შეიცავენ უცნობ ელემენტის Z=87 მინარევს. ამავე დროს კალიუმიდან და რუბიდიუმიდან ამ ელემენტის გამოყოფის ცდამ უშედეგოდ ჩაიარა. *)

ელემენტი	Z	A	იზოტოპების რიცხვი	იზოტოპების ატომური წონა
ლითიუმი Li	3	6,94	2	7—6
ბორი B	5	10,82	2	11—10
ნეონი Ne	10	20,20	2	20—22
მაგნიუმი Mg	12	24,32	3	24—25—26
სილიციუმი Si	14	28,06	3	28—29—30
გოგირდი S	16	32,07	3	32—33—34
ქლორი Cl	17	35,46	2	35—37
არგონი A	18	39,94	2	40—36
კალიუმი K	19	39,10	2	39—41
კალციუმი Ca	20	40,07	2	40—44
რკინა Fe	26	55,84	2	56—54
ნიკელი Ni	28	58,68	2	58—60
სპილენძი Cu	29	63,57	2	63—65
თუთია Zn	30	65,37	4	64—66—68—70
გალიუმი Ga	31	69,72	2	69—71
გერმანიუმი Ge	32	72,60	3	74—72—70
სელენი Se	34	79,2	6	80—78—76—82—77—74
ბრომი Br	35	79,92	2	79—81
კრიპტონი Kr	36	82,92	6	84—86—82—83—80—78
რუბიდიუმი Rb.	37	85,41	2	85—87
სტრონციუმი Sr	38	87,63	2	88—86
ცირკონიუმი Zr	40	91,2	3(4)	90—94—92—(96)
ვერცხლი Ag	47	107,88	2	107—109
კადმიუმი Cd	48	112,41	6	114—112—110—113—111—116
კალა Sn	50	118,7	11	120—118—116—124—119—117—122—121—112—114—115
სტიბიუმი Sb	51	121,77	2	121—123
ტელური Te	52	127,5	3	126—130—128
ქსენონი X	54	130,2	9	129—132—131—134—136—128—130—126—124
ცერიუმი Ce	58	140,25	2	140—142
ნეოდიმი Nd	60	144,27	3(4)	142—144—146—(145)
ვერცხ. წყალი Hg	80	200,6	6(7)	202—200—199—198—201—204—(196)
ტყვია Pb	82	207,2	8(7)	206,207,208,(209),203,(204),(205).

რიცხვები 40 და, 44, რომლებიც ჩვენ მოვიხსენიეთ კალციუმისათვის (Ca, Z=20) დემპსტერმა იპოვა. არაპირდაპირ მოსაზრებათა საფუძველზე სხვა მეცნიერთა მიერ ნაპოვნი იყო რიცხვები 39, 40 და 44, მაშინ როდესაც ასტონი გვაძლევს რიცხვებს 39 და 40. ლითონ გერმანიუმისათვის (Ge, Z=32) ასტონმა რვა იზოტოპი აღმოაჩინა, რომელთა ატომური წონა 70-დან 77-დე მიმდევნო მთელი რიცხვების ტოლია; ამათგან მხოლოდ რიცხვი 76 საეჭვოა. თუთიისათვის ასტონი გვაძლევს, გარდა ზევით მოთავსებულ ცხრილში მოყვანილ ოთხი რიცხვისა—64, 66, 68 და 70-სა, კიდევ შემდეგ ახალ რიცხვებს: 65, 67 და 69, ასე რომ, თუთიას 7 იზოტოპი აქვს. ნეონისათვის, ორი

*) იხ. დამატება წიგნის ბოლოში.

(რედ. შენიშვნა)

ინგლისელ მეცნიერის მიერ, გარდა 20 და 22 რიცხვისა, მიღებულ იქნა კიდევ რიცხვი 21; ჩვეულებრივ ნეონში მოიპოვება ნეონ 20-ის 88%, ნეონ 22-ის 10% და ნეონ 21-ის 2%.

იზოტოპების ცხრილი, რომელიც ზევით მოვათავსეთ, გვაძლევს, როგორც ნათქვამი იყო, ასტონის მიერ 1927 წლის დასაწყისამდე მოპოვებულ შედეგთა ნაკრებს, გარდა რიცხვებისა კალციუმის შესახებ, რომლებიც დემპსტერმა მიიღო. ახლა გადავდივართ იმ მრავალრიცხოვან ნაშრომთა განხილვაზე, რომლებიც უკანასკნელი სამი წლის-განმავლობაში იქნა გამოქვეყნებული და რომლებმაც მთელი რიგი სავსებით მოულოდნელი შედეგები მოგვცეს. მათი სისტემატური განხილვა დიდ სიძნელეებს წარმოადგენს, და ჩვენ მას არც ვაძლევთ დიდ მნიშვნელობას. აღვნიშნოთ მხოლოდ ზოგიერთი შემდგომი ნაშრომთაგანი ასტონისა, რომელმაც უკვე 1927 წელს, ააგო რა ახალი გაუმჯობესებული მასა-სპექტროსკოპი, აღმოაჩინა გოგირდისა და ტყვიის იზოტოპები და გაადიდა კალას იზოტოპთა რიცხვი. შესაბამისი რიცხვები ჩვენ უკვე მოვათავსეთ ცხრილში. 1930 წელს ასტონმა თავის მეთოდში ახალი გაუმჯობესება შეიტანა, რამაც მისცა მას შესაძლებლობა ფრიად ზუსტად განესაზღვრა შერეულ ელემენტის შემადგენლობაში შემავალი იზოტოპების შეფარდებითი რაოდენობანი. განსაკუთრებით საინტერესოა შედეგები, რომლებიც ვერცხლისწყლის შვიდი იზოტოპისათვის იქმნა მიღებული. მიიჩნია რა იზოტოპ Z=202-ის რაოდენობა 100-ად, მან იპოვა დანარჩენ იზოტოპთა შემდეგი შეფარდებითი რაოდენობანი:

ვერცხლისწყლის იზოტოპები: 196 198 199 200 201 202 204

შეფარდებითი რაოდენობანი: 0,34 33,8 56,2 81,2 46,7 100 23,4

ჩვენ ვხედავთ, რომ მხოლოდ იზოტოპი A=196 შეადგენს უმნიშვნელო მინარევს; ყველა დანარჩენი იზოტოპი კი ჩვეულებრივ ვერცხლისწყალში მნიშვნელოვანი (შეფარდებითი) რაოდენობით შედის. ამ რიცხვებიდან ვერცხლისწყლის საშუალო ატომური წონისათვის მიღებულია რიცხვი 200,63 მაშინ, როდესაც ქიმიური განსაზღვრა გვაძლევს A=200,62. ეს გარემოება გვიჩვენებს, თუ რა სიზუსტემდე მივიდა ასტონი თავის გაზომვებში. იმავე 1930 წ. ასტონმა პირველად გამოიკვლია ვოლფრამი (W, Z=74) და აღმოაჩინა მასში ოთხი იზოტოპი შემდეგი ატომური წონებით: 182, 183, 184 და 186. 1931 წელს ასტონმა განსაზღვრა ოსმიუმისა (Os, Z=76) და რუტენიუმის (Ru, Z=44) იზოტოპები. თითოეული ამ ელემენტებისათვის მან იპოვა ექვს-ექვსი იზოტოპი, სახელდობრ;

ოსმიუმი: 186—187—188—189—190—192

რუტენიუმი: 96—99—100—101—102—104

მოლიბდენისათვის (Mo,Z=42) ასტონმა აღმოაჩინა შვიდი იზოტოპი ასეთი ატომური წონებით: 92, 94, 95, 96, 97, 98 და 100. ქრომისათვის (Z=24) კი მან იპოვა შემდეგი იზოტოპები: 50, 52, 53 და 54. ელისონმა და მერფიმ (F. Allison, E. U. Murphy) 1930 წელს გამოიკვლიეს ოქრო (2 იზოტოპი), პალადიუმი (2), პლატინი (2), ტანტალი (3), ტალიუმი (2) და თორიუმი (3): მაგრამ მათ მიერ მიღებული შედეგები ჯერ კიდევ ყველა არაა შემოწმებული სხვა მეცნიერთა მიერ.

მოძღვრებამ იზოტოპთა შესახებ ამ ორი უკანასკნელი წლის განმავლობაში მთელი რიგი ახალი შედეგები მოგვცა ზოლოვან სპექტრთა გამოკვლევის ხერხის გამოყენების წყალობით; ეს ზოლოვანი სპექტრები, როგორც ვიცით, მნათი აირებისა და ორთქლებისაგან არის მიღებული. იზოტოპიის შესწავლის შედეგების ამ მიმოხილვის დროს განზე გადახვევა რომ არ მოგვიხდეს, ამისათვის ზემოხსენებულ ხერხს ჩვენ მხოლოდ ქვევით განვიხილავთ. ზოლოვან სპექტრების შესწავლამ, უწინარეს ყოვლისა, ჟანგბადის, აზოტის და ნახშირბადის იზოტოპების და აგრეთვე ქლორის მესამე იზოტოპის აღმოჩენამდე მიგვიყვანა. ახლა სწორედ ამ აღმოჩენებს განვიხილავთ.

ჟანგბადი. ჯიაუკემ და ჯონსტონმა (Giauque, Johnston) დაწყებული 1929 წლიდან გამოიკვლიეს მოლეკულური ჟანგბადის ზოლოვანი სპექტრი და აღმოაჩინეს, რომ მის მოლეკულებში გარდა O=16 ატომებისა უნდა შედიოდეს კიდევ O=18 ატომები. ასტონმა მაშინვე ის აზრი გამოსთქვა, რომ O=18 იზოტოპის რაოდენობა არ შეიძლება აღემატებოდეს ჟანგბადის მთელი მასის 0,001 ნაწილს; იმავე დასკვნამდე მივიდა ბებკოკი. ამის შემდეგ ჯიაუკემ და ჯონსტონმა აღმოაჩინეს, რომ უნდა არსებობდეს კიდევ ჟანგბადის მესამე იზოტოპი O=17. ეს შედეგი დაადასტურა ბებკოკმა, რომელმაც იპოვა, რომ იზოტოპი O=17-ის რაოდენობა არ შეიძლება აღემატებოდეს ჟანგბადის მთელი რაოდენობის 0,0002-ს. ჯიაუკემ და ჯონსტონმა აღმოაჩინეს, რომ $O^{16}O^{18}$ მოლეკულების რიცხვი, რომლებიც ერთ ატომ O=16 და ერთ ატომ O=18 შეიცავს, მოლეკულთა მთელი რიცხვის $^1/_{625}$ ნაწილს შეადგენს, $O^{16}O^{17}$ მოლეკულების რიცხვი კი—მხოლოდ $^1/_{2000}$ ნაწილს. თუ კი O^{16}-ის ატომურ წონას 16-ის ტოლად მივიღებთ, მაშინ O^{18}-ის ატომური წონისათვის უნდა ავიღოთ რიცხვი 18,064-სა და 18,074-ს შორის. ნოდე (Naudé) ფიქრობს, რომ, თუ კი შერეულ ჟანგბადის ატომურ წონად 16 იქნა მიღებული, მაშინ იზოტოპი O^{16}-ის ატომისათვის რიცხვი 15,9980 უნდა მივიღოთ. ჟანგბადის იზოტოპთა აღმოჩენაზე ჩვენ უკვე გვქონდა ლაპარაკი, როდესაც განვიხილეთ საკითხი ატომური წონის ერთეულის შერჩევის შესახებ.

აზოტი (A=14). ნოდემ 1929 წელში გამოიკვლია აზოტის ჟანგის NO-ს ზოლოვანი სპექტრი. მან აღმოაჩინა, რომ გარდა $N^{14}O^{16}$, $N^{14}O^{17}$ და $N^{14}O^{18}$ მოლეკულებისა არსებობს კიდევ $N^{15}O^{16}$ მოლეკულები; ამგვარად აღმოჩენილ იქნა აზოტის იზოტოპი, რომლის ატომური წონა 15-ს უდრის. ეს აღმოჩენა დაადასტურა ჰერცბერგმა (G. Herzberg), რომელმაც იპოვა, რომ N=15 აზოტის მთელი რაოდენობის $^1/_{600}$-ს შეადგენს; 1930 წელს ნოდემ ამ წილადისათვის მნიშვნელობა $^1/_{400}$ მოგვცა.

ნახშირბადი (A=12). ა. ს. კინგმა და რ. ტ. ბირგემ (A. S. King, R. T. Birge) გამოიკვლიეს ზოლოვანი სპექტრი, რომელსაც გვაძლევს ნახშირბადი განსაზღვრულ პირობებში, შემდგომ კი მარტო ბირგემ—ნახშირბადის ჟანგი CO და ციანი CN. მათ მიერ მიღებული შედეგების მიხედვით უნდა არსებობდეს ნახშირბადის იზოტოპი, რომლის ატომური წონა 13 უდრის. 1930 წელს ამავე მეცნიერებმა თავისი დაკვირვებებიდან გამოიტანეს, რომ იზოტოპი C=13 ნახშირბადის მთელი მასის $^1/_{100}$-ს შეადგენს.

ქ ლ ო რ ი. ჰ. ბ ე კ ე რ მ ა (H. Becker) 1930 წელს გამოიკვლია ქლოროვანი წყალბადის HCl ზოლოვანი სპექტრი და დაინახა, რომ გარდა დიდი ხნის წინათ ქლორის ცნობილ ორი იზოტოპისა 35 და 37 ატომური წონებით, არსებობს კიდეე მესამე იზოტოპიც, რომლის ატომური წონა უდრის 39-ს.

ჩვენ აქ მხოლოდ მოკლედ მოვიყვანეთ ჟანგბადის, აზოტის და ნახშირბადის იზოტოპთა აღმოჩენის შემთხვევები; ამ უკანასკნელ დროში მომხდარი მოულოდნელი აღმოჩენა წ ყ ა ლ ბ ა დ ი ს ი ზ ო ტ ო პ ი ს ა ჩვენ მიერ განხილულ იქნება ცოტა ქვევით. განვიხილოთ კიდეე 1931-სა და 1932 წელს გამოქვეყნებული ნაშრომები. დავიწყოთ ა ს ტ ო ნ ი ს უკანასკნელი გამოკვლევებიდან. 1931 წელში მან მოახერხა რ ე ნ ი უ მ ი ს (Re,Z=75,A=186,31) იზოტოპების აღმოჩენა; მან იპოვა, რომ რენიუმი შედგება ორი იზოტოპისაგან, რომელთა ატომური წონებია 185 და 187; ამასთანავე მათი რაოდენობანი შერეულ ელემენტში ერთმანეთს ისე ეფარდებიან, როგორც 1 : 1,62, ანუ, დაახლოებით, როგორც 3 : 5. არ შეიძლება ითქვას, რომ ერთი იზოტოპთაგანი მეორის მინარევს შეადგენდეს. აქედან გამოდის, რომ შერეული ელემენტის ატომური წონა 186,22-ია, რაც საკმაოდ ახლოსაა ჰენიგშმიდტის (Hönigschmidt) მიერ განსაზღვრულ ატომურ წონასთან, რომელიც 186,31-ის ტოლია. ს ტ რ ო ნ ც ი უ მ ი ს ა თ ვ ი ს (Sr, Z=38) ა ს ტ ო ნ მ ა, გარდა წინათაღმოჩენილ 86 და 88 იზოტოპისა, იპოვა კიდეე მესამე იზოტოპი, რომელსაც ატომური წონა 87 აქვს. ბ ა რ ი უ მ ი ს ა თ ვ ი ს (Ba,Z=56) მან აღმოაჩინა ოთხი იზოტოპი 138, 137, 136 და 135. თ ა ლ ი უ მ ი ს ა თ ვ ი ს (Tl,Z=81) კი ნაპოვნი იქნა ორი იზოტოპი: 203 და 205; ეს უკანასკნელი იზოტოპი სპარბობს, რაც მტკიცდება თალიუმის ატომური წონით, რომელიც 204,39-ის ტოლია.

ქლორის იზოტოპის არსებობა 39 ატომური წონით საეჭვო იყო, მაგრამ ჰეტნერისა და ბემეს (Hettner, Böhme) ცდებმა გვიჩვენა, რომ ასეთი იზოტოპი უდავოდ არსებობს. ჩვენ განსახილველი დაგვრჩა წ ყ ა ლ ბ ა დ ი ს ი ზ ო ტ ო პ ი ს განსაკვეფრებელი აღმოჩენა, რომელიც 1931 წლის ბოლოს მოხდა; დაწვრილებითი ცნობა ამის შესახებ პირველად 1932 წლის დასაწყისში გამოქვეყნდა. ამ იზოტოპის ატომური წონა 2-ს უდრის. ჩვენ ვიცით, რომ წყალბადის მოლეკული ორი ატომისაგან შედგება, ანუ რომ, ის H_2-ს ანუ H'H'-ის (ორი ატომი 1 ატომური წონით) სახით იწერება. წყალბადის იზოტოპი H^2-უნდა წარმოადგენდეს ატომს, რომლის ატომის გულის წონა 2-ია; გარე ელექტრონების რაოდენობა კი ორივე იზოტოპში ერთხაირია, ე. ი. ე რ თ ელექტრონს უდრის, მეორე ელექტრონი კი უნდა იმყოფებოდეს ატომის გულში. ამნაირად, წყალბადის იზოტოპი (H=2) შედგება გულისაგან, რომელიც ორ პროტონსა და ერთ ელექტრონს შეიცავს; გულის გარშემო კი მოძრაობს მარტო ერთი ელექტრონი. ი უ რ ე ი მ, ბ რ ი კ ვ ე დ ე მ დ ა მ ე რ ფ ი მ (H. C. Urey, F. G. Brickwedde G. M. Murphy) თეორიულად განიხილეს საკითხი წყალბადის ორგვარ მოლეკულთა არსებობის შესახებ; ეს მოლეკულები შეიძლება H^1H^1-ისა და H^1H^2-ის სახით გამოეხატოთ, სადაც უკანასკნელი ერთი ჩვეულებრივი ატომისა (H=1) და ერთისაც ორმაგმასიანისაგან (H=2) შედგება. თუ კი მყარ წყალბადს ავაორთქლებთ, მაშინ უფრო მძიმე მოლეკულები H^1H^2 უფრო გვიან უნ-

და აორთქლდეს, ვიდრე მსუბუქნი H^1H^1. ორთქლის $P_{1,1}$ და $P_{1,2}$ წნევები წყალბადს ზემოდან, რომელიც მარტო H^1H^1 ან H^1H^2 მოლეკულებისაგან შედგება, ისე უნდა ეფარდებოდეს ერთიმეორეს, როგორც 1 : 0,37. აქედან გამოდის, რომ თუ მყარი წყალბადის დიდ რაოდენობას ავაორთქლებთ, მაშინ წყალბადის დარჩენილი, ჯერ კიდევ აუორთქლებელი ნაწილი, H^1H^2 მოლეკულების შედარებით უფრო მეტ რაოდენობას უნდა შეიცავდეს, ე. ი. უნდა მოხდეს წყალბადის გამდიდრება უფრო მძიმე H^2 ატომების შემცველი მოლეკულებით. ხსენებულმა მეცნიერებმა გამოიკვლიეს მოლეკულურ წყალბადის სპექტრი, მაგრამ ვერ აღმოაჩინეს ისეთი სპექტრული ხაზები, რომლებიც H^1H^2 მოლეკულებს უნდა ეკუთვნოდეს. მაგრამ, რადგანაც მათ მყარი წყალბადის დიდი რაოდენობა ააორთქლეს და გამოიკვლიეს მცირე რაოდენობით დარჩენილი მისი ნაწილი, მაშინ ეს ხაზები მკაფიოდ გამოჩნდა სწორედ იმ ადგილებზე, სადაც ისინი თეორიის მიხედვით უნდა ყოფილიყვნენ. ამნაირად, დამტკიცებულ იქნა წყალბადის იზოტოპის არსებობა გაორკეცებული მასით. ნავარაუდევი 3-მასიანი იზოტოპის (სამი პროტონი და ორი ელექტრონი გულში) კი არავითარი კვალი არ აღმოჩნდა. ამასთან, H^1H^2 მოლეკულებისაგან წარმოშობილ ხაზების ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე მისაღებად საჭირო შეიქმნა 4000-ჯერ უფრო ხანგრძლივი ექსპოზიცია, ვიდრე ამას მოითხოვს H^1H^1 წყალბადის ჩვეულებრივი სპექტრის ფოტოგრაფირება. H^2 იზოტოპის ატომთა რაოდენობა ჩვეულებრივი წყალბადის $^1/_{30000}$ ნაწილს არ აღემატება. აორთქლებული წყალბადის იმ ნარჩენისათვის კი, რომელიც ზემოხსენებულმა მეცნიერებმა სპექტრალური ანალიზის საშუალებით გამოიკვლიეს, მიღებულია წილადი $^1/_{600}$, როგორც H^1H^2:H^1H^1 შეფარდება. 1932 წლის გაზაფხულზე გამოქვეყნდა წყალბადის იზოტოპის აღმოჩენის პირველი დადასტურება. ბლეკნეიმ (W. Bleckney) შესძლო ამ იზოტოპის არსებობის დამტკიცება მასა-სპექტროგრაფის საშუალებით. ამით ჩვენ ვამთავრებთ მიმოხილვას იმ უკანასკნელი ნაშრომებისას არარადიოაქტიურ ელემენტთა იზოტოპიის შესახებ, რომლებმაც ბევრი ახალი შედეგი მოგვცა.

1 §-ის ბოლოში ლაპარაკი გვქონდა იზობარებზე, ე. ი. ორი სხვადასხვა ელემენტის ნაირსახეობებზე, რომლებიც მენდელეევის სისტემის სხვადასხვა უჯრაშია მოთავსებული, მაგრამ ატომური წონაკი ერთიდაიგივე აქვთ; ამჟამად ბევრი ასეთი წყვილია აღმოჩენილი. მოვიყვანთ ზოგიერთ მაგალითს, სადაც ფრჩხილებში მოთავსებულია ატომური წონა, რომელიც საერთოა ხსენებული ორი ელემენტის ორივე ნაირსახეობისათვის: არგონი და კალციუმი (40), კალა და სტიბიუმი (121), კალა და ქსენონი (124). ზოგჯერ ერთიდაიმავე ორი ელემენტისათვის მოიპოვება იზობარების ორი და სამი წყვილიც კი, მაგალითად; სელენი და კრიპტონი (78,80 და 82,), კალა და კადმიუმი (112, 114 და 116), ტელური და ქსენონი (126,128 და 130).

ჩვენ II თ.-ის 2 §-ში განვიხილეთ მენდელეევის პერიოდული სისტემა და, სხვათაშორის, აღვნიშნეთ სამი შემთხვევა, როდესაც არარადიოაქტიური ელემენტის მეტს რიგითი Z რიცხვს შეესაბამება ნაკლები ატომური A წონა. ასეთ ანომალიებს წარმოადგენს ელემენტები: არგონი—კალიუმი, კობალტი—ნიკე-

ლი და ტელური-იოდი. მეოთხე შემთხვევას (თორიუმი-პროტაქტინიუმი), რომელიც რადიოაქტიურ ელემენტებს შეეხება, აქ არ გაეარჩევთ. არარადიოაქტიურ ელემენტთა იზოტოპების აღმოჩენამ საესებით ნათელყო აღნიშნული სამი ანომალიის წარმოშობის მიზეზი. არგონ—კალიუმის წყვილში ორიეე ელემენტს აქვს იზოტოპები, ორ დანარჩენში კი მარტო ერთს (ნიკელსა და ტელურს). ამ იზოტოპების წონები ისეა არეული მთელ რიცხვებს შორის და, რაც მთავარია, შერეულ ელემენტის შემადგენელ ნაწილთა შეფარდებითი რაოდენობები იმდენად სხვადასხვანაირია, რომ მსგავსი ანომალიები სრულიად ბუნებრივ მოვლენად არის მიჩნეული; საკვირველიც არის, რომ მთელ ცხრილში მათი რიცხვი მხოლოდ სამია. თავისთავად იგულისხმება, რომ თორიუმ-პროტაქტინიუმის წყვილის ანომალია იმავე მიზეზითაა გამოწვეული.

ფრიად საინტერესო, მაგრამ დღემდე გაუგებარ საკითხს წარმოადგენს ის გარემოება, რომ დედამიწაზე არსებულ და იზოტოპების ნარევებისაგან შემდგარ ელემენტებს ყოველთვის ერთიდაიგივე საშუალო A ატომური წონა აქვს, ე. ი. ის რომ იზოტოპები მათში ყოველთვის ერთიდაიგივე პროპორციით შედის. ჩატარებულ იქნა ატომური წონის განსაზღვრა იმ ელემენტებისა, რომლებიც დედამიწის ზედაპირის სხვადასხვა ადგილზე და აგრეთვე მეტეორიტებში ნაპოვნი მინერალებიდან იყო აღებული. ასეთი განსაზღვრა წარმოებულ იქნა ქლორისა, რკინისა, ნიკელისა, ბორისა და სილიციუმისათვის, მაგრამ A ატომური წონა ყოველთვის თითქმის ერთიდაიგივე აღმოჩნდა, გადახრები დაკვირვებათა შესაძლებელი ცდომილების ფარგლებში რჩებოდა. თუმცა, ირენ კიურიმ ცენტრალური აფრიკიდან მიღებულ ერთი მინერალისათვის იპოვა ქლორის ატომური წონა 35,60-ის ტოლი, ე. ი. ჩვეულებრივ რიცხვზე 35,46—მეტი; ბრომისა და იოდის მინარევი არ აღმოჩნდა. ეს არის გადახრის ერთადერთი მაგალითი, რომელიც, როგორც ჩანს, ჯერ არავის არ დაუდასტურებია: მოცემული ელემენტის იზოტოპთა შეფარდების იგივეობის ასახსნელად წამოყენებულ იქნა ორი მოსაზრება. პირველი მათგანი იმაში მდგომარეობს რომ იმ დროს, როდესაც დედამიწა ჯერ კიდევ არ იყო გამყარებული, ყველა ნივთიერებამ განიცადა იმდენად სრული და ხანგრძლივი შერევა ერთმანეთში, რომ იზოტოპებიანი ყველა ელემენტი ერთნაირი შემადგენლობისა აღმოჩნდა. მაგრამ, ეს ფანტაზიური ახსნა-განმარტება, რომელიც თითქმის ყოველთვის მოჰყავთ, საეჭვოა რომ დაპაკმაყოფილებლად ჩაითვალოს. მეორე მოსაზრება იმაში მდგომარეობს, რომ იზოტოპების შერეულ ელემენტებში ფაქტიურად არსებული მუდმივობა უნდა განხილულ იქნას როგორც ერთგვარი წონასწორობითი მდგომარეობის მიღწევის შედეგი, რომელიც ჯერ კიდევ ჩვენთვის უცნობი და თითოეულ იზოტოპთაგანის მედეგობის ხარისხზე დამოკიდებული პირობებით იყო გამოწვეული. აშკარაა, რომ ეს პირობები არ უნდა იყოს დამოკიდებული ტემპერატურაზე.

განსაკვირვებლად დიდია სხვაობა იზოტოპების ატომურ წონებს შორის. კალასათვის ის 12 ერთეულამდე (112 და 124) ადის, რაც უმცირესი რიცხვის 10,8%-ს შეადგენს! და მიუხედავად იმისა, რომ კალის ერ-

თი იზოტოპის ატომის გულში 12 პროტონითა და 12 ელექტრონით მეტია, ვიდრე მეორისაში, ამ ელემენტის ორ იზოტოპს მაინც აბსოლუტურად ერთნაირი ქიმიური და თითქმის ყოველმხრივ ერთნაირი ფიზიკური თვისებები აქვს.

ი ზ ო ტ ო პ ე ბ ი ს ხ ა ზ ო ვ ა ნ ს პ ე ქ ტ რ თ ა შესახებ შეიძლება მხოლოდ ითქვას, რომ ჩვეულებრივ ტყვიისა და ურანისეულ ტყვიის (რადიუმი G) სპექტრულ ხაზთა ტალღის სიგრძეთა შორის ფრიად მცირე სხვაობა არსებობს, რომელიც 0,011 ანგსტრემს არ აღემატება. იზოტოპიის აშკარა გავლენა აღმოჩენილ იქნა ერთი ატომ ქლორისა და ერთი ატომ წყალბადის შემცველ ქლოროვანი წყალბადის მოლეკულთა ზ ო ლ ო ვ ა ნ ს პ ე ქ ტ რ შ ი. ქლორის ორი იზოტოპის (A=35 და A=37) შესაბამისად უნდა არსებობდეს ქლოროვან წყალბადის მოლეკულთა ორი მწკრივი. IV თავის მე-10 §-ში ჩვენ დავინახეთ, რომ ერთ ერთ ფაქტორს, რომელსაც გავლენა აქვს ზოლოვან სპექტრთა შემადგენელ ხაზების ტალღათა სიგრძეზე, მოლეკულში შემავალი ატომების რხევადი მოძრაობა წარმოადგენს. სხვათა შორის, ტალღათა სიგრძე დამოკიდებულია ატომთა რხევების სიხშირეზე, თვით ეს სიხშირენი კი, სხვათა შორის, დამოკიდებულია ა ტ ო მ თ ა მ ა ს ე ბ ზ ე. ქლოროვან წყალბადში ჩვენ ორგვარი მოლეკულები გვაქვს და ამასთან ქლორ A=35-ის შემცველი მოლეკულები სჭარბობს, აქედან გამოდის, რომ ორმა სხვადასხვა გვარის მოლეკულმა ორი არათანამთხვეული სპექტრი უნდა მოგვცეს, ე. ი. თვითეული ხაზი ორ ხაზად უნდა დაიშალოს, რომელთაგანაც ერთი გაცილებით უფრო სუსტია მეორეზე. გამოთვლა გვიჩვენებს, რომ უფრო სუსტ ხაზს ტალღის უფრო დიდი სიგრძე უნდა ჰქონდეს; ორი ხაზის ტალღის სიგრძეების სხვაობა 13,54 ონგსტრემს უნდა უდრიდეს. ქლოროვანი წყალბადის შთანთქმითი სპექტრის გამოკვლევამ გვიჩვენა, რომ 1,76μ-ს მახლობლად (თ. III, § 1) მდებარე ზოლში ხაზები მართლადაც გაორებულია, ამასთანავე უფრო სუსტ ხაზი ტალღის მზარდი სიგრძეებისაკენ არის გადაწეული და ტალღის სიგრძეთა სხვაობა კი 14 ონგსტრემის ტ ო ლ ი ა. თეორიული წინასწარმეტყველების ეს ბრწყინვალე დადასტურება უდავოდ ამტკიცებს, რომ ა რ ს ე ბ უ ლ ი დ უ ბ ლ ე ტ ე ბ ი მ ა რ თ ლ ა ც ქ ლ ო რ ი ს ი ზ ო ტ ო პ ი ი ს მ ი ე რ ა რ ი ს წ ა რ მ ო შ ო ბ ი ლ ი. ეს ფრიად იშვიათი შემთხვევათაგანია, როდესაც მოხერხდა ცდით ყოფილიყო შემჩნეული არარადიოაქტიურ ელემენტთა იზოტოპიის გავლენა ფიზიკური მოვლენის რაოდენობრივ ან თვისობრივ მხარეზე. აქვე უნდა დავუმატოთ, რომ ჩვეულებრივი ტყვია და ურანისეული ტყვია (რადიუმი G), თუ მათ ანტიკათოდებად ავიღებთ რენტგენის მილებში, ს ა ვ ს ე ბ ი თ ე რ თ ნ ა ი რ ს პ ე ქ ტ რ ე ბ ს გვაძლევს. უკანასკნელ წლებში არარადიოაქტიურ ელემენტთა იზოტოპიის შესწავლა, როგორც ჩვენ დავინახავთ, უმთავრესად ზოლოვან სპექტრების ნაზი სტრუქტურის გამოკვლევის გზით ხდება.

ჩატარებულ იქნა ექსპერიმენტულ გამოკვლევათა დიდი რაოდენობა და დაიხარჯა აუოაცხველი შრომა იმისათვის, რომ შესაძლებელი გამხდარიყო ელემენტების დაშლა იზოტოპებად, მაგალითად, მიეღოთ ცალცალკე ქლორი 35 და ქლორი 37. მაგრამ ასეთი შედეგების მიღწევაზე ჯერ შეუძლებელია ლაპარაკი. ერთადერთი, რაც მიღწეულ იქნა და ისიც მეტად მცირე ფარგლებში, ეს ა რ ი ს ე ლ ე მ ე ნ ტ ი ს შ ე მ ა დ გ ე ნ ლ ო ბ ი ს შ ე ც ვ ლ ა, ე. ი. შეცვლა იმ პრო-

პორციისა, რომლითაც შედის მასში იზოტოპები. ასეთ შემთხვევაში ჩვეულებრივად ლაპარაკობენ ელემენტის გამდიდრებაზე ერთი იზოტოპთაგანით, რის შედეგადაც მოცემული ელემენტის ორ პორციას მივიღებთ, რომლებსაც სხვადასხვა სიმკვრივე ანუ, რაც იგივეა, სხვადასხვა საშუალო ატომური წონა აქვს. ელემენტის შემადგენლობის შესაცვლელად საჭიროა ვისარგებლოთ ისეთი მოვლენით, რომლის რაოდენობრივი მხარე ატომის მასაზე დამოკიდებული. გასინჯულ იქნა ელემენტების ერთი იზოტოპთაგანით გამდიდრების ათი სხვადასხვა მეთოდი. ამ მეთოდებიდან რვამ არავითარი შედეგი არ მოგვცა და მხოლოდ ორმა,— დიფუზიის მეთოდმა და აორთქლების მეთოდმა, მოგვცა შესამჩნევი, მაგრამ, როგორც ნათქვამი იყო, მეტად სუსტი შედეგი.

დიფუზიის მეთოდზე უკვე იყო ლაპარაკი ასტონის მიერ ნეონზე წარმოებულ ცდების აღწერის დროს, როდესაც მიღებულ იქნა ამ აირის ორი პორცია 20,15 და 20,28 საშუალო ატომური წონით ჩვეულებრივის 20,20-ის მაგივრად; გამდიდრება არ აღემატებოდა 0,4%-ს. კიდევ უფრო მცირეა მრავალწლოვანი შრომის შედეგები ვ. დ. გარკინსისა (1916—1920), რომელმაც ფორიანი ტიხრების მთელ მწკრივში გაატარა 19.000 ლიტრი ქლოროვანი წყალბადი. ბოლოს მან მიიღო პორცია ისეთი ქლორისა, რომელსაც ატომური წონა 35,516 ჰქონდა 35,46-ის მაგივრად, ე, ი. ატომური წონა შეიცვალა 0,055-ით, რაც მხოლოდ 0,155%-ს შეადგენს.

აორთქლების მეთოდი დაფუძნებულია იმაზე, რომ ნარევის აორთქლებისას მსუბუქი ნაწილაკები უფრო მეტი სიჩქარით ამოცვივა სითხიდან, ვიდრე მძიმე. ამით მეტისმეტად ჭკუამახვილად ისარგებლეს 1920 წელს ი. ნ. ბრენშტედმა (I. N. Brönsted) და გ. ჰევეშიმ ვერცხლის-წყლის შემადგენლობის შეცვლის მიზნით. მათ მოახერხეს ვერცხლისწყლის ორი პორციის მიღება, სხვადასხვა სიმკვრივეებით: 1,00023 და 0.99974-თ, თუ კიჩ ვეულებრივი ვერცხლისწყლის სიმკვრივე ერთეულათ იქნება მიღებული. ცვლილება შეადგენს 0,023% და 0,026%, ე. ი. დაახლოვებით $\frac{1}{4000}$-ს. ელექტროგამტარობა ორივე პორციისა საკვლევით ერთნაირი აღმოჩნდა. სხვა მეცნიერთა მიერ მიღწეული ცვლილება დაახლოვებით $\frac{1}{1000}$ -ს უდრის. ვერცხლისწყლის შემადგენლობის მნიშვნელოვანი ცვლილებები მიიღეს ვ. დ. გარკინსმა და ბ. მორტიმერმა (B. Mortimer) 1928 წელს დიფუზიის მეთოდისა და აორთქლების მეთოდის კომბინირებით. მათ მოახერხეს ვერცხლისწყლის ორი პორციის მიღება, თითო 100 გ, რომელთა ატომური წონები ერთიმეორისაგან 0,189-ით განსხვავდება, რაც ვერცხლის-წყლის საშუალო ატომური წონის 0,094%-ს შეადგენს. როგორც ჩანს, ელემენტის არსებითი გამდიდრების მიღწევა ერთ-ერთ იზოტოპის ხარჯზე არ მოხერხდა.

ზეგით ნათქვამი იყო, რომ ასტონის შრომა (1927) შეიცავს კიდევ ერთ ფრიად მნიშვნელოვან ნაწილს, რომელსაც განვიხილავთ დასკვნაში. შესაძლებელია ის გახდეს ისეთ ნაშრომთა გამოსავალ წერტილად, რომლებიც გააშუქე-

ბენ ზეტად მნიშვნელოვან, მაგრამ საბოლოო გადაჭრისაგან ჯერ კიდევ შორს მდგომ საკითხს ატომის გულის აგებულობის შესახებ. მე-II-ე თავის 5 §-ში ნათქვამი იყო მასისა და ენერგიის ეკვივალენტობის შესახებ და მოყვანილი იყო მასის გაქრობის მაგალითი, ე. ი. წყალბადისა და ჟანგბადისაგან წყლის მიღებისას მისი სითბურ ენერგიად გარდაქმნის მაგალითი. მე-IV-ე თავის 6 §-ში კი—მასის ენერგიად ამ გარდაქმნიო ახსნილი იყო, თუ რატომაა რომ წყალბადის ოთხი ატომიდან, თითოეულის 1,008 წონით, და ორი ელექტრონიდან, რომელთა მასები შეიძლება უგულებელვყოთ,—ჰელიუმის ერთი ატომი წარმოიშვა 4 ატომური წონით 4,03-ის მაგივრად. შემკვრივებას, რომელიც თანახლავს ჰელიუმის ატომის წარმოშობას პროტონებისა და ელექტრონებისაგან, ისეთივე შედეგები მოსდევს, როგორც ატომების დაახლოვებას მოლეკულის წარმოქმნის დროს. ჩვენ განვიხილეთ ასტონის დიდი აღმოჩენა, რომელიც იმაში მდგომარეობს, რომ იზოტოპთა, ე. ი. ელემენტების ნაირსახეობათა, ატომური წონები მთელი რიცხვებია. თავისი ახალი მასა-სპექტროგრაფის შემწეობით ასტონს შეეძლო წინანდელზე უფრო მეტი სიზუსტით განესაზღვრა იზოტოპების და აგრეთვე ზოგიერთი უიზოტოპო ელემენტის ატომური წონა. ამასთანავე აღმოჩნდა, რომ თ.უ კი ჟანგბადის ატომურ წონათ 16 იქნება მიღებული, მაშინ სხვა ატომების წონა არ გამოიხატება მთელი რიცხვებით; ისინი ამა თუ იმ მხრით გადიხრებიან ისეთი სიდიდით, რომელიც უმეტეს ნიწილად 0,1%-ს არ აღემატება და მხოლოდ ლითიუმისათვის უახლოვდება მთელი ატომური წონის 0,2%-ს. ი. ლ. კოსტამ (I. L. Kosta) ააგო აგრეთვე მასა-სპექტროგრაფი პარიზში და 1925 წელს გამოაქვეყნა მის მიერ ლითიუმზე წარმოებულ გამოკვლევების შედეგები; ამასთანავე ლითიუმის ორი იზოტოპისათვის მან არა მთელი რიცხვები მიიღო. საინტერესოა შემდეგი ფაქტი: უმცირესი რიგითი Z რიცხვიანი რვა ელემენტისათვის, რომელთა ატომური წონის მთელი რიცხვიდან გადახრა ასტონმა აღმოაჩინა, სახელდობრ წყალბადისათვის (Z=1), ჰელიუმისათვის (Z=2), ლითიუმისათვის (Z=3), ბორისათვის (Z=5), ნახშირბადისათვის (Z=6) აზოტისათვის (Z=7), ფტორისათვის (Z=9) და ნეონისათვის (Z=10). ატომური წონა მცირეოდენ აღემატება მთელ რიცხვებს, ყველა დანარჩენისათვის კი ისინი, ვერცხლისწყლის გარდა (200,016 მაგივრად 200-სა), მცირეოდენ ნაკლებია მთელ რიცხვებზე.

თავი მეთორმეტე

გამა სხივები და ჰესის სხივები

§ 1. გამა სხივების წარმოშობა და მათ ტალღათა სიგრძე

ულტრარენტგენის სხივების, ან გამა სხივების შესახებ (აღმოჩენილია 1900 წ.), იყო ნათქვამი მე-III თავის 1 §-ში, სხივადი ენერგიის სპექტრის სხვადასხვა ნაწილის განხილვის დროს, შემდეგ მე-V თავის 7 § ში და მე-XI თავის 1 §-ში, როდესაც განხილული იყო რადიოაქტიურ ნივთიერებათა ძირითადი

თვისებანი. ჩვენ დავინახეთ, რომ ეს სხივები გამოიკრთობიან რადიოაქტიურ ელემენტების ატომების გულებიდან და რომ იგინი სხივად ენერგიის სპექტრში თავსდებიან რენტგენის სხივების იქით, სადაც ნაწილობრივად თანემთხვევიან K ჯგუფის ყველაზე უფრო ხისტ სხივებს, რომელთა ტალღის სიგრძე ეცემა 0,1 ანგსტრემამდე ან 100 X-მდე (თავი III, § 1) ურანის K_3 სხივისათვის. გამა სხივების გამოკვლეული სპექტრი გაშლილია 270 X-დან 20,4 X-მდე. მათი გამვლადობა იზრდება ტალღის სიგრძის შემცირების მიხედვით; და ამ მხრივ აქ ლაპარაკობენ სხივების სიხისტისა და სირბილის ხარისხის შესახებ. მოყვანილი რიცხვები გვიჩვენებს, რომ რბილი გამა სხივები იგივენი არიან, რაც რენტგენის ხისტი სხივები. ჩვენ არა ერთხელ მივმართეთ ტოლობას, რომელიც სხივის დახასიათების დროს შესაძლებლად ხდის მივიღოთ პოტენციალთა ერთგვარი სხვაობა, რომელიც ვოლტებშია გამოსახული. ეს პოტენციალთა ის სხვაობაა, რომელშიც უნდა გაირბინოს ელექტრონმა, რომ შეიძინოს მოძრაობის კინეტიკური ენერგია, იმ ენერგიის ტოლი, რომელიც მოცემული სხივისათვის ერთ კვანტს უდრის, იხ, მაგ., თავი VI, § 1, ტოლობა (1). მას აქვს ასეთი სახე:

$$V\lambda = 12340. \qquad (1)$$

აქ V გამოხატულია ვოლტებში, ტალღის სიგრძე λ—ანგსტრემებში. ტოლობა (1) უცვლელი დარჩება, თუ V-ს კილოვოლტებში (1000 ვოლტი) და ტალღის სიგრძეს X ერთეულებში (0,001 ანგსტრემი) გამოვსახავთ; პოტენციალთა ეს სხვაობა:

$$V\ (\text{კილოვოლტი}) = \frac{12340}{\lambda(X\ \text{ერთ.})} \qquad (2)$$

ასე, მაგ., სხივისათვის, რომლის λ=100X, მიღებულია V=123 კილოვოლტი: გამა სხივის ტალღის სიგრძე პირველად განისაზღვრა 1914 წელს.

მე-VII თავის 1 §-ში ჩვენ გავეცანით სინათლის კვანტურ თეორიას და იმ ახირებულ ანტაგონიზმს, რომელიც არსებობს ამ თეორიასი და ტალღურ თეორიას შორის. გავიხსენოთ, რომ ტალღური თეორია ხსნის ყველა იმ მოვლენას, რომლებსაც სხივები გამოავლინებენ თავის გზაზე, მაგ. ინტერფერენციის მოვლენებს. ყველაფერს, რაც სხივად ენერგიის გამოკრთობას და შთანთქმას ეხება, ფაქიზად და მარტივად ხსნის კვანტური თეორია, რომელსაც შეიძლება ეუწოდოთ კორპუსკულური თეორია. ფოტოელექტრულ (თ. VIII), ფოტოლუმინესცენციის (თ. IX), ფოტოქიმიურ (თ. X, § 3) მოვლენებმა, და აგრეთვე კომპტონისა და რამანის მოვლენებმა (თ. VII, §§ 2 და 3) მოგვცეს მშვენიერი ილუსტრაცია ზემონათქვამისა. გამა სხივები იმით არის შესანიშნავი, რომ მათში კორპუსკულური ხასიათი განსაკუთრებული სიმკვეთრით აშკარავდება, მაგრამ ამავე დროს ეპვის გარეშეა, რომ მათ აქვთ ინტერფერირების უნარი. სხივადი ენერგიის ორადობა მათში განსაკუთრებული სიცხადით გვეელინება. გამა სხივების შესახებ 1927 წ. გამოვიდა კ. ვ. ფ. კ ო ლ რ ა უ შ ი ს (K. W. F. Kohlrausch) მონოგრაფია ასეთი სათაურით „გამა სხივების პრობლემები"; ამით მას უნდო-

და აღენიშნა, რომ გამა სხივების ნამდვილი ფიზიკა ჯერ კიდევ არ არსებობს. სხვათა შორის ის იხსენიებს, რომ გამა სხივების შესახებ გამოქვეყნებულია 300-დე მეცნიერული გამოკვლევა.

გამა სხივები გამოიკრთობა რადიოაქტიურ ნივთიერებათა ატომის გულიდან მათი ნგრევის მომენტში, თუმცა არა ყველა ნივთიერების ატომიდან. ფ ა ი ა ნ ს ი (1924) გვაძლევს 14, კ ო ლ რ ა უ შ ი (1927) კი—16 ნივთიერების სიას, რომელნიც გამოაკრთობენ გამმა სხივებს. მათ შორის დიდი უმრავლესობა, სახელდობრ 11, რომლებზედაც მიუთითა ფ ა ი ა ნ ს მ ა ც, გამა სხივებს გამოაკრთობენ ბეტა სხივებთან ერთად; ერთი ნივთიერება (რადიოაკტინიუმი)—ერთდროულად ალფა და ბეტა სხივებთან ერთად. იმ ნივთიერებებში, რომელნიც ა ლ ფ ა ს ხ ი ვ ე ბ ს გამოაკრთობენ და რომელნიც, როგორც დავინახეთ, ყველა რადიოაქ-ტ ი უ რ სხეულთა უმრავლესობას შეადგენს, ფ ა ი ნ ს ი მიგვითითებს გამა სხივების მხოლოდ ორ გამომსხივებელზე, სახელდობრ, რადიუშზე და X აკტინიუმზე; კ ო ლ რ ა უ შ მ ა ამათ დაუმატა კიდევ ორი, სახელდობრ, იონიუმი რადიუმად გარდაქმნისას და F რადიუმი G რადიუმში გადასვლისას, ე. ი. ურანიან ტყვიაში გადასვლისას. იმ საკითხის გადასაწყვეტად, თუ რა პირობებში აღიძვრება გამა სხივები, ცხადია, დიდი მნიშვნელობა უნდა ჰქონდეს იმ ფაქტს, რომ ეს სხივები თითქმის ყოველთვის დაკავშირებულია ბეტა ნაწილაკების ამოტყორცნასთან.

ა. ზ ო მ ე რ ფ ე ლ დ ი ს თეორიული გამოკვლევები (1909,1913 წ.წ.) იმაზეა დაფუძნებული, რომ ელექტრონის ყოველ აჩქარებას თანსდევს ელექტრომაგნიტური გამოსხივება (იხ. IV თ. § 2, ბ ო რ ი ს მეორე პოსტულატი). ბეტა ნაწილაკი (ელექტრონი) უეცრად იძენს უზარმაზარ სიჩქარეს, ე. ი. მოძრაობს მეტად დიდი აჩქარებით. ზ ო მ ე რ ფ ე ლ დ მ ა გვიჩვენა, რომ ამასთან ერთად აღიძვრება მოკლე ხნით ელექტრომაგნიტური „იმპულსი“, რომლის თითქმის მთელი ენერგია კონცენტრირებულია ელექტრონის მოძრაობის მიმართულებით, თუ ამ უკანასკნელის მიერ შეძენილი სიჩქარე ძლიერ დიდია, ე. ი. უახლოვდება სინათლის სიჩქარეს. მაგრამ, ეს თეორია მონაცემ გამოსხივების ტალღის სიგრძისათვის გვაძლევს ისეთ რიცხვებს, რომელნიც დაახლოვებით 100-ჯერ ნაკლებნი არიან, ვიდრე ნაპოვნი (იხ. ქვემოთ). ყოველ შემთხვევაში სწორია, რომ გამმა გამოსხივება შედგება ცალკეულ იმპულსებისაგან, რომელნიც, როგორც დავინახავთ, შეიძლება თურმე დაითვალოს.

გადავდიეართ მნიშვნელოვან საკითხზე გამა სხივების ტალღის λ სიგრძის ექსპერიმენტულ განსაზღვრაზე. 1914 წ. ე. რ ე ზ ერ ფ ო რ დ მ ა და კ. ე ნ დ რ ე დ მ ა (C. Andrade) ყველაზე პირველად აწარმოეს ასეთი განსაზღვრა კრისტალებიდან არეკვლის იმ ხერხით, რომელიც გამოყენებულია რენტგენის სხივების ტალღათა სიგრძის გაზომვის დროს (თ. V, § 7), თუმცა მათ მიერ ამ ხერხში შეტანილ იქნა ზოგიერთი ცვლილება მოგვყავს ჯერჯერობით მხოლოდ ერთი რიცხვი: C რადიუმის გამა სხივების სპექტრის ერთ-ერთი ხაზისათვის ხსენებულ მეცნიერებმა იპოვეს ტალღის სიგრძე $\lambda = 70$ X, რაც (2) ტოლობის თანახმად, შეესაბამება 175 კილოვოლტს. სხვა მეცნიერებმა იმავე მეთოდით მიაღწიეს ტალღის სიგრძეს $\lambda = 52$ X ანუ 238 კილოვოლტს. ამ ცდების უდიდესი მნიშვნელო-

ბა იმაში მდგომარეობს, რომ ისინი ამტკიცებენ გამა სხივების ინტერფერირების უნარს.

განვიხილოთ გამა სხივების ტალღის სიგრძის განსაზღვრის მეორე ხერხი. ამ ხერხის შესახებ ჩვენ უკვე გვქონდა ლაპარაკი, როდესაც ბეტა სხივების თვისებები განვიხილეთ. სასარგებლოდ მიგვაჩნია ერთხელ კიდევ განვიმეოროთ, რაზეა ის დაფუძნებული. ამ ხერხს საფუძვლად უდევს ამ სხივების ფოტოელექტრული მოქმედება, ე. ი. ისეთი მოვლენა, რომლის კანონებიც, როგორც დავინახეთ (თ. VIII), მხოლოდ მაშინ არის გასაგები, როდესაც დავემყარებით სინათლის კვანტურ თეორიას, რომელიც სხივად ენერგიას მიაწერს კორპუსკულურ აგებულობას, თვით გამოსხივებას მიიჩნევს, როგორც ცალმხრივ მოვლენას (წერტილოვანი ან ნემსოვანი გამოსხივება, იხ. თ. VII, § 1). გამა სხივების ტალღათა სიგრძის განსაზღვრა ემყარება ა. აინშტაინის ძირითად ტოლობის გამოყენებას [იხ. თ. VIII, § 1, ტოლობა (1)].

$$\varepsilon = J + P_1 + P_2, \tag{3}$$

სადაც ε—ენერგიის მარაგია სხივადი ენერგიის ერთ კვანტში, J—იმ ფოტოელექტრონის ენერგია, რომელიც გამოკრთის იმ სხეულის ზედაპირიდან, რომელზედაც სხივი დაეცა; P_1—ის მუშაობაა, რომელიც იხარჯება ელექტრონის ამოგლეჯაზე ატომის შემადგენლობიდან, P_2—ის მუშაობაა, რომელიც საჭიროა ელექტრონის ამოსაგლეჯად სხეულის ზედაპირულ ფენიდან. ჩვენ უკვე დავინახეთ, რომ P_2 მეტად მცირეა, ასე რომ, შეიძლება მისი უგულებელყოფა; P_1-ის მაგიერ დავწეროთ პირდაპირ P, ე. ი.

$$\varepsilon = J + P. \tag{4}$$

გამა სხივის ტალღის სიგრძის განსაზღვრა ამ ტოლობის საფუძველზე შემდეგში მდგომარეობს. ვთქვათ, საცდელი სხივები ეცემა სხეულის ზედაპირზე და იწვევენ იქიდან ფოტოელექტრონების გამოკრთობას. ზომავენ ამ ელექტრონების სიჩქარეს მათი გადახრის მიხედვით მაგნიტურ ველში; აქედან გამოთვლიან მათ J ენერგიასაც. P სიდიდე მოინახება შემდეგნაირად: ელექტრონები ამოიგლიჯებიან K, L, M დ. ა. შ. ფენიდან, რომელთათვის ამოგლეჯის P მუშაობა (ენერგიის დონეთა სიდიდე) კარგადაა ცნობილი. თურმე, თუ ჩვენ ერთდაიმავე გამა სხივებით ვიმოქმედებთ სხვადასხვა ელემენტზე, მაშინ შედეგების შედარება საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ, რომელ ფენიდანაა ელექტრონი ამოგლეჯილი, და მაშასადამე, მოვნახოთ P სიდიდეც. ტოლობა (4) გვაძლევს ε სიდიდეს, რომელიც ტოლია $h\nu$ ნამრავლისა, სადაც h პლანკის მუდმივაა. ამრიგად, ჩვენ გვეცოდინება რყევათა ν სიხშირე და აქედან ტალღის სიგრძე λ.

მეორე, არსებითად ასეთივე ფოტოელექტრული ხერხი მდგომარეობს შემდეგში: გარეშე სხეულის მაგიერ, რომელზედაც გამა სხივები ეცემოდა, ჩვენ ვიღებთ თვით იმ რადიოაქტიურ ნივთიერებას, რომელიც წარმოადგენს ამ სხივების წყაროს. ჩვენ ვნახეთ (თ. XI, § 1), რომ ბეტა ნაწილაკები, რომლებსაც აქტიური ნივთიერებანი გამოასხივებს, ორნაირია: ერთნი ამოხტებიან ატომის

გულიდან, მეორენი კი—იმავე ატომის ელექტრონულ შრეებიდან; უკანასკნელნი ამ შრეებიდან ამოიგლიჯებიან გამა სხივების მიერ, რომელნიც გულიდან გამოდიან. რა თქმა უნდა, ამ ფოტოელექტრონებსაც ეხება ტოლობა (4). სიძნელე მდგომარეობს იმაში, რომ ადვილი არაა ორი გვარი ბეტა ნაწილაკების გარჩევა, და აგრეთვე განსაზღვრა იმისა, თუ რომელი შრიდან იქნა ელექტრონი ამოგლეჯილი. მიუხედავად ამისა, ამ ხერხითაც წარმოებულ იქნა აუარებელი გაზომვა. ლ. მ ა ი ტ ნ ე რ მ ა 1926 წ. შეადგინა გამა სხივების ყველანაირი სიგრძის ტალღათა სია, რომელთა განსაზღვრანი შეიძლება ჩაითვალოს ცოტად თუ ბევრად საიმედოდ. უმთავრესი შედეგი ამ გაზომვებისა იმაში მდგომარეობს, რომ მოცემულ ნივთიერებათა მიერ გამოკრთობილი გამა სხივები ერთგვაროვანი არ არის, არამედ გვაძლევენ სპექტრს შემდგარს ისეთი სხივებისაგან, რომელთა ტალღის სიგრძენი ერთმანეთისაგან მეტად განსხვავდებიან, ასე მაგ. C რადიუმის გამა სხივების სპექტრი გაჭიმულია $\lambda=209$ X-დან $\lambda=5,57$ X-მდე, ე. ი. 6 ოქტავას შეიცავს. ყველაზე უფრო გრძელი ტალღა $\lambda=390$ X ეკუთვნის C თორიუმს. C რადიუმისათვის ხაზთა რიცხვი ადის 14-მდე. რადგანაც გაზომვის თანახმად რენტგენის სხივებისათვის უმცირესი სიგრძე ტალღისა უდრის დაახლოვებით 100 X, ამიტომ ცხადია, რომ გამმა სხივებისა და რენტგენის სხივების სპექტრები ერთმანეთს თანემთხვევიან 100 X-დან 390 X-მდე, ე. ი. თითქმის ორი ოქტავის მანძილზე. რენტგენის უკიდურესი სხივების იქითაც გადადის გამმა სხივების სპექტრის ნაწილი, რომელიც შეიცავს 4 ოქტავაზე მეტს. ლ. მაიტნერის ცხრილში მოყვანილია ტალღათა სიგრძე 57 გამა სხივებისა, რომლებსაც გაპოაკრთობს 10 სხვადასხვა რადიაქტიური ელემენტი. ქვემოთმოყვანილი მე-11 ცხრილი ამოღებულია ლ. მეიტნერის ცხრილიდან 1926 წ.

ყოველ რადიოაქტიურ ელემენტისათვის ჩვენ მოგვყავს ხაზთა რიცხვი და ორი კიდური სხივი, რომლებსაც ვახასიათებთ მათი ტალღის λ სიგრძით X ერთეულებში და შესაბამ კილოვოლტების V რიცხვით თანახმად (1) ტოლობისა.

ცხრილი 11

	ხაზების რიცხვი	ტალღათა სიგრძე X ერთეულებში		კილოვოლტები	
რადიუმი	1	66	—	187	—
რადიუმი B	5	230	35,2	57	351
რადიუმი C	14	209	5,57	59	2220
რადიუმი D	1	270	—	45,7	—
მეზოთორიუმი	7	213	12,7	58	972
თორიუმი B	2	53	41,6	237	297
თორიუმი C	9	302	18,9	41	654
რადიოაქტინიუმი	10	390	41,1	32	300
აქტინიუმი X	5	86	46	144	268
აქტინიუმი C″	3	35	25,7	352	461

დ. ვ. სკობელცინმა (Д. В. Скобельцын) ლენინგრადში გამოიკვლია გამა სხივები ვილსონის ხერხით (თ. XIV, § 5) მაგნიტური ველის მოქმედების დროსაც. ამ გამოკვლევის საფუძველზე მან განსაზღვრა ენერგიის განაწილება გამა სხივების სპექტრში, ამასთანავე აღმოჩენილ იქნა ამ სპექტრის ზოგიერთი უკვე ცნობილი ხაზი. მისი აზრით 30X და 14X შორის უნდა იყოს უცნობი ხაზები ან ნაწილი მთლიანი სპექტრისა.

§ 2. გამა სხივების სხვადასხვა თვისება

1925 წ. პირველად იქნა ჩატარებული გამა სხივების თ ბ უ რ მ ო ქ მ ე- დ ე ბ ი ს განსაზღვრის ცდა. ამ ცდამ მოგვცა შემდეგი შედეგები. იმ მიზეზ- ბისა გამო, რომელთა განხილვას აქ არ შევუდგებით, რადიუმის ემანაციას იმ ერთეულით ზომავენ, რომელიც უდრის 6. 10^{-6} გ ემანაციას; მას ეწოდება კ ი უ რ ი. გამა სხივები, გამოკრთობილი იმ B და C რადიუმიდან, რომელსაც შეიცავს ემანაციის ერთი კიური, გვაძლევს მათი სრულადი შთანთქმის დროს 8,62 მცირე კალორიას ერთი საათის განმავლობაში, ამასთან სითბოს უდიდე- სი ნაწილი მოდის C რადიუმის გამა სხივებზე.

გამა სხივების მეტად საინტერესო და საყურადღებო დამახასიათებელი თვისება ისაა, რომ შეიძლება იმ ცალკეულ იმპულსების დათვლა, რომლებისა- განაც ეს სხივები შედგება (იხ. ქვემოთ). ასეთი დათვლა შესაძლებელია ბეტა და ალფა სხივებისათვის, რომლებსაც აშკარა კორპუსკულური ხასიათი აქვს, ამასთან ამ სხივების თითოეულ შემადგენელ ნაწილს მოძრაობის საკუთარი მი- მართულება აქვს. განსაცვიფრებელია, რომ ეს უკანასკნელი გარემოება ეხება აგრეთვე იმ იმპულსებსაც, რომლებისაგანაც გამა გამოსხივება შედგება. ვთქვათ, რომ ჩვენ გვაქვს რადიოაქტიურ ნივთიერების რაიმე რაოდენობა, რომელიც, გარდა ალფა ან ბეტა ნაწილაკებისა, გამოაკრთობს აგრეთვე გამა სხივებს, და ვთქვათ, N რიცხვია ამ ნივთიერების ატომებისა, რომლებიც იშლებიან დროის ერთეულში. ეს რიცხვი ცნობილია მრავალი ნივთიერებისათვის, მაგ., რადიუმისათვის. ატომის თითოეულ დაშლას თანსდევს ხანმოკლე გამა გამო- სხივება, რომელსაც ჩვენ ი მ პ უ ლ ს ს ვუწოდებთ. დავუშვათ შემდეგ, რომ აგებუ- ლია ისეთი ხელსაწყო, რომელიც ამა თუ იმ საშუალებით აღნიშნავს მასთან მისულ გამა იმპულსებს, ასე რომ, შეიძლება მათი დათვლა. იმპულსების საერთო რიცხვი ერთ წამში, ცხადია, უნდა უდრიდეს N-ს ან N-ზე ნაკლები უნდა იყოს, რადგანაც დასაშვებია, რომ ზოგიერთი ამ იმპულსებიდან შესაძლებელია გაიჩხიროს თვით გამომსხივებელ ნივთიერებაში. ვნახოთ, როგორ შედეგებამდე მიგვიყვანს გამა სხივების გამოკვლევა იმპულსების მთვლელის შემწეობით, თუ ამ სხივებს აქვს ტალღური ხასიათი, და როგორ შედეგებამდე მიგვიყვანს—კ ვ ა ნ- ტ უ რ ი თ ე ო რ ი ა ე. ი. მათი კორპუსკულურ ხასიათის მიხედვით.

ტ ა ლ ღ უ რ ი თ ე ო რ ი ა, რომელსაც შეუძლია მხოლოდ ახსნას ტალღა- თა სიგრძის გაზომვის შესაძლებლობა კრისტალებიდან სხივების არეკლვის მე- თოდის შემწეობით, იმ წარმოდგენიდან გამოდის, რომ ატომის ყოველი დაშლის

დროს ჩნდება ელექტრომაგნიტური ტალღები, რომელნიც ვრცელდებიან მოცემულ ატომებიდან თითქმის ყველა მიმართულებით. ეს გვაძლევს შემდეგ შედეგებს:

1) დროის ერთეულის განმავლობაში მთვლელის მიერ აღნიშნული იმპულსების რიცხვი უნდა უდრიდეს N-ს ან ნაკლებ რიცხვს—N.

2) რიცხვი N′ არ უნდა იყოს დამოკიდებული მთვლელის იმ ფართობის სიდიდეზე, რომელიც იმპულსებს მიიღებს.

3) რიცხვი N′ არ უნდა იყოს დამოკიდებული იმ მანძილზე, რომელიც მთვლელსა და გამომსხივებელ ნივთიერებას შორის არსებობს.

4) ორ ერთმანეთის გვერდით დადგმულ მთვლელებმა სავსებით ერთდროულად უნდა აღნიშნოს იმპულსები.

კვანტური (კორპუსკულური) თეორია, რომლის თანახმად ყოველი იმპულსი მიჰქროლავს რომელიმე ერთი შემთხვევითი მიმართულებით,—მიგვიყვანს სულ სხვა შედეგამდე:

I. რიცხვი N′ უნდა იყოს მცირე N-თან შედარებით.

II. რიცხვი N′ უნდა იზრდებოდეს იმპულსების მიმღებ მთვლელის ფართობის პროპორციულად.

III. რიცხვი N′ უკუპროპორციული უნდა იყოს მთვლელის მანძილის კვადრატისა.

IV. ორი ერთმანეთის გვერდით დადგმულ მთვლელების ჩვენებანი არ უნდა ხდებოდეს ერთდროულად.

V. თუ, მთვლელის ჩვენებათა საფუძველზე, გამოვითვლით იმპულსების საერთო რიცხვს, რომლებიც ყოველმხრივ არიან მიმართულნი, მაშინ უნდა მივიღოთ რიცხვი N ან რიცხვი ცოტაოდენ ნაკლები.

ჩვენ არ შევუდგებით გამა სხივების მთვლელის კონსტრუქციის აღწერას. საკმარისია ვთქვათ, რომ დაკვირვებებმა მოგვცეს შედეგები, რომელნიც ზუსტად ეთანხმებიან წინასწარ ნაგულვებს I-დან V-მდე. V პუნქტის მიხედვით მიღებულ იქნა რიცხვი მართლაც N-ის მახლობელი. შედეგები სრულიად შეუთავსებელია ტალღური თეორიის წინასწარნაგულვებთან. გამა გამოსხივებას მკვეთრად გამოსახული „ნემსებრივი“ ხასიათი აქვს; ყოველი იმპულსი მიჰქრის თავისი შემთხვევითი მიმართულებით. ყველაზე უფრო საკვირველი ის არის, რომ ა. ფ. კოვარიკმა (A. F. Covaric) შესძლო 1922 წ. მთვლელის შემწეობით აღმოეჩინა გამა სხივების ინტერფერენცია მათი არეკლვის დროს კრისტალის ზედაპირიდან! განსაკვიფრებელი მაგალითია სხივადი ენერგიის ბუნების ორადობისა.

ჩვენ არ შეეჩერდებით იმ მოვლენებზე, რომლებიც ანალოგიურია იმ მოვლენებისა, რომლებიც თავს იჩენს რენტგენის სხივებში, განსხვავება კი—უმთავრესად რაოდენობითია, გამა სხივების უფრო მეტი გამვლადობის უნარის გამო. ეს ეხება ამ სხივების მატერიის მიერ შთანთქმისა და გაფანტვის მოვლენას; შემდეგ ფოტოელექტრულ მოვლენებს, აირების იონიზაციას, კომპტონის მოვლენას (თ. VII, § 2) და მეორადი გამა სხივების გაჩენას, რაც ანალოგიურია ფლუორესცენციისა. მხოლოდ ერთი საკითხის შესა-

ხებ ვიტყვით კიდევ ორიოდე სიტყვას. ჩვენ ვიცით, რომ გამა სხივების გამოკრ-თობა დაკავშირებულია ატომის დაშლასთან, ე.ი. ალფა ნაწილაკის ან ბეტა ნაწილაკის ამოგდებასთან ატომის გულიდან. საკითხი მდგომარეობს იმაში, თუ რა მიმდევრობით ხდება ატომის დაშლა და გამა გამოსხივება; რომელი რომელს წინუძღვის? ამ საკითხის უაღრესი მნიშვნელობა შემდეგში მდგომარეობს. ჩვენ ვხედავთ, რომ ატომში ხდება შიდა ფოტოელექტრული მოვლენა, რომ გამა სხივები, რომლებიც გამოდიან ატომის გულიდან, ამოგლეჯენ ელექტრონებს შრეებიდან K, L, M დ. ა. შ. საჭიროა ვიცოდეთ, რომელ ატომიდან ხდება ეს ამოგლეჯა, თავიდანვე არსებულიდან, თუ იმ ახალი ატომიდან, რომელიც წარმოიშვა დაშლის გამო ? ამ ორ ატომში ენერგიის დონეები სხვადასხვაა და ამიტომაც, სხვადასხვაა ატომის ამოგლეჯის P მუშაობაც, რომელიც (4) ტოლობაში შედის. ამ საკითხის შესახებ წარმოებდა ხანგრძლივი კამათი ლ. მ ა ი ტ ნ ე რ ს ა, ერთის მხრით, და ინგლისელ მეცნიერთა ე ლ ი ს და ს კ ი ნ ე რ ს (C. D. Ellis, H. W. B. Skinner) შორის მეორეს მხრით. უკანასკნელების აზრით, გამოსხივება. ხდება ატომის დაშლამდე, ასე რომ, ელექტრონები ამოიგლიჯება ატომიდან, რომელიც ჯერ კიდევ არ დაშლილა. ლ. მ ა ი ტ ნ ე რ ი საწინააღმდეგო შეხედულობისაა; ის ფიქრობს, რომ ჯერ ხდება დაშლა, შემდეგ გამოსხივება, ასე რომ, ელექტრონები ამოიგლიჯება ახლად წარმოშობილ ატომიდან. ჩვენ არ შევჩერდებით ამ პოლემიკის დეტალებზე, რომელიც 1922 წ. დაიწყო; მხოლოდ უნდა ვსთქვათ, რომ ლ. მ ა ი ტ ნ ე რ ი ს მიერ მოყვანილი დასაბუთებანი თითქოს უფრო დამაჯერებელია და ამიტომ მისი შეხედულებანიც უფრო მართებული. რ ე ზ ე რ ფ ო რ დ ი ს ცდებმა (1925) საბოლოოდ დაამტკიცა ლ. მ ა ი ტ ნ ე რ ი ს შეხედულების სისწორე.

ცნობილი იყო, რომ C რადიუმის 100 ატომის დაშლის დროს γ სხივის მხოლოდ სამი კვანტი გამოიკრთობა ამ ნივთიერებიდან. ე. ს ტ ა ჰ ე ლ ი (E. Staheli 1931), C რადიუმის მეორადი β სხივების შესწავლის შემდეგ, იმ დასკვნამდე მივიდა, რომ 100 ატომის დაშლის დროს γ სხივების არა ნაკლებ 83 კვანტისა შთაინთქმება ატომების შიგნით. აქედან გამომდინარებს, რომ C რადიუმის ასი ატომის დაშლის დროს გამოიყოფა γ სხივისა არა ნაკლებ 86 კვანტი. მაგრამ, შესაძლო შეცთომათა გარჩევა ამტკიცებს, რომ რიცხვი 86 გადიდებულ უნდა იქნეს ასამდე, და ეს კი იმას ნიშნავს, რომ C რადიუმის ყოველი ატომის დაშლა იწვევს ატომის გულიდან სხივის γ ერთი კვანტის გამოყოფას.

§ 3. ჰესის (კოსმიურ სხივები)

უწინარეს ყოვლისა საჭიროა რამდენიმე სიტყვა ითქვას ამ სხივების საბელწოდების შესახებ. ისეთი განსაკუთრებული გვარის სხივთა არსებობა, რომლებიც გამა სხივებზე უფრო ხისტია და რომლებიც ჩვენს ატმოსფეროში საეარსკელავთაშორისო სივრციდან მოდის, აღმოჩენილი იყო 1911 და 1912 წლებში აეროსტატით 5200 მ. სიმაღლეზე ჰაერში ასვლის დროს, გერმანელი მეცნიერის ვ. ფ. ჰ ე ს ი ს მ ი ე რ (V. F. Hess), რომელიც ახლა გრაცშია პროფესო-

რად. მაგრამ მის დაკვირვებებს შეეძლო ერთგვარი ეპვები გამოეწვია. შემდეგ 1913 და 1914 წლებში 9300 მ სიმაღლეზე აფრინდა ვ. კოლჰერსტერი — (W. Kolhörster), რომელმაც საბოლოოდ დაადასტურა ამ სხივების არსებობა და, მაშასადამე, ჰესის აღმოჩენათა სისწორე. ჰესისა და კოლჰერსტერის გამოკვლევები მხოლოდ მცირერიცხოვან გერმანულ სპეციალურ ჟურნალებში იბეჭდებოდა და იმ წლებში, ალბათ, ან სრულიადაც არ ქვეყნდებოდა ან ძლიერ შემოკლებული შენიშვნების სახით იბეჭდებოდა უცხოეთის პოპულარულ ჟურნალ-გაზეთებში, ამიტომ ჩვენში მაშინ ამ აღმოჩენას ყურადღება არ მიაქციეს. შემდეგ კიდევ ომის დროს (1916—1918 წწ) კოლჰერსტერი კონსტანტინეპოლში განაგრძობდა ახლად აღმოჩენილი სხივების შესწავლას. 1923 წელს რ. ა. მილიკენმა დაიწყო ამ სხივების გამოკვლევა; 1925 წ. აგვისტოში მან აწარმოვა საინტერესო ცდები ხსენებულ სხივებზე 3500 მ. სიმაღლეზე მდებარე ტბის წყალში, ამავე წლის ნოემბერში წაიკითხა მოხსენება ამ ცდების შედეგთა შესახებ. ცნობები ამ შედეგების შესახებ და არა მილიკენის მთელი მოხსენება, სადაც ლაპარაკია ჰესისა და კოლჰერსტერის გამოკვლევებზე, დაიბეჭდა ამერიკის ჟურნალ-გაზეთებში (როგორც ეტყობა, აქ დიდი როლი ითამაშა გაზეთ „New York Times"ის რეპორტიორმა), საიდანაც გადაბეჭდილი იქნა ჩვენს პოპულარულ ჟურნალებში და შემდეგ კი გაზეთებშიც. აქ, რასაკვირველია, საქმე წარმოდგენილი იყო საკითხის წინანდელი ისტორიის გადმოუცემლად. რომლის შესახებ ჟურნალების რედაქტორებმა არაფერი იცოდნენ, და ახალი სხივების აღმოჩენა შეცდომით მიაწერეს მილიკენს, რომლის სახელიც უწოდეს ამ ახალ სხივებს. დღემდისაც ჩვენში ლაპარაკობენ „მილიკენის სხივებზე", თუმცა ეს სხივები 14 წლით უფრო ადრე აღმოჩენილი იყო შედარებით მილიკენის იმ ცდებთან, რომლებმაც, მართლაც, ზოგი რამე ახალი და საინტერესო მოგვცა. უკვე დროა თავი დავანებოთ ხსენებული სხივების ამ დაუსაბუთებელი სახელწოდების ხმარებას! მაშ რა ვუწოდოთ მათ? ჩვენ ვლაპარაკობთ ჰერცის სხივებზე, რენტგენის სხივებზე, აგრეთვე ულტრაიისფერ სხივებზე შუმანისა (1000 Å-მდე ტალღის სიგრძით), ლაიმანისა (510 Å-მდე ტალღის სიგრძით) და მილიკენისაზე (136 Å-მდე ტალღის სიგრძით); ამ სხივებს ჩვენში იცნობენ მხოლოდ სპეციალისტები. ახალ სხივებსაც იმ მეცნიერის სახელი უნდა ეწოდოს, რომელმაც ისინი აღმოაჩინა, ე. ი. მათ უნდა ეწოდოს ჰესის სხივები. ამავე დროს მათი არსებობა საბოლოოდ დაამტკიცა კოლჰერსტერმა და ის დღემდე განაგრძობს მათ შესწავლას. ამიტომ სამართლიანი იქნებოდა მათთვის გვეწოდებია ჰესისა და კოლჰერსტერის სხივები, მაგრამ ეს ძლიერ გრძელი გამოვიდოდა. მოკლედ მათი დასახელება შეიძლებოდა ჰ და კ-თი, ანუ ჰეკა სხივებად. ხშირად მათ კოსმოსურ სხივებს უწოდებენ; ეს სახელწოდება უკეთესია. მაგრამ რატომ არ უნდა იქნეს შენახული მისი ან მათი სახელი, ვინც ისინი აღმოაჩინა?

იმ პირთა რიცხვი, რომლებმაც თავს იდვა კოსმოსური სხივების გამოკვლევის რთული ამოცანა, უკანასკნელ დრომდე დიდი არ იყო. გერმანიაში, ჰესისა და კოლჰერსტერის გარდა, შეიძლება დავასახელოთ კიდევ: გ. ჰოფმანი (G. Hoffmann), ე. შტაინკე (Steinke) და კ. ბიუტნერი

(K. Büttner); ამერიკაში მილიკენი მუშაობს თავის თანამშრომელ გ. ჰ. კამერონთან ერთად (G. H. Cameron). ჩვენში მეტად დიდი წარმატებით ეწევიან ამ სხივების გამოკვლევას 1925 წლიდან დაწყებული ლ. ვ. მისოვსკი და ლ. რ. ტუვიმი (ლენინგრადში); მათ მიერ მოპოვებულ შედეგებს განსაკუთრებული ღირებულება და უდიდესი მნიშვნელობა აქვს. ჩვენი მკითხველების ყურადღებას მივაქცევთ ლ. ვ. მისოვსკის მშვენიერ წიგნზე: „კოსმოსური სხივები", სახელგამი, 1929 წ., 131 გვ.

განვიხილოთ ის მოვლენები, რომელთა შესწავლამ მიგვიყვანა ამ ახალ სხივების აღმოჩენამდე, ე. ი. იმ სხივთა აღმოჩენამდე, რომელთა სპექტრი კიდევ უფრო შორს მდებარეობს, ვიდრე გამა სხივების სპექტრი და, მაშასადამე, რომელთა ტალღის სიგრძე გამა სხივების ტალღის სიგრძეზე კიდევ უფრო მოკლეა. დიდიხანია შეჩნეული იყო, რომ ყოველი დაელექტროებული გამტარი, თუნდაც კარგად არ იყოს იგი იზოლირებული, თანდათან ჰკარგავს თავის მუხტს. ელექტრობის ასეთი დაცლა შეიძლება მხოლოდ იმით აიხსნას, რომ ჰაერი ერთგვარი გამტარობის უნარითაა აღჭურვილი, რაც მხოლოდ ინ შემთხვევაშია შესაძლებელი, თუ ჰაერში იონები არსებობენ. ჰაერის იონიზაციას კი შეიძლება ორგვარი წყარო იწვევდეს; რადიოაქტიური და არა რადიოაქტიური. დედამიწის ქერქის შესწავლილი ფენის თითქმის ყველა შემადგენელი ნაწილი შეიცავს რადიოაქტიურ ნივთიერებათა მინარევებს; დედამიწიდან ისინი ჰაერში გადადიან. ეს შეიძლება მყარი ნაწილაკებიც იყოს, მაგრამ მთავარ როლს ემანაცია ასრულებს. ფრიად დიდი მნიშვნელობა აქვს ნიადაგის ჰაერს; ის 2000-ჯერ მეტ ემანაციას შეიცავს, ვიდრე ატმოსფეროს ქვედა ფენები. ბარომეტრული წნევის დაცემის დროს, ან როდესაც მზე ნიადაგს ახურებს, აგრეთვე ქარის ამომწოვი მოქმედების ზეგავლენით, ნიადაგის ჰაერი გარეთ გამოდის და ასეთი გზით გრძელდება რადიოაქტიურ ნივთიერებათა დამაინონებელი მოქმედება ატმოსფეროში. ამასთანავე რადიუმის ემანაცია რაოდენობით რამდენჯერმე აღემატება თორიუმის ემანაციას დედამიწის ზედაპირთანაც კი, სულ რამდენიმე მეტრის სიმაღლეზე კი რჩება მხოლოდ რადიუმის ემანაცია, რომლის გვერდით ჰაერში არსებობს ამ ემანაციისვე დაშლის პროდუქტები—რადიუმი A, რადიუმი C, რადიუმი D და ა. შ. დიდ სიმაღლეზე—10 კილომეტრსა და მეტზე—უნდა არსებობდეს რადიუმი D და მისი შემდგომი დაშლის პროდუქტები.

არსებობს განსაკუთრებული ხელსაწყოები, რომლებიც საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ ჰაერის იონიზაციის ხარისხი, მაგალითად, იონთა რიცხვი ერთ კუბურ სანტიმეტრში. ჰაერის იონიზაციის გამომწვევი რომელიმე მიზეზის აქტიობის საზომად მიღებულია იმ ნაირსახელიან იონთა წყვილების რიცხვი, რომლებიც ამ მიზეზის ზეგავლენით წარმოიშობა ერთი წამის განმავლობაში ერთ კუბურ სანტიმეტრ ჰაერში ან სხვა აირში. იონთა ასეთი წყვილის აღნიშვნა მიღებულია J ასოთი. თუ ამბობენ, რომ მონაცემი მიზეზის აქტიობა ანუ მაიონებელი მოქმედება გარკვეულ ადგილზე 5J უდრის, ეს იმას ნიშნავს, რომ ეს მიზეზი ერთ წამში ჰაერის ერთ კუბურ სანტიმეტრში ნაირსახე-

ლიან იონების ხუთ წყვილს წარმოშობს. არსებობს ხელსაწყოები, რომლებიც საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ ფაქტიურად წარმოშობილ წყვილთა ასეთი J რიცხვი. თუ ერთდროულად რამდენიმე მაიონებელი მიზეზი მოქმედობს, მაშინ შემდგომი გამოკვლევებით ეს რიცხვი ისეთ ნაწილებად უნდა დაიშალოს, რომლებიც სხვადასხვა მიზეზს, შეესაბამებიან. ჩვენ არ შევჩერდებით როგორც ამ რთული იარაღების, ისე ზემოაღნიშნული ხელსაწყოების აღწერაზე და პირდაპირ გადავალთ იმ მოვლენათა განხილვაზე, რომლებმაც კოსმოსური სხივების აღმოჩენამდე მიგვიყვანა.

უკვე მიმდინარე საუკუნის დასაწყისში შემჩნეული იყო, რომ ყ ო ვ ე ლ მ ხ რ ი თ დ ა ხ შ უ ლ ჭ ურ ჭ ე ლ შ ი მოთავსებული ჰაერი მუდამ დაიონებულია, თუმცა ამ ჰაერში მყოფი შესაძლებელი რადიოაქტიური ნივთიერებანი ადრევე უნდა ანმოძრალიყო მათი თანდათანობითი დაშლის გამო. როდესაც ჭურჭელს გარსშემოარტყეს ტყვიის სქელი სამოსი, მაშინ იონიზაციამ იკლო, მაგრამ ნულამდე მაინც არ შემცირდა, რა სისქეც არ უნდა ჰქონოდა ტყვიის სამოსს. ეს გვიჩვენებს, რომ იონიზაციის ერთ-ერთი მიზეზი გარედან მოქმედებს და ჭურჭლის კედლებში შეიჭრება. მრავალრიცხოვანი გამოკვლევები წარმოებული იყო ფრიად სხვადასხვა პირობებში: ღია ადგილზე, ხმელეთსა და წყალზე, გამოქვაბულში, გვირაბებში, შენობებში და ა. შ. ყველა ამ მუშაობის შედეგად აღმოჩნდა შემდეგი. შესაძლებელია ო თ ხ ი მ ი ზ ე ზ ი, რომლებსაც შეუძლია დახშულ ჭურჭელში მოთავსებული ჰაერის იონიზაცია.

1. ჭურჭლის ქვეშ მდებარე ნიადაგის ზედაფენებში მყოფი რადიაქტიური ნივთიერებანი, რომელნიც გამმა სხივებს გამოაფრქვევენ.

2. ჭურჭლის გარემომცველ ჰაერში მყოფი რადიოაქტიური ნივთიერებანი, რომლებიც აგრეთვე გამა სხივებს გამოაფრქვევენ.

3. ის რადიოაქტიური ნივთიერებანი, რომლებიც ჭურჭლის კედლის მასალის ან ჭურჭელში მოთავსებულ აირის შემთხვევით მინარევს წარმოადგენენ.

4. უცნობი სხივები, რომლებიც გამა სხივებზე უფრო გამვლადნი არიან. აზრი ასეთ სხივთა არსებობის შესახებ დაიბადა, როდესაც აღმოჩნდა, რომ ჭურჭელში მაინც რჩებოდა რაღაცა მაიონებელი მოქმედება, თუმცა ყველა ზომა იყო მიღებული პირველი სამი მიზეზის თავიდან ასაცილებლად.

აღმოჩნდა რომ 1 და 2 მიზეზი ფრიად მცირე როლს ასრულებს. მეტად ძნელია და თითქმის შეუძლებელიც მე-3 მიზეზის თავიდან აშორება. მაგრამ უმთავრეს როლს ასრულებს 1 მიზეზი, ე. ი. ნ ი ა დ ა გ ი ს რ ა დ ი ო ა ქ ტ ი ო ბ ა, აი რატომ დაიწყეს დაკვირვებათა წარმოება ს ხ ვ ა დ ა ს ხ ვ ა მ ა ნ ძ ი ლ ზ ე დ ე დ ა მ ი წ ი ს ზ ე დ ა პ ი რ ი დ ა ნ, ჯერ მაღალ კოშკებსა და მთებზე, შემდეგ კი ა ე რ ო ს ტ ა ტ ე ბ ი თ ფ რ ე ნ ი ს დ რ ო ს. 1910 წელს ჩატარებულმა პირველმა დაკვირვებებმა არ მოგვცეს გარკვეული შედეგები. მხოლოდ ვ. ფ. ჰ ე ს მ ა, რომელიც 10-ჯერ აფრინდა 1911—1913 წლებში, პირველად აღმოაჩინა, რომ იონიზაცია სიმაღლის გადიდებასთან ერთად ჯერ კლებულობს ნიადაგის გამოსხივების აბსორბციის გამო, შემდეგ კი კვლავ იზრდება, ასე რომ, 1000—2000 მ. სიმაღლეზე იონიზაცია ისეთსავე J რიცხვს უდრის, როგორც დედამიწის ზედაპირთან გვქონდა, შემდეგ კი დ ა წ ყ ე ბ უ ლ ი 3000 მ-დან 5300 მ-მდე ი ო ნ ი-

ზაცია სწრაფად მატულობს. ცხადია, რომ ეს შეიძლებოდა ახსნილიყო მხოლოდ ისეთი მოქმედებით, რომლის წყაროც ან ატმოსფეროს უფრო მაღალ ფენებშია, ან სრულიად მის გარეშე. პირველი მოსაზრება მალე იქნა უარყოფილი. ვ. კოლჰერსტერის აფრენებმა, რომელმაც 9300 მ მიაღწია, იონიზაციის ფრიად მნიშვნელოვანი შემდგომი გადიდება მოგვცეს. საილუსტრაციოდ მოგვყავს რიცხვები, რომლებიც მოგვცა 1927 წელს ჰესმა, როგორც საშუალო ყველა დაკვირვებიდან. თვით დედამიწის ზედაპირთან, ზღვის დონეზე, ოთხიენ წყარო ერთ წამში და ჰაერის ერთ კუბურ სანტიმეტრში იონთა წყვილების შემდეგ საშუალო J რიცხვს გვაძლევს: ნიადაგი 3 J, გარე ჰაერი 0,2 J, ჭურჭელი 4 J, კოსმოსური სხივები 1,5 J, ე. ი. სულ დაახლოებით 9 J. ქვემოთმოყვანილ ცხრილში ნაჩვენებია (კოლჰერსტერი, 1924 წელი), თუ იონიზაცია სხვადასხვა სიმაღლეზე რამდენად მეტია ან ნაკლები, ვიდრე ზღვის დონეზე; სიმაღლე მოცემულია მეტრებში.

ცხ 12

სიმაღლე მეტრებში	იონიზაციათა სხვაობა	სიმაღლე მეტრებში	იონიზაციათა სხვაობა	სიმაღლე მეტრებში	იონიზაციათა სხვაობა
500	— 1,7 J	3000	+ 4,2 J	7 000	+ 45,2 J
1000	— 1,5	4000	+ 9,1	8 000	+ 62,5
1500	— 0,4	5000	+ 16,2	9 000	+ 79,0
2000	+ 1.0	6000	+ 28,2	9 300	+ 85,0

ეს რიცხვები თვალსაჩინოდ გვიჩვენებს, რომ ატმოსფეროს მაღალ ფენებში კოსმოსური წარმოშობის მაიონებელი სხივები მოქმედებს. ამ სხივთა გამოკვლევას ხელი მოჰკიდა მრავალმა მეცნიერმა. მეტადრე უკანასკნელ წლებში გამოქვეყნდა ნაშრომთა უამრავი რიცხვი. წამოიჭრა საკითხი იმის შესახებ, თუ რა როლს თამაშობს კოსმოსური სხივები ჯერ კიდევ გამოუცნობ სხვადასხვა მოვლენაში. ბევრი გამოკვლევა იქნა ჩატარებული მათი სიხისტის შესახებ, ე. ი. ნივთიერებაში მათი გამვლადობის უნარის შესახებ. შედეგად მივიღეთ, რომ კოსმოსური სხივები დაახლოებით 10-ჯერ უფრო ხისტია, ვიდრე გამა სხივები. სიხისტის დამახასიათებლად იხმარება რაიმე შერჩეული ნივთიერების ფენის ის სისქე, რომლის გავლის შემდეგ სხივები თავისი ინტენსიობის ნახევარს ჰკარგავს. ასეთ ნივთიერებად გამოდგება წყალი, ალუმინიუმი, ტყვია და სხვა. C რადიუმის გამა სხივებისათვის წყლის ასეთი ფენის სისქე 21 სმ უდრის, კოსმოსური სხივებისათვის კი—310 სმ.

კოსმოსური სხივების გამოკვლევის საქმეში ფრიად მნიშვნელოვან როლს თამაშობს მათი შთანთქმა ნივთიერებაში გავლისას, უმთავრესად კი—წყალში გავლის დროს. ამ შთანთქმას შეიძლება ორი მიზეზი ჰქონდეს. პირველი, შეიძლება გვქონდეს სხივადი ენერგიის ნამდვილი შთანთქმა, რომლის ენერგიაც რაიმე მუშაობაზე, მაგალითად, ატომიდან ელექტრონის ამოგლეჯაზე იხარჯება (თ. VIII); მეორე, ენერგია შეიძლება გაბნეულ იქნეს ყოველ

ბრით ატომებისა და მოლეკულების მიერ. როდესაც წყალში და ტყვიაში კი ტალღის ფრიად მცირე სიგრძის სხივები გადის, როგორიცაა, ალბათ, კოსმოსური სხივები, მაშინ უეჭველია, საქმე გვაქვს მხოლოდ და მხოლოდ სხივების გაბნევასთან, რითაც აიხსნება ჩვენ მიერ—დაკვირვებით მიღებული მოსაჩვენარი შთანთქმა. ამ შთანთქმის სიდიდის საზომად მიღებულია ე. წ. შთანთქმის კოეფიციენტი, რომელსაც ჩვენ f ასოთი აღვნიშნავთ. ის უდრის სხივადი ენერგიის იმ წილად ნაწილს, რომელსაც აღებული ნივთიერების 1 სმ სისქის ფენა შთანთქავს ან გააბნევს. თუ მაგალითად, ჩვენ ვსწერთ, რომ კოსმოსური სხივებისათვის წყალში f=C, 002 სმ-ზე, ეს იმას ნიშნავს, რომ ამ სხივების ნაკადი ერთი სანტიმეტრი სისქის წყლის ფენში გავლის დროს ჰკარგავს 0, 002 იმ ენერგიისას, რომელიც მას ამ ფენში შესვლის წინ ჰქონდა; მომდევნო ასეთ ფენაში ის ისევ დაჰკარგავს მასში დარჩენილი ენერგიის 0,002 და ა. შ. f სიდიდის ეს განსაზღვრა მათემატიკურად სავსებით ზუსტი არაა, მაგრამ ჩვენი მიზნებისათვის სრულიად საკმარისი. თუ დავეყრდნობით მოძღვრებას კომპტონის ეფექტის შესახებ (თ. VII, § 2), მაშინ შეიძლება გამოვიყვანოთ საკმაოდ მარტივი განტოლება, რომელიც საშუალებას მოგვცემს გამოვთვალოთ კოსმოსური სხივის ტალღის—სიგრძე (ონგსტრემებში Å), რისთვისაც საჭირო იქნება წინასწარი ცოდნა ამ სხივის შთანთქმის კოეფიციენტისა რაიმე გარემოში. აღმოჩნდა, რომ წყლის შემთხვევაში

$$\lambda = 0,218\ f\ \text{Å}.$$

თუ λ ვიცით, მაშინ ამ თავის პირველი პარაგრაფას (2) განტოლების საფუძველზე შეგვიძლია გამოვიანგარიშოთ პოტენციალთა V სხვაობა კილოვოლტებში, რისთვისაც λ უნდა იყოს გამოხატული X ერთეულებში (X=0,001 Å). აქ უნდა გავიხსენოთ, რომ ეს პოტენციალთა ის სხვაობაა, რომელიც უნდა გაიაროს ელექტრონმა, რათა მისი მოძრაობის ენერგია იმ სხივის ერთი კვანტის ტოლი გახდეს, რომლის ტალღის სიგრძე მოცემულ λ-ს უდრის.

დავუბრუნდეთ რ. ა. მილიკენის გამოკვლევებს. 1922 წელს მან მოახერხა ბურთ-ზონდების აშვება 15,6 კმ სიმაღლეზე. აღმოჩნდა, რომ იონიზაცია მართლაც მატულობს სიმაღლესთან ერთად; იონიზაციის ზრდა აღმოჩნდა მოსალოდნელზე ნაკლები კოლჰერსტერის დაკვირვებათა მიხედვით, მაგრამ ეს დაკვირვებები არაა დამაჯერებელი. 1923 წელს მილიკენი აწარმოებდა ცდებს პაიკის მთის მწვერვალზე; აღმოჩნდა, რომ მაიონებელ სხივებს იქ ისეთივე გამვლადი უნარი ჰქონდა, როგორიც გამა სხივებს, ამიტომ დაუშვეს, რომ ისინი ადგილობრივი წარმოშობისა იყვნენ. 1925 წელს მან ჩაატარა საინტერესო ცდები, რომლებმაც გამოიწვიეს ჩვენში მეტის-მეტი სმაუური და არასწორი ახსნა-განმარტება, რაზედაც ზევით უკვე იყო ლაპარაკი. მან აირჩია ტბა მიწური 3500 მ სიმაღლეზე; ამ ტბას აქვს რამდენიმე ათეული მეტრი სიღრმე და მისი წყალი გამდნარი თოვლისაგან წარმოიშვა, რის გამო ის არ შეიცავს რადიოაქტიურ ნივთიერებებს, რომლებიც ყოველთვის მოიპოვება მიწის ქერქში გამდინარე წყაროს წყლებით აესილ ტბეებში. მან

თავისი ხელსაწყოები ტბაში 18 მ-ის სიღრმეში ჩაუშვა. ამ ცდებმა დაადასტურა კოსმოსური სხივების არსებობა, რომელთა გავლენა ჯერ კიდევ ემჩნევა 14 მ სიღრმეში. ატმოსფერო ტბის ზემოთ შთანთქმითი უნარის მხრივ წყლის 7 მ-ის ეკვივალენტური იყო, ასე რომ, სხივები გადიოდა წყლის ისეთ ფენში, რომლის სისქე 21 მ უდრიდა, რაც 180 სმ ტყვიის ეკვივალენტურია, მაშინ როდესაც რენტგენის უუხისტესი სხივები თითქმის მთლიანად შთაინთქმება 1 სმ სისქის ტყვიის მიერ. რხევათა სიხშირე კოსმოსურ სხივებში დაახლოვებით იმდენჯერ აღემატება რენტგენის სხივებში რხევათა სიხშირეს, რამდენჯერაც რენტგენის სხივებში სიხშირე აღემატება ხილულ სხივებში სიხშირეს. მ ი ლ ი კ ე ნ ი ს აზრით ახალი სხივები არაერთგვაროვანია, და მათი სპექტრის სიგრძე ერთი ოქტავას ტოლია. ცდებმა თოვლის წყლიან მეორე ტბაზე, რომელიც 1400 მ სიმაღლეზე მდებარეობს, იგივე შედეგები მისცა. თავისი დაკვირვებებიდან მ ი ლ ი კ ე ნ მ ა დაასკვნა, რომ ახალი სხივები სივრცეში ყველა მიმართულებით ვრცელდება. შემდეგ მ ი ლ ი კ ე ნ მ ა 1926 წელში აწარმოვა დაკვირვებები სამხრეთ ამერიკაში (ბოლივია, ანდების მთები, ტბა მიგუილა) 4500 მ სიმაღლეზე. აქ ისეთივე შედეგები იქნა მიღებული, როგორც ტბა მიურზე, რითაც დამტკიცდა, რომ კოსმოსური სხივები სამხრეთ ნახევარსფეროზე იმავე თვისებებს იჩენს, როგორსაც ჩრდილო ნახევარსფეროზე. 1927 წელს მ ი ლ ი კ ე ნ ი აწარმოებდა დაკვირვებებს ისევ კალიფორნიაში, მთის ორ ტბაზე, გაუმჯობესებული იარაღებით და ისეთ სხივებზე, რომლებიც სავსებით ინთქმებოდა მხოლოდ 57 მ სისქის წყალში, რაც ტყვიის 5 მ შეესაბამება. ტალღის უმცირესი სიგრძე აღმოჩნდა 0,21 X, რაც 59 მილიონ ვოლტს შეესაბამება. კოსმოსური სხივების მთელი სპექტრი — გრძელდება 0,53-დან 0,21 X-მდე, რაც შეესაბამება 1,5 ოქტავას. კოსმოსურ სხივთა ენერგიის სრული რაოდენობა, რომელიც ატმოსფეროს ზედაპირის 1 კვადრატულ სანტიმეტრზე 1 წამის განმავლობაში ეცემა, უდრის $3{,}1 \cdot 10^{-4}$ ერგს; ეს შეადგენს 0,1 იმ სხივადი ენერგიისას, რომელსაც ყველა ვარსკვლავის მთელი ერთობლიობა გვაძლევს.

გადავიდეთ ლ. ვ. მისოვსკისა და ლ. რ. ტუვიმის იმ შესანიშნავ ნაშრომთა განხილვაზე, რომლებიც მათ 1925 წ. დაიწყეს და დღემდე გრძელდება. 1925 წლის ზაფხულში მათ გამოიკვლიეს კოსმოსური სხივების შთანთქმა წყლის მიერ, რისთვისაც აწარმოეს დაკვირვებები პეტროზავოდსკის მახლობლად ონეგის ტბაზე, 500 მ მანძილზე ნაპირიდან და 10 მეტრის სიღრმემდე (ერთი თვით უფრო ადრე მ ი ლ ი კ ე ნ ი ს ცდებამდე მიურის ტბაზე). მათმა ცდებმა დაადასტურეს, რომ გამვლადობის უნარი კოსმოსურ სხივებს დაახლოვებით ათჯერ მეტი აქვს, ვიდრე გამა სხივებს, ე. ი. მათი f კოეფიციენტი 10-ჯერ უფრო ნაკლებია. აქ უნდა აღინიშნოს, რომ f-ის გამოანგარიშების დროს არ შეიძლება იმ წარმოდგენას დავეყრდნოთ, თითქოს სხივებმა გაიარა წყლის ის ფენი, რომლის სისქე უდრის სიღრმეს, სადაც წყლის ქვეშ გამზომი ხელსაწყოა მოთავსებული. ეს მაშინ იქნებოდა სწორი, სხივები რომ წყალში მხოლოდ ვერტიკალური მიმართულებით ჩადიოდეს. სინამდვილეში სხივებს ყოველგვარი მიმართულება აქვს, ჩადიან წყალში და ეცემიან ხელსაწყოს ყოველ მხრიდან, ამასთანავე მათ მიერ გავლილი წყლის სისქე დამოკიდებულია მათ დახრილობაზე ვერტიკალის

მიმართ. რომ ამ გარემოების უგულებელყოფა არ შეიძლება ეს იქიდან ჩანს, რომ ლ. ვ. მისოვსკის და ლ. რ. ტუვიმის დაკვირვებებმა წყლისთვის მოგვცეს f=0,0036, როდესაც ისინი გამოანგარიშების მარტივი წესით სარგებლობდნენ, ე. ი. არ აქცევდნენ ყურადღებას სხივების დახრილობას; უფრო ზუსტი გამოანგარიშებით სარგებლობის დროს მათ წყლისთვის იპოვეს f=0,0028. აქ უნდა შევნიშნოთ, რომ მილიკენმა წყლის ზედაფენებისთვის იპოვა f=0,0025, უფრო ღრმა ფენებისათვის, რომლებამდე მისოვსკი და ტუვიმი არ დასულან, f=0,0015, რაც გვიჩვენებს კოსმოსური სხივების არაერთგვაროვნობას, რომელთაგან უფრო ხისტები (უმცირესი f-ით) წყალში ყველაზე ღრმად ჩადიან.

1926 წლის ზაფხულში მისოვსკიმ და ტუვიმმა გაიმეორეს გაზომვები შავ ზღვაზე ბალაკლავასთან, ნაწილობრივ თვით ბალაკლავის ყურეში, ნაწილობრივ კი—ზღვაზე, აიას კონცხსა და ფიოლენტის კონცხს შორის, ზღვის ნაპირიდან რამდენიმე კილომეტრის მანძილზე. აქ ისინი იკვლევდნენ შთანთქმას წყლის ზედაპირულ ფენში, ამასთან მათ იპოვეს f=0,0029 ±2 ერთეულის ცთომილებით უკანასკნელ ნიშანში; მილიკენმა იპოვა მახლობელი რიცხვი 0,0023.

დიდი მნიშვნელობა აქვს მისოვსკის და ტუვიმის 1926 წლის გამოკვლევებს, რომლებიც მათ ჩაატარეს ლენინგრადის მახლობლად სოსნოვკაში, პოლიტექნიკური ინსტიტუტის წყალსადენის კოშკთან. წინასწარი ცდის სახით მათ დადგეს ვერტიკალური, შედარებით ვიწრო, 25 სმ დიამეტრისა და 3,12 მ სიმაღლის მილი, რომელიც წყლით გაავსეს. გამზომი ხელსაწყო მილის ზევითა და ქვევითაც სავსებით ერთნაირ ჩვენებას აძლევდა, რაც იმას ამტკიცებს, რომ ზუსტად ვერტიკალური კოსმოსური სხივები ფრიად მცირე როლს ასრულებს, და რომ თითქმის ყველა სხივის მიმართულება ვერტიკალის მიმართ დახრილია. წყალსადენის რკინის ავზი კოშკის ზედა ნაწილში იყო მოთავსებული 35 მ სიმაღლეზე დედამიწის ზედაპირიდან; ავზის სიმაღლე 2,74 მ იყო, დიამეტრი კი 9,12 მ; წყლის სიმაღლე ავზში 2,5 მ უდრის. ხელსაწყოს დადგმა შეიძლბოდა ავზის ზემოთ, ავზის ქვემოთ მისგან ნებისმიერ მანძილზე, აგრეთვე ავზის გვერდით სხვადასხვა მხრიდან, ე. ი. სხვადასხვა აზიმუტში. ეს ცდები ხდებოდა მაშინ, როდესაც საკითხი კოსოსმური სხივების არსებობის შესახებაც კი ეჭვებს იწვევდა, ე. ი. გამვლადი სხივების მიმართულება (ზევიდან თუ ქვევიდან) საბოლოოდ კიდევ არ იყო დადგენილი. შედეგები ასეთი იქმნა მიღებული. ავზის ზემოთ ხელსაწყო ერთდაიმავე ჩვენებებს აძლევდა, მიუხედავად იმისა ავზი ცარიელი იყო, თუ წყლით სავსე. ავზის ქვემოთ მისი გავსება წყლით ამცირებდა ხელსაწყოს ჩვენებას 29%-თ. ამ ცდით საბოლოოდ იქმნა დამტკიცებული, რომ გამვლადი სხივების წყარო დედამიწის ზევით იმყოფება. შთანთქმა წყალში ისეთივე აღმოჩნდა, როგორც ონეგის ტბაში. როდესაც ხელსაწყო იდგა ავზის გვერდით, აღმოსავლეთით, დასავლეთით, სამხრეთით თუ ჩრდილოეთით, ავზის გავსება წყლით ყველა ამ შემთხვევაში ერთნაირად ამცირებდა (დაახლოვებით 11%-თ) ხელსაწყოს ჩვენებას. ეს იმას ამტკიცებს, რომ აზიმუტი როლს არ თამაშობს, და რომ სხივები ყველა მხრიდან ერთნაირად ეცემა.

ავზის ქვემოთ მისგან სხვადასხვა მანძილზე (33, 4 მეტრამდე) მოთავსებულ ხელსაწყოზე ათვლებმა შესაძლებლობა მისცეს მ ი ს ო ვ ს კ ი ს და ტ უ ვ ი მ ს გ ა მ ო ე ა ნ გ ა რ ი შ ა თ კ ო ს მ ო ს უ რ ი ს ხ ი ვ ე ბ ი ს შ თ ა ნ თ ქ მ ი ს კ ო ე ფ ი ც ი ე ნ ტ ი ჰ ა ე რ შ ი. ის აღმოჩნდა 2,5 მემილიონედი, ე. ი. დაახლოვებით 1000-ჯერ უფრო ნაკლები, ვიდრე წყლისთვის.

მ ი ს ო ვ ს კ ი მ და ტ უ ვ ი მ მ ა პირველებმა გამოიკვლიეს ბარომეტრული წნევის გავლენა კოსმოსური სხივების ინტენსიობაზე. მ ა თ ა ღ მ ო ა ჩ ი ნ ე ს, რ ო მ ბ ა რ ო მ ე ტ რ უ ლ ი წ ნ ე ვ ი ს 1 მ მ-ი თ გ ა დ ი დ ე ბ ა კ ო ს მ ო ს უ რ ი ს ხ ი ვ ე ბ ი ს ი ნ ტ ე ნ ს ი ო ბ ა ს 0,7%-ით ა მ ც ი რ ე ბ ს. მანამდე არავის შეჰქონდა შესწორებები თავის დაკვირვებებში ატმოსფერული წნევის ცვალებადობაზე, ე.ი. არ დაჰყავდათ ყველა დაკვირვება ერთსადაიმავე წნევაზე; როგორც ჩანს, ამ შესწორებამ შეიძლება მიაღწიოს მნიშვნელოვან სიდიდეს. ერთი წლით უფრო გვიან შ ტ ა ი ნ კ ე მ დაადასტურა მ ი ს ო ვ ს კ ი ს ა და ტ უ ვ ი მ ი ს დაკვირვებათა ეს შედეგები. ატმოსფერული წნევის გავლენის საკითხთან მჭიდროდ დაკავშირებულია დიდი აურ-ზაურის გამომწვევი საკითხი კ ო ს მ ო ს უ რ ს ხ ი ვ თ ა ი ნ ტ ე ნ ს ი ო ბ ი ს დ ღ ე ღ ა მ უ რ ი მ ს ვ ლ ე ლ ო ბ ი ს შესახებ. კ ო ლ ჰ ე რ ს ტ ე რ მ ა მთა იუნგფრაუზე მუშაობის დროს, ჯერ კიდევ 1923 წელში, იპოვა პერიოდი, რომელიც ვ ა რ ს კ ვ ლ ა ვ უ რ ი დ ღ ე ღ ა მ ი ს თანატოლია, ე. ი. აღმოაჩინა — კოსმოსური გამოსხივების დამოკიდებულება ცის თაღის იმ ნაწილზე, რომელიც მოცემულ მომენტში ჰორიზონტის ზევით იმყოფება. ამან წარმოშვა მთელი ციგი მოსაზრებანი, მაგალითად, რომ სხივები ირმის ნახტომიდან გამოიტყორცნება. მ ი ს ო ვ ს კ ი მ და ტ უ ვ ი მ მ ა პირველებმა გააკრიტიკეს სერიოზულად კ ო ლ ჰ ე რ ს ტ ე რ ი ს მიერ მიღებული შედეგები და მიუთითეს იმ გარემოებაზე, რომ მას არ ჰქონდა შეტანილი შესწორებები ატმოსფერული წნევის ცვალებადობაზე. შ ტ ა ი ნ კ ე ს მიერ 1927 წელში ჩატარებულმა ცდებმა არ დაადასტურა კ ო ლ ჰ ე რ ს ტ ე რ ი ს მიერ მიღებული შედეგები, მაშინ როდესაც ბ ი უ ტ ნ ე რ ი მთელ რიგ გამოკვლევებში იმავე დასკვნამდე მივიდა, როგორც კ ო ლ ჰ ე რ ს ტ ე რ ი. მაგრამ შ ტ ა ი ნ კ ე 1928 წელს მტკიცედ იცავდა თავის დასკვნებს და ამ დროს სხვათა შორის სარგებლობდა ჰ ო ფ მ ა ნ ი ს მასალებით, რომელიც 1300 საათის განმავლობაში ფოტოგრაფიულად არეგისტრირებდა კოსმოსური სხივების ინტენსიობას; არავითარი პერიოდულობა ამ დროს შემჩნეული არ იყო. მ ი ლ ი კ ე ნ მ ა და კ ა მ ე რ ო ნ მ ა 1928 წელს გამოიკვლიეს ირმის ნახტომის მდებარეობის გავლენა, მაგრამ ასეთი ვ ე რ ა ღ მ ო ა ჩ ი ნ ე ს. უკვე არ შეიძლება ეჭვის შეტანა იმაში, რომ კ ო ლ ჰ ე რ ს ტ ე რ ი ს მიერ ნაპოვნი დამოკიდებულება კოსმოსურ სხივთა ინტენსიობისა ცის თაღის მდებარეობაზე არ შეესაბამება სინამდვილეს.

1928 წელს გამოქვეყნდა ლ. ვ. მ ი ს ო ვ ს კ ი ს და ლ. რ. ტ უ ვ ი მ ი ს ვრცელი ნაშრომი, რომლის დაწვრილებით გარჩევა ჩვენ ამ წიგნის ჩარიოებიდან გამოგვიყვანდა. მათ მოახერხეს კოსმოსურ სხივთა შთანთქმის (გაბნევის) კოეფიციენტის განსაზღვრა, ტ უ ვ ი ა ში, აგრეთვე გამა სხივების მსგავს. მეორად კოსმოსურ სხივთა არსებობის დამტკიცება და კოსმოსურ სხივთა ტალღის სიგრძის განსაზღვრა, რომელიც 0,00044 Å=0,44X-ის ტოლი აღმოჩნდა. ტალ-

ლის უმცირესი სიგრძე, რომელიც 1928 წელს იპოვა მილიკენმა, 0,1 X—უდრის; მსგავსივე სიდიდე მიიღო შტაინკემ.

ძირეულმა საკითხმა კოსმოსური სხივების წარმოშობა მიზეზისა და მათი წარმოშობის ადგილის შესახებ მოსაზრებათა ფრიად დიდი რიცხვი გამოიწვია; აქამდე ეს საკითხები არ შეიძლება გადაჭრილად ჩაითვალოს. ნერნსტი ფიქრობს, რომ სამყაროს ეთერში არსებულ ენერგიას შეუძლია გარდაიქმნას მატერიად, ე. ი. ელექტრონებად და პროტონებად, ამასთანავე, წარმოიშობა ელემენტთა ატომები ძლიერ მაღალი რიგითი ნომრებით. პირიქით, ჰელიუმისა და წყალბადის ატომებს შეუძლია ეთერის „ნულოვან“ ენერგიად გადასვლა. ნერნსტის აზრით ასეთი ულტრარადიო აქტიური ელემენტები, რომლებიც ულტრაგამა სხივებს გამოაფრქვევენ, წარმოიშობიან განსაკუთრებით ირმის ნახტომში, სადაც მდებარეობენ სუსტად მნათი კოსმოსური ნისლეულები და „ახალგაზრდა“ ვარსკვლავები. მეოთხე თავის 6 §-ში ჩვენ ვნახეთ, რომ წყალბადის ოთხი ატომიდან ანუ უფრო ზუსტად—ოთხი პროტონიდან და ორი ელექტრონიდან ჰელიუმის ერთი ატომის წარმოშობის დროს ენერგიის უდიდესი რაოდენობა გამოიყოფა. ის რომ მთლიანად სხივადი ენერგიის ერთ კვანტად გარდიქმნას: $E=h\nu$,—სადაც h პლანკის მუდმივაა. [თ. VII, § 1, განტოლება (2)], ν კი—რხევათა სიხშირე, რომელიც ტალღური თეორიით ამ კვანტს შეესაბამება,—მაშინ ადვილად გამოითვლებოდა ν და შემდეგ კი—ტალღის სიგრძეც. ის გამოდის სწორედ $\lambda=0,4$ X ტოლი, ე. ი. კოსმოსურ სხივთა ტალღის სიგრძის ტოლი. მაგრამ აზრი იმის შესახებ, რომ თითქოს კოსმოსურ სხივთა წარმოშობა იმ ადგილებში ხდებოდეს, სადაც წყალბადი ჰელიუმად გარდიქმნება, ძნელად მისაღებია, ვინაიდგან მილიკენსა და აგრეთვე შტაინკესაც ისეთ კოსმოსურ სხივებთანაც ჰქონდათ საქმე, რომლებისთვის $\lambda=0,1$ X. გამოთქმული იყო ისეთი აზრიც, რომ კოსმოსური სხივის ერთი კვანტი იქ წარმოიშობა, სადაც ერთი პროტონი ჰქრება. მაგრამ, გამოთვლა გვიჩვენებს, რომ ასეთი კვანტის ენერგია 5-ჯერ მეტი უნდა ყოფილიყო იმ კვანტის ენერგიაზე, რომლისათვისაც $\lambda=0,1$ X. არ შევჩერდებით ვილსონისა (1925) და ედინგტონის (1927) ჰიპოთეზებზე, რომლებიც არ შეიძლება ჩაითვალოს კოსმოსურ სხივთა წარმოშობის შესახებ საკითხის სწორ გადაჭრად. უნდა აღვნიშნოთ, რომ ზოგიერთი მეცნიერი გამოსთქვამდა აზრს, თითქოს ახალ სხივთა წყაროს წარმოადგენს მზე; ის გამოაფრქვევს ისეთ ელექტრონთა ნაკადს, რომელთა სიჩქარე ძლიერ ახლოსაა სინათლის სიჩქარესთან. სწორედ ისინი უნდა იწვევდნენ კოსმოსურ სხივებს.

1922 წელს გამოქვეყნდა რეგენერის (E. Regener) ფრიად მნიშვნელოვანი და საინტერესო ნაშრომი იმ ცდების შესახებ, რომლებიც მან შვეიცარიაში ბოდენის ტბაზე ჩაატარა. ის დავიდა 230,3 მ. ტოლ სიღრმემდე და შესძლო ეჩვენებია, რომ კოსმოსური სხივები ასეთ დიდ სიღრმემდე ჩადიან. მილიკენმა და კამერონმა კი მხოლოდ 70 მ სიღრმეს მიაღწიეს. სხივების ასეთი უზარმაზარი სიხისტის ასახსნელად რეგენერს დასჭირდა იმ მოსაზრების აღიარება, რომ სადღაც ბუნებაში ადგილი აქვს პროცესებს, რომელთა დროს პროტონის მთელი მასა ჰქრება და სხივადი ენერგიის ერთ კვანტად გარდიქმნება.

ასეთმა ახსნამ ვერ შეარყია რწმენა, რომ კოსმოსური სხივები ტალღური ბუნებისაა, თუმცა რეგენერის მონაცემთა მიხედვით, ამ სხივთა კვანტის ენერგია 500 მილიონ ვოლტს უნდა აღემატებოდეს. აღმოჩენილ იქნა სხვა ფაქტებიც, რომლებიც კოსმოსურ სხივთა ტალღური, ანუ, რაც ახლა ერთიდაიგივეა, კვანტური, ანუ, თუ უბრალოდ ვიტყვით, ოპტიკური ჰიპოთეზის სასარგებლოდ ლაპარაკობს, განსხვავებით წმინდა კორპუსკულური ჰიპოთეზისგან, რომელზედაც ქვევით გვექნება ლაპარაკი. ჩვენ ამ ფაქტებს დაწვრილებით არ გავარჩევთ. ერთი მათგანი ეხება კანონს, რომლის მიხედვითაც ხდება ამ სხივთა შთანთქმა ნივთიერებაში; მეორე კი ეხება წესის იმ დარღვევებს, რომლებიც თან ახლავს სხივების შთანთქმას ერთი გარემოდან მეორეში გადასვლის დროს, მაგალითად, ყინულიდან ტყვიაში.

დ. ვ. სკობელცინი 1929 წ. ლენინგრადში იკვლევდა კოსმოსურ სხივებს ვილსონის კამერის შემწეობით (თ. XIV, § 4), რომელშიაც ძლიერი მაგნიტური ველი მოქმედებდა. ჩვენ აქ დეტალების განხილვაში ვერ შევალთ; აღვნიშნავთ მხოლოდ, რომ საერთოდ დ. ვ. სკობელცინიც კოსმოსური სხივების შესახებ კვანტური ჰიპოთეზის მომხრეა, თუმცა მისი შეხედულებები მაინც შეიცავს ერთგვარ მიდრეკილებას წმინდა კორპუსკულურ ჰიპოთეზისაკენ. ის, მაგალითად, ფიქრობს, რომ აირების იონიზაცია კოსმოსური სხივების მიერ არის გამოწვეული— მხოლოდ და მხოლოდ „ულტრა-ბეტა“ სხივებით, რომლებიც თავის მხრით გამოწვეულია კოსმოსურ სხივთა კვანტების მიერ. იმავე 1929 წელს გამოქვეყნდა ბოტე და კოლჰერსტერის სტატია, რომელმაც დიდი მითქმა-მოთქმა გამოიწვია და რომელმაც საკითხს კოსმოსურ სხივთა ბუნების შესახებ სრულიად ახალი მიმართულება მისცა. როდესაც ჩვენ γ სხივებზე ვლაპარაკობდით, მაშინ დავინახეთ, რომ არსებობს შესაძლებლობა აღირიცხოს ის იმპულსები, რომლებზედაც ეს სხივები იშლება. კოსმოსური სხივებისთვის ასეთი თვლა პირველად აწარმოვეს გაიგერმა და მიულერმა 1928 წელს; მათ გვიჩვენეს, რომ ამ მიზნისათვის გამოსადეგია გაუმჯობესებული მთვლელი. ბოტე და კოლჰერსტერი სარგებლობდნენ ერთდროულად ორი მთვლელით. ჩვენ აქ არ შეგვიძლია დაწვრილებით განვიხილოთ მათ მიერ მიღებული შედეგები და მოვიყვანოთ ის მსჯელობები, რომლებითაც ისინი სარგებლობდნენ. საკმარისია ვთქვათ, რომ ისინი იმ დასკვნამდე მივიდნენ, რომ კოსმოსური სხივები არ წარმოადგენენ სხივადი ენერგიის განსაკუთრებულ ფორმას, რომლის სპექტრი γ სხივების სპექტრზე კიდევ უფრო შორს უნდა მდებარეობდეს, არამედ ისინი წარმოადგენენ წმინდა კორპუსკულურ მოვლენას, ე. ი. წარმოადგენენ ფრიად სწრაფი ნივთიერი ნაწილაკების ნაკადს. ასეთ დასკვნას ისინი ასაბუთებენ სხვადასხვაგვარი საკონტროლო გამოკვლევებით, მაგალითად, 406 მ სიღრმის მაღაროში. ნაწილაკები, რომლებზედაც აქ ლაპარაკია, შეიძლება იყოს მხოლოდ ელექტრონები ან პროტონები. ავტორებმა გვიჩვენეს, რომ 10^9 ვოლტი ენერგიის დროს პროტონის სიჩქარე სინათლის სიჩქარის 0, 875 აღწევს და ამასთან მისი მასა ორჯერ იზრდება (მასის დამოკიდებულება სიჩქარეზე), ელექტრონის მასა კი უძრავი პროტონის მასის ტოლი ხდება. ასეთ პირობებში მაგნიტური ველის მიერ ელექტრონისა და პროტონის გადახრა, აგრეთვე ამ უკა-

ნასკნელთა მაიონებელი მოქმედებანი თითქმის ერთნაირია. ავტორები, როგორც ეტყობა, მხარს უჭერენ ჰიპოთეზს, რომ კოსმოსური სხივები ელექტრონების ნაკადს წარმოადგენს, მაგრამ შესაძლებლად მიაჩნიათ საკითხის გადაწყვეტა აგრეთვე პროტონთა ნაკადის სასარგებლოდ. საერთოდ ისინი საკითხს ღიად სტოვებენ.

ბოტესი და კოლჰერსტერის დასკვნათა შესახებ საწინააღმდეგო მოსაზრებანი ძლიერ მალე გამოქვეყნდა. უწინარეს ყოვლისა უნდა აღინიშნოს, რომ თუ ხსენებულ მეცნიერთა ჰიპოთეზი სწორია, მაშინ უნდა უკუგდებულ იქნას ყველა ის მოსაზრება, რომელიც კოსმოსური სხივების წარმოშობას ისე განიხილავს, როგორც მატერიის ენერგიაში გარდაქმნის შედეგს, სულერთია — იქნება ეს ელექტრონებისა და პროტონების უბრალო გაქრობა თუ ამ ელექტრონებისა და პროტონებისაგან უფრო რთული ატომების წარმოშობა, რომელსაც თანახლავს „მასის დეფექტი". ყველა ასეთ შემთხვევაში წარმოიშობა სხივადი ენერგია, ასე რომ, ბოტესი და კოლჰერსტერის ჰიპოთეზი მიუღებელია.

უკვე 1930 წლის ბოლოში გამოქვეყნდა მილიკენის ახალი ნაშრომი, რომელშიც კოსმოსური სხივები განხილულია როგორც სხივადი ენერგიის კვანტების ნაკადი. მილიკენი მიგვითითებს, რომ ეს სხივები ელექტრონების ნაკადი რომ ყოფილიყო, მაშინ მათ უნდა განეცადათ გადახრა დედამიწის მაგნიტურ ველში და ამასთან სხვადასხვა სიდიდით სხვადასხვა განედში, რის გამოც ამ სხივების ინტენსიობა სხვადასხვა განედში სხვადასხვა უნდა ყოფილიყო. პასადენასა (Pasadena).—განედის 34°-ზე და ჩერჩილში (Cherchill)—განედის 59°-ზე ჩატარებულმა ცდებმა კი გვიჩვენა, რომ ინტენსიობა ერთნაირია. იმავე ცდებით დამტკიცდა, რომ კოსმოსური სხივები დედამიწაზე ყოველი მხრიდან თანაბრად მოედინება, და რომ ირმის ნახტომის მდებარეობას დაკვირებათა დროს არავითარი გავლენა არ აქვს. იმავე 1930 წელს დაიბეჭდა ჰ. ეპშტაინის თეორიული ნაშრომი, რომელშიაც რთულ მათემატიკურ გამოანგარიშებათა გზით დამტკიცებულია ბოტესი და კოლჰერსტერის ჰიპოთეზის მიუღებლობა. ეპშტაინი განიხილავს სწრაფ ელექტრონთა გზებს და ამტკიცებს, რომ ასეთ ელექტრონებს დედამიწის ზედაპირზე მოსვლა შეუძლია მხოლოდ ორ სრულიად განსაზღვრულ ზონაში, რომლებიც დედამიწის მაგნიტური პოლუსების გარშემო მდებარეობს.

რეგენერის ახალი გამოკვლევები, გამოქვეყნებული 1931 წ., აგრეთვე ამას ლაპარაკობს, რომ კოსმოსური სხივები სხივადი ენერგიის ნაირსახეობას წარმოადგენს.

კერტისმა (L. F. Curtiss) 1930 წელს გამოიკვლია ძლიერი მაგნიტური ველის გავლენა, რომელიც გამოაშკარავდა ბოტესი და კოლჰერსტერის ცდათა განმეორების დროს; ის ფიქრობს, რომ მისი ცდები ხსენებულ მეცნიერთა კორპუსკულური ჰიპოთეზის სასარგებლოდ ლაპარაკობს. ბ. როსი (B. Rossi) 1930 წელში ერთდროულად სამი მთვლელით სარგებლობდა; მანაც ბოტე და კოლჰერსტერის ჰიპოთეზს დაუპირა მხარი. ა. კორლინმა (A. Corlin) იპოვა, რომ ჩრდილო განედის 55°-დან 70°-ზე გადასვლის დროს სხივების მოქმედება მცირდება, იგივე დაადასტურა ა. კლეიმ (A. Cley) ევროპიდან მცირე

განედებზე გადასვლის დროს. მაგრამ თვით ბოტემ და კოლჰერსტე-რმა ვერ აღმოაჩინეს სისტემატური ცვლილებები ჩრდილო განედის 53°-დან 81°-ზე გადასვლის დროს. 1931 წელსა და 1932 წლის პირველ ნახევარში გამოქვეყნდა გამოკვლევათა დიდი რიცხვი კოსმოსურ სხივების შესახებ; აღვნიშნავთ ზოგიერთ მათგანს. ლ. ტუვიმის (1931 წ.) აზრით სხივები დედამიწაზე მოდის არა ყოველ მხრით თანაბარი რაოდენობით; მეტი რაოდენობა დახრილ სხივებს ეკუთვნის. ა. მილიკენს მრავალრიცხოვანი ახალი დაკვირვებიდან 1932 წ. გამოჰყავს, რომ მზის და აგრეთვე ვარსკვლავთა ცის მდებარეობას არა აქვს გავლენა კოსმოსური სხივების ინტენსიობაზე. მოტ-სმიტი (L. M. Mott-Smitt) ცდილობდა შეემჩნია ამ სხივების გადახრა ძლიერ მაგნიტურ ველში, მაგრამ უარყოფითი შედეგები მიიღო, უკანასკნელი წლების მრავალრიცხოვან გამოკვლევათა მიმოხილვის შემდეგ უნდა ვსთქვათ, რომ კოსმოსური სხივების მოვლენით გამოწვეულ სხვადასხვა სახის საკითხებში მათ მცირე გარკვეულობა შეიტანეს. ამ სხივების თვისებები, მათი დამოკიდებულება მიმართულებაზე, დღისა და წლის დროზე და აგრეთვე ვარსკვლავთა ცის მდებარეობაზე დღემდე სადავო რჩება. იგივე ითქმის მათი არსის (კვანტები თუ კორპუსკულები), წარმოშობისა და ადგილის შესახებ. მხედველობაში უნდა გვქონდეს, რომ ჩვენს ატმოსფეროში შემოსვლის დროს ეს სხივები მეორად სხივებს (ელექტრონებს) იწვევს და რომ იგივე შეეხება ყოველ მათ წარმოშობას მატერიისაგან, რაც მეტის-მეტად ართულებს თვით მოვლენის გამოკვლევას. ალბათ, გადამწყვეტი სიტყვა მალე არ იქნება ნათქვამი.

თავი მეცამეტე

თხევადი და მყარი ჰელიუმი. ზეგამტარები

§ 1. თხევადი და მყარი ჰელიუმი

ახლანდელ დროში მოხერხდა ყველა იმ ნივთიერების ჯერ თხევად და შემდეგ მყარ მდგომარეობაში გადაყვანა, რომლებიც ტემპერატურისა და წნევის ჩვეულებრივ პირობებში გაზებს წარმოადგენენ. ამონიაკი და გოგირდოვანი გაზში ჯერ კიდევ მე-XIX-ე საუკუნის დასაწყისში იქნა გათხევადებული: შემდეგ ფარადეიმ 1823 და 1845 წლებში ორ სერიად ჩატარებულ მუშაობათა დროს გაათხევადა სხვადასხვა გაზების დიდი რიცხვი. 1877 წლისთვის უკვე გათხევადებული იყო ყველა გაზი, გარდა წყალბადისა, აზოტისა, მეავბადისა, მეთანისა (მოლეკული ერთი ატომი ნახშირბადისა და 4 ატომი წყალბადისაგან შედგება) აზოტის ჟანგისა და ნახშირბადის ჟანგისა. ამ 6 გაზს დიდხანს „მუდმივ“ გაზებს ეძახდნენ და ეს სახელწოდება მათ მხოლოდ მას შემდეგ ჩამოაშორეს, როდესაც მათი გათხევადება მოხერხდა. ჰელიუმი იმ დროს ჯერ კიდევ არ იყო ნაპოვნი დედამიწაზე, თუმცა მზეზე მისი არსებობა სპექტრული დაკვირვებებიდან უკვე ცნობილი იყო.

„მუდმივი“ გაზების გათხევადება მაშინ შეიქნა შესაძლებელი, როდესაც აღმოცენდა მოძღვრება კრიტიკული ტემპერატურის შესახებ. ყოველი ნივთიერებისათვის არსებობს მისთვის დამახასიათებელი, განსაზღვრული ტემპერატურა, რომლის ზევით მას ძხოლოდ გაზებრივ მდგომარეობაში შეუძლია არსებობა, ე. ი. ის ვერავითარი წნევის დროს ვერ გათხევადდება. ამ ტემპერატურას კრიტიკული ტემპერატურა ეწოდება. თავისთავად ცხადია, რომ აქ მხედველობაში არა გვაქვს მიღებული ის ნივთიერებანი, რომლებიც გახურების დროს იშლებიან. ზემონათქვამიდან ცხადია, რომ გაზი მხოლოდ მაშინ შეიძლება გათხევადდეს, როდესაც მისი ტემპერატურა კრიტიკულ ტემპერატურაზე დაბალია. „მუდმივი“ აირები მხოლოდ იმის გამო იჩენდა ამ მუდმივობას, რომ მათი გათხევადების ცდებს წინ არ უძღოდა მათი ტემპერატურის კრიტიკულ ტემ პერატურაზე დაბლა დაწევა. აქ მოგვყავს რამდენიმე საინტერესო რიცხვები კრი ტიკულ ტემპერატურების შესახებ, რომელთაგან ბოგი დიდი ხანი არაა, რაც აღმოაჩინეს: ვერცხლის წყალი დაახლოვებით 1470°, წყალი დაახლოებით 370°, ალკოჰოლი +244°, გოგირდოვანი გაზი +155°, ქლორი +146°, ამონიაკი +130°, ნახშირმჟავა გაზი 31°, ქსენონი +16,6°, კრიპტონი —62,5°, მეტანი —81,8°, აზოტის ჟანგი —92,9°, ჟანგბადი —118,8°, არგონი —122,4°, ნახშირბადის ჟანგი —141°, აზოტი —146°, ნეონი —228,7°, წყალბადი —242°, ჰელიუმი —268°. ყველა ტემპერატურა ცელსიუსის სკალითაა მოცემული. თუ კი აბსოლუტური სკალის ტემპერატურას გამოვიყენებთ, რომელიც ცელსიუსის —273° (უფრო ზუსტად —273,1°)-დან აითვლება, მაშინ მივიღებთ, რომ წყალბადის კრიტიკული ტემპერატურა 31° აბს. უდრის, ჰელიუმის კი —5° აბს. ამნაირად, წყალბადის გათხევადებისათვის საკირო, რომ ის ჯერ ცელსიუსის —242°-ზე დაბლა გავაცივოთ და მხოლოდ ამის შემდეგ მასზე წნევა ვზარდოთ; ჰელიუმისათვის კი ამავე მიზნით საკირო ხდება მისი ტემპერატურის წინასწარ —268°-ზე ქვევით დაწევა, რაც 5° აბს. უდრის. მეXIX-ე საუკუნის უკანასკნელ მეოთხედში ყველა გაზი გათხევადებული იქნა გარდა ჰელიუმისა რომლის სითხედ გადაქცევა პირველად ჰ. კამერლინგ-ონესმა (H. Kamerling-Onnes) 1908 წელს 10 ივლისს მოახერხა. მოხერხდა აგრეთვე სითხედ ქცეულ ყველა გაზის მყარ მდგომარეობაში გადაყვანა, გარდა ჰელიუმისა, რომლის გამყარება მხოლოდ 1926 წელს იქნა მიღწეული (იხ. ქვევით).

ჰოლანდიელ მეცნიერმა ჰ. კამერლინგ-ონესმა ქ. ლეიდენში მოაწყო დაბალ ტემპერატურათა ინსტიტუტი (კრიოგენური). ეს გრანდიოზული ინსტიტუტი თავისი სიდიდით და სამეცნიერო მუშაობის მიხედვით უკანასკნელ დრომდე მხოლოდ ერთადერთი იყო მთელ მსოფლიოში. აქ კამერლინგ-ონესმა და მისმა მრავალრიცხოვანმა მოწაფეებმა უამრავი მეტად შესანიშნავი გამოკვლევები ჩაატარეს და 5°აბს-ის ქვევით მდებარე ტემპერატურათა ე. წ. ჰელიუმისეულ ტემპერატურათა ახალი ფიზიკა შექმნეს. დაწყებული 1924 წლიდან ინსტიტუტის დირექტორებად იყვნენ ვ. ჰ. კეზომი და ვ. ი. დე-ჰაასი (W. H. Keesom, W. J. de Haas). კამერლინგ-ონესი 1926 წელს თებერვალში გარდაიცვალა.

ლეიდენის კრიოგენური ინსტიტუტი ერთადერთი იყო მთელ მსოფლიოში 1923 წლამდე, როდესაც ჩრდილოეთ ამერიკაშიაც (ტორონტო, კანადა) მოაწყვეს ასეთივე კრიოგენური ინსტიტუტი. მის მუშაობას ხელს უწყობს

ჰელიუმის მდიდარი წყაროები, რომლებიც აღმოჩენილ იქნა კანადისა და აგრეთვე ჩრდილო ამერიკის შეერთებულ შტატების სხვადასხვა ადგილებში. ტორონტოს ახალი ინსტიტუტის დირექტორია მ. ლ ე ნ ა ნ ი (M. Lennan). რომელმაც ლეიდენს გარეთ პირველად მიიღო თხევადი ჰელიუმი 1923 წელს. შემდეგ თხევადი ჰელიუმი მიიღო ვ. მ ა ი ს ნ ე რ მ ა (W. Meissner) 1925 წელს ბერლინში. ჩრდილო-ამერიკიდან ჰელიუმის მიღება მან ვერ მოახერხა, რადგანაც აქედან მისი გატანა აკრძალულია. მხოლოდ კ ა მ ე რ ლ ი ნ გ-ო ნ ე ს მ ა მიიღო ჰელიუმის დიდი რაოდენობა საჩუქრის სახით. გერმანიის ერთმა საზოგადოებამ ჰაერიდან ჟანგბადის მოპოების დროს ნაშთის სახით მიიღო ნეონისა და ჰელიუმის ნარევი, საიდანაც მ ა ი ს ნ ე რ მ ა რთულ და მძიმე მუშაობის გზით წმინდა ჰელიუმი გამოჰყო. შეუძლებელია ყველა იმ საკითხის ჩამოთვლა, რომლებსაც, ლეიდენის ინსტიტუტის მუშაობა შეიცავს და რომლებიც ფიზიკის ყოველ დარგს ეხება. მათგან უმთავრესია: შესწავლა დამოკიდებულებისა მოცულობასა, ტემპერატურასა და წნევას შორის. ნივთიერების მაგნიტური თვისებები, მათი ელექტროგამტარობა; ამ სამ დარგს შეიძლება დაბალ ტემპერატურათა ფიზიკის მთავარ მიმართულებანი ეწოდოს. შემდეგ: თერმოელექტრული მოვლენები, მაგნიტურ-ოპტიკური მოვლენები, ფოსფორესცენცია, შინაგანი ხახუნი შემჭირხნულ და არა შემჭირხნულ გაზებში, სითბოტევადობა, სითბო, გამტარობა, რადიოაქტიური მოვლენები, სხივთა მაგნიტური ორმაგი გადატეხა, რენტგენის სხივთა გაბნევა და ა. შ. ერთი ყველაზე განსაცვიფრებელი აღმოჩენათაგანი, ზეგამტარობა, ქვევით იქნება განხილული. ახლა მხოლოდ სამ საკითხზე შეეჩერდებით: უმდაბლეს ტემპერატურაზე, რომელიც დღეს-დღეობით მიღწეულია, თხევადი ჰელიუმის სიმკვრივეზე და ჰელიუმის გამყარების პროცესზე. ერთი ატმოსფეროს წნევის დროს თხევადი ჰელიუმი ტემპერატურის 4,29°აბს. (—268,8°C)-ზე დუღს; თავისთავად ცხადია, რომ ტემპერატურის 5° აბს. (—268,1°,C)-ის ზევით ის თხევად მდგომარეობას ვერ შეინარჩუნებს. თუ თხევად ჰელიუმის ზევით დაგროვილ ორთქლს ფრიად სწრაფად გავაიშვიათებთ და ამით ამ სითხის აორთქლებას მეტისმეტად გავაძლიერებთ, მაშინ მისი ტემპერატურა კიდევ უფრო დაბლა დაეცემა. კ ა მ ე რ ლ ი ნ გ ო ნ ე ს მ ა 1922 წელს მეტად რთული ხელსაწყოს საშუალებით აწარმოვა თხევად ჰელიუმის ზევით დაგროვილი ორთქლის ინტენსიური გაიშვიათება, რომლის დროსაც ჰელიუმი ვერცხლის წყლის სვეტის მეტად მცირე (0,013 მმ) წნევის ქვეშ დუღდა. ჭუამახვილი წესის შემწეობით მან გამოიანგარიშა ამ წნევისათვის შესაბამისი მდუღარე თხევადი ჰელიუმის ტემპერატურა, რომელიც 0,9° აბს. (-272,2°) აღ მ ო ჩ ნ დ ა. ე ს ა ა ყ ვ ე ლ ა ზ ე დ ა ბ ა ლ ი ტ ე მ პ ე რ ა ტ უ რ ა, რ ო მ ე ლ ი ც დ ღ ე მ დ ე მ ი ღ წ ე უ ლ ი ა. ი ს ე რ თ ი გ რ ა დ უ ს ი თ ა ა დ ა შ ო რ ე ბ უ ლ ი ტ ე მ პ ე რ ა ტ უ რ ი ს ა ბ ს ო ლ უ ტ უ რ ნ უ ლ ი დ ა ნ (ცელსიუსის სკალით).

გაცივების დროს სხეულთა მოცულობა მცირდება, ე. ი. მათი სიმკვრივე მატულობს. ყველასათვის ცნობილია, რომ წყალი ამ მხრივ გამონაკლისს შეადგენს. ცელსიუსის 4°-მდე გაცივების დროს მისი სიმკვრივე მატულობს; შემდგომი გაცივებით კი 4°-დან 0°-მდე ცელსიუსით ეს სიმკვრივე ისევ მცირდება და წყალი ფართოვდება. ეს გაფართოვება მეტისმეტად მცირეა და მთელი მოცულო-

ბის მხოლოდ 0,0001-ს უდრის. ის უმნიშვნელოა განსაკუთრებით წყლის იმ უდიდეს გაფართოებასთან შედარებით, რომელსაც წყლის გამყარების მომენტში აქვს ადგილი. ეს გაფართოება დაახლოებით მთელი მოცულობის ერთ მეათედს შეადგენს და 1000-ჯერ აღემატება გაფართოების იმ სიდიდეს, რომელიც შეესაბამება წყლის 4°-დან 0°-მდე გაცივებას. მაშასადამე წყალს სიმკვრივის მაქსიმუმი ცელსიუსის 4° ზე აქვს.

კამერლინგ-ონესი ჯერ კიდევ 1911 წელში ამბობდა, რომ გათხევადებულ ჰელიუმს ერთგვარი ტემპერატურის დროს სიმკვრივის მაქსიმუმი აქვს. ეს მოვლენა მან 1924 წელს დაწერილებით გამოიკვლია (უნდა აღვნიშნოთ, რომ თხევადი ჰელიუმის სიმკვრივე წყლის სიმკვრივეზე დაახლოებით შვიდჯერ ნაკლებია). მოგვყავს კამერლინგ-ონესის მიერ მოყემული რიცხვები და გრაფიკი, რომელიც გამოხატავს თხევადი ჰელიუმის სიმკვრივის დამოკიდებულებას ტემპერატურაზე. ვკმაყოფილდებით სამი რიცხვით, რომელთაგანაც ორი განაპირაა, მესამეს კი სიმკვრივის მაქსიმუმი შეესაბამება. T აბსოლუტური ტემპერატურაა, d-კი გათხევადებული ჰელიუმის სიმკვრივე გაზებრივი ჰელიუმის მიმართ, როდესაც ეს უკანასკნელი ტემპერატურის 0°-სა და წნევის 760 მმ.ის პირობებში იმყოფება. D წარმოადგენს თხევადი ჰელიუმის სიმკვრივეს წყლის მიმართ ცელსიუსის 4°-ის დროს,

ასე რომ, D=0,0001787 d.

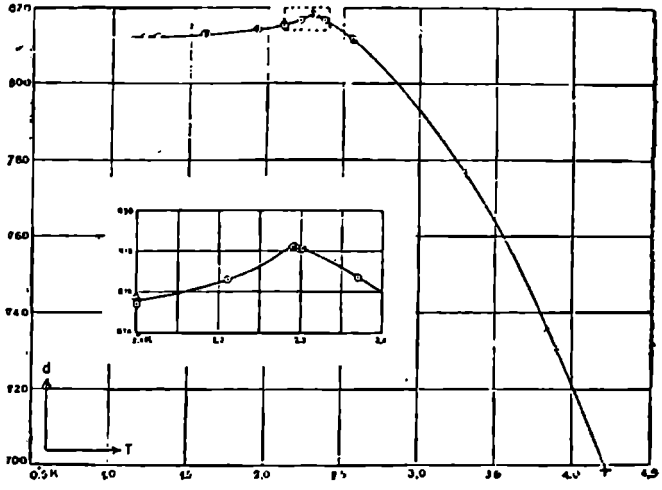
T=4,22	2,29°	1,20°	აბს.
d=697,7	818,2	812,4	
D=0,1249	0,1462	0,1452	

თხევადი ჰელიუმის სიმკვრივის მაქსიმუმი აბსოლუტური ტემპერატურის 2,29°-ის დროს აქვს, ე. ი. ცელსიუსით—270,8°-ის დროს. მე-20 ნახაზზე გამოსახულია ყველა გაზომვის შედეგები. ჰორიზონტალურ ღერძზე აბსოლუტური ტემპერატურებია აღნიშნული, ვერტიკალურზე კი—d სიმკვრივეები (ნახ. 20). მაქსიმუმის მახლობლად მდებარე და შტრიხებიანი სწორკუთხედით აღნიშნული ნაწილი ნახაზის შუაში გადიდებული სახით ცალკეა გამოხატული. აბსოლუტური ტემპერატურის 2,29°-ის დაბლა სიმკვრივე მცირდება და 1,5°-ის მახლობლად, როგორც ჩანს, მუდმივი რჩება. სიმკვრივის შეფარდებითი მცირება შეადგენს:

$$\frac{0,1462-0,1452}{0,1462}=\frac{1}{145.}$$

კამერლინგ-ონესის განსაზღვრით, გათხევადებული ჰელიუმი არა მყარდება 0,9°-აბს-ის დროსაც კი; ამასთანავე სითხეზე წნევის გადიდება მის მიერ არ წარმოებულა. კამერლინგ-ონესის სიკვდილის შემდეგ (1926 წ. თებერვალი), 1926 წლის 25 ივნისში, ერთმა მისმა მოწაფემ ჰ. კეზომმა მოახერხა მყარი ჰელიუმის მიღება. ხელსაწყოს იმ ნაწილს, რომელშიაც ჰელიუმი მყარ მდგომარეობაში გადადიოდა, შემდეგი აგებულობა ჰქონდა. ნეიზილბერის ორი პარალელური და ვერტიკალურად დაყენებული მილი ქვევიდან თითბრის წვრილი მილით იყო შეერთებული. ეს მილი და ვერტიკალური მილების

ქვედა ნაწილები თხევადად ჰელიუმში იყო ჩაშვებული; ეს ჰელიუმი დუღდა ისეთი წნევის ქვეშ, რომელიც 0,57 მმ-მდე შეიძლებოდა შემცირებულიყო, რაც თავის მხრით თხევადი ჰელიუმის ტემპერატურას 1,19° აბს-დე ადაბლებდა. ერთერთ ვერტიკალურ მილში შეიძლებოდა მაღალი წნევის ჰელიუმის შედენა, მაშინ ჰელიუმი წვრილ მილსა და ვერტიკალურ მილების ქვედა ნაწილებში,



ნახ. 20.

სადაც წნევა თანაბარი იყო, იმჭირხნებოდა. როდესაც აღებული ტემპერატურის დროს მილებში წნევას ადიდებდნენ, მაშინ წნევის განსაზღვრულ დონეზე მიყვანის დროს, ერთ მილში ჰელიუმის შედენა მეორე მილში წნევის გადიდებას ვერ იწვევდა, რაც იმის მაჩვენებელი იყო, რომ შემაერთებელ მილში ჰელიუმი გამყარდა. გარეგანი თხევადი ჰელიუმის ტემპერატურის შეცვლით შესაძლებელი იყო ატმოსფეროს რამდენიმე მეათედის სიზუსტით იმ წნევის განსაზღვრა, რომლის დროსაც ჰელიუმი მყარ მდგომარეობაში გადადიოდა. მოგვყავს კეზომის მიერ შედგენილი ცხრილი.

ცხრილი 13.

გარეგანი თხევადი ჰელიუმის წნევა	ტემპერატურა	გამყარების დროს წნევა
770,9 მმ	4,21° აბს.	140,5 ატმ.
400,3	3,61	108,8
200,1	3,12	81,5
99,4	2,72	62,8
50,2	2,40	48,6
20,0	2,04	35,7
11,0	1,83	29,8
5,7	1,60	27,4
2,4	1,42	26,5
0,57	1,19	25,3

პირველ სვეტში მოცემულია წნევა (ვერცხლისწყლის სვეტით მმ-ში), რომლის ქვეშაც გარეგანი თხევადი ჰელიუმი იმყოფებოდა; მეორე სვეტში—მისი ტემპერატურა, რომელიც შემაერთებელი მილის ტემპერატურის ტოლია; მესამე სვეტში კი—ის წნევა მილების შიგნით (ატმოსფერებში), რომლის დროსაც ჰელიუმი მყარ მდგომარეობაში გადადიოდა.

აბსოლუტური ტემპერატურის 5°-ის ზევით თხევად ჰელიუმს, როგორც ნათქვამი იყო, არსებობა არ შეუძლია; მაგრამ 4,21° აბს-ის დროს უკვე შესაძლებელი ხდება მ ყ ა რ ი ჰელიუმის მიღება, მხოლოდ ამისათვის წნევა 140,5 ატმ-დე უნდა გაიზარდოს. აბსოლუტურ ტემპერატურის 1,19°-ის დროს კი ჰელიუმის გამყარებას უკვე 25,3 ატმ. წნევის დროს აქვს ადგილი. მეორე ცდა წარმოებულ იქნა 1926 წ. 1 ივლისს. ჰელიუმის გაცივება და შედენა მინის ისეთ ვერტიკალურ მილში ხდებოდა, რომელიც ქვევიდან დახურული იყო. ამ მილში რკინის პატარა ღერი იყო მოთავსებული, რომლის ზევით ან ქვევით გადაადგილება მაგნიტის საშუალებით შეიძლებოდა. განსაზღვრულ პირობებში, რომლებიც ზევით მოყვანილ ცხრილის მონაცემებს შეეფარდებოდა, ეს ღერი უძრავად რჩებოდა, ის გაიჟედებოდა მყარ ჰელიუმში. ზოგჯერ ხერხდებოდა დაჯახების გამოწვევა ამ ღერსა და მყარ ჰელიუმს შორის. მყარი ჰელიუმი საგ. სებით გამჭვირვალეა და სინათლის სხივთა გადატეხის კოეფიციენტი მასში ისეთივეა, როგორიც თხევად ჰელიუმში; ამის გამო საზღვარი გათხევადებულ და მყარ ჰელიუმს შორის თვალისთვის შეუმჩნეველია, თუმცა ერთ შემთხვევაში, როდესაც სითხეში მტვერი ჩაცვივა, კ ე ზ ო მ მ ა მყარი მასა შეამჩნია, რომელიც რკინის ღერის მიჯახების ზეგავლენით რამდენიმე მილიმეტრით გადაადგილდა.

ამნაირად, ამჟამად უკვე ყ ვ ე ლ ა გ ა ზ ი გ ა თ ხ ე ვ ა დ ე ბ უ ლ ი ა და გადაყვანილია მყარ მდგომარეობაშიც კი.

§ 2 ზეგამტარები. კრიტიკული მოცულობები

ახლა განვიხილოთ ერთი იმ ყველაზე უფრო შესანიშნავ აღმოჩენათაგანი, რომელიც კ ა მ ე რ ლ ი ნ გ-ო ნ ე ს მ ა ლეიდენის კრიოგენურ ლაბორატორიაში მოახდინა. საკითხი ეხება ლ ი თ ო ნ ე ბ ი ს ე ლ ე ქ ტ რ ო გ ა მ ტ ა რ ო ბ ა ს ან მის შებრუნებულ სიდიდეს, ელექტრულ წინააღმდეგობას ი ს ე თ ი ტ ე მ პ ე რ ა ტ უ რ ი ს დროს, რომელიც 5° ა ბ ს. (ცელსიუსის—268,1°)-ზე უ ფ რ ო დ ა ბ ლ ა მ დ ე ბ ა რ ე ო ბ ს. ელექტროგამტარობა s ასოთი აღვნიშნოთ. დიდი ხანია შემჩნეულია, რომ ლითონების s გამტარობა ტემპერატურის შემცირებასთან ერთად ი ზ რ დ ე ბ ა. როდესაც გამოგონებულ იქნა თხევადი ჰაერის (დაახლოვებით—192° ც) და თხევადი წყალბადის (დაახლოვებით—253°ც) მიღების ხერხები, მაშინ მეცნიერებმა დაიწყეს გამტარობის გამოკვლევა სათანადო დაბალი ტემპერატურების დროსაც. დ ი უ ა რ ი ს ა და ფ ლ ე მ ი ნ გ ს (Dewar, Fleming) ცდების შედეგთა მიხედვით s გამტარობა განაგრძობს მცირებას—222°-მდე. მაგრამ შემდგომ ნაშრომთა მთელი რიგი, როგორც ჩანს, ამ შედეგის საწინააღმდეგოს ლაპარაკობდა. ტ ო მ ს ო ნ მ ა (ლორდმა კელვინმა), გამოსთქვა აზრი, რომ s გამტარობას მაქსიმუმი უნდა ჰქონდეს ერთგვარ განსაზღვრულ ტემპერატურის დროს, რის შემდეგაც ის გაცივების გაძლიერებასთან ერთად კლე-

ბას იწყებს და 0° აბს-თან მიახლოვების დროს უსასრულოდ მცირე ხდება, მაშინ მივიღებდით, რომ 0°-აბს-ის დროს სხეულები ელექტრობის არგამტარებად ხდებიან. ზოგიერთმა ცდამ კაესა, ტიტანსა და ცირკონიუმზე თითქოს დაადასტურა გამტარობის ასეთი მაქსიმუმის არსებობა.

მიაღწია რა ჰელიუმის გათხევადებას, კამერლინგ-ონესმა ხელი მოჰკიდა ელექტროგამტარობის გამოკვლევას 5° აბს-ის დაბლა მდებარე ტემპერატურების დროს. პირველი გაზომვები ჩატარებული იყო 1911 წელს წმინდა პლატინის ისეთ მავთულზე, რომლის სისქე, 0,1 მმ-ს უდრიდა. შედეგები მეტად მოულოდნელი აღმოჩნდა. ისინი მოცემულია ქვევით მოყვანილ ცხრილში, რომელშიაც მოთავსებულია აგრეთვე ცელსიუსის 0°-სა და თხევადი წყალბადის ორი ტემპერატურის შესაბამისი რიცხვები; უკანასკნელ სვეტში მოცემულია აღებულ აბსოლუტურ ტემპერატურის შესაბამის W წინააღმდეგობისა და 0°ც-ის დროს არსებულ W_0 წინააღმდეგობის შეფარდება.

273° აბს. (0°ც).		$\frac{W}{W_0}$
		1.
20,2	თხევადი წყალბადი	0,0171
14,2		0,0135
4,3	თხევადი ჰელიუმი	0,0119
2,3		0,0119
1,5		0,0119

აღმოჩნდა, რომ 14,2° აბს-დან 4,3°-აბს-ზე გადასვლის დროს პლატინის წინააღმდეგობა ცოტაოდენ მცირდება და ტემპერატურის შემდგომი დაწევის დროს უცვლელი რჩება. ეს სრულიადაც არ შეესაბამება იმას, რაც მოსალოდნელი იყო კელვინის ვარაუდის მიხედვით. წინააღმდეგობის ვერავითარ მინიმუმზე და შემდგომ უსასრულობამდე მის გადიდებაზე არ შეიძლება ლაპარაკი. მაშინ კამერლინგ-ონესმა გამოსთქვა აზრი, რომ წინააღმდეგობის ნარჩენი მეტად დაბალი ტემპერატურის დროს ლითონში არსებულ მინარევებით გამოწვეული შედეგია და რომ სავსებით წმინდა ლითონის წინააღმდეგობა 0°აბს-ის მახლობლად უსასრულობისაკენ კი არ მიისწრაფის, არამედ ნულისაკენ. ოქროს მავთულზე ჩატარებულმა ცდებმა 1911 წელს დაადასტურეს, რომ ნარჩენი წინააღმდეგობა მინარევების რაოდენობასთან ერთად მცირდება.

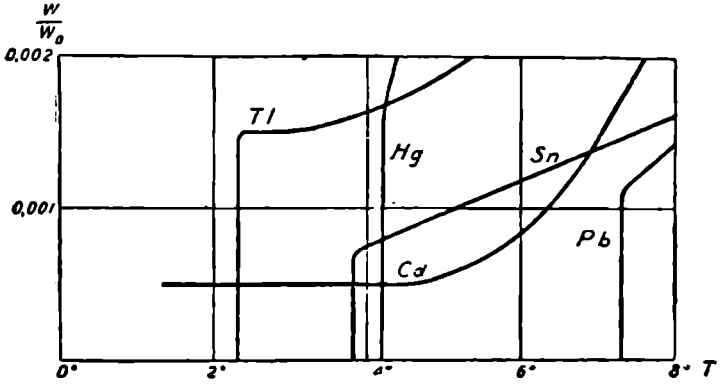
რადგანაც მეტად ძნელია სავსებით წმინდა ლითონის მავთულის მომზადება, ამიტომ კამერლინგ-ონესმა დაიწყო ცდები ვერცხლის წყალზე, რომლის წმინდა სახით მოპოვება ადვილია. მან მოახერხა მინის მილში მიეღო ვერცხლის წყლის სვეტი, რომლის წინააღმდეგობა 0°-ის დროს 172,7 ომს უდრიდა. 1911 წელს მან პირველად გვაუწყა იმ დიდი აღმოჩენის შესახებ, რომელიც ორი შემდეგი ფაქტისაგან შედგება:

1) წმინდა ვერცხლისწყლის W წინააღმდეგობა ჰელიუმისეულ ტემპერატურის (5° აბს-ზე დაბლა) დროს უსასრულოდ

მცირე ხდება. ნივთიერების ასეთი მდგომარეობის დასახასიათებლად კამერლინგ-ონესმა შემოიღო ტერმინი „ზეგამტარობა". ნივთიერება ასეთ შემთხვევაში „ზეგამტარი" ხდება 2). ვერცხლის-წყლის ზეგამტარობა 4,2° აბს. დროს უეცარი ნახტომით იცვლება ადვილად გასაზომი სიდიდიდან უსასრულოდ მცირე სიდიდემდე გადასვლის გზით. ამ ტემპერატურას ჩვენ „ნახტომის ტემპერატურა" დავარქვათ. ნახ. 21-ზე, რომელსაც კიდევ დავუბრუნდებით, Hg ხაზი ვერცხლის წყალს ეკუთვნის. ამ ნაბაზის ქვედა ჰორიზონტალურ ხაზზე გადაზომილია აბსოლუტური ტემპერატურები (0°-დან 8°-აბს-დე), ვერტიკალური მიმართულებით კი აღებულია შეფარდებანი (ნახ. 21) W წინააღმდეგობისა W_0 წინააღმდეგობასთან, ც. 0°-სათვის, დაწყებული $\frac{W}{W_0}$=0,002-დან. ჩვენ ვხედავთ, რომ 4,2° აბს-ზე ცოტა ზევით $W:W_0$ შეფარდების სიდიდე 0,0016 უდრის (მრუდის გადაღუნვის ადგილი), რამოდენიმედ დაბლა კი ის უსასრულოდ მცირე ხდება. 1913 წელს კამერლინგ-ონესმა გვაუწყა არა ნაკლებ ღირსშესანიშნავი მესამე აღმოჩენა: 3) თუ ზეგამტარში გამავალ დენის ძალას თანდათანობით გავადიდებთ, მაშინ აღმოჩნდება, რომ ყოველგვარი მავთულისათვის ყველა ტემპერატურის დროს არსებობს გარკვეული ზღვრული ძალა, რომლის ზევით მავთული უეცრად ხურდება და ნივთიერება ზეგამტარობის თვისებას ჰკარგავს. ამ ზღვრის ქვევით არავითარ გახურებას ადგილი არა აქვს, რადგანაც მავთულის წინაღმდეგობა ნულს ან თითქმის ნულს უდრის, და პოტენციალთა სხვაობა ვერცხლისწყლის მავთულის ბოლოთა შორის, განუზომლად მცირეა. ამ მავთულში ზოგიერთ შემთხვევაში შეიძლება ისეთი დენის გაშვება, რომლის ძალა 1200 ამპერის ტოლი უნდა ყოფილიყო. თუ ჩვენ მას განივკვეთის 1 მმ-სათვის გამოვთვლიდით, მავთულში სითბოს გამოყოფას მაინც ადგილი არ ექნებოდა. სინამდვილეში მავთულს 0,005 მმ განივკვეთი ჰქონდა, ასე რომ, დენის ძალა ფაქტიურად 6 ამპერს უდრიდა! აქაც საქმე რაღაც ნახტომთან გვაქვს. ნახტომის ტემპერატურის ზევით ომის კანონი ზუსტად სრულდება. შემდეგ აღმოჩნდა რომ დენის ზღვარული ძალა მით მეტია, რაც უფრო დაბალია ტემპერატურა, ე. ი. რაც უფრო დაშორებულია ის ნახტომის ტემპერატურიდან, სახელდობრ ვერცხლისწყლისათვის—4,2° აბს-დან.

კიდევ ერთი საინტერესო აღმოჩენა შემდეგში მდგომარეობს: რაც უფრო დიდია ვერცხლისწყალში მიმდინარე დენის ძალა J, მით უფრო დაბალია ნახტომის ტემპერატურა; თავისთავად ცხადია, რომ J ნაკლები უნდა იყოს დენის იმ ზღვრულ ძალაზე, რომლის დროსაც ზეგამტარობის თვისება ისპობა. ასე, მაგალითად, 0,003 მმ განივკვეთის ვერცხლის წყლის სვეტისათვის აღმოჩნდა, რომ როდესაც დენის ძალა 0,0044 ამპერი ყოფილა, მაშინ ნახტომის ტემპერატურა 4,2 აბს. უდრიდა როდესაც J=0,4 ამპ., მაშინ ნახტომის ტემპერატურამ 3,99° აბს-დე დაიწია. თუკი ვერცხლის წყალში ოქროს ან კადმიუმს გავხსნით—ვერცხლის წყალი ზეგამტარად გადაქცევის თვისებას მაინც არ დაჰკარგავს. 1923 წელში კამერლინგ-ონესმა აღმოაჩინა, რომ კალასა და ტყვიასაც შეუძლია აგრეთვე ზეგამ-

ტარებად გახდომა. კალისათვის ნახტომის ტემპერატურა უფრო დაბლაა, ვიდრე ვერცხლის წყლისათვის, სახელდობრ 3,5° აბს-ზე. ტყვია ზეგამტარი აღმოჩნდა ჰელიუმის ყველა ტემპერატურისათვის. ეს იმას ნიშნავს, რომ მისი ნახტომის ტემპერატურა ჰელიუმის კრიტიკული ტემპერატურის (5° აბს.) ზევით არის. კამერლინგ-ონესი ფიქრობს, რომ ეს ნახტომი 7° აბს-ის ზევით იმყოფება. ნახ. 21-ზე ნაჩვენებია კალის Sn მრუდი; იქვე გამოხატულია მრუდი Pb ტყვიისთვის, მაგრამ მხოლოდ საკარაუდო. რკინა და სპილენძი ზეგამტარებად არ იქცევა, მაგრამ მათი წინააღმდეგობა მუდმივია,



ნახ. 21.

ე. ი. ტემპერატურაზე დამოკიდებული ხდება. პირველმა ცდებმა კადმიუმზე ასეთივე შედეგი მოგვცა; ეს შედეგი ნახ. 21-ზე Cd მრუდის სახითაა მოცემული. შემდეგში ამ გარემოებამ გამოიწვია და ერთხანს ფიქრობდნენ კიდეც, რომ კადმიუმსაც აქვს ზეგამტარად გადაქცევის უნარი. შემდგომ ცდებმა ეს ვარაუდი არ გაამართლა და შეიძლება ითქვას, რომ საკითხი კადმიუმის შესახებ ჯერ კიდევ არაა საბოლოდ გადაჭრილი. ამის შემდეგ გამოკვლეულ სხვა ნივთიერებათაგან ზეგამტარები აღმოჩნდა შემდეგი ლითონები: თალიუმი, ინდიუმი და რადიუმი G (ტყვიის იზოტოპი). თალიუმის ტემპერატურული ნახტომი 2,3° აბს-თან არის, ინდიუმის 3,4° აბს-თან, G რადიუმის კი—იმავე ტემპერატურასთან, როგორც ჩვეულებრივ ტყვიის, ე. ი. 7,2° აბს-ის მახლობლად. ნახ. 21-ზე მოცემულია Tl მრუდი ტალიუმისათვის; მრუდი ინდიუმისათვის არ არის გამოხატული. კალის და ამალგამირებული კალის ლენტი აგრეთვე ზეგამტარი აღმოჩნდა; შესანიშნავია, რომ ნახტომის ტემპერატურა 4,29 აბს. ტოლი აღმოჩნდა, ე. ი. შემადგენელ ნაწილთა ნახტომის ტემპერატურაზე რამდენიმედ უფრო მაღალი (კალა 3,8°, ვერცხლისწყალი 4,2°). 1924 წელს კამერლინგ-ონესმა აღმოაჩინა, რომ კალის და ტყვიის ყველა მის მიერ გამოკვლეული შენადნობი ზეგამტარად იქცევა დაახლოებით იმავე ტემპერატურაზე, როგორც წმინდა ტყვია.

წარმოებულ იქნა კალის მავთულის გაჭიმვა. ამასთან მავთულის გაჭიმვის დროს მისი წინააღმდეგობა მატულობდა ნახტომის ტემპერატურაზე უფრო მაღალ ტემპერატურათა დროს. სრულიად მოულოდნელად იქნა აღმოჩენილი, რომ ნახტომის ტემპერატურა მავთულის გაჭიმვის დროს იზრდება.

§ 3. ზეგამტარები. შემდგომი გამოკვლევები

კამერლინგ-ონესმა განაგრძო თავისი კვლევა-ძიება, რომლის დროსაც კიდევ მთელი რიგი აღმოჩენები მოახდინა. პირველი მათგანი ეხება მაგნიტის გავლენას ზეგამტარობაზე. აქ უნდა გავიხსენოთ, რომ მაგნიტური ველის დაძაბულობა იზომება ერთეულით, რომელსაც „გაუსი“ ეწოდება. დედამიწის მაგნიტური ველის ჰორიზონტული შემადგენელის დაძაბულობა, რომლის გავლენითაც ჩვეულებრივი მაგნიტური ისარი ბრუნავს, ჩვენს განედებში დაახლოვებით 0,15 „გაუსს“ უდრის. რამდენიმე ათასი გაუსი წარმოადგენს მაგნიტური ველის საკმაოდ მნიშვნელოვან დაძაბულობას. ელექტრო-მაგნიტების შემწეობით შეიძლება ისეთი ველის მიღება, რომლის დაძაბულობა ათეულ ათასი გაუსით იზომება. დიდიხანია ცნობილია, რომ მაგნიტური ველი ზოგიერთი გამტარის ელექტრულ წინააღმდეგობას ადიდებს, განსაკუთრებით დიდია ამ ველის გავლენა ფერომაგნიტურ სხეულებზე (რკინა, ნიკელი, კობალტი), აგრეთვე სურმასა და ბისმუტზე. მაგნიტური ველის გავლენა სხვა ლითონებსაც ემჩნევა, მაგრამ ოთახის ჩვეულებრივი ტემპერატურის დროს ის მეტად მცირეა როგორც ეს ქვევით მოთავსებულ ცხრილის პირველი სტრიქონიდან ჩანს.

კამერლინგ-ონესმა უკვე 1912 წლიდან დაიწყო ლითონთა წინააღმდეგობის გაზომვა 10.000 და 11.000 გაუსიან დაძაბულობის მაგნიტურ ველში ისეთ დაბალ ტემპერატურების დროს, რომლებიც ჰელიუმის ტემპერატურებზე ზევით მდებარეობდნენ. ქვემოთ მოყვანილ ცხრილში ექვსი ლითონისათვის მოცემულია რიცხვები, რომლებიც გვიჩვენებენ მაგნიტური ველის გავლენას ორი ტემპერატურის დროს: 20° C. და 20,3° აბს. (თხევადი წყალბადის) დროს; ამასთან ყველა ლითონისა და ორივე ტემპერატურისათვის წინააღმდეგობა მაგნიტური ველის გარეთ ერთის ტოლადაა მიჩნეული.

	ოქრო	სპილენძი	პალადიუმი	ტყვია	კალა	კადმიუმი
20° C	1,00003	1,000039	1,00001	1,000005	1,0002	1,0003
20,3° აბს	1,017	1,14	1,0015	1,0062	1,12	{ 1,50 { 1,40

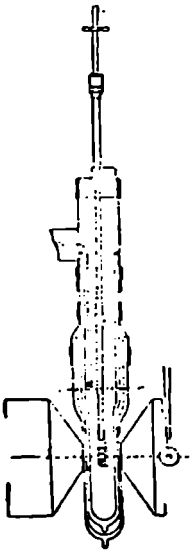
კადმიუმისათვის 20,3° აბს.-ის დროს რიცხვები მოცემულია ორი შემთხვევისათვის: ერთი, როდესაც მაგნიტური ველის ძალხაზები კადმიუმის მავთულისადმი პერპენდიკულარულია (⊥); მეორე, როდესაც ისინი ამ მავთულის პარალელურია (∥). ჩვენ ვხედავთ, ჩვეულებრივი 20°ც ტემპერატურის დროს 10.000 გაუსიანი ძლიერი მაგნიტური ველის გავლენა ლითონებზე ფრიად მცირეა: წინააღმდეგობის ცვლილება მეოთხე, მეხუთე და მეექვსე ათწილად ნიშნითაც გამოიხატება. თხევადი წყალბადის ტემპერატურის დროს ხსენებული ცვლილება უკვე პირველი, მეორე ან მესამე ათწილად ნიშნით გამოითქმება და კადმიუმისათვის 50%-მდეც კი აღწევს.

1914 წლის დასაწყისში კამერლინგ-ონესმა შემდეგი განსაცვიფრებელი მოვლენა აღმოაჩინა, რომელიც ეხება მაგნიტური ველის გავლენას ზეგამტარობის მდგომარეობაში მყოფ ტყვიასა და კალაზე: მაგნიტური ველის თანდათანობითი გაძლიერებისას, როდესაც ის განსაზღვრულ დაძაბულობას მიაღწევს, რომელსაც შეიძლება ზღვარული ეწოდოთ, ადგილი აქვს წინააღმდეგობის უეცარ გადიდებას, ე. ი. ზეგამტარობის გაქრობას. შეიძლება ითქვას, რომ მაგნიტურ ველს ისეთივე გავლენა აქვს ზეგამტარებზე, როგორც მის გახურებას. ტყვიისათვის (ნახტომი 7,3° აბს) ზღვარული ველი დაახლოებით 600 გაუსს უდრის. ეს ველი ზეგამტარის ტემპერატურაზეა დამოკიდებული; რაც უფრო დაბალია ზეგამტარობის მდგომარეობაში მყოფი ლითონის ტემპერატურა, მით უფრო მეტია მაგნიტური ველის ზღვარული მნიშვნელობა, რომელიც საჭიროა ზეგამტარობის მოსასპობად, რის გათვალისწინებაც წინასწარაც შეიძლებოდა. კალისათვის ზღვარული ველი გაცილებით სუსტია, ვიდრე ტყვიისათვის. კალა ზეგამტარად 3,8° აბს-ის დროს ხდება. როდესაც კალის ტემპერატურა 2° აბს-ია, მაშინ მაგნიტური ველის 200 გაუსი დაძაბულობა საკმარისია, რათა მისი ზეგამტარობა მოისპოს.

ჩვენ განსახილველი დაგვრჩა ის განსაცვიფრებელი ცდა, რომელიც კამერლინგ-ონესმა 1914 წელში მოახდინა და რომელმაც, შეიძლება ითქვას, კიდევ უფრო მეტი სენსაცია გამოიწვია, ვიდრე ზეგამტარობის აღმოჩენამ, თუმცა ამ ცდას ზეგამტარობის შესახებ არსებითად არაფერი ახალი არ მოუცია: მან მხოლოდ განსაკუთრებული თვალსაჩინოებით გამოამჟღავნა ზეგამტარობის არსებობა, მაგრამ თვით ამ ცდამ ისეთი მოვლენა გამოიწვია, რომელსაც 1914 წლამდე ვერავინ ჩასთვლიდა შესაძლებლად, რადგანაც ის მეტისმეტად ეწინააღმდეგებოდა ჩვენში განმტკიცებულ წარმოდგენებს და შეხედულებებს ელექტრული დენის არსებობისათვის საჭირო პირობათა შესახებ. ყველამ იცოდა ან, ყოველ შემთხვევაში, ფიქრობდა, რომ დენს ელექტროწრედში მხოლოდ იმ შემთხვევაში შეუძლია არსებობა, როდესაც წრედში ამ დენის მასაზრდოებელი ელექტროაღმძვრელი ძალა არსებობს, როგორიცაა ელექტროელემენტთა ბატარეა, თერმოელექტრული ელემენტი ან ელექტრომაგნიტური ინდუქცია, მაგალითად: დინამოელექტრული მანქანა. როდესაც კი ელექტროაღმძვრელი ძალა მოქმედებას შესწყვეტს, მაშინ დენის ძალა ჩვეულებრივად მეტად სწრაფად ეცემა ნულამდე, ასე რომ, დენის გაქრობის დრო წამის ძლიერ მცირე ნაწილით იზომება. იმ დროს, რომლის განმავლობაში დენის ძალა თავისი მნიშვნელობის 0,36788-დე (ეს რიცხვი=1 : e, სადაც e=2,71828.... ე. წ. ნატურალურ ლოგარითმების ფუძეს წარმოადგენს) ეცემა, რელაქსაციის დრო ეწოდება.

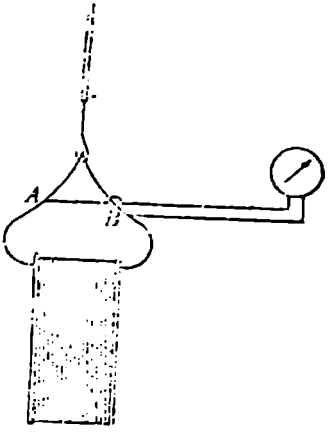
კამერლინგ-ონესმა ტყვიის მავთული თხევად ჰელიუმში მოათავსა; ეს მავთული დახვეული იყო თითბრის ისეთ ცილინდრზე, რომლის განივკვეთი 8 სმ² უდრიდა, სიგრძე კი 1,1 სმ. მავთულის განივკვეთი $\frac{1}{70}$ სმ² იყო, ხვეულთა რიცხვი კი 1000, მავთულის ნახვევის სისქე 1,1 სმ-ს უდ-

რიდა. ამ მავთულის ბოლოები ერთმანეთთან იყო მიკავშირებული, ასე რომ, ის ჩაკეტილ კონტურს წარმოადგენდა. ოთახის ჩვეულებრივი ტემპერატურის დროს მავთულის წინააღმდეგობა 734 ომს უდრიდა. ამ მონაცემებიდან შეიძლება ხსენებული მავთულის რელაქსაციის დროის გამოანგარიშება ოთახის ტემპერატურისათვის, ის $\frac{1}{20.000}$ წამს უდრის. ელექტროაღმძვრელი ძალის შეწყვეტიდან $\frac{1}{10.000}$ წამის განელის შემდეგ დენი შეიძლება პრაქტიკულად მოსპობილად ჩავთვალოთ. რელაქსაციის დრო მავთულის წინააღმდეგობის უკუპროპორციულია. აბსოლუტურ ტემპერატურის 1,8°-ის დროს მავთულის წინააღმდეგობა დაახლოებით 20.000 მილიონჯერ ნაკლებია ოთახის ტემპერატურის დროს არსებულ წინააღმდეგობაზე. აქედან გამომდინარეობს, რომ ზემოაღწერილ მავთულის რელაქსაციის დრო 1,8°-აბს-სათვის 24 საათს მაინც უნდა უდრიდეს. თუ ასეთ მავთულში დენს გავუშვებთ და შემდეგ ელექტროაღმძვრელი ძალის მოქმედებას შევწყვეტთ, დენმა მაინც უნდა განაგრძოს წრედში დინება, თუმცა ელექტროაღმძვრელი ძალა მასში აღარ მოიპოვება. ამ დენის ძალა მეტისმეტად ნელა უნდა კლებულობდეს და რამდენიმე დღეღამე უნდა გაგრძელდეს. განუწყვეტლივ მიმდინარე დენის არსებობა ისეთ ჩაკეტილ მავთულში, რომელშიაც ამ დენის მკვებავი ელექტროაღმძვრელი ძალა არ არსებობს, სრულიად არ ეგუება ჩვენს ჩვეულებრივ წარმოდგენებს. ამავე დროს ამ ფაქტში არსებითად არაფერი ახალი არ არის, ის მხოლოდ ზეგამტარობის აუცილებელ შედეგს წარმოადგენს, ე. ი. იმ გარემოების შედეგს, რომ მავთულის ელექტრული წინააღმდეგობა სავსებით გამქრალია. ცდა შემდეგი სახით იყო წარმოებული: ტყვიის ზემოხსენებულ ჩაკეტილ კოჭს ნახ. 22-ზე ნაჩვენებ ხელსაწყოში (კრიოსტატში) ათავსებდნენ, რომელშიაც თავდაპირველად თხევადი ჰელიუმი არ იყო. კოჭი აქ ღეროს (ნახ. 22) ქვედა ბოლოზე ჩანს: მისი ხვეულები ნახაზის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულად არის მოთავსებული. ნახაზის მარჯვნივ ცალკე სქემატურად გამოხატულია 90°-ზე შემობრუნებული იგივე კოჭი, ასე რომ, ამ შემთხვევაში მისი ხვეულები უკვე ნახაზის სიბრტყეში მდებარეობენ. ხელსაწყო ელექტრომაგნიტის პოლუსებს შორისაა მოთავსებული, რაც ნახაზ 22-ზეა აღნიშნული. მაგნიტური ველის ძალხაზები ჰორიზონტალურად არის მიმართული და კოჭის ხვეულებში გადის, რაც, როგორც ვიცით, აუცილებელი პირობაა კოჭში ინდუქციური დენის წარმოშობისათვის, თუ მაგნიტური ველის დაძაბულობა იცვლება. კოჭი რომ 90° შემოვაბრუნოთ და ისეთი მდებარეობა მივსცეთ, როგორც ნახაზის მარჯვნივ



ნახ. 22.

ცალკეა ნაჩვენები, მაშინ ძალხაზები ხვიათა სიბრტყის პარალელური გახდება და ინდუქციის დენის აღძვრა შეუძლებელი იქნებოდა. როდესაც თხევადი ჰელიუში ხელსაწყოში არ იყო, მასში აღიძვრებოდა მაგნიტური ველი 400 გაუსი და მხოლოდ ამის შემდეგ სიფონის საშუალებით ასხამდნენ თხევად ჰელიუმს ამ ხელსაწყოში, რის გამოც ტყვიის მავთული ზეგამტარი ხდებოდა. ათი წამის შემდეგ ველს 200 გაუსამდე ამცირებდნენ და ბოლოს ელექტრო-მაგნიტს აშორებდნენ ხელსაწყოს, რასაც სამი წამი სჭირდებოდა. მაგნიტური ველის გაქრობის გამო კოჭში ისეთი ინდუქციური დენი აღიძვრებოდა, რომელიც შემდეგ კიდევ დიდი ხნის განმავლობაში განაგრძობდა დინებას. ამ დენის არსებობას ცხადჰყოფს მისი მოქმედება პატარა მაგნიტურ ისარზე, რომელიც ზემოხსენებულ ხელსაწყოს გვერდით იყო მოთავსებული. ამ წესით კოჭში დენის ძალის ზუსტი გაზომვა შეუძლებელი იყო, მაგრამ დაახლოებით ამ დენის ძალა 0,6 ამპერი უნდა ყოფილიყო, ე. ი. იმ ზღვრულ დენზე (§ 2) 0,8 ამპერზე უფრო ნაკლები, რომლის მოქმედებაც ზეგამტარობას მოსპობდა. მაგნიტური ველიც ზღვრულზე (§ 2) დაბალი იყო, რომელიც აგრეთვე მოსპობდა ზეგამტარობას. აღწერილ მოვლენას ადგილი არა აქვს, როდესაც: 1) კოჭის ხვეულთა სიბრტყე მაგნიტურ ველის ძალხაზების პარალელურია 2) როდესაც მაგნიტური ველი ან ინდუქციური დენის ძალა ზღვრულ მნიშვნელობას აღემატება, 3) როდესაც კოჭი თხევად ჰელიუმში არ არის მოთავსებული, მაშასადამე, მისი ტემპერატურა ნახტომის ტემპერატურაზე მაღალია. შემდეგ გაუმჯობესებულ იქნა ინდუქციურ დენის გაზომვა მაგნიტური ისრის საშუალებით, ასე რომ, გაზომვის სიზუსტე 2%-დე აღწევდა. ამ ცდებმა გვიჩვენა, რომ დენის ძალის შესუსტება ერთი საათის განმავლობაში 1%-ს არ აღემატებოდა აქედან გამომდინარებს, რომ რელაქსაციის დრო ოთხ დღე-ღამეზე მეტი აღმოჩნდა იმ $\frac{1}{70000}$ წამის მაგიერ, რომელსაც ჩვეულებრივი ტემპერატურის დროს აქვს ადგილი.



ნახ. 23.

კამერლინგ-ონესმა კიდევ ერთი საინტერესო ცდა მოახდინა, რომლის არსებითი მხარის გაგება ადვილია აქ მოთავსებულ სქემატურ 23 ნახაზზე. ტყვიის მავთულის ბოლოები ისე იყო მირჩილული ერთმანეთზე, რომ კაკვისა და წვრილი გრძელი ღეროს საშუალებით, რომლის ზედა ბოლო ხელსაწყოს გარეთ იყო, შეიძლებოდა ამ მავთულის გაწყვეტა მირჩილვის წერტილში. A და B წერტილი გალვანომეტრთან იყო შეერთებული. მავთულის გაწყვეტის მომენტში ინდუქციური დენი კოჭში ჩაერთვებოდა გალვანომეტრის გზით და მისი

ისარი მართლაც მოკლე ხნით გადიხრებოდა. თავისთავად ცხადია, რომ დენი ძლიერ მალე ისპობოდა, რადგანაც წრედში ჩვეულებრივი წინააღმდეგობა ჩაერთვებოდა. გალვანომეტრის ისრის გადახრის მიხედვით შეიძლებოდა იმ დასკვნის გამოყვანა, რომ დენის ძალა კოჭში 0,3 ამპერს უდრიდა. ამ ცდის საშუალებით ცხადად მტკიცდებოდა, რომ ზეგამტარ მავთულში არსებობდა დენი, რომელიც გარე მაგნიტური ველის მოსპობით იყო გამოწვეული.

კამერლინგ-ონესის შემდგომმა ცდებმა გვიჩვენა, რომ ზეგამტარობის მდგომარეობაში ტყვიის წინააღმდეგობა ცელსიუსის 0°-ის დროს მისი წინააღმდეგობის ერთ მებილიონედ (ბილიონი—მილიონჯერ მილიონი) ნაწილს არ აღემატებოდა. 1926 წელს კამერლინგ-ონესმა ყველა შემდგომი კვლევის შედეგი მოგვცა, ამასთანავე მან მოგვცა ნახტომთა საბოლოო აბსოლუტური ტემპერატურები, ე. ი. ზეგამტარობის წარმოშობის ტემპერატურები:

ვერცხლის წყალი	კალა	ტყვია	თალიუმი	ინდიუმი
4,17°	3,72°	7,2°	2,47°	3,41° აბს.

მიუხედავად მრავალი გამოკვლევისა საკითხი კადმიუმის შესახებ გადაუწყვეტელი დარჩა. ყოველ შემთხვევაში აშკარა იყო, რომ ტყვიის უმნიშვნელო მინარევი მას ზეგამტარად ხდიდა. 14 სხვა ლითონი, რომლებიც გამოკვლეული იყო ჰელიუმისეული ტემპერატურების დროს, ზეგამტარად არ ხდება, მათ რიცხვს ეკუთვნის: თუთია, ოქრო, სპილენძი, რკინა, ვერცხლი, პლატინი, კალიუმი და ასე შემდეგ.

ახლა განვიხილოთ საინტერესო საკითხი 1929 წლამდე აღმოჩენილ ზეგამტარების ადგილმდებარეობის შესახებ მენდელეევის პერიოდულ სისტემაში. აღმოჩნდა, რომ ეს ხუთი ლითონი მჭიდროდაა ერთმანეთთან დაკავშირებული პერიოდულ სისტემაში. ისინი მწკრივად დალაგებულ ელემენტთა წყვილებს და სამეულებს შეადგენს და ამასთანავე ერთდაიმავე ვერტიკალურ ჯგუფებში არის მოთავსებული (იხ. მენდელეევის ცხრილი, თავი II, § 2). იმავე ჯგუფებშია მოთავსებული ელემენტები გალიუმი და გერმანიუმი, რამაც კამერლინგ-ონესი აიძულა მოეხდინა მათი გამოკვლევაც; ამასთან აღმოჩნდა, რომ ისინი ზეგამტარობის თვისებას არ იჩენენ. ქვევით მოყვანილ ცხრილში ნაჩვენებია ზეგამტარების განაწილება პერიოდულ სისტემაში; აქვე მოყვანილია მათი რიგითი ნომრები:

	ჯგუფი II	ჯგუფი III	ჯგუფი IV
მწკრივი 7...		ინდიუმი 49	კალა 50
მწკრივი 10...	ვერცხ. წყალი 80	თალიუმი 81	ტყვია 82

აღსანიშნავია, რომ ამ ხუთ ელემენტში ოთხი მდიდარია იზოტოპებით. ინდიუმისათვის ატომმა მოგვცა ერთი ატომური წონა 115, მაგრამ თუ ცხრილში ნაჩვენები ატომური წონა 114,8 სწორია, მაშინ ინდიუმს უნდა ჰქონდეს იზოტოპები.

აქამდე ზეგამტარობა საკითხის შესახებ მხოლოდ იმ მთავარ ნაშრომებს შევეხეთ, რომლებიც დაახლოებით 1929 წლ. შუამდე გამოქვეყნდა. უკა-

ნასკნელი სამი წლის განმავლობაში დაიბეჭდა დიდი რაოდენობა ახალი გამოკვლევებისა, რომლებმაც მეტისმეტად გააფართოვეს ჩვენი ცნობები ზეგამტართა შესახებ. ყველა ამ გამოკვლევათა წყარო სამი ადგილიდან გამოდიოდა, სადაც ამ ჟამად კრიოგენური ლაბორატორიები არსებობს: ლეიდენიდან, ტორონტოდან და შარლოტენბურგიდან. ლეიდენში დე-ჰაასი და მისი თანამშრომლები მუშაობენ, ტორონტოში—მაკ-ლენანი და მისი თანამშრომლები, შარლოტენბურგში კი—მაისნერი და მისი თანამშრომლები. შემდეგ, ცალკე ნაშრომთა განხილვის დროს, აღარ მოვიხსენებთ თანამშრომლების სახელებს. ყველა უკანასკნელი გამოკვლევის საერთო სურათი შემდეგი სახით წარმოგვიდგება:

1. გამოკვლეულ იქნა თითქმის ყველა ლითონი (გარდა იშვიათი ტუტოვანი მიწებისა) და მათში აღმოჩნდა ხუთი ისეთი, რომლებიც ფრიად დაბალი ტემპერატურის დროს ზეგამტარებად ხდება.

2. სამივე ზემოხსენებულ ლაბორატორიაში მეტად დიდი ყურადღება მიექცეს ორი და ეტი ლითონის შენადნობს; გამოკვლეულ შენადნობთა რიცხვი მეტათ დიდია და, როგორც დავინახავთ, ბევრი ახალი და მოულოდნელი გარემოება აღმოჩენილ იქნა ამ გამოკვლევების დროს. აქ ზეგამტართა და არაზეგამტარების შენადნობები (მოკლეთ ვუწოდოთ ლითონები, რომელთაც შეუძლიათ ან არ შეუძლიათ ზეგამტარად გახდომა) უნდა განვასხვავოთ არა ზეგამტარების შენადნობებისგან.

3. გამოკვლეულ იქნა ზოგიერთი ქიმიური შენაერთი, მეტადრე მაისნერის მიერ. ამათ ეკუთვნის უმთავრესად, კარბიდები და ნიტრიდები, ე. ი. ლითონების შენაერთები ნახშირბადსა და აზოტთან. ამ ნაშრომებმაც მოულოდნელი შედეგები მოგვცეს. ვიდრე ამ სამი ლაბორატორიის კვლევის ზოგიერთი შედეგის განხილვას შევუდგებოდეთ, საჭიროა ერთი პრინციპული შენიშვნა. სახელდობრ, მხედველობაში უნდა გვქონდეს, რომ შედეგთა უმრავლესობა შემოწმებული არაა. ასე რომ, ძნელია მათი დაშაჯერებლად და საბოლოოდ ჩათვლა. ადგილი აქვს აგრეთვე სხვადასხვა დაკვირვების შედეგთა ერთმანეთთან შეუთავსებლობას. დაგროვილია აუარებელი მასალა, მაგრამ უმჯობესია მას ჯერ-ჯერობით სიფრთხილით მოვეკეთ. ახლა გადავიდეთ შედეგების მოკლე განხილვაზე ზემო ნაჩვენებ სამი ჯგუფის მიხედვით.

1. ახალი ზეგამტარები წმინდა ელემენტთა (ლითონთა) შორის. ჩვენ დავინახეთ, რომ ლეიდენში თავდაპირველათ ექვსი ზეგამტარი იქნა აღმოჩენილი, ამათთაგან კადმიუმი საეჭვოა. დღეს-დღეობით შეიძლება საბოლოოდ დადასტურებულად ჩაითვალოს, რომ წმინდა კადმიუმი ზეგამტარი არ ხდება, ტყვიის მცირედი მინარევი კი მას მოსაჩვენარ ზეგამტარად აქცევს. უნდა ვიფიქროთ, რომ დენი ტყვიის ნაწილაკთა გასწვრივ გადის, სადაც ის არავითარ წინააღმდეგობას არ ხვდება.

ამნაირად 1929 წლის დასაწყისში 5 ზეგამტარი იყო ცნობილი: ინდიუმი, კალა, ვერცხლისწყალი, თალიუმი, და ტყვია. ამ წლის ვანმაელობაში კი ლეიდენში აღმოჩენილ იქნა, რომ გალიუმი (რიგის რიცხვი Z=31) 1,1° K-ის მახლობლად ზეგამტარად ხდება, იმავე წელს ტორონტოში იპოვეს, რომ რუთენიუმი (Z=44) ზეგამტარია, რაც შემდეგში უარყოფილ იქნა. მაისნერმა

აღმოაჩინა ოთხი ახალი ზეგამტარი ელემენტი, სახელდობრ: ტ ი ტ ა ნ ი უ მ ი (Z=22), ტანტალი (Z=73), თ ო რ ი უ მ ი (Z=90) და ნიობიუმი (Z=41). ამგვარად ჩვენ უკვე სულ 10 ზეგამტარი გვაქვს, რომლებიც Z რიცხვთა მიმდევრობის მიხედვით ამოვწეროთ:

ტიტან.	გალიუმი	ნიობიუმი	ინდიუმი	კალა	ტანტალი	ვერც.	წყ.	ტალ.	ტყვ.	თორ.
Z=22	31	41	49	50	72	80	81	82	90

ეს რიცხვები ელემენტების პერიოდულ სისტემასთან უკვე არაერთგვარ კანონზომიერ დამოკიდებულებაში არ არის. ფრიად შესაძლებელია, რომ შემდეგი გამოკვლევები გვაიძულებს რომელიმე ამ ელემენტთაგანი გამოვრიცხოთ ზევით აღნიშნულ სიიდან.

2. შ ე ნ ა დ ნ ო ბ ე ბ ი. სამი ლაბორატორიის თითქმის მთელი მუშაობა უკანასკნელ წლებში შენადნობთა შესწავლას მოუნდა. ამასთან განსაკუთრებული ყურადღება იმ შენადნობებს ექცეოდა, რომლებიც შეიძლება განხილულ იქნენ, როგორც ორი ლითონის ქ ი მ ი უ რ ი შ ე ნ ა ე რ თ ი. პირველად განვიხილოთ ზეგამტარების და არაზეგამტარების შენადნობები: მხედველობაში გვაქვს მხოლოდ ის შენადნობები, რომლებიც ზეგამტარები აღმოჩნდა. დ ე-ჰ ა ა ზ მ ა აღმოაჩინა, რომ სპილენძის, ვერცხლის და სურმის შენადნობი კალასთან, აგრეთვე ბისმუტისა თალიუმთან — ზეგამტარებია. მ ა კ-ლ ე ნ ა ნ მ ა უფრო რთული შენადნობებიც გამოიკელია, რომელთა შორის ისეთებიც აღმოჩნდა, რომელთაც ნახტომის ტემპერატურა ჰელიუმისეულ ტემპერატურებზე უფრო მაღალია. მათ რიცხვს ეკუთვნის შემდეგი შენადნობები: ტყვია+ბისმუტი+დარიშხანა, ტყვია+ბისმუტი+სურმა (ნახტომი 8° K-ის დროს), ტყვია+ბისმუტი+სურმა+ +დარიშხანა (9° K), ცნობილი, ადვილად დნობადი შენაერთი ვუდისა (6,2°). ტყვიის შენადნობი სპილენძთან არაზეგამტარი აღმოჩნდა.

დღემდე აღმოჩენილია მხოლოდ ერთი ისეთი ზეგამტარი, რომლის შემადგენელი ორი ლითონი, თუ მათ ცალკ-ცალკე ავიღებთ, ზეგამტარობის არაერთგვარ თვისებას არ იჩენს, სახელდობრ, დ ე-ჰ ა ა ზ ი ს მიერ აღმოჩენილი ბ ი ს მ უ ტ ი ს დ ა ო ქ რ ო ს შ ე ნ ა დ ნ ო ბ ი, რომლის ნახტომის ტემპერატურა ცოტაოდენ 2,1°K-ზე დაბალია. საოცარია, რომ 2,1°K-ის დროს წინააღმდეგობა ოთახის ტემპერატურის პირობებში არსებულ წინააღმდეგობის 0,7 შეადგენს. ამავე დროს საკმარისია ეს ტემპერატურა მხოლოდ 0,05°-ით შევამციროთ, რომ ხსენებული წინააღმდეგობა უეცრივ უსასრულოდ შემცირდეს. უკანასკნელ დროში დ ე-ჰ ა ა ზ მ ა გამოსთქვა აზრი, რომლის მიხედვით ზეგამტარობის თვისება ოქროს ორი ატომისა და ბისმუტის ერთი ატომისაგან შემდგარ ქიმიურ შენაერთსაც (Au_2Bi) აქვს. როგორც გვიჩვენა დ ე-ჰ ა ა ზ მ ა, ამ შენადნობის ზეგამტარობა შეიძლება ახსნილ იქნას, თუ დაუშვებთ, რომ ერთი ამ ორ ლითონთაგანი ფაქტიურად ზეგამტარია, მაგრამ მისი ნახტომის ტემპერატურა ვერ იქნა მიღწეული, მეორე ლითონის არსებობა კი ნახტომის ამ ტემპერატურას ზევითა სწევს.

3. ლ ი თ ო ნ ე ბ ი ს ქ ი მ ი უ რ ი შ ე ნ ა ე რ თ ე ბ ი ა რ ა ლ ი თ ო ნ ე ბ თ ა ნ. მ ა კ-ლ ე ნ ა ნ მ ა აღმოაჩინა, რომ გოგირდოვანი ტყვია (PbS ერთი ატომი ტყვია და ერთი ატომი გოგირდი) 4,1°K-ის დროს ზეგამტარი ხდება. საკვირველია

ის გარემოება, რომ მაისნერის მიხედვით, გოგორდოვანი სპილენძი (CuS) ზეგამტარი აღმოჩნდა (1,6°K-ის მახლობლად).

მაისნერმა გამოიკვლია მთელი რიგი ლითონები—კარბიდები და ნიტრიდები (იხ. ზევით) და მათ შორის ხუთი ზეგამტარი აღმოაჩინა, ამასთანავე ერთი მათგანი წარმოადგენს მოლიბდენის (Mo, Z=42) შენაერთს ნახშირბადთან, მეორე კი—ვანადიუმის შენაერთს (V, Z=23) აზოტთან, მაშინ, როდესაც არც მოლიბდენი და არც ვანადიუმი ზეგამტარებს არ ეკუთვნის. სამი დანარჩენი წარმოადგენს ტიტანიუმის შენაერთს აზოტთან, თალიუმის ნახშირბადთან და ნიობიუმის იმავე ნახშირბადთან. უკანასკნელი შენაერთის ნახტომის ტემპერატურა არაჩვეულებრივად მაღალია, სახელდობრ 10°K. ამ ტემპერატურის მიღწევა შეიძლება წყალბადით.

1931 წელს გამოქვეყნდა მაკ-ლენანის ნაშრომი, რომლის მიზანს ორი შემდეგი ამოცანის გადაწყვეტა შეადგენდა:

1) იცვლება თუ არა ზეგამტარის სიგრძე იმ მომენტში, როდესაც მაგნიტური ველი ზეგამტარობას სპობს?

2) იცვლება თუ არა ნივთიერების გაფართოების კოეფიციენტი მისი ზეგამტარობის მდგომარეობაში გადასვლის დროს?

ცდებს აწარმოებდნენ ტყვიაზე და აგრეთვე როზეს შენადნობზე (ნახტომი 8,5°K-ის დროს). ორივე კითხვაზე უარყოფითი პასუხი იქნა მიღებული.

თავი მეთოთხმეტე

სხვადასხვა საკითხი

§ 1. ზეემანის მოვლენა. ნორმალური მოვლენა

ამ თავში განვიხილავთ ისეთ საკითხებს, რომლებშიაც მთავარ როლს რთული თეორიული მსჯელობა ასრულებს; ასეთი ხასიათის მსჯელობა ამ წიგნის ჩარჩოებში ვერ მოთავსდება. ექსპერიმენტული ფაქტები კი, რომლებიც უმთავრესად უნდა აინტერესებდეს მკითხველებს, ბევრ ადგილს არ მოითხოვს. ასეთ საკითხებიდან გავარჩევთ მხოლოდ სამს: გარდა ამისა, აღვწერთ ერთ მეტად საინტერესო ექსპერიმენტულ მეთოდს, რომელიც ინგლისელმა მეცნიერმა ჯ. ტ. რ. ვილსონმა გამოიგონა.

პირველად გავარკვიოთ ზეემანის მოვლენა, ე. ი. მაგნიტური ველის გავლენა მანათებელ სხეულთა გამოსხივებაზე. აქ საკითხი ეხება, უწინარეს ყოვლისა, მანათებელ გაზებსა და ორთქლებს, რომლებიც, როგორც ზევით დავინახეთ (თ. III, § 4 და § 5), ხაზოვან და ზოლოვან სპექტრებს გვაძლევს. თითქმის ყველა ნაშრომი, რომლებიც ამის შესახებ დღემდე გამოქვეყნებულა, ერთატომიან გაზებისა და ორთქლების მიერ გამოსხივებულ ხაზოვან სპექტრებს იხილავს; ეს სპექტრები კარგადაა შესწავლილი. წამოიჭრა საკითხი: მოხდება თუ არა ამ სპექტრებში რაიმე ცვლილება, როდესაც გამოსხივების წყაროებზე იმოქმედებს მაღალი დაძაბულობის მაგნიტური ველი?

მაგნიტური ველის გავლენა სინათლეზე პირველად ფ ა რ ა დ ე ი მ (Faraday) აღმოაჩინა 1845 წელს (პოლარიზაციის სიბრტყის მაგნიტური ბრუნვა). ასეთი გავლენის მეორე შემთხვევა აღმოაჩინა კ ე რ მ ა (Kerr) 1877 წ. (პოლარიზებულ სინათლის არეკლვა მაგნიტის ზედაპირიდან).

გამოსხივებაზე მაგნიტური ველის გავლენის შესახებ აზრი ჯერ კიდევ ფ ა რ ა-დ ე ი ს დაებადა: მისი უკანასკნელი ექსპერიმენტული ნაშრომი, რომელზედაც იგი თავის სიკვდილის წინ მუშაობდა, ამ საკითხისადმი იყო მიძღვნილი და ფ ა რ ა-დ ე ი მ მიზანს მხოლოდ იმიტომ ვერ მიაღწია, რომ მაგნიტური ველის დაძაბუ-ლობა, რომლითაც ის სარგებლობდა, საკმაოდ მძლავრი არ იყო. ფარადეიმ ელექტრომაგნიტის პოლუსებს შორის მოათავსა ალი, რომელიც შეიცავდა ნატ-რიუმის ორთქლს. ასეთივე სახის ცდები არა ერთხელ იქნა წარმოებული სხვა-დასხვა მეცნიერის მიერ 1862-სა და 1896 წლებს შორის, მაგრამ უშედეგოდ.

ვიდრე ზ ე ე მ ა ნ ი ს მუშაობათა განხილვას შევუდგებოდეთ, საჭირო გა-ვიხსენოთ, თუ რაში მდგომარეობს სინათლის პ ო ლ ა რ ი ზ ა ც ი ა. როგორც ზევით დავინახეთ, მაქსველის დღემდე მიჩნეული თეორიის მიხედვით, სინათლე წარმოადგენს სივრცეში მიმავალ ელექტრო-მაგნიტურ რხევებს. სხივის ყოველ წერტილში ორი ძალა გვაქვს, ელექტრული და მაგნიტური, რომლებიც რო-გორც ერთმანეთისადმი, ისე სხივისადმი პერპენდიკულარულია. თითოეული ამ ძალის სიდიდე მერყეობს. შემდეგ, როდესაც რხევის მიმართულებაზე ვილა-პარაკებთ, მხედველობაში ელექტრული ძალის მიმართულება გვექნება. მანათე-ბელ სხეულის მიერ უშუალოდ გამოფრქვეულ სხივებში რხევების მიმართულება განუწყვეტლივ იცვლება, ასე, რომ, ფრიად მცირე დროის განმავლობაში სხი-ვისადმი პერპენდიკულარული ყველა შესაძლებელი მიმართულება სხივის ერთდა-იმავე წერტილში ერთნაირი სიხშირით გეხვდება. სხივისადმი პერპენდიკულა-რულ არც ერთ მიმართულებას უპირატესობა არა აქვს, რის გამოც ა რ შ ე-ი ძ ლ ე ბ ა ლ ა პ ა რ ა კ ი რ ხ ე ვ ე ბ ი ს მ ი მ ა რ თ უ ლ ე ბ ა ზ ე; რხევა ყველა შე-საძლებელი მიმართულებით წარმოებს. ასეთ სხივს ჩვეულებრივი ანუ ა რ ა პ ო-ლ ა რ ი ზ ებ უ ლ ი სხივი ეწოდება. მაგრამ, არის ისეთი შემთხვევებიც, როდე-საც მთელი სხივის სიგრძივ რხევები მხოლოდ ერთდაიმავე მიმართულებით წარ-მოებს და დროის განმავლობაში ეს მიმართულება უცვლელი რჩება. დავუშვათ, მაგალითად, რომ სხივი ჰორიზონტულად ვრცელდება, ელექტრული რხევები კი მასში ვერტიკალურად წარმოებს და, მაშასადამე, მაგნიტური რხევები ჰო-რიზონტულია, მაგრამ სხივისადმი, რასაკვირველია, პერპენდიკულარული. ასეთ სხივს ს წ ო რ ხ ა ზ ო ბ რ ი ვ ა დ პ ო ლ ა რ ი ზ ებ უ ლ ს უწოდებენ, თუმცა სიტყვა „სწორხაზობრივად“ ზოგჯერ არ გამოითქმის. ასეთ სხივზე შეიძლება ითქვას, რომ რხევებს (იგულისხმება—ელექტრულს) რაღაც მიმართულება აქვს. ჩვენთვის მეტად მნიშვნელოვანია მეორე შემთხვევაც: არსებობს ისეთი სხივები, რომელთა ყველა წერტილში ელექტრული და მაგნიტური ძალები სიდიდით მ უ დ მ ი ვ ი რჩებიან, მაგრამ მ ი მ ა რ თ უ ლ ებ ი თ კი განუწყვეტლივ იცვლებიან, სწრაფად ბრუნავენ რა სხივის გარშემო, ასე რომ, ძალის გამომსახველი ისრის ბოლო წ რ ე ხ ა ზ ზ ე მოძრაობს, რომლის სიბრტყეც სხივისადმი პერპენდიკულარულია. ასეთ სხივს წ რ ი უ ლ ა დ პ ო ლ ა რ ი ზ ებ უ ლ ი ეწოდება. აქ ორი შემთხვევაა შესაძლებელი. დავუშვათ, რომ სხივი დამკვირვებლისაკენ ჰორიზონტულად

მიდის, მაშინ ამ დამკვირვებლისათვის ბრუნვა სხივის გარშემო შეიძლება ან საათის ისრის მიმართულებით წარმოებდეს ან მის საწინააღმდეგოთ.

ჰოლანდიელმა მეცნიერმა პ. ზეემანმა (Zeeman, ამსტერდამში) 1896—97 წლებში აღმოაჩინა ის მოვლენა, რომელსაც უშედეგოდ ეძებდნენ ფარადეი და მის შემდეგ სხვა მეცნიერები და რომელსაც ეხლა ზეემანის მოვლენა ეწოდება. ზეემანი მძლავრ ელექტრო-მაგნიტის პოლუსებს შორის ნატრიუმის ან ლითიუმის ორთქლის ალს ათავსებდა (1896 წ.). დენის ჩაკეტვის დროს, რომელიც ელექტრომაგნიტის ხვიაში გადიოდა, მან ელექტრო-მაგნიტურ ველის გავლენა შეამჩნია, ამასთან ეს გავლენა, მხოლოდ იმაში გამოიხატებოდა, რომ სპექტრული ხაზები უფრო ფართო იყო და მათი ნაპირები სიმკვეთრეს მოკლებული. დაკვირვებები შეიძლება ორი მთავარ მიმართულებით იქნას წარმოებული. დაუშვათ, რომ ელექტრო-მაგნიტი, როგორც ჩვეულებრივად, ვერტიკალურად დგას, ასე რომ, მაგნიტური ველის ძალხაზები ჰორიზონტულად დალაგდება ელექტრომაგნიტის მიახლოვებულ პოლუსებს შორის. პოლუსებს შორის თავსდება სხივების გამოსაკვლევი წყარო. სპექტრზე დაკვირვება შეიძლება წარმოებულ იქნეს მაგნიტური ველის ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად; ასეთ დაკვირვებას განივი ეწოდება; იმ მოვლენასაც, რომელზედაც ამ დროს დაკვირვება ხდება, ზოგჯერ აგრეთვე განივ ეფექტს უწოდებენ. მაგრამ, შესაძლებელია აგრეთვე იმ სხივების გამოკვლევაც, რომლებიც წყაროდან ძალხაზთა გასწვრივ გამოიფრქვევა. ამისათვის ელექტრო-მაგნიტის ერთ-ერთ პოლუსში ჰორიზონტული მიმართულებით გაღრუტნულია არხი, რომლის შემწეობითაც დაკვირვებას აწარმოებენ. ასეთ დაკვირვებას გასწვრივი ეწოდება და თვით მოვლენასაც გასწვრივ ეფექტს უწოდებენ. ჰოლანდიის დიდმა მეცნიერმა ჰ. ა. ლორენცმა (H. A. Lorentz, გარდაიცვალა 1928 წელს, თებერვალში) თეორიულად იწინასწარმეტყველა განივი და გასწვრივი ეფექტის შესაძლებლობა.

1897 წელს პ. ზეემანმა პირველად მოახერხა ორივე ეფექტზე დაკვირვების წარმოება, როდესაც ის კადმიუმის მომწვანო ცისფერ ხაზს (ტალღის სიგრძე 4678 ანგსტრემი) იკვლევდა და უფრო მძლავრი ელექტრომაგნიტითაც სარგებლობდა. ასხვავებენ ზეემანის ნორმალურ და არანორმალურ ეფექტს. პირველი ეფექტი, რომელიც ლორენცის თეორიას შეესაბამებოდა და რომელიც თავდაპირველად ზეემანმა აღმოაჩინა, შემდეგში მდგომარეობს:

1. განივი ეფექტი: სპექტრული ხაზი სამ ხაზად (ტრიპლეტად) იშლება, რომელთა შორის შუათანა თავდაპირველ ხაზს ემთხვევა; ორი განაპირა ხაზი კი ერთდაიმავე მანძილითაა დაშორებული ამ შუა ხაზიდან. სამივე ეს ხაზი პოლარიზებულია სწორხაზობრივად. შუა ხაზიდან რხევები (ელექტრული) ძალხაზების პარალელურად წარმოებს, ე. ი. ჩვეულებრივი დადგმულობის დროს—ჰორიზონტულად, ორ განაპირა ხაზში კი რხევები ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულია, ე. ი. ვერტიკალური. ორ ხაზს შორის „მანძილი"-ს სიდიდე მათი რხევის სიხშირეთა სხვაობით განისაზღვრება და არა

ტალღების სიგრძეთა სხვაობით. თუ კი თავდაპირველ სპექტრულ ხაზის რხევის სიხშირეს ν-თი აღვნიშნავთ, მაშინ ტრიპლეტის სამი ხაზის სიხშირე იქნება:

$$\nu-\delta,\ \nu,\ \nu+\delta, \qquad (1)$$

სადაც δ ფრიად მცირე რიცხვია ν-თან შედარებით, ის მაგნიტური ველის დაძაბულობის პროპორციულად მატულობს.

2. გასწვრივი ეფექტი: სპექტრული ხაზი ორ ცალკეულ ხაზად (დუბლეტად) იშლება, რომელთა მდებარეობა განივი ეფექტის დროს არსებულ ტოიპლეტის ორ განაპირა ხაზს ემთხვევა, ეს იმას ნიშნავს, რომ დუბლეტის ორი ხაზის სიხშირე ტოლია:

$$\nu-\delta, \qquad \nu+\delta. \qquad (2)$$

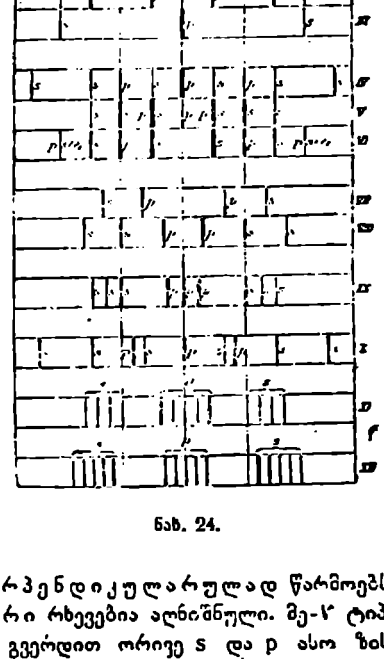
ორივე სხივი წრიულადაა პოლარიზებული და ამავე დროს ბრუნავა ორი ერთმანეთის მოპირდაპირე მიმართულებით წარმოიებს. ერთ სხივში $(\nu-\delta)$ საათის ისრის მიმართულებით, მეორეში კი $(\nu+\delta)$—მის საწინააღმდეგოდ. სხივის გაპობა ყოველთვის მეტად მცირეა; ტალღის სიგრძის ერთეულებში ის ანგსტრემის მეათედი ან მეასედი ნაწილით გამოიხატება.

აქაღწერილი მოვლენა თავისი რაოდენობისა და თვისებების მხრით ზუსტად ემთხვევა ლორენცის მიერ ნაწინასწარმეტყველევს, და ზეემანმა პირველად აღმოაჩინა ეს მოვლენა 1897 წელს, როდესაც კადმიუმის ხაზზე 4678 Å ახდენდა დაკვირვებას. სპექტრული ხაზის ორ ან სამ ცალკეულ ხაზად გაპობა ზეემანის ნორმალურ ეფექტს წარმოადგენს. მაგრამ მალე აღმოჩნდა, რომ სპექტრულ ხაზთა უმეტესობისათვის გაცილებით უფრო რთულ მოვლენას აქვს ადგილი, რომელსაც ზეემანის ანომალური ეფექტი ეწოდება; ხაზების რიცხვი და მათი განლაგება აქ სულ სხვაა, ვიდრე ნორმალური ეფექტის დროს.

ზევით ვგულისხმობდით, რომ დაკვირვება ხდება ისეთ სხივებზე, რომლებიც საცდელ წყაროდან გამოდიან და ბნელ ფონზე ნათელ სპექტრულ ხაზებს გვაძლევენ. ეს არის, ეგრეთწოდებული, ზეემანის პირდაპირი ეფექტი. მაგრამ, მრავალ შემთხვევაში უმჯობესი აღმოჩნდა შთანთქმის სპექტრზე დაკვირვების წარმოება, როდესაც მაგნიტურ ველში მოთავსებულ წყაროში თეთრ კაშკაშა სხივებს გაატარებენ. ასეთ შემთხვევაში იღებენ ბნელ ხაზებს განუწყვეტელი სპექტრის კაშკაშა ფონზე, რაოდენობისა და თვისების მხრით ამ დროს ისეთივე მოვლენას მივიღებთ, როგორსაც თვით წყაროს სხივებზე პირდაპირი დაკვირვების შემთხვევაში. შთანთქმის სპექტრზე დაკვირვების დროს მიღებულ მოვლენას ზეემანის შებრუნებული ეფექტი ეწოდება. აქვე უნდა აღვნიშნოთ, რომ ხაზების გაპობა მეტად მაგნიტურ ველშიაც კი ფრიად მცირეა. ასე, მაგალითად, 25000 გაუსის მძლავრი ველი ისეთი სხივისათვის, რომლის ტალღის სიგრძე 5000 Å უდრის, მხოლოდ 0,3Å-ის ტოლ გადაადგილებას გვაძლევს, რაც ნატრიუმის ყვითელ D_1 და D_2 ხაზს შორის არსებულ მანძილის $\frac{1}{20}$ შეადგენს.

§ 2. ზეემანის ანომალური მოვლენა

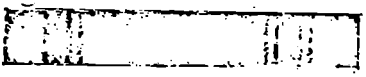
გადავიდეთ ზეემანის ანომალურ ეფექტის და ამასთანავე განივ-ეფექტის განხილვაზე, ე. ი. ისეთზე, რომელსაც თვალს ადევნებენ ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად. როგორც ნათქვამი იყო, ნორმალური ტრიპლეტის მაგივრად აქ ხაზთა დიდი რაოდენობა გამოჩნდება, რომელთა რიცხვი 15 და მეტიც არის (ნეონისათვის 21-მდე აღწევს). ეს ხაზები ზოგჯერ ერთიმეორიდან თანაბრად არის დაშორებული, მაგრამ უმეტესად კი მანძილები მათ შორის თანაბარი არ არის. ყველა ისინი პოლარიზებულია სწორხაზობრივად, ამასთან მაგნიტურ ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარული რხევებიანი ხაზების რაოდენობა ორჯერ აღემატება იმ ხაზების რიცხვს, რომლებშიც რხევები ამ ხაზების პარალელურია. ხაზები ყოველთვის სიმეტრიულად არის დალაგებული იმ ხაზის მიმართ, რომელიც მაგნიტური ველის არარსებობას შეესაბამება, ასე, რომ, ეს ხაზი ყოველთვის მოჩანს, როდესაც ხაზების საერთო რიცხვი კენტია, მაგ., ნორმალურ ტრიპლეტში. მაგრამ, თუ ხაზთა რიცხვი ლუწია, მაშინ ის ჰქრება. 24 ნახ-ზე, რომელიც ამოღებულია ფოიგტის წიგნიდან (W. Voigt, მაგნიტური და ელექტრული ოპტიკა, 1908 წ.), სპექტრულ დაშლათა 12 სხვადასხვა ტიპია გამოსახული. ის სამი წვრილი ხაზი, რომლებიც 24 ნახაზის შუა ნაწილზეა ზევიდან ქვევით გაყვანილი, ნორმალური ტრიპლეტის მდებარეობას გვიჩვენებს. აქ გვხვდება დაშლა (იხ. III, არანორმალური ტრიპლეტი) 3,4, 6, 7, 8, 9, 12 და 15 ხაზად. ასო s გვიჩვენებს, რომ რხევები მაგნიტური ველის ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად წარმოებს, P ასოთი კი ამ ძალხაზების პარალელური რხევებია აღნიშნული. მე-V ტიპში ორი ისეთი ხაზი გვხვდება, რომელთა გვერდით ორივე s და p ასო ზის, ეს იმას ნიშნავს, რომ ეს ორი ხაზი ერთმანეთს ემთხვევა. ხაზთა სიგანე მათ სიკაშკაშეს შეესაბამება. s ხაზთა რაოდენობა ყველგან ორჯერ აღემატება p ხაზთა რიცხვს; ნახ. 24-ს კიდევ დავუბრუნდებით; მას წმინდა სქემატური ხასიათი აქვს.



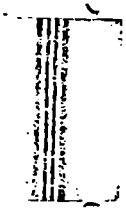
ნახ. 24.

მოგვყავს რამდენიმე ნახაზი იმის ნათელსაყოფად, თუ სინამდვილეში რა სახე აქვს ხაზთა ასეთ გაპობას; 25 ნახაზზე ნაჩვენებია ნატრიუმის ყვითელი D_1 და D_2 ხაზის თავის შემადგენელებად გაპობა, ამათგან D_1 იპობა ოთხ ხაზად, D_2 კი—

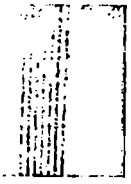
ექვს ხაზად (ამათში განაპირა ხაზები ძლიერ სუსტია) და ამასთანავე უკანასკნელები თანაბრად არის ერთი მეორიდან დაშორებული. 26 ნახ. თუთიის იმ ხაზს ეკუთვნის, რომლის ტალღის სიგრძე 4722 Å; აქვე გამოხატულია 4359 Å -იანი ხაზის გაპობა; აქაც ექვსი ხაზი გვაქვს, მაგრამ მანძილი მათ შორის ტოლი არ არის და ორი განაპირა წყვილი ერთმანეთთან ძლიერ ახლოსაა. 27 ნახ-ზე გამოსახულია ვერცხლისწყლის მწვანე ხაზი, რომლის ტალღის სიგრძე არის 5461 Å და რომელიც გაპობილია ერთი მეორიდან თანაბრად დაშორებულ და სხვადასხვა სიკაშკაშის 9 ხაზად.



ნახ. 25.



ნახ. 26.



ნახ. 27.

ორი განაპირა ხაზი მეტად სუსტია. სიკაშკაშე სიმეტრიულად არის განაწილებული შუა ხაზის მიმართ.

ანომალურ ეფექტის სხვადასხვა ტიპის შესახებ გამოყვანილ იქნა ორი მეტად მნიშვნელოვანი წესი, რომლებიც არ შეიძლება აღიარებულ იქნეს კანონად, ვინაიდან ამ წესებში ადგილი აქვს გამონაკლისებს. დავიწყოთ თ. პრესტონის წესიდან (Th. Preston, 1899). ის შემდეგში მდგომარეობს. ჩვენ დავინახეთ (თ. III, § 4 და § 5), რომ სპექტრული ხაზები რომელიმე ელემენტისა შეიძლება დაჯგუფდეს ცალკეულ სერიებად და რომ ანალოგიური სერიები სხვადასხვა ელემენტში გვხვდება. პრესტონის წესი ასე გამოითქმის: ერთიდაიმავე სერიის ყველა ხაზი მაგნიტურ ველში ერთნაირად იპობა, იგივე ითქმის სხვადასხვა ელემენტის სპექტრში ანალოგიურ ხაზების შესახებაც. ჩვენ, მაგალითად, ვიცით, რომ ნატრიუმის ორთქლის სპექტრის D_1 D_2 დუბლეტი პირველია დუბლეტთა სერიიდან. 25 ნახ-ზე ნაჩვენები იყო D_1 D_2 დუბლეტის გაპობა; პრესტონის წესის თანახმად, ამ სერიის ყველა დუბლეტი 25 ნახ-ის ტიპის მსგავსად იშლება, ე. ი. ერთი ხაზი გვაძლევს კვადრუპლეტს, მეორე კი სექსტუპლეტს. პრესტონის წესის მეტად დიდი მნიშვნელობა იმაში მდგომარეობს, რომ ის საშუალებას გვაძლევს რთულ სპექტრში ერთიდაიმავე სერიის ხაზები გამოვყოთ.

მეორე წესი კ. რუნგემ (C. Runge) გამოიყვანა 1907 წელში და მისივე სახელს ატარებს. აღვნიშნოთ a ასოთი ნორმალური ტრიპლეტის სამ ხაზს შორის მანძილი, მაშინ 2a იქნება მანძილი ნორმალური დუპლეტის ორ ხაზს შორის, რომლებსაც გასწვრივი დაკვირვების დროს მივიღებთ. (1) და (2) განტოლების δ სიდიდე a სიდიდესთან შემდეგი ტოლობითაა დაკავშირებული:

$$\delta = aH, \qquad (3)$$

სადაც H მაგნიტური ველის დაძაბულობაა (იხ. ზევით), გამოხატული გაუსებში. ნახ. 24 გვიჩვენებს ხაზების განაწილებას ზეემანის განივი ეფექტის სხვადასხვა ტიპში. მანძილი იმ სამ წვრილ ხაზს შორის, რომლებიც მთელ

ნახაზს ჰკვეთს და ნორმალურ ტრიპლეტს გამოსახავს, (3) ტოლობაში მოცემულ a სიდიდეს უდრის. რუნგეს წესი ამბობს: ზეემანის ანომალური ეფექტის დროს ცალკეული ხაზების დაშორება შუა ადგილიდან, ე. ი. ხაზების წანაცვლება, უდრის a სიდიდეს გამრავლებულს $\frac{m}{n}$ წილადზე, სადაც m და n თითქმის ყოველთვის მცირე რიცხვებია. ამასთანავე n მნიშვნელი (ე. წ. რუნგეს მნიშვნელი) ერთი და იგივეა მაგნიტურად დაშლილ მრცემული ტიპის სპექტრის ყველა ხაზისათვის. m კი სხვადასხვა ხაზისათვის უდრის რომელიმე რიცხვს: $0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ და ა. შ. ნიშანი (+) მარჯვნივ წანაცვლებას შეესაბამება, ნიშანი(—) კი—მარცხნივ წანაცვლებას. ხაზების დაშორების მანძილი შუა ადგილიდან b ასოთი აღნიშნოთ. მაშინ რუნგეს წესი გამოიხატება ტოლობით:

$$b = \frac{m}{n} a. \tag{4}$$

ამგვარად, b მანძილები ხაზების შუა ადგილიდან c სიდიდის ჯერადია.

$$c = \frac{a}{n}. \tag{5}$$

შეიძლება c სიდიდეს ძირითადი მანძილი ეუწოდოთ, რომელიც გაპობის მოცემულ ტიპს ახასიათებს. ნორმალური ტრიპლეტისათვის $n = 1$, $c = a$, $b = -1 \cdot a$, $0 \cdot a$ და $+1 \cdot a$; ნორმალური დუპლეტისათვის კი $b = -1.a$ და $+1 \cdot a$. განვიხილოთ უფრო დაწვრილებით ნახ. 24. №№ I, II და III გვაძლევს გაპობას ვერცხლისწყლის ტრიპლეტიან სერიაში, აგრეთვე მაგნიუმის, კალციუმის, სტრონციუმის, თუთიის და კადმიუმის სპექტრის ანალოგიურ ხაზებს. აქ

$$n = 2, \ c = \frac{a}{2}.$$

№ 1-ში გვაქვს შემდეგი ხაზები: $b = 0.c, \pm 1.c, \pm 2c, \pm 3.c, \pm 4.c$; № II ში: $b = \pm 1 \cdot c. \pm 3 \cdot c, \pm 4 \cdot c$; № III-ში: $b = 0 \cdot c, \pm 4 \cdot c$. უკანასკნელი წარმოადგენს ანომალურ ტრიპლეტს, რომლის წანაცვლება a-ს მაგივრად 2a-ს უდრის. №№ IV, V და VI ვერცხლისწყლის ზოგიერთი ხაზის თანამგზავრთა შესაბამისი ტიპებია. აქაც $n = 2$, $c = \frac{a}{2}$; № IV-ში: $b = 0.c, \pm 1.c, \pm 2.c, \pm 3.c, \pm 5.c$; № V-ში: $b = 0.c; \pm 1.c, \pm 2.c, \pm 3.c$; № VI-ში: $b = 1.c, \pm 2.c, \pm 3.c, \pm 4.C$. № VII და № VIII-ში ნატრიუმის, სპილენძის, ვერცხლის, ალუმინიუმის და თალიუმის დუბლეტთა გაპობას გვაძლევს. ეს ნაჩვენებია 24 ნახ-ზე. აქ $n = 3$, $c = \frac{a}{3}$, № VII-ში: $b = \pm 2c, \pm 4c$; № VIII-ში: $b = \pm 1c, \pm 3c, \pm 5c$. დანარჩენი ტიპები № IX-დან XII-მდე ნეონის სხვადასხვა ხაზს ეკუთვნის. № IX და № X-ში ჩვენ ნონეტები (9 ხაზი) გვაქვს, რომლებიც № I ნონეტისაგან არსებითად განსხვავდე-

ბიან. № IX-ში: $n=4, c=\frac{a}{4}$; ჩვენ გვაქვს ხაზები: $b=0\ c, \pm 1\ c, \pm 4c, \pm 5c, \pm 6c$.

№ X-თვის $n=6$, $c=\frac{a}{b}$ და მივიღებთ ასეთ ხაზებს: $b=0.c, \pm 4c, \pm 5c, \pm 9c, \pm 14c$. № XI-თვის $n=5$, $c=\frac{a}{5}$; ხაზები კი იქნება: $b=\pm 1.c, \pm 2c, \pm 5c, \pm 6c, \pm 7c, \pm 8c$. მე-XII-სთვის გაპობა შემდეგი 15 ხაზისაგან შედგება, რომლებისათვისაც $n=6$,

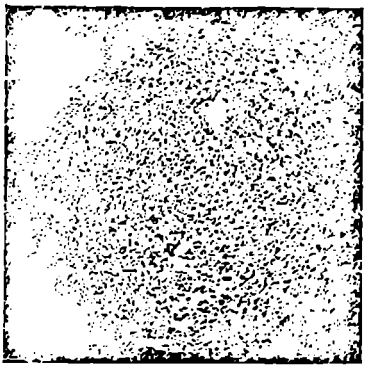
$$c=\frac{a}{b}; \quad b=0.c, \pm 1c, \pm 2c, \pm 7c, \pm 8\ c, \pm 9c, \pm 10c, \pm 11c.$$

აქ განხილული გაპობის ტიპები გვიჩვენებს, თუ რამდენად მრავალსახოვანია სპექტრული ხაზების მაგნიტური გაპობა, ამავე დროს ეს ტიპები მშვენივრად ხსნიან რუნგეს წესსაც. მნიშვნელი n ტოლობაში (4) 2, 3, 4, 5 და 6-ის მნიშვნელობას მიიღებს მაშინ, როდესაც m მრიცხველისათვის შეგვხვდება ყველა მთელი რიცხვი 0-დან 11-მდე და რიცხვი 14. როდესაც n დიდია, მაგ. $n=15$, მაშინ რუნგეს წესის გამოყენება საეჭვო ხდება.

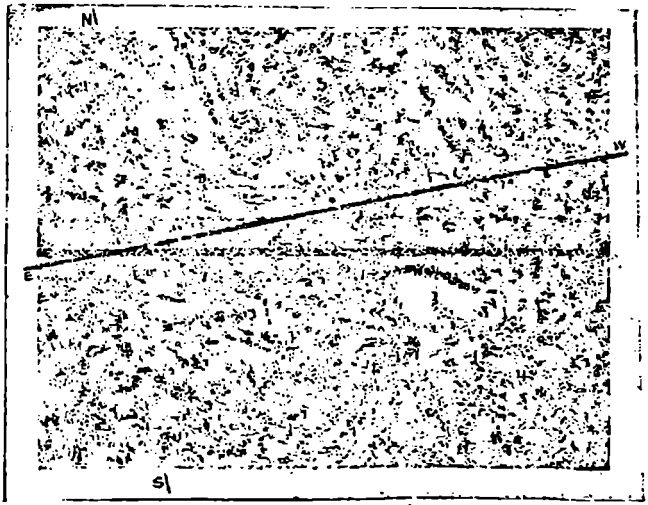
გადავიდეთ იმ საინტერესო მოვლენის განხილვაზე, რომელიც 1929 წ. აღმოაჩინეს გერმანელმა მეცნიერებმა ფ. პაშენმა და ე. ბაკმა (Paschen, E. Back). ამ მოვლენას ახლა პაშენ-ბაკის ეფექტს უწოდებენ და შემდეგში მდგომარეობს: ვსთქვათ, რომ სპექტრული სერია შედგება დუბლეტების ან ტრიპლეტებისაგან, რომელთა შორის ისეთებიც იმყოფება, სადაც ორი ან სამი ხაზი ძლიერ ახლოსაა ერთი მეორესთან. შედარებით სუსტი მაგნიტური ველის დროს თითოეული ხაზი მისთვის დამახასიათებელ ტიპის მიხედვით გაიპობა, როგორც ჩვენ ეს 25 ნახ-ზე D_1D_2 დუბლეტისათვის დავინახეთ. მაგნიტური ველის გაძლიერების დროს კი ხაზები უფრო და უფრო შორდება ერთმანეთს. როდესაც დუბლეტი ან ტრიპლეტი მეტად ვიწროა, მაგალითად გაცილებით უფრო ვიწროა D_1D_2 დუბლეტზე, მაშინ, შეიძლება ხაზების ორი ან სამი ჯგუფი ერთი მეორეს დაეწიოს და ერთმანეთზე დამთხვევა იწყოს. ამ მომენტიდან მთელი სურათი უცნაურ და რთულ ცვლილებებს განიცდის. ისეთი შთაბეჭდილება შეიქმნება, თითქოს ორი ან სამი ჯგუფის ხაზები ერთი მეორეზე მოქმედებდეს, ერთმანეთს იზიდავდეს ან განზიდავდეს. ამის შედეგად მივიღებთ რთულ სურათს. მაგრამ, თუ ძლიერი მაგნიტური ველის გაძლიერებას შემდეგშიაც განვაგრძობთ, მაშინ სურათი გამარტივებას იწყებს და ხაზების რიცხვი მცირდება. ველის ძლიერ დიდი დაძაბულობის პირობებში მხოლოდ ერთი ნორმალური ტრიპლეტი რჩება, რომლის სამი ხაზი იმ ნორმალური მანძილითაა ერთიმეორიდგან დაშორებული, რომელიც (3) ტოლობაში a ასოთი აღვნიშნეთ. მეტად საყურადღებოა ის გარემოება, რომ ამ მოვლენას ადგილი აქვს მხოლოდ ისეთ შემთხვევაში, როდესაც, მაგალითად, ორი ხაზი ელემენტის სპექტრში არსებულ დუბლეტთან სერიის ნამდვილ დუბლეტს წარმოადგენს. თუ კი გამოკვლევა ხდება ისეთი ორი ხაზისა, რომლებიც შემთხვევით არიან ერთმანეთის მახლობლად და რომლებიც ერთი-მეორისთვის „უც-

ხოა“ ე. ი. ამ სპექტრის სხვადასხვა სერიას ეკუთვნის, მაშინ პაშენის და ბაკის მოვლენას ადგილი არ ექნება.

1908 წელს ამერიკელმა ასტროსომმა გ. ე. ჰელმა (G. E. Hale) მზის ზედაპირზე აღმოაჩინა და გაზომა მაგნიტური ველი, მან და ფრანგმა მეცნიერმა ჰ. დელანდრმა (H. Deslandres) შენიშნეს, რომ თუ მზის ზედაპირი ფოტოგრაფირებულია ერთ-ერთი სპექტრული ხაზის ერთგვაროვანი სინათლით, მაშინ იგი შეიცავს ისეთი დეტალების მეტად დიდ რიცხვს, რომლებიც უშუალო დაკვირვების დროს შეუმჩნეველია. 28 ნახ-ზე მოცემულია ფოტოგრაფიული სურათი, რომელიც მიიღო დელანდრმა მზის გარე გარსში არსებული კალციუმის ორთქლის მიერ გამოფრქვეულ ულტრასანი სხივების შემწეობით. განსაკუთრებულ ინტერესს წარმოადგენს მზის ლაქათა ფოტოგრაფია. 29 ნახ-ზე ნაჩვენებია ჰელის მიერ 1908 წელში მიღებული ფოტოგრაფიული სურათი. აქ მზის ორი ლაქა მოჩანს, რომელთა გარშემო ცხად გრიგალურ მოძრაობას აქვს ადგილი, ამასთანავე ამ



ნახ. 28.



ნახ. 29.

ორ გრიგალს ერთი მეორის საწინააღმდეგო მიმართულება აქვს. გრიგალთა

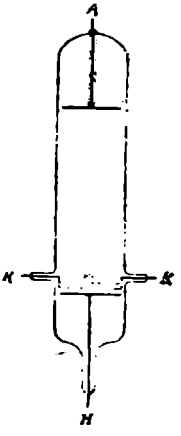
ლერძები მზის ზედაპირისადმი პერპენდიკულარულია. სხვადასხვა დაკვირვების მიხედვით ჰელი დარწმუნდა, რომ ორთქლში, რომელიც მზის ზედაპირულ გარსს წარმოადგენს, თავისუფალი ელექტრონები არსებობს. თუ ისინი მონაწილეობას იღებენ გრიგალურ მოძრაობაში, მაშინ მათი ერთობლივობა ელექტრულ დენს შეჰქმნის, რომელიც მზის ლაქას გარს უვლის. ამის გამო, თვით ლაქა მაგნიტურ ველში უნდა მდებარეობდეს, რომლის ძალხაზები მზის ზედაპირისადმი პერპენდიკულარულია და დაახლოვებით იმ მიმართულებას უნდა ემთხვეოდნენ, რომლითაც ლაქას ვუცქერით. თუ ეს მართალია, მაშინ ლაქის სპექტრის ხაზებში ზეემანის გასწვრივმა ეფექტმა უნდა იჩინოს თავი, ე. ი. ხაზმა დუბლეტი უნდა მოგვცეს, რომლის ორი ხაზი წრიულად პოლარიზებულია ერთი მეორის მოპირდაპირე მიმართულებით, ე. ი. ერთი საათის ისრის მიმართულებით, მეორე კი—მოპირდაპირედ. დაკვირვებებმა დაადასტურა ასეთი მოვლენის არსებობა. ხაზის სრული გაორება ვერ მოხერხდა, მაგრამ ის გაგანიერდა და ამასთანავე მისი ორივე ნაპირი ერთიმეორის საწინააღმდეგო მიმართულებით წრიულად პოლარიზებული აღმოჩნდა. გაგანიერების სიდიდის მიხედვით შესაძლებელი გახდა მზის ლაქის მაგნიტური ველის დაძაბულობის გამოთვლა. ზოგიერთ შემთხვევაში ის 6000 გაუსამდე აღწევს.

§ 3. შტარკის მოვლენა

როდესაც 1896 წელს ზეემანის ეფექტი, ე. ი. სხივგამომფრქვევ სხეულზე მაგნიტური ველის გავლენა იქნა აღმოჩენილი, მაშინ აღიძრა საკითხი ასეთივე სხეულზე ელექტრული ველის გავლენის შესახებაც, ამასთანავე მოელოდნენ სპექტრული ხაზების ჩვეულებრივ გაპობას. სხვადასხვა მეცნიერის მრავალმა ცდამ, აღმოეჩინათ ასეთი მოვლენა, თავდაპირველად (1897—1913 წ.) ნაყოფი ვერ გამოიღო. მხოლოდ 1913 წელს გამოქვეყნდა გერმანელი მეცნიერის შტარკის (Stark) პირველი შრომა, 1914 წელს კი—მეორე შრომა ამის შესახებ, სადაც ავტორი გვაუწყებდა, რომ მან მოახერხა ელექტრული ველის ზემოხსენებული გავლენის აღმოჩენა. მის მეთოდს შეიძლება იმიერკათოდურ სხივთა მეთოდი ეწოდოს. იმავე წელს გამოქვეყნდა იტალიელი მეცნიერის ლო-სურდოს (Lo Surdo) შრომა მეორე მეთოდის შესახებ, რომელიც საშუალებას გვაძლევს ამავე მოვლენის აღმოჩენისა და გამოკვლევისათვის. მის მეთოდს, რომელიც ჩვეულებრივად ავტორის სახელს ატარებს, შეიძლება კათოდური ნათების მეთოდიც ეწოდოთ. შტარკის მეთოდს ბევრი უპირატესობა აქვს ლო-სურდოს მეთოდის წინაშე, მაგრამ ამ მეორე მეთოდითაც ბევრი მეცნიერი სარგებლობდა და მათ რიცხვში თვით შტარკიც. მიუხედავად ამისა, საერთოდ მიღებულია შტარკის ეფექტზე ლაპარაკი.

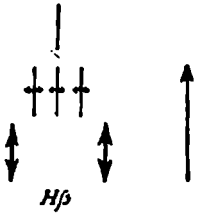
ელექტრული ველის მოქმედება ერთატომიან სხივთგამომფრქვევ აირზე ან ორთქლზე ანუ, რაც იგივეა, ხაზოვან სპექტრზე, მხოლოდ მაშინ იჩენს თავს, როდესაც ამ ველს მეტად დიდი დაძაბულობა აქვს. დაძაბულობა კი ვოლტებში გამოხატულ პოტენციალის დაცემით იზომება, რომელიც ერთი სანტიმეტ-

რის მანძილზე დაცემის მიმართულებით, ე. ი. ელექტრულ ძალხაზების გასწვრივ უნდა იქნეს აღებული. თუ, მაგალითად, ორი ერთმანეთის პარალელური ფირფიტა ისეა დამუხტული, რომ მათ შორის პოტენციალთა სხვაობა 10000 ვოლტს უდრის, ფირფიტებს შორის მანძილი კი 2 მმ-ის ტოლია, მაშინ ველის დაძაბულობა ფირფიტებს შორის უდრის 50000 ვოლტს სანტიმეტრზე. დაახლოებით ასეთი რიგისა უნდა იყოს ელექტრული ველი იმისათვის, რომ მივიღოთ სპექტრული ხაზების ელექტრული გაპობა. სხივთგამომფრქვევ წყაროს მოთავსება ასეთი მაღალი დაძაბულობის ელექტრულ ველში ექსპერიმენტულ განხორციელების მხრივ მეტად ძნელ ამოცანას წარმოადგენს. შ ტ ა რ კ მ ა იგი ფრიად გონება-მახვილი ხერხის საშუალებით გადაწყვიტა. მან აიღო, როგორც წყარო, იმიერკათოდური სხივები, რომელთა შესახებაც ლაპარაკი იყო XI თავის მე-3 §-ში. იქ დავინახეთ, რომ ეს სხივები შედგება დ ა დ ე ბ ი თ ი ი ო ნ ე ბ ი ს ა-გ ა ნ, რომლებიც კათოდური ფირფიტის ჰვრიტებში გავლის შემდეგ სწრაფად მოძრაობენ ამ ფირფიტებისადმი პერპენდიკულარული მიმართულებით. ისინი იერთებენ დამცველი მილის იმიერკათოდურ სივრცეში მოხვედრილ თავისუფალ ელექტრონებს და ნათებას იწყებენ. ამავე სივრცეში მყოფი აირის ატომებთან დაჯახების დროს ისინი მათ აღაგზნებენ, რის გაშოც თვით ეს ატომებიც მანათობელი ხდებიან. შ ტ ა რ კ მ ა მოახერხა ემოქმედა ყველა მანათებელ ატომზე მეტად მძლავრი ელექტრული ველით. ამისათვის მან 1913 წელს ააგო თავისი პირველი ხელსაწყო, რომლის საშუალებითაც შეიძლებოდა დაკვირვების წარმოება მხოლოდ გ ა ნ ი ვ ე ფ ე ქ ტ ზ ე, ე. ი. ისეთ გამოსხივებაზე, რ ო მ ლ ი ს მ ი მ ა რ თ უ ლ ებ ა ე ლ ე ქ ტ რ უ ლ ი ვ ე ლ ი ს ძ ა ლ ხ ა ზ ებ ი-ს ა დ მ ი პ ე რ პ ე ნ დ ი კ უ ლ ა რ უ ლ ი ა. ხელსაწყო 30 ნახ.-ზეა მოცემული. ეს ხელსაწყო წარმოადგენს მილს, რომელშიაც გაიშეიათებული აირია მოთავსებული. A—ანოდური ფირფიტია, კათოდურ K ფირფიტს კი ბევრი ხვრეტი აქვს. იმიერკათოდურ სივრცეში მოთავსებულია დამატებითი H ფირფიტი. მანძილი K და H ფირფიტებს შორის 2,6 ან 1,1 მმ-ის ტოლი იყო. ამ ფირფიტებს შორის აკუმულატორების ბატარეის შემწეობით ვითარდებოდა რამდენიმე ათასი ვოლტის ტოლი პოტენციალთა სხვაობა და ამასთან K დადებით პოლუსს წარმოადგენდა, H კი—უარყოფითს. ამგვარად, K და H-ს შორის მოთავსებულ ვიწრო სივრცეში ჩნდებოდა ელექტრული ველი, რომლის დაძაბულობაც ერთი სანტიმეტრის მანძილზე რამდენიმე ათეულ ათას ვოლტს უდრიდა. ამ ველის ძალხაზები K და H ფირფიტებისადმი პერპენდიკულარულია. ნათებაზე დაკვირვება გვერდიდან წარმოებდა, ე. ი. ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარული მიმართულებით; ასე რომ, ადგილი ჰქონდა გ ა ნ ი ვ ე ფ ე ქ ტ ს. პირველი დაკვირვებანი წყალბადის H_β და H_γ სპექტრულ ხაზებზე (თ. III, § 4) შედარებით მცირე დაძაბულობის ველში იქნა შესრულებული, რომელიც სანტიმეტრზე 13000 ვოლტს აღწევდა. შედეგი 31 და 32 ნახ.-ზეა გამოსახული (ნახ. 31). ორივე ნახაზზე (ნახ. 32) ზედა ხაზი

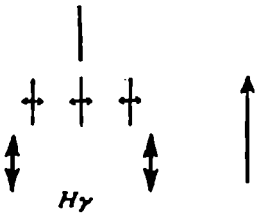


ნახ. 30.

სპექტრული ხაზის იმ მდებარეობას გვიჩვენებს, რომელიც მას ელექტრული ველის არსებობის დროს აქვს. ისარი, მარჯვენა მხარეზე აღნიშნული, ძალხაზთა მიმართულებას გვიჩვენებს.



ნახ. 31.

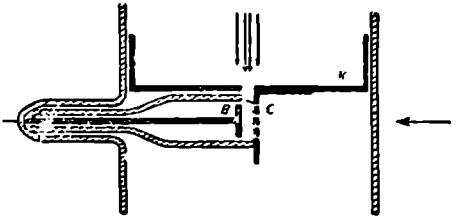


ნახ. 32.

თვითეული H_β და H_γ ხაზთაგანი იშლება ხუთ ცალკეულ ხაზად, რომლებიც სინამდვილეში ერთიმეორეს გვერდით მდებარეობენ, მაგრამ ნახაზზე კი სხვადასხვა სტრიქონზე არიან გამოსახულნი. უფრო ნაკლებად გადაადგილებული სამი ხაზი ისეა პოლარიზებული, რომ მათში რხევები ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად წარმოებს: უფრო მეტად გადაადგილებულ ორ ქვედა ხაზში კი რხევები ძალხაზების პარალელურია. მანძილი განაპირა ხაზებს შორის (ნახ. 32) 5,2 ანგსტრემს უდრის. აქ საჭიროა გავიხსენოთ, რომ სპექტრულ ხაზების ერთმანეთისაგან დაშორება მაგნიტურ ველში საერთოდ, ანგსტრემის მეათედ ნაწილებით გამოიხატება. აქედან ვხედავთ, რომ ხაზთა ურთიერთდაშორება ელექტრულ ველში შეუდარებლად უფრო დიდია, ვიდრე მაგნიტურ ველში. მძლავრ ელექტრულ ველში (იხ. ქვევით) ეს დაშორება ათეულ ანგსტრემს აღწევს.

1914 წელს შტარკმა მოახერხა დაკვირვების წარმოება გასწვრივ ეფექტზედაც, ე. ი. ისეთ გამოსხივების სპექტრზე, რომელიც ძალხაზთა მიმართულების პარალელურია. ამისათვის ის სარგებლობდა ხელსაწყოთი, რომლის ნაწილი 33 ნახ-ზეა გამოსახული. აქ მხოლოდ ის ნაწილია ნაჩვენები, რომელიც გაიშვიათებულ მილის კათოდთანაა მოთავსებული. კათოდში ერთი ჭვრიტეა, რომლის სიგრძე 3 მმ-ია, სიგანე კი—1,5 მმ; ბისი საშუალებით იმიერკათოდურ სივრცეში შედის დადებითი იონების ნაკადი; ამ ნაკადის მიმართულება ოთხი ისრითაა ნაჩვენები. K კათოდზე მირჩილულია C ფირფიტა, რომელზედაც მთელი რიგი ჭვრიტეებია მოთავსებული. მის პარალელურად დაყენებულია ფირფიტა, რომელიც გარს არტყია მინის მილს: ეს მილი C ფირფიტამდე აღწევს. მილში K ჭვრიტეს პარალელური ნახვრეტია დატანებული: ასე რომ, იონებს თავისუფლად შეუძლიათ C და B ფირფიტს შორის მოთავსებულ სივრცეში შევიდნენ. B და C-ს შორის მოქმედობს ელექტრული ველი, ასე რომ, ველის ძალხაზები იმიერ-კათოდურ სხივებისადმი და B და C ფირფიტის ზედაპირისადმი პერპენდიკულარული არიან. დაკვირვება იმ ისრის მიმართულებით წარმოებს, რომელიც ნახაზის მარჯვენა მხარეზეა გამოსახული. ამ-

გვარად, დაკვირვება ხდება ელექტრულ ველის ძალხაზების პარალელურად გამოფრქვეულ სხივებზე: მაშასადამე, ჩვენ აქ გვაქვს გასწვრივი ეფექტი. C ფირფიტა ელექტრულ ველის ანოდს წარმოადგენს. ამავე ხელსაწყოთი შეიძლება სარგებლობა განივ ეფექტზე დაკვირვების დროსაც. ამისათვის უნდა განვიხილოთ სხივები, რომლებიც B და C — სივრციდან ნახაზის ზედაპირისადმი პერპენდიკულარულად გამოდის.



ნახ. 33.

გასწვრივი ეფექტის დროს მხოლოდ ის ხაზები გამოჩნდება, რომლებშიაც განივი ეფექტის შემთხვევაში რხევები ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად წარმოებს, და ამასთანავე ეს ხაზები პოლარიზებული არ არის. განივი ეფექტის ის ხაზები კი, რომლებშიაც რხევები ძალხაზების პარალელურად წარმოებს, გასწვრივი ეფექტის დროს სრულიადაც არ გამოჩნდება. ასე, მაგალითად, წყალბადის იმ ხაზებისათვის, რომლებიც განივი ეფექტის დროს ნახ. 31 და 32-ზე გამოსახულ ხუთ ხაზს გვაძლევს, გასწვრივი ეფექტის შემთხვევაში მხოლოდ სამი ზედა ხაზი ჩანს და ამასთანავე ისინი არაპოლარიზებული გამოდის.

შტარკის მოვლენათა გამოკვლევის ზოგიერთი შედეგის განხილვამდე, საჭიროა რამდენიმე სიტყვა ვთქვათ ლო სურდოს ზემოაღნიშნულ მეთოდზე. როდესაც გაიშვიათებული აირის შემცველი ჩვეულებრივი მილი გვაქვს, მაშინ მის კათოდსა და ანოდს შორის მანათებელი ზოლი მოჩანს. გაიშვიათების ერთგვარი ხარისხის დროს კათოდის მახლობლად შედარებით ბნელი სივრცე გამოჩნდება. ამაასთანავე, ყველა დეტალის განუხილველად, უნდა აღინიშნოს, რომ განსაზღვრულ პირობებში ამ სივრცეში მაღალი დაძაბულობის ელექტრული ველი დამყარდება და რომ დაძაბულობა უდიდესია კათოდის ზედაპირის მახლობლად, ამ ზედაპირიდან დაშორებასთან ერთად კი ის სწრაფად მცირდება. ცხადია, რომ ელექტრული ველი აქ თანაბარი არ არის, და სწორედ ამაში მდგომარეობს ლო სურდოს მეთოდის არსებითი ნაკლი შტარკის მეთოდთან შედარებით; მის ხელსაწყოებშიაც (ნახ. 30 და 33) ელექტრული ველი ორ მახლობელ პარალელურ ფირფიტის შორის ერთგვაროვნების უმაღლეს ხარისხს აღწევს. ამგვარად, სუსტი ნათება კათოდის მახლობლად წარმოებს ისეთ ელექტრულ ველში, რომლის ძალხაზები კათოდურ ზედაპირისადმი პერპენდიკულარულია. დაკვირვებას აწარმოებენ მილის ღერძისა და, მაშასადამე, ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად: ცხადია, რომ ამ შემთხვევაში, საქმე გვაქვს განივ ეფექტთან. ხაზთა გაპობა უდიდესია კათოდის ზედაპირთან და ამ ზედაპირიდან დაშორებასთან ერთად ის მცირდება.

გადავიდეთ შტარკის ეფექტის გამოკვლევათა ზოგიერთი შედეგის განხილვაზე. 1927 წლამდე, როგორც შტარკისა და მისი თანამშრომლების, აგრეთვე ბევრი სხვა მეცნიერის მიერ გამოკვლეული იქნა პერიოდულ სისტემის 25-მდე სხვადასხვა ელემენტი, წყალბადიდან—ვერცხლისწყლამდე. ამ დროს გამოაშკარავდა სპექტრულ ხაზთა დაშლის მეტისმეტად განსხვავებული ტიპები, რომლებიც ერთმანეთისაგან განირჩევა, როგორც კომპონენტების (ცალკეულ ხაზების) რიცხვით, აგრეთვე მათი განლაგებით და მათ შორის ინტენსიობათა განაწილებით. საერთოდ შეიძლება ითქვას, რომ ველის მონაცემ დაძაბულობის შემთხვევაში ხაზთა გაპობა მით უფრო ნაკლებია, რაც დიდია ელემენტის რიგის ნომერი. შემდეგ აშკარავდება ასეთი წესი: ერთდაიმავე სპექტრული სერიის სხვადასხვა ხაზის გაპობა მით უფრო მეტია, რაც უფრო დიდია ამ ხაზის ნომერი, თუ ჩავთვლით, როგორც ყოველთვის, მეთაურ ხაზს პირველ ნომრად; სხვანაირად რომ ვთქვათ, მოცემულ სერიაში ხაზთა გაპობის სიდიდე ტალღის სიგრძის მცირებასთან ერთად მატულობს. ყოველივე ეს აშკარად ჩანს წყალბადის ბალმერის სერიის (თ. 111, § 4) ოთხ ხაზში, რომლებიც განსაკუთრებული სიზუსტით იყო შესწავლილი. ამასთანავე აღმოჩნდა შემდეგი:

H_α ხაზისათვის დადასტურებულ იქნა 16 ხაზად გაპობა, H_β ხაზისათვის—20-ად, H_γ-სათვის—28-ად და H_δ-თვის კი—32 ხაზად. ხაზები ყოველთვის სრული სიმეტრიით არის დალაგებული შუალა, ე. ი. გაუპობელი ხაზის მიმართ. ეს სიმეტრია ეხება არა მარტო ხაზების განლაგებას, არამედ მათ ფარდობით სიელვარესაც. p ხაზების (რხევები ძალხაზთა პარალელურია) და s ხაზების (რხევები ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულია) რიცხვი ყველა შემთხვევაში ერთი და იგივეა, თუ შუალა ხაზს გაორებულად ჩავთვლით.

თუ მანძილს ხაზებს შორის, ანგსტრემებით გამოვხატავთ, მაშინ ისეთ ელექტრულ ველში, რომლის დაძაბულობაც ტოლია 104000 ვოლტისა სანტიმეტრზე, H_α-სათვის განაპირა ხაზებს შორის მანძილი 23 Å-ს უდრის, H_β-სთვის—38,8 Å, H_γ-თვის—58,8 Å, H_δ-თვის კი 5 Å-ს. ეს რიცხვები შტარკის დაკვირვებებს შეეხება. იაპონელ მეცნიერებმა მ. კიუტიმ (M. Kiuti) და სხ. 1925 წელს გამოიკვლიეს წყალბადის სპექტრი ველის დაძაბულობისათვის, რომელიც სანტიმეტრზე 290000 ვოლტს აღწევდა. მათი აზრით, ასეთი მაღალი დაძაბულობის დროს კიდევ ახალი ხაზები ჩნდება და s კომპონენტთა ცენტრალური ხაზი დიდი სიგრძის ტალღებისაკენ იწყებს გადაწევას.

თუ ხაზთა შორის მანძილებს რხევის სიხშირეთა სხვაობებით გამოვხატავთ, მაშინ ყველა მანძილი ერთგვარი K სიდიდის მიმართ ჯერადი რიცხვები აღმოჩნდება. თუ H_α-დან H_δ-ზე გადავალთ, მაშინ აღმოჩნდება, რომ კომპონენტები უფროდაუფრო შორდებიან ერთმანეთს. H_α-თვის მიღებულია, რომ გაპობის მეზობელ ხაზთა შორის უმცირესი მანძილი K-ს უდრის, H_β-სთვის—2k-ს, H_γ-სთვის—3k-ს და H_δ-თვის კი—4k-ს.

შტარკის მიხედვით ხაზთა გაპობის სიდიდე ზუსტად პროპორციულია ელექტრული ველის დაძაბულობისა 104000 ვოლტამდე სანტიმეტრზე, თუ ეს

სიდიდე რხევათა სიხშირის ცვალებადობითაა განსაზღვრული. მაგრამ, ამავე დროს კიუტის გამოკვლევები გვიჩვენებს, რომ მეტად მაღალ დაძაბულობათა შემთხვევებში ხაზთა გაპობა უფრო სწრაფად იზრდება, ვიდრე ამას დაძაბულობის პროპორციულობა მოითხოვს.

ჩვენ სრულიად არ შევჩერდებით იმ ნაშრომებზე, რომლებიც სხვა ელემენტებს ეხება. დავკმაყოფილდეთ მხოლოდ მითითებით, რომ ელექტრულ ველის ზეგავლენით სპექტრულ ხაზთა გაპობის ფრიად მრავალსახოვანი შემთხვევები იქნა აღმოჩენილი, რომლებისგანაც ზოლოვანი სპექტრები შედგება (თ. III, § 4 და § 5), მაგრამ ხაზთა გაპობა მათთვის მეტად მცირეა.

ყურადღების ღირსია რ. ლადენბურგის (R. Ladenburg) გამოკვლევა, რომელიც მან შტარკის შებრუნებულ ეფექტზე 1921 და 1924 წლებში აწარმოვა, ე. ი. გამოიკვლია ელექტრული ველის გავლენა შთანთქმის სპექტრულ ხაზებზე. ის დაკვირვებას ახდენდა D_1D_2 ხაზებზე, რომლებიც ლითონის ორ ფირფიტს შორის მოთავსებულ ნატრიუმის ორთქლით იყვნენ შთანთქმული; ამ ფირფიტების დამუხტვის დროს მათ შორის ისეთი ელექტრული ველი აღიძვრებოდა, რომლის დაძაბულობა სანტიმეტრზე 160000 ვოლტს უდრიდა. ლადენბურგმა აღმოაჩინა, რომ ელექტრულ ველის ზეგავლენით D_1D_2 დუბლეტი განიცდის ასიმეტრიულ გადაადგილებას დიდი სიგრძის ტალღებისაკენ და ამასთანავე ეს გადაადგილება ველის დაძაბულობის კვადრატის პროპორციულად იზრდება. ამავე დროს, D_2 ხაზისათვის p კომპონენტი 2—3-ჯერ მეტადაა გადაადგილებული, ვიდრე s კომპონენტი, D_1 ხაზისათვის კი—ორივე კომპონენტის გადაადგილება ერთნაირია.

§ 4. ვილსონის ხერხი

ინგლისელმა მეცნიერმა კ. ტ. რ. ვილსონმა (C. T. R. Wilson) 1910 წელს გამოიგონა ფრიად ჭკუამახვილი ხერხი, რომელმაც შესაძლებლობა მოგვცა რადიოაქტიურ ნივთიერებათა მიერ გამოფრქვეულ (თ. XI, § I) ალფა და ბეტა-ნაწილაკთა გზის კვალის დანახვისა და ფოტოგრაფირების და აგრეთვე იმ ელექტრონების გზის კვლევისა, რომლებიც ფოტოელექტრულ ეფექტის დროს გამოიფრქვევიან (თ. VIII). ამ ხერხის შემდგომი გაუმჯობესება ეკუთვნის როგორც თვით კ. ტ. რ. ვილსონს, აგრეთვე სხვა მეცნიერებს; ამ ხერხმა ფართო გამოყენება ჰპოვა სხვადასხვაგვარ ექსპერიმენტულ გამოკვლევებში. გამოვარკვიოთ, თუ რაზეა ეს ხერხი დაფუძნებული. თუ უეცრივ გავაფართოებთ წყლის ორთქლს, რომელიც მოცემულ სივრცეს ვერ ღლენთავს, ე. ი. რომელიც თხევადი მდგომარეობიდან შორსაა, მაშინ გაჟღენთილობის ხარისხი გაიზრდება და შეიძლება გაჟღენთვის ზღვარსაც გადასცილდეს, რის გამოც ორთქლის შიგნით წყლის პატარა წვეთები გაჩნდება და მათი ერთობლიობა ნისლის სახით წარმოგვიდგება. ასეთი ნისლის წარმოშობას, ადგილი აქვს, როდესაც წყლის გაჟღენთილ ცხელ ორთქლს, ორთქლის მანქანის ქვაბიდან გამოუშვებენ (ორთქლმავალი, გემი) და აგრეთვე მაშინ, როდესაც ორთქლი „სამოვრიდან" ამოდის.

არაა სწორი, როდესაც ამბობენ, რომ თითქოს ნისლი წარმოიშობა ორთქლის გაცივებით ცივ ჰაერთან მისი შეხების გამო. სინამდვილეში ორთქლის გაფართოების დროს შესრულებული გარეგანი მუშაობა იწვევს ამ ორთქლის იმდენად დიდ გაცივებას, რომ ნაწილი მისი თხევად მდგომარეობაში გადადის. ეს თვისება აქვს წყალსა და ზოგიერთ სხვა სითხესაც. მაგრამ, ამავე დროს მრავლად მოიპოვება ისეთი სითხეებიც, რომელთა ორთქლს ეს თვისება არა აქვს, როგორც, მაგალითად, სპირტი, ეთერი, ქლოროფორმი და სხ. ამ სითხეების ორთქლი, თავისუფალ ჰაერში რომ გამოუშვათ, ნისლს არ მოგვცემენ.

წყლის ორთქლმა რომ ნისლი მოგვცეს, ამისათვის საჭიროა მასში რაიმე მყარი ნაწილაკები მოიპოვებოდეს, რომლებიც ორთქლის გათხევადებისა და წყლის წვეთების წარმოშობის ცენტრებს წარმოადგენენ. ასეთ ცენტრებს ჩვეულებრივად ჰაერში არსებული მტვრის ნაწილაკები შეადგენს. ცდებმა გვიჩვენა აგრეთვე, რომ მსგავსი ცენტრების როლს წარმატებით ასრულებს იონებიც, ე. ი. ამა თუ იმ ნიშნის ელექტრობით დამუხტული ატომები და მოლეკულები. იონებზე დაილექება ორთქლი და წარმოიშობა მეტად წვრილი წვეთები, თუ კი, რასაკვირველია, ჰაერი გაჟღენთვის მდგომარეობასთან საკმაოდ ახლოა.

ვილსონის ხერხი იმ ფაქტს ემყარება, რომლის შესახებაც ზევით გვქონდა ლაპარაკი. თუ დეტალებს არ შევეხებით და მხოლოდ სქემატურ გადმოცემით დავკმაყოფილდებით, მაშინ შეგვიძლია ვთქვათ, რომ ეს ხერხი შემდეგში მდგომარეობს: წარმოვიდგინოთ სველი ჰაერით სავსე ჭურჭელი, რომელშიაც ალფა ნაწილაკები ან ელექტრონები დაჰქრის. ეს ჭურჭელი შეერთებულია დგუშიან ცილინდრთან, რომელშიაც დგუში შეიძლება სწრაფად ავწიოთ, რის გამოც ჰაერი ჭურჭელში უეცრივ გაფართოვდება. ეს გაფართოვება ისე უნდა იყოს ნავარაუდევი, რომ ჰაერმა ტენიანობის სწორედ იმ ხარისხს მიაღწიოს, რომლის დროსაც ხდება იონებზე წყლის ორთქლის დალექვა. დავუშვათ, რომ ჰაერის გაფართოვების მომენტში მასში მიჰქრის ალფა-ნაწილაკი. თავის გზაზე ის განუწყვეტლივ იწვევს ჰაერის ნაწილაკთა იონიზაციას. წარმოშობილ იონებზე ორთქლიდან მყისვე ილექება წყლის წვეთები, ასე რომ, ალფა-ნაწილაკის მთელ გზაზე გამოჩნდება ნისლის წვრილი ზოლი, რომელიც კარგად მოჩანს, ძლიერ მოკლე ხნის განმავლობაში. თუ ამ ზოლს ძლიერ გავანათებთ, მაშინ შეიძლება მისი ფოტოგრაფირება და, ამგვარად, მივიღებთ ალფა-ნაწილაკის გზისა და აგრეთვე ამ უკანასკნელის სიგრძესა და ფორმას. ამავე წესითვე შეიძლება მივიღოთ ელექტრონთა გზები მათი წარმოშობის ყველა შემთხვევისათვის: ბეტა-ნაწილაკები, ფოტოელექტრონები, ელექტრონები კომპტონის ეფექტში და ა. შ.

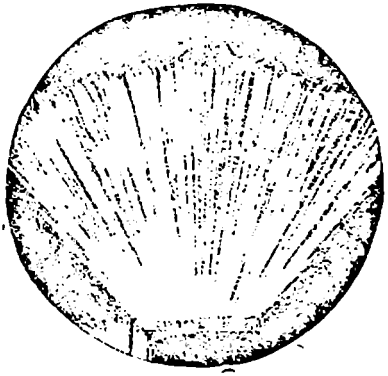
აქ მოგვყავს სხვადასხვა შემთხვევაში მიღებული ზოგიერთი ფოტოგრაფიული სურათი.

სურათ 34-ზე გამოსახულია ალფა-ნაწილაკების გზები, რომლებიც რადიოაქტიურ ნივთიერებიდან გამოკრთის, თუ ეს უკანასკნელი სურათის უკან იმ ადგილზე იქნება მოთავსებული, სადაც სხივები გაშლას იწყებს. ეს გზები

სწორხაზოვანია და მხოლოდ რამდენიმე ადგილზე ეტყობა მათ გადატეხილობანი. მეტადრე კი ზემოხსენებულ გზების ბოლოებზე. ეს გადატეხილობანი მაშინ წარმოიშობა, როდესაც ალფა-ნაწილაკი ატომში გავლის დროს შემთხვევით მის გულს მიუახლოვდება. როდესაც ატომი მსუბუქია, მაგალითად, წყალბადის ატომი, მაშინ ეს უკანასკნელიც უნდა ამოძრავდეს. ასეთი შემთხვევა ნაჩვენებია ნახაზ 35-ზე, სადაც აშკარად მოჩანს გვერდზე გასროლილი წყალბადის ატომის გზა.

ნახ. 34.

ნახ. 35.



ნახ. 36.

ნახ. 37.

ლ. მეიტნერმა მოგვცა (1926 წ.) მეტად საინტერესო სურათები, რომლებიც აქ მოგვყავს. ისინი მიღებული იქნა C და C′ თორიუმის ნარევისაგან (თ. II). ნახ. 36-ზე აშკარად ჩანს, რომ აქ სხივების ორი ჯგუფია წარმოშობილი.

ამათგან ერთი შეესაბამება ალფა-ნაწილაკებს, რომელთა განარბენის სიგრძე ჰაერში 4,8 სმ უდრის (იხ. ნახ.-ის ქვედა ნაწილი); მათ C თორიუმი გამოაფრქვევს. მეორე ჯგუფი შედგება იმ ალფა ნაწილაკებისაგან, რომელთა განარბენის სიგრძე 8,6 სმ-ია და რომლებსაც C′ თორიუმი გამოაფრქვევს. მაგრამ, ამასთანავე აღმოჩნდა, რომ იშვიათად ისეთი ალფა-ნაწილაკებიც წარმოიშობა, რომელთა განარბენის სიგრძე 11,3 სმ უდრის; ასეთი ნაწილაკის გზა ნახ. 37-ის მარცხენა ნაპირზე მოჩანს. ისეთ 10000 ნაწილაკთა შორის, რომელთა განარბენი 8,6 სმ უდრის, მხოლოდ ორია ისეთი, რომელთა განარბენის

ნახ. 38.

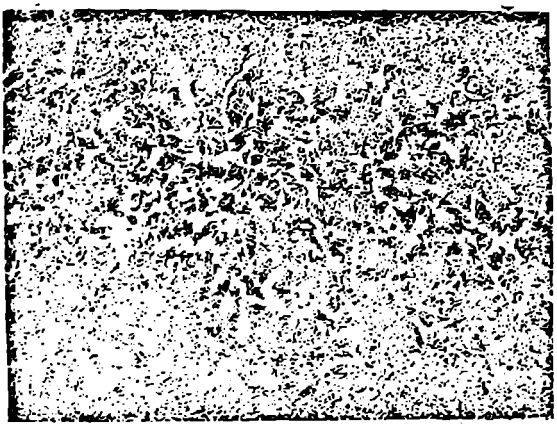
ნახ. 39.

სიგრძე 11,3 სმ აღწევს. კიდევ უფრო იშვიათად გვხვდება ნაწილაკი 9,5 სმ განარბენით: ერთი 15000 ნაწილაკზე 8,6 სმ გარბენით. ნახ. 37-ზე მოჩანს ასეთი ნაწილაკიც ნახაზის მარცხენა ნახევრის შუა ნაწილში. ნაწილაკები 9,5 და 11,3 სმ განარბენით გვხვდება ჰაერში, აზოტში, მჟავბადში, არგონში და ნახშირმჟავა აირში.

ბეტა-ნაწილაკის გზები ნაჩვენებია ნახ. 38, 39-ზე. უკანასკნელი მოცემულია მეიტნერის მიერ. ეს გზები მეტად გამრუდებულია, რადგანაც მსუბუქი ბეტა-ნაწილაკი დაჯახებათა დროს ხშირად იცვლის თავის მოძრაობის მიმართულებას. გარდა ამისა, მისი გზა ცალკე წერტილებისაგან შედგება; ეს ამტკიცებს, რომ ის უფრო იშვიათად იწვევს აირის ატომთა იონიზაციას, ვიდრე ალფა-ნაწილაკები.

ნ ა ხ. 40-ზე მოცემულია სურათი, რომელიც მიღებულია აირების ნაწილაკებზე რენტგენის სხივების მოქმედებით. აქ ვხედავთ იმ ფოტოელექტრონების გზებს, რომლებიც ამ ნაწილაკებიდანაა ამოგლეჯილი.

ნახ. 41-ზე კი მოცემულია საინტერესო ფოტოგრაფია, რომელიც დ. ვ. სკობელცინმა მიიღო (ლენინგრადში); ეს სურათი გვიჩვენებს გამა-სხივების მოქმედებას აირის ნაწილაკებზე, როდესაც ხსენებულ სხივთა კვანტებისაგან



ნახ. 40

ნახ. 41

გატყორცნილი ელექტრონები (კომპტონის ეფექტი, VII თ., § 2) მაგნიტური ველის ზეგავლენის ქვეშ იმყოფება და ეს ველი აიძულებს მათ იმოძრაოს წრიულ ორბიტებზე. ამ ცდების შესახებ უკვე გვქონდა ლაპარაკი თ. XII, § 1-ის ბოლოს.

თავი მეთხუთმეტე

ლითონების ელექტრონული თეორია

§ 1. შესავალი

აქ განვიხილავთ მოძღვრებას, რომელიც არამც თუ თავისთავად საინტერესო და მნიშვნელოვანია, არამედ რომლის განვითარების არაჩვეულებრივი მსვლელობაც მეტისმეტად საგულისხმოა. ფიზიკის ისტორიაში მუდამ ვხვდებით შემდეგ ფაქტს, რომელიც სხვათაშორის, დამახასიათებელია ბევრი სხვა მეცნიერისათვისაც. ფიზიკურ მოვლენათა ჯგუფის ასახსნელად მიიჩნევენ რომელიმე ჰიპოთეზს იმ ნაგულვებ პირველადი წყაროს შესახებ, რომელიც უშუალო დაკვირვებისათვის მიუწვდომელია და რომლის არსებობაც მიღებულ უნდა იქნეს როგორც ფიზიკურ მოვლენების რომელიმე ჯგუფის თეორიის საფუძველი. თეორია უნდა ეყრდნობოდეს იმ ცნებებს, რომლებიც მიღებულ ჰიპოთეზის შინაარსს შეადგენენ; ამ თეორიამ უნდა ცხადჰყოს, რომ დაკვირვებიდან მიღებული მოვლენები არამც თუ თვისობრივად, არამედ რაოდენობრივადაც გამომდინარეობს ძირითადი ჰიპოთეზიდან, როგორც მისი ლოგიკური შედეგები. ფიზიკის ისტორიაში იყო ბევრი ისეთი თეორიის აღმოცენებისა და მძლავრად აყვავების შემოხვევა, რომელმაც თითქოს ბრწყინვალედ შეასრულა თავისი დანიშნულება, მოგვცა მოვლენათა აღებული ჯგუფის ნამდვილი და ყოველმხრივი ახსნა-განმარტება. მაგრამ, ამ დიადი აყვავების შემდეგ, რომელიც გამარჯვებულ სარდლის ტრიუმფალურ მსვლელობას მოგვაგონებდა, იწყებოდა ხსენებული თეორიის თანდათანობითი ჭკნობის ხანა, ვინაიდან მასში სერიოზული დეფექტები აღმოჩნდებოდა. მაგალითად, ამ თეორიამ ისეთ შედეგებამდე მიგვიყვანა, რომლებიც სრულიად არ ეთანხმებოდა მტკიცედ დამყარებულ ფაქტებსა და მოვლენებს, ვინაიდან ეს უკანასკნელნი თავდაპირველად მხედველობაში არ იყვნენ მიღებულნი; ამნაირად, ისინი არ ეთანხმებოდნენ მიღებულ ჰიპოთეზს, რომლის უარყოფაც, ამის გამო, აუცილებელი ხდებოდა. მაშინ ეს თეორია თავის საძირკველთან ერთად მთლიანად ინგრეოდა, საჭირო ხდებოდა ძველი ჰიპოთეზის ახლით შეცვლა, რომელზედაც, როგორც ახალ საძირკველზე, ახალი თეორია შენდებოდა. მაგრამ, ზოგჯერ ისეც ხდებოდა, რომ მეცნიერები მეტად ნაჩქარევად უარყოფდნენ ძველ ჰიპოთეზს და მასზე აგებულ თეორიას. ახლაც გაუგებარია, თუ როგორ შეეძლო ახსნა ზოგჯერ მეტად დიდი ჯგუფის ფიზიკური მოვლენებისა არამც თუ თვისობრივად, არამედ რაოდენობრივადაც ისეთ ჰიპოთეზს, რომელიც თითქოს არა სწორი იყო, ე. ი. სინამდვილესთან შეუსაბამო. და აი, იყო შემთხვევები, როდესაც მეცნიერება კვლავ უბრუნდებოდა ძველ ჰიპოთეზს, და შეჰქონდა მასში ზოგიერთი ცვლილება, რომელიც მის არსებით მხარეს არც კი ეხებოდა; ამ ცვლილებისა გამო ყველა წინააღმდეგობა ისპობოდა და ძველ თეორიას შეეძლო კიდევ უფრო განვითარებულიყო, გაფართოებულიყო და მეცნიერებისათვის აუარებელი სარგებლობა მოეტანა.

განსაცვიფრებელ და, ამავე დროს, საგულისხმო მაგალითს წარმოადგენს ლითონთა ის ელექტრონული თეორია, რომელსაც აქ განვიხილავთ. ეს თეორია აღმოცენდა ელექტრონთა შესახებ მოძღვრების დამყარების უმალვე, ე. ი. გასული საუკუნის დამლეგს. მიმდინარე საუკუნის 20-იან წლებში მან მერყეობა იწყო და მეცნიერებმა ის სავსებით უარყვეს. ჯერ კიდევ 1928 წელს გამოქვეყნდა წიგნი, სადაც ამ საკითხისადმი მიძღვნილი სტატია თავდებოდა მითითებით, რომ ძირითადი ჰიპოთეზი არავითარ შემთხვევაში არ შეიძლება სწორად ჩაითვალოსო, მისი შემცვლელი ჰიპოთეზი კი არ მოიპოვებოდა. მაგრამ, იმავე 1928 წელს გამოქვეყნდა გერმანელი მეცნიერის სტატია, რომელმაც ძირითად ჰიპოთეზში შეიტანა არა არსებითი ხასიათის შესწორება და უჩვენა, რომ ხსენებული შესწორების შეტანით თეორიის ყველა წინააღმდეგობა ისპობა. დღესდღეობით ყველა დარწმუნებულია, რომ ძირითადი ჰიპოთეზი სავსებით სწორია, ე. ი მთლიანად შეესაბამება სინამდვილეს.

ლ ი თ ო ნ თ ა ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ უ ლ ი თ ე ო რ ი ა წარმოადგენს ერთ კერძო შემთხვევას იმ ფრიად ფართო საკითხისას, რომელიც ე ლ ე ქ ტ რ ო დ ე ნ ი ს ნ ი ვ თ ი ე რ ე ბ ა შ ი გ ა ვ ლ ი ს მ ე ქ ა ნ ი ზ მ ს ე ხ ე ბ ა, სახელდობრ, შემთხვევას, როდესაც ამ ნივთიერებას წარმოადგენს რომელიმე ლითონი, რომელიც, როგორც ცნობილია, ე ლ ე ქ ტ რ ო ბ ი ს კ ა რ გ გ ა მ ტ ა რ ს ე კ უ თ ვ ნ ი ს.

არსებობს ელექტრობის გადაცემის ორი სახე: ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ უ ლ ი დ ა ი ო ნ უ რ ი. ელექტრონული გადაცემის, ანუ როგორც ამბობენ, ელექტრონული გ ა მ ტ ა რ ო ბ ი ს დროს საქმე გვაქვს მხოლოდ ელექტრონების დინებასთან ისეთი მიმართულებით, რომელიც ელექტრონის ჩვეულებრივად მიღებული მიმართულების საწინააღმდეგოა. ასეთი წმინდა ელექტრონული გამტარობა სიცარიელეში გვაქვს; საკმარისია გავიხსენოთ კათოდური სხივები თუნდაც რენტგენის მილში. ელექტრობის იონური გადაცემა, ანუ იონური გამტარობა, ეწოდება შემთხვევას, როდესაც საქმე გვაქვს არა ნეიტრალურ, არამედ იონიზირებულ მდგომარეობაში მყოფ ატომებისა და მოლეკულების მოძრაობასთან, ე. ი. დადებითი იონების მოძრაობასთან, რომლებსაც ერთი ან რამდენიმე ელექტრონი დაუკარგავთ, ან უარყოფით იონების მოძრაობასთან, რომლებსაც ერთი ან რამდენიმე ელექტრონი შეუძენიათ. აქ დამახასიათებელია ნივთიერი ნაწილაკების მოძრაობა. იონურ გამტარობის ტიპიურ მაგალითს ელექტროლიტების ხსნარები წარმოადგენს. თუმცა საკითხები ფიზიკის ამ დარგის შესახებ ძირითადად გამორკვეული იქნა ჯერ კიდევ XIX საუკუნეში, რასაც ელემენტურ სახელმძღვანელოებშიც კი იპოვით, მაგრამ აქ მაინც მოკლეთ გავიხსენოთ საქმის არსებითი მხარე. ელექტროლიტს ისეთ ნივთიერებას უწოდებენ, რომლის ხსნარშიაც შეიძლება ელექტროლიზის მოხდენა, ე. ი. რომელიც გატარებული ელექტროდენით, როგორც წინათ ფიქრობდნენ, შემადგენელ ნაწილებად იშლება და ეს უკანასკნელები კი ხსნარში ჩაშვებულ ელექტროდებზე გამოიყოფა. დიდიხანია ცნობილია, რომ ელექტროლიტები, რომლებსაც მარილები, მჟავეები და ფუძეები ეკუთვნიან, მაგალითად, წყალში გახსნის დროს თავისთავად იშლება შემადგენელ ნაწილებად ანუ ეგრეთწოდებულ ელექტროლიტურ დისოციაციას განიცდიან. ნივთიერების მოლეკულთა ნაწილი იშლება ო რ ი ო ნ ა თ,

რომლებიც სხვადასხვა სახელის ნიშნითაა დამუხტული. ასე, მაგალითად, სუფრის მარილის ხსნარში გარდა მარილის მოლეკულებისა თავისუფალი იონებიც არის, სახელდობრ, ნატრიუმის ატომები, რომელთაც თითო ელექტრონი დაუკარგავს და ქლორის ატომები, რომლებსაც თითო ზედმეტი ელექტრონი შეუძენია. ხსნარში ჩაშვებულ ელექტროდებზე მოთავსებული მუხტები ამ თავისუფალ იონებს თავისკენ იზიდავს, რის გამო, ნატრიუმის იონები უარყოფითად დამუხტულ კათოდისაკენ მოძრაობს, ქლორის იონები კი—დადებითად დამუხტულ ანოდისაკენ. ამგვარად, არ შეიძლება იმისი თქმა, რომ დენი „შლის“ ნივთიერებას, რომელიც უდენოთაც უკვე ნაწილობრივ დაშლილია. როდესაც ხსნარი ჩაკეტილ ელექტროწრედში შეგვაქვს, მაშინ ელექტროდები ელექტროლიტის შემადგენელ ნაწილების, ე. ი. იონების, მოძრაობას იწვევს ორი საწინააღმდეგო მიმართულებით. ელექტროლიტების ხსნარში ელექტრული დენის მთელი არსებითი მხარე ნ ი ვ თ ი ე რ ნ ა წ ი ლ ა კ თ ა მხოლოდ ამ ორ ნაკადში მდგომარეობს. ელექტრობის სხვა არავითარ დინებას აქ ადგილი არა აქვს და ჩვენ საქმე გვაქვს წმინდა იონურ გამტარობასთან.

ეპვს გარეშეა, რომ ლ ი თ ო ნ ებ ს წ მ ი ნ დ ა ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ უ ლ ი გ ა მ ტ ა რ ო ბ ა ა ქ ვ ს და რომ „ელექტრული დენი“ ლითონებში, ისევე როგორც ელიცარიელეში, მხოლოდ ელექტრონთა დინებაში გამოიხატება; ამასთან ელექტრონები აქაც იმ მიმართულების საწინააღმდეგოდ მოძრაობს, რომელიც ელექტროდენის ჩვეულებრივ მიმართულებადაა მიჩნეული ჩაკეტილ ელექტროწრედში. ლითონის ამათუიმ სახით დაელექტროებული ატომების მოძრაობას აქ ადგილი არა აქვს. ამაში გვარწმუნებს თუნდაც შემდეგი ფაქტი: თუ ორ სხვადასხვა ლითონისაგან შემდგარ ღეროს ბოლოებით ერთმანეთს მივარჩილავთ და მათში ელექტროდენს გავუშვებთ, მაშინ დენის ხანგრძლივი მოქმედების შემდეგაც კი ქიმიური ანალიზი ორივე ლითონის ვერცერთ მოსაზღვრე ფენში მეორე ლითონის რაიმე კვალსაც კი ვერ პოულობს; ამ კვალს აუცილებლად თავი უნდა ეჩინა იონურ გადაცემას, ე. ი. ლითონის იონიზირებულ ატომთა მოძრაობას, ადგილი რომ ჰქონოდა. აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ ტემპერატურის გადიდებასთან ერთად—ლითონთა გამტარობა მცირდება, ელექტროლიტების ხსნარების გამტარობა კი იზრდება.

ლითონების წმინდა ელექტრული და ელექტროლიტების წმინდა იონური გამტარობა წარმოადგენს ორ უკიდურეს შემთხვევას, რომელთა შორის მთელი რიგი გარდამავალი საფეხურებია. უკანასკნელთა რიცხვს ეკუთვნის ლითონთა ზოგიერთი შენაერთი გოგირდთან (სულფიდები) და მეკვაბადთან (ჟანგულები); მათში გამტარობა ტემპერატურის გადიდებასთან ერთად იზრდება. შემდეგ მათვე ეკუთვნის ვერცხლის ზოგიერთი შენაერთი ჰალოიდებთან, რომლებშიაც შ ე რ ე უ ლ ი გ ა მ ტ ა რ ო ბ ა გვაქვს, ე. ი. ელექტრობის იონური და ელექტრონული გადაცემა ერთდროულად. ყველა ზემოხსენებული ნივთიერება ელექტრობის, ეგრეთწოდებულ, ნახევრადგამტარებს ეკუთვნის. გამტარობის მექანიზმის შესწავლა ამ სხეულებში და აგრეთვე იზოლატორებში ანუ, უფრო სწორედ რომ ვსთქვათ, ცუდ გამტარებში (მათ კიდევ დიელექტრიკებს უწოდებენ) მეტისმეტად განვითარდა უკანასკნელ დროში და ბევრი საინტერესო შედეგი მოგვცა.

ოონური გამტარობის არსებობა მაგარ სხეულებში პირველად ვარბურგის (Warburg) მიერ იქნა შემჩნეული 1884 წელს მინაზე, რომელიც 300° დე იყო გახურებული, ამასთანავე აღმოჩნდა, რომ ფარადეის კანონები ელექტროლიტების ხსნარის შესახებ იქაც მკაცრად სრულდება. დანარჩენ გამოკვლევებზე ამის შესახებ არ შევჩერდებით; ეს გამოკვლევები თითქმის მთლიანად უკანასკნელ ათ წელს ეკუთვნის. ლითონთა გამტარობის ელექტრონული თეორია გერმანელმა მეცნიერმა დრუდემ (Drude) წამოაყენა ელექტრონთა შესახებ მოძღვრების აღმოცენების უმალვე. მან ფაქტად აღიარა, რომ ლითონზე ელექტროძალის მოქმედების დროს, მასში ელექტრონების დინება წარმოებს. ის კითხვები, რომლებზედაც ამ თეორიამ უნდა გვიპასუხოს, შემდეგია:

1. საიდან ჩნდება ის ელექტრონები, რომლებსაც, როგორც ეტყობა, ლითონის შიგნით თავისუფალი მოძრაობა შეუძლია?

2. რა მდგომარეობაშია ეს ელექტრონები ლითონში მაშინ, როდესაც მასზე ელექტროძალა არ მოქმედობს?

3. როგორ წარმოებს თვით ელექტრონების მოძრაობა?

4. როგორ ავხსნათ, ე. ი. როგორ გამოვიყვანოთ ძირითად ვარაუდებიდან ყველასთვის ცნობილი ომის კანონი, რომელიც მიღებული ელექტროდენის ძალას უკავშირებს ლითონზე (მაგ. მავთულის ბოლოებზე) მოქმედ ელექტრომამოძრავებელ ძალას და რომელსაც გამოჰყავს აგრეთვე გამტარობის დამოკიდებულება გამტარის (მავთულის) ნივთიერებაზე და ზომებზე.

5. შეუძლია თუ არა თეორიას მოგვცეს თვისობრივი და რაოდენობრივი ახსნა ლითონის იმ მნიშვნელოვან თვისებისა, რომელიც ვიდემანისა და ფრანცის (Wiedemann, Franz) კანონით გამოიხატება? გავიხსენოთ, თუ რაში მდგომარეობს ეს კანონი. ყველასათვის ცნობილია, რომ ლითონები არა მარტო კარგი ელექტროგამტარები არიან, არამედ კარგი სითბოს გამტარებიც. ექსპერიმენტულმა ფიზიკამ დიდი ხანია რაც გამოიმუშავა სხვადასხვა ნივთიერების და მათ რიცხვში უწინარეს ყოვლისა ლითონების როგორც ელექტროგამტარობის, ისე სითბოგამტარობის მეტად ზუსტი გაზომვის ხერხი. ვიდემანისა და ფრანცის კანონი ამბობს, რომ ელექტრო—და სითბოგამტარობა ერთიდაიმავე მოცემული ტემპერატურისათვის ერთიმეორის პროპორციულია. თუ კი თვითეულ ამ ორ ფიზიკურ სიდიდისათვის თავის საკუთარ ერთეულს ავარჩევთ, მაშინ ისინი განსაზღვრულ რიცხვით გამოიხატება, რომელიც, რასაკვირველია, სხვადასხვა ლითონისათვის სხვადასხვა იქნება. ელექტროგამტარობის რიცხვობრივი მნიშვნელობა აღვნიშნოთ s ასოთი, სითბოგამტარობის კი k ასოთი. ვიდემანისა და ფრანცის კანონი, უწინარეს ყოველისა იმას ლაპარაკობს, რომ მოცემული ტემპერატურის დროს $\frac{s}{k}$ წილადი ყველა ლითონისათვის ერთიდაიგივეა, მაგრამ, ეს კანონი ამით არ ამოიწურება. აღმოჩნდა, რომ ტემპერატურის ცვლილებასთან ერთად იცვლება $\frac{s}{k}$ წილადის სიდიდეც, სახელდობრ. ის აბსოლუტური ტემპერატურის პროპორციულად იზრდება. აბსოლუტური ტემპერატურის სიდიდე, როგორც ყოველთვის, აღვნიშნოთ

T ასოთი, ასე რომ, $T=t+273,1$, სადაც t ცელსიუსის სკალით აღებულ ტემპერატურას აღნიშნავს. ამგვარად, ვიდემანისა და ფრანცის კანონი შეიძლება შემდეგი მარტივი ტოლობით გამოიხატოს:

$$\frac{s}{k}=\alpha T, \qquad (1)$$

სადაც α—ერთგვარი მუდმივი რიცხვია, რომელიც ყველა ლითონისათვის ერთნაირია, მაგრამ ეს მუდმივი აშკარად დამოკიდებულია s და k სიდიდეთა ერთეულების შერჩევაზე.

§ 2. დრუდეს თეორია

გადავიდეთ დრუდეს თეორიის განხილვაზე. დაეყრდნო რა ძირითად გულვენა, რომ ლითონებში დენი წარმოადგენს ელექტრონების ნაკადს და არა ლითონის იონიზირებული ატომების მოძრაობას, დრუდემ გამოსთქვა მოსაზრება, რომ ყოველ ლითონში არსებობს თავისუფალი ელექტრონები, რომლებიც ლითონის ატომებს მოწყდა. თავის თეორიას მან საფუძვლად დაუდო შესანიშნავი იდეა ელექტრონული აირის შესახებ, ე. ი. იდეა, რომლის თანახმად თავისუფალი ელექტრონების ერთობლიობას ლითონში ისეთივე თვისებები ახასიათებს, როგორც აირს და ამასთან ერთატომიანს; ეს იმას ნიშნავს, რომ შეგვიძლია ელექტრონულ აირს ყველა ის თვისება მივაწეროთ და მისთვის ყველა ის კანონი გამოვიყენოთ, რომელსაც მეცნიერება ერთატომიან აირის ცნებას უკავშირებს. მათი გარჩევა წარმოადგენს აირთა კინეტიკურ თეორიის საგანს, რომელიც XIX საუკუნის ნახევარში აღმოცენდა. მოკლედ გავიხსენოთ ამ თეორიის ზოგიერთი ძირითადი დებულება და დასკვნა. ეს თეორია თავისი მარტივი სახით გულისხმობს, რომ ყოველი აირი ცალკეული ატომებისა და მოლეკულებისაგან შედგება, რომლებიც ერთიმეორეზე არავითარი ძალით არ მოქმედებენ, გარდა იმ მომენტებისა, როდესაც მათ შორის დაჯახებას აქვს ადგილი. აირის ნაწილაკები ერთი დაჯახებიდან მეორემდე სწორხაზობრივად და თანაბრად მოძრაობს. მყარი სხეულები და სითხეები, რომლებიც აირს ეხება, მაგალითად, ჭურჭლის კედლები, რომელშიაც აირია მოთავსებული, მათზე მიხეთქებულ ნაწილაკების მხრივ დარტყმებს განიცდის (მოლეკულურ ბომბარდირებას), რითაც აიხსნება აირის წ ნ ე ვ ა. აირის ნაწილაკთა სიჩქარე მეტად დიდია; ეს სიჩქარე აირის აბსოლუტურ ტემპერატურიდან კვადრატული ფესვის პროპორციულად იზრდება. ჟანგბადისა და აზოტისათვის ცელსიუსის 0°-ის დროს ის დაახლოებით უდრის 500 $\frac{\text{მ.}}{\text{წამ.}}$ აღებული აირისათვის, რომელიც მოცემული წნევის ქვეშ იმყოფება, დამახასიათებელია შემდეგი სიდიდეები: მ ო ლ ე კ უ ლ თ ა რ ი ც ხ ვ ი მ ო ც უ ლ ო ბ ი ს ე რ თ ე უ ლ შ ი, მაგალითად ერთ სმ³-ში, და ეგრეთწოდებული, მოლეკულის გ ზ ი ს ს ა შ უ ა ლ ო ს ი გ რ ძ ე; პირველი რიცხვი, რომელსაც n ასოთი აღნიშნავენ, მოცემული იყო მე-II თავის § 1-ში; ის დაახლოებით უდრის (1 სმ³-ში ერთი ატმოსფერო წნევისა და ცელსიუსის 0°-ის დროს):

$$n = 3.10^{19}.$$

გზის საშუალო სიგრძე (აღვნიშნოთ l-თ) ეწოდება სიდიდეს, რომელიც ასე შეგვიძლია მივიღოთ: ყოველი დაჯახების დროს მოლეკულის მოძრაობა მიმართულებას იცვლის; ამის გამო მოლეკული ისეთივე სახის ტეხილი ხაზით მოძრაობს, როგორც სითხეში მოქცეული ნაწილაკი ბროუნის მოძრაობის დროს. ასეთი ხაზი გამოსახული იყო მე-II თავის § 3-ის ნახ. 1-ზე; იქვე ბროუნის მოძრაობის იმ კანონთა გადმოცემის დროს, რომლებიც სმოლუხოვსკიმა და აინშტაინმა აღმოაჩინეს, მოცემული იყო გზის საშუალო სიგრძის ცნება. თუ ყურადღებას მივაქცევთ იმ გარემოებას, რომ აირის მცირე მოცულობაშიც კი ნაწილაკთა უამრავი რიცხვი ყველა მიმართულებით მოძრაობს, მაშინ ჩვენთვის ნათელი იქნება, რომ ნაწილაკის გზა ერთი დაჯახებიდან მეორემდე მეტისმეტად შემთხვევითი ხასიათისა უნდა იყოს და ამის გამო, ფართო საზღვრებში ცვალებადობს. მაგრამ, თუ ავიღებთ ყველა გზას აირის ნაწილაკთა ძლიერ დიდი რიცხვისათვის და ამასთან დროის ისეთი შუალედის მიმართ, რომლის განმავლობაში თვითეული ნაწილაკი დაჯახებათა უამრავ რიცხვს განიცდის და ყველა ამ გზიდან საშუალოს გამოვიყვანთ, მაშინ ისეთ გარკვეულ სიგრძეს მივიღებთ, რომელიც აშკარად შეიძლება დამოკიდებული იყოს მხოლოდ აირის გვარობაზე და იმ წნევაზე, რომლის ქვეშაც ეს აირი იმყოფება; სწორედ ამ მანძილს ეწოდება აირის ნაწილაკის გზის საშუალო l სიგრძე. აირთა კინეტიკურმა თეორიამ მოგვცა ამ სიდიდის გამოთვლის მეთოდი, ამასთან მიღებული იქნა განსაცვიფრებელი შედეგი. აღმოჩნდა, რომ ჰაერში ნორმალური წნევის დროს (1 ატმოსფერო ანუ ვერცხლის წყლის სვეტი 760 მმ), განარბენის საშუალო სიგრძე მილიმეტრის ერთ მეათიათასედ ნაწილს წარმოადგენს; თავის თავად ცხადია, რომ ის აირის გაიშვიათებასთან ერთად უნდა იზრდებოდეს. თუ აირის ნაწილაკთა სიჩქარეთ ჩავთვლით 500 მ. წამში (იხ. ზევით), მაშინ ადვილად გამოვიანგარიშებთ, რომ ჰაერის თვითეული ნაწილაკი, ცელსიუსის 0°-ისა და ერთი ატმოსფეროს წნევის დროს წამში დაახლოვებით — ხუთიათას მილიონ დაჯახებას განიცდის.

აირთა კინეტიკური თეორიის თანახმად მოცემული აირის ყველა ნაწილაკს ერთნაირი სიჩქარე აქვს. დიდმა ინგლისელმა მეცნიერმა მაქსველმა (Maxwell) 1860 წელში მიგვითითა იმ გარემოებაზე, რომ აირის ნაწილაკთა დაჯახების დროს უნდა იცვლებოდეს ამ ნაწილაკთა არა მარტო მიმართულება, არამედ სიჩქარეც და ამასთან მთავარ როლს ისევ შემთხვევითობა უნდა ასრულებდეს. აირში არსებობს ისეთი ნაწილაკები, რომლებმაც მთელ რიგ დაჯახებათა შემდეგ შემთხვევით შეიძინეს განსაკუთრებით დიდი სიჩქარე და ისეთებიც, რომელთა სიჩქარე შედარებით მცირეა. მაქსველმა მოგვცა თავისი შესანიშნავი კანონი სიჩქარეთა განაწილებისა, რომელიც შეეხება აირის ნაწილაკთა მხოლოდ უამრავ რიცხვს. ამ საკმაოდ რთული კანონის მოყვანა აქ არ შეგვიძლია. უნდა შევნიშნოთ მხოლოდ, რომ ის მოგვაგონებს იმ კანონებს, რომლებსაც ზოგჯერ სტატისტიკა ააშკარავებს, შეისწავლის რა, მაგალითად, ადამიანის სიმაღლის განაწილებას ცოტად თუ ბევრად ერთნაირ პირობებში მცხოვრებ მოზრდილ ერთიდაიმავე სქესის ადამიანთა დიდ რიცხვს შორის. ცხადია, რომ ადამიანთა უმრავლესობის სიმაღლე ერთგვარ საშუალო

სიდიდის ირგვლივ ჯგუფდება და საერთოდ შორს არ გადიხრება მისგან. რიცხვი როგორც ძლიერ მაღალი ტანის მქონე (ბუმბერაზების), ისე მეტად დაბალი ტანის (ქონდრის) ადამიანებისა შედარებით ფრიად მცირეა. იგივე ითქმის აირის მოლეკულთა შორის სიჩქარეთა განაწილების შესახებაც მ ა ქ ს ვ ე ლ ი ს კანონის მიხედვით. იმის მაგივრად, რომ ერთმანეთს შევადაროთ აირის მოლეკულთა სიჩქარენი, შეგვიძლია ავიღოთ ერთმანეთის შესადარებლად ამ მოლეკულების მოძრაობათა ენერგიები, რომლებიც სიჩქარეთა კვადრატების პროპორციულია.

მ ა ქ ს ვ ე ლ ი ს მიერ მოცემული რთული ფორმულა გვიჩვენებს, რომ მოლეკულების უმეტესობა შეიცავს ენერგიის ისეთ რაოდენობას, რომელიც დიდად არ განსხვავდება ყველა მოლეკულის ენერგიის საშუალო სიდიდისაგან. მოლეკულების რიცხვი სწრაფად მცირდება როგორც ენერგიის გადიდების, ისე შემცირების შემთხვევაში და ნულს აღწევს მეტად მცირე და მეტად დიდი ენერგიების დროს. საჭიროა მხედველობაში ვიქონიოთ, რომ მ ა ქ ს ვ ე ლ ი ს კანონი გამოყვანილია განსაზღვრულ დაშვებათა პირობებში, რომლებზედაც აქ არ შეგვიძლია შევჩერდეთ (იხ. ქვევით) და რომლებიც სულ უკანასკნელ დროში შეცვლილ იქნა სხვებით; ეს ახალი დაშვებანი, ცხადია, სიჩქარეთა (ან. ენერგიების) ისეთ განაწილებას გვაძლევს, რომლებიც მაქსველური განაწილებისაგან განსხვავდება. მ ა ქ ს ვ ე ლ ი ს კანონს ისევ დავუბრუნდებით ამ თავის § 5-ში.

როგორც ვთქვით, დ რ უ დ ე ფიქრობდა, რომ თავისუფალ ელექტრონებს ლითონში ერთატომიანი აირის თვისებანი აქვს და შეიძლება ლაპარაკი ერთგვარ „ელექტრონულ აირზე", რომელიც ლითონის ატომებს გამოეყო. ახლა უკვე ვიცით, რომ ლითონებს კრისტალური აგებულება აქვს, ე. ი. რომ ისინი ფრიად მცირე კრისტალებისაგან შედგება. სხვათაშორის, ჩვენს დროში ცნობილია ხერხი „ერთი კრისტალის" მიღებისა, ე. ი. ლითონის შედარებით დიდი ნატეხის მიღებისა, რომელიც ერთ მთლიან ცალკეულ კრისტალს წარმოადგენს. კრისტალთა აგებულებაზე ლაპარაკი უკვე მე-V თავის § 6-ში გვქონდა; იქ დავინახეთ, რომ კრისტალის ატომები და მოლეკულები დალაგებულია სივრცითი ცხაურის კვანძებში. ლითონის შემთხვევაში ეს ეხება მის ცალკეულ ატომებს, რომლებიც თითქოს ჩამსხდარა არიან გარკვეულ წერტილებში და მათ მახლობლად ირხევა მცირე ამპლიტუდით; ამ ატომების რხევის ენერგია წარმოადგენს სითბურ ენერგიას. ამ ატომებს ადვილად მოწყდება ერთი ან რამდენიმე ელექტრონი, ასე რომ, სივრცითი ცხაურის კვანძებში მხოლოდ დადებითად დამუხტული იონები რჩება. მაგრამ ამავე დროს ანალოგია ელექტრონულ და ჩვეულებრივ აირს შორის შეუძლებელია სრული იყოს. თავიც რომ დავანებოთ იმ გარემოებას, რომ ელექტრონთა შორის არსებობს გ ა ნ ზ ი დ ვ ი ს ძალა, რასაც შეუძლებელია ადგილი ჰქონდეს ჩვეულებრივი აირის ნაწილაკებს შორის, საჭიროა გავიხსენოთ თუნდაც ის მოვლენა, რომ ელექტრონები მიზიდვის უზარმაზარი ძალის გავლენას განიცდის თითქმის უძრავ და დადებითად იონიზირებული ატომების მხრივ, რომლებიც ლითონის ერთგვარ ჩონჩხს შეადგენს. ამის გამო, გზები, რომლებსაც ელექტრონები ერთი დაჯახებიდან მეორემდე გაირბენს, არ შეიძლება სწორხაზობრივი იყოს, როგორც აირებში (იხ. ზევით),

არამედ მეტისმეტად გამრუდებული. ცხადია, რომ ლითონში ელექტრონთა მოძრაობის და აირის ნაწილაკთა მოძრაობის გაიგივება არაა საკმაოდ დასაბუთებული, და დრუდეც ამით სარგებლობდა, მხოლოდ როგორც პირველი მიახლოებით, რათა საკითხი გაემარტივებია და საშუალება ჰქონოდა აირთა კინეტიკური თეორიის ზოგიერთი მზა ფორმულა გამოეყენებია.

დრუდეს ძირითადი იდეა ლითონებში თავისუფალი ელექტრონების არსებობის შესახებ დადასტურებულ იქნა ამერიკელ მეცნიერის ტოლმენის (Tolmen) შესანიშნავი ცდებით, რომლებიც მან 1913-სა და 1923 წლებში აწარმოვა. ეს ცდები შემდეგ მოსაზრებებზეა დაფუძნებული. წარმოვიდგინოთ ლითონის სწრაფად მოძრავი ნაპერი, რომელიც ამის შემდეგ უეცრად ჩერდება. ადვილი გასაგებია, რომ სიჩქარის ცვლილება მყისვე არ გადაეცემა თავისუფალ ელექტრონებს, რომლებიც ლიდონის მოძრაობის შეწყვეტის შემდეგაც განაგრძობენ მოძრაობას. მაგრამ ლითონის შიგნით ყველა თავისუფალი ელექტრონის ერთი მიმართულებით მოძრაობა ლითონში ელექტრული დენის წარმოშობას წარმოადგენს. იგივე ითქმის ლითონის მოძრაობის აჩქარების ან შენელების ყოველი შემთხვევის შესახებაც. ანგარიში გვიჩვენებს, რომ ასეთ პირობებში ლითონში აღძრული დენი მეტისმეტად სუსტი უნდა იყოს და ᲘᲘᲡᲘ გამომჟღავნება დიდ ექსპერიმენტულ სიძნელეს წარმოადგენს. მაგრამ ტოლმენმა, რომელიც ლითონის ნაპრის ძლიერ ჩქარი რხევებით სარგებლობდა, მოახერხა ყოველი სიძნელის გადალახვა და დაამტკიცა ლითონში დენის არსებობა და გაზომა მისი სიდიდე. ის ტოლი აღმოჩნდა იმ სიდიდისა, რომელსაც მეტად მარტივი წინასწარი გამოთვლა გვაძლევს. ამ ცდამ ცხადჰყო ლითონში თავისუფალი ელექტრონების არსებობა და სამუდამოდ მოსპო შესაძლებლობა იმ აზრისა, რომ ოდესმე უარყოფილი იქნებოდა თავისუფალი ელექტრონების არსებობა. ჩვენ შემდეგ დავინახავთ, რომ ასეთ უარყოფას ადგილი მაინც ჰქონდა.

ეყრდნობოდა რა ზემოხსენებულ წარმოდგენებს, დრუდემ შესძლო დაემტკიცებია, რომ ისინი ადვილად და მარტივად მიგვიყვანენ ომის კანონამდე, რომელიც ელექტროდინამიკის საფუძველია, და რომ ისინი, სხვათაშორის, განსაზღვრავენ იმ დამოკიდებულებას, რომელიც არსებობს გამტარობისა და გამტარის ზომათა შორის და რომელიც ექსპერიმენტულადაა დადგენილი. დრუდემ ივარაუდა, რომ გარეგანი ელექტრომამოძრავებელი ძალის გავლენით ელექტრონები დაძატებით სიჩქარეს იძენენ ამ ძალის მიმართულებით. ეს დამატებითი სიჩქარე, ე. ი. მთელი ელექტრონული აირის ერთი მიმართულებით მოძრაობა წარმოადგენს სწორედ იმ ელექტრულ დენს, რომელიც გარე ელექტროძალის გავლენით აღიძვრება. უბრალო გამოთვლა მიგვიყვანს ომის კანონამდე. ამგვარად, ელექტროდენი ანალოგიურია ფორებიან სხეულში აირის დინებისა. ფორებიან სხეულის როლს აქ ასრულებს ლითონის კრისტალური ჩონჩხი, რომელიც ამ ლითონის იონების მიერაა შექმნილი; ეს რაღაც ქარის მსგავსია. ცნობილია, რომ გამტარი თბება მასში დენის გავლის დროს და ამ მომენტში მასში, ეგრეთწოდებული, ჯოულის სითბო გამოიყოფა. მისი წარმოშობა ასე აიხსნება: ელექტრონები, რომელთაც დამატებითი სიჩქარე და, მაშასადამე, და-

მატებითი კინეტიკური ენერგიაც შეიძინეს, დაჯახებათა დროს გადასცემენ ამ ენერგიას ლითონის იონებს, რომელთა სითბური მოძრაობა ამის გამო ძლიერდება.

განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია ის გარემოება, რომ ელექტრონული აირის ჰიპოთეზამ შესძლო სრული ახსნა ვიდემანისა და ფრანცის კანონისა, რომელიც (1) ტოლობით გამოიხატება. აირების კინეტიკური თეორია დიდი ხანია გაერკვა აირების სითბოგამტარობის საკითხში და მისთვის მზა ფორმულები მოგვცა. თუ ამ უკანასკნელებით ვისარგებლებთ, მაშინ შეიძლება იმ დამატებითი სითბოგამტარობის გამოთვლა, რომელსაც უნდა შეიცავდეს ლითონი მასში ელექტრონული აირის არსებობის გამო. აღმოჩნდა, რომ თუ ამ გზით წარმომდგარ დამატებით სითბოგამტარობას ლითონის მთელ k სითბოგამტარობად ჩავთვლით, ე. ი. თუ ლითონის უფრო გამთბარ ადგილიდან ნაკლებად გამთბარ ადგილისაკენ სითბოს გადაცემის დროს უმთავრეს როლს ელექტრონულ აირს მივაკუთვნებთ, ელექტროგამტარობისთვის კი ომის კანონიდან მიღებულ გამოთქმას ჩავსვამთ, მაშინ სწორედ (1) ტოლობას ექნება ადგილი. ამასთან განსაკუთრებით საკვირველია, რომ ელექტრო-და სითბოგამტარობათა ერთეულის არჩევაზე დამოკიდებული α რიცხვი, ძალიან უახლოვდება იმ მნიშვნელობას, რომელსაც გვაძლევს k და s სიდიდის ექსპერიმენტული გაზომვა. ასე, მაგალითად, ზემოხსენებულ ერთეულების ერთგვარი შერჩევის დროს თეორია გვაძლევს α რიცხვს, რომელიც 2,27. 10^6-ს ტოლია, ცდა კი მთელი რიგი ლითონებისათვის 2,40 · 10^6 -ის მახლობელ რიცხვებს გვაძლევს. ამაში მდგომარეობს ლითონთა ელექტრონული თეორიის დიდი გამარჯვება.

მაგრამ, დეტალურმა ანალიზმა მალე გამოაშკარავა, რომ ეს თეორია დაავადებულია შინაგანი წინააღმდეგობით, რომელიც შემდეგში მდგომარეობს. თუ კი ლითონის სითბოგამტარობა ელექტრონული აირის სითბოგამტარობით ამოიწურება, მაშინ ამ ლითონის იონთა რხევითი მოძრაობის სითბური ენერგია არსებულ ელექტრონთა მოძრაობის სითბური ენერგიით სავსებით უნდა განისაზღვრებოდეს; ეს კი შესაძლებელია მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როდესაც მოცულობის ამ ერთეულში მოთავსებულ ელექტრონთა რიცხვი მეტად დიდია და ამ ერთეულში არსებულ იონთა რაოდენობასთან შესადარებელი. მაგრამ ამას შემდეგი გარემოება ეწინააღმდეგება. ყველასათვის კარგად არის ცნობილი, რომ დიულონგისა და პტის კანონის მიხედვით ლითონის გრამ-ატომის სითბოტევადობა ანუ ეგრეთწოდებული, ატომური სითბოტევადობა 6-ს უდრის და ასეც უნდა იყოს, თუ მოვიგონებთ, რომ ლითონის სითბური ენერგია მისი ატომების მოძრაობის კინეტიკური ენერგიით განისაზღვრება. თუ კი დავუშვებთ, რომ თავისუფალი ელექტრონების რიცხვი ლითონში იმავე რიგობისაა, როგორც იონების რაოდენობა, მაშინ ლითონის ატომური სითბოტევადობა გაცილებით მეტი უნდა იყოს 6-ზე. მაგრამ, ის ფაქტი, რომ ეს სითბოტევადობა მაინც მხოლოდ ამ რიცხვს უდრის, ამტკიცებს, რომ სითბოტევადობის საკითხში ელექტრონული აირი თითქმის არავითარ როლს არ ასრულებს. ეს კი შესაძლებელია მხოლოდ იმ შემთხვევაში,

თუ თავისუფალ ელექტრონთა რიცხვი მეტად მცირეა იონების რაოდენობასთან შედარებით. ამგვარად, მივიღეთ ორი ერთიმეორის საწინააღმდეგო შედეგი: ვიდემანისა და ფრანცის კანონის გამოყვანა გვიჩვენება, რომ თავისუფალ ელექტრონთა რიცხვი დიდი უნდა იყოს, დიულონგისა და პტის კანონის თანხმად კი ასეთ ელექტრონთა რიცხვი ლითონის იონიზირებულ ატომთა რაოდენობასთან შედარებით მეტისმეტად მცირეა.

§ 3. გ. ა. ლორენცის, ი. ი. ფრენკელის და ჯ. ჯ. ტომსონის შრომები.

თავისი გამოთვლების დროს დრუდე გულისხმობდა, რომ ყველა თავისუფალი ელექტრონი ერთი და იგივე სიჩქარით მოძრაობს. მაგრამ დრუდეს ნაშრომის შემდეგ მალე გამოქვეყნდა სახელოვანი ჰოლანდიელი მეცნიერის ჰ. ა. ლორენცის (*H. A. Lorenz*) სტატია, რომელშიაც ის უფრო ღრმად ანვითარებს მოძღვრებას ელექტრონული აირის შესახებ და მიუყენებს მას მაქსველის კანონს, ე. ი. ლითონის თავისუფალი ელექტრონების სიჩქარეთა ისეთივე განაწილებას გულისხმობს, როგორც ჩვეულებრივი აირის ნაწილაკებისათვის. მაგრამ დრუდეს თეორიის ამ გაუმჯობესებამ უკეთეს კი არა, არამედ უარეს შედეგამდე მიიყვანა ეს თეორია, ვინაიდან ვიდემანისა და ფრანცის კანონში α რიცხვისათვის 2-ჯერ უფრო მცირე მნიშვნელობას გვაძლევს, ვიდრე ცდებიდან, (1) ტოლობის თანახმად, აირის მიღებული.

შემდეგში ადგილი ჰქონდა მრავალ მცდელობას შეეტანათ მოძღვრებაში ელექტრონული აირის შესახებ სხვადასხვაგვარი ცვლილება. მოვიყვანოთ ერთი მათგანი, რომელიც ინგლისელ მეცნიერ ჯ. ჯ. ტომსონს ეკუთვნის და რომელიც მან 1915 წ. განავითარა. მან დაუშვა, რომ ელექტრონები თავისუფლად კი არ მოძრაობენ იონებს შორის და მხოლოდ შემთხვევით განიცდიან მათთან დაჯახებას, არამედ ისინი განუწყვეტლივ თითქო გადადიან ერთი ატომიდან მეორე მეზობელ ატომში. თუ გარე ელექტრული ძალები არ არსებობს, მაშინ ეს გადაცემა ხდება უწესრიგოდ და ყველა მიმართულებით. ელექტრული ველი კი ხელს უწყობს ელექტრონთა გადაცემას მოქმედი ელექტროძალის მიმართულებით. აი სწორედ ელექტრონთა გადაცემის ეს ზედმეტობა განსაზღვრავს ელექტროდენის წარმოშობას ლითონში. როდესაც ტემპერატურა აიწევს და ლითონის ატომთა სითბური მოძრაობა გაიზრდება, მაშინ წესიერი გადაცემა ირღვევა, დენის ძალა მცირდება, რაც ფაქტიურად ელექტროგამტარობის შემცირებას ნიშნავს. მეტად დაბალი ტემპერატურის დროს, როდესაც ატომთა მოძრაობა მეტად სუსტია, ლითონში ელექტრონების ჩაკეტილი გზები წარმოიშობა. ამ გზებით ელექტრონები განუწყვეტლივ და წესიერად მოძრაობენ. გარე ველი ამ გზებს თავისი საკუთარი მიმართულებით ალაგებს, რითაც აიხსნება ზეგამტარებში არსებული დენის უწყვეტობა (თ. XIII, §2). მაგრამ, არც ეს გონებამსვილი თეორია ჩითვლება მისაღებად, ვინაიდან მან ვერ გადასწყვეტა მთელი რიგი საკითხებისა.

იყო ისეთი დროც, როდესაც ფიქრობდნენ, რომ ტემპერატურის დაცემასთან ერთად უნდა შემცირდეს ელექტრონების მოძრაობის უნარიც, როგორც ამბობდნენ, ელექტრონები ატომებზე უნდა „მიყინულიყო". აქედან გამომდინარეობს, რომ სითბოგამტარობა მეტად დაბალი ტემპერატურის დროს ისევ

უნდა შემცირებულიყო და ნულს მიახლოვებოდა. ეს აზრი გააბათილა ზეგამტარების აღმოჩენამ. 1924 წ. გამოქვეყნდა რუსი მეცნიერის ი. ი. ფრენკელის (ლენინგრადში) მიერ დეტალურად შემუშავებული ლითონთა ელექტრონული თეორია. ის ემყარებოდა იმ გულვებას, რომ თავისუფალი ელექტრონები ლითონში აბსოლუტური ნულის ტოლი ტემპერატურის დროსაც კი მოძრაობის ფრიად დიდ კინეტიკურ ენერგიას შეიცავს, რომელიც თითქმის არ იცვლება ტემპერატურის აწევის გამო, და რომ თავისუფალ ელექტრონთა რიცხვი დაახლოვებით ლითონში იონების რაოდენობის ტოლია. ასეთ დასკვნამდე ფრენკელი მიიყვანა ლითონთა ორთქლების თხევად და მყარ მდგომარეობაში გადასვლის ვანხილვამ. ცნობილია, რომ ლითონთა ორთქლები ელექტრონებს არ ატარებს, ეს კი იმის მაჩვენებელია, რომ ისინი თავისუფალ ელექტრონებს არ შეიცავენ. ჩვენ ვიცით აგრეთვე, რომ ლითონის ატომებში გარე (ვალენტური) ელექტრონები სუსტადაა გულთან დაკავშირებული და ადვილად მოსწყდება მას, მაშინ როდესაც არალითონურ ელემენტთა (მეტალოიდების) ატომებში ეს კავშირი მეტად მტკიცეა. ეს ელემენტები მყარ და თხევად მდგომარეობაში ელექტრობის არგამტარებს (დიელექტრიკებს) წარმოადგენს. ბოლოს, აღმოჩნდა, რომ ბორის თეორიის მიხედვით, ლითონის ატომებში გარე ელექტრონები გაჭიმულ ელიფსებზე მოძრაობს, ე. ი. გულის ირგვლივ ყოველი გარემოქცევის დროს დიდად შორდება მას, მაშინ როდესაც მეტალოიდთა ატომების ვალენტური ელექტრონები ნაკლებად გაჭიმულ ორბიტებზე მოძრაობს.

ლითონის ორთქლში ატომთა შორის საშუალო მანძილი საკმაოდ დიდია შედარებით ვალენტურ ელექტრონთა ორბიტებთანაც კი, რის გამოც ეს ელექტრონები საკმაოდ ვერ უახლოვდება მეზობელ ატომებს და თავის „პატრონებთან“ მაგრად მიკრული რჩება. მაგრამ ორთქლის კონდენსაციის შემდეგ, ე. ი. როდესაც ლითონი თხევად ან მყარ მდგომარეობაში გადადის, ატომები ძლიერ უახლოვდება ერთმანეთს და მაშინ გარე ელექტრონები ადვილად გადადის ერთი ატომიდან მეორეში, ამასთანავე ისინი ასრულებენ თვითეული ატომის ირგვლივ ერთ ან ყოველ შემთხვევაში რამდენიმე ბრუნვას. ამგვარად, ეს ელექტრონები იწყებენ ხეტიალს მთელ იმ მოცულობაში, რომელიც ლითონს უჭირავს. ეს სწორედ ის თავისუფალი ელექტრონებია, რომლებიც „ელექტრონულ აირს“ წარმოადგენს. ისინი სავსებით თავისუფალი არ არიან, მაგრამ არც თვითეული მათგანია მიმაგრებული განსაზღვრულ ატომთან.

აქ უნდა აღინიშნოს, რომ ფრენკელის ძირითადი დებულებანი ცხადჰყოფს, თუ რატომ არ ახდენს ან თითქმის არ ახდენს გავლენას ელექტრონული აირი ლითონის სითბოტევადობაზე. ფრენკელი გვაძლევს საკუთარ თეორიას ელექტრო და სითბოგამტარობის შესახებ, გამოჰყავს ვიდემანისა და ფრანცის კანონი და გვიჩვენებს იმ პირობებს, რომელთა დროსაც ეს კანონი სწორი უნდა იყოს. ფრენკელის თეორიამ ვერ დააჯერა და ვერ დააკმაყოფილა ის მეცნიერები, რომლებიც ფიქრობდნენ, რომ მოძღვრება ლითონში თავისუფალი ელექტრონების არსებობის შესახებ უნდა უარყოფილ იქნეს. ჯერ კიდევ 1928 წელს იმ აზრისანი იყვნენ, რომ ლითონში არავითარი თავისუფალი ელექტრონები არ არსებობენ.

§ 4. ზომერფელდის მოძღვრება

მაგრამ სწორედ 1928 წელს მოხდა დიდი გარდატეხა გერმანელ მეცნიერის ა. ზ ო მ ე რ ფ ე ლ დ ი ს შესანიშნავი ნაშრომის გამოქვეყნებასთან დაკავშირებით. ამ დროისათვის უკვე მნიშვნელოვანად განვითარდა ის ახალი მ ი კ რ ო მ ე ქ ა ნ ი კ ა, რომელსაც ამ წიგნის უკანასკნელი თავი მივუძღვენით, და რომლის მძლავრი აყვავება 1926 წელში დაიწყო, თუმცა მისი ფესვები 1924 წლამდე ადის. ზომერფელდმა ისარგებლა ახალი მექანიკის საფუძვლებით და აგრეთე ზოგიერთი, ფრიად მნიშვნელოვანი, ახალი პრინციპით, რომელთა შესახებ შეეცდებით ერთგვარი წარმოდგენის მოცემას.

პირველად უნდა მოვიხსენოთ ის შესანიშნავი პრინციპი, რომელსაც მისი აღმომჩენის, გერმანელი მეცნიერის, სახელის მიხედვით პაულის პრინციპს ანუ პ ა ო ლ ი ს ა ღ კ რ ძ ა ლ ვ ა ს (*Pauli—Verbot*) უწოდებენ. მეოთხე თავის 8 §-ში გავიცანით ცნება დ ა კ ვ ა ნ ტ ე ბ ი ს შესახებ და აგრეთვე ის სიდიდენი, რომლებსაც თერმებს უწოდებენ. ჩვენ იქ დავინახეთ, რომ ატომის გულის ირგვლივ მბრუნავ ელექტრონებისათვის დაკვანტუბა გვაძლევს ორბიტის სახესა და სიდიდეს, ზოგჯერ კი სივრცეში მის მდებარეობასაც. მაგრამ საკითხი დაკვანტების შესახებ ამით სრულიადაც არ ამოიწურება. აქ შევიტანოთ ერთი მნიშვნელოვანი დამატება. მეორე თავის 5§-ში გაკვრით მოვიხსენიეთ მ ბ რ უ ნ ა ვ ი ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ ე ბ ი. მ ა თ ი ბ რ უ ნ ვ ი ს ს ი ჩ ქ ა რ ე,—როგორც ერთი იმ სიდიდეთაგანი, რომელიც განსაზღვრავს „ელექტრონის მდგომარეობას“ და, მაშასადამე, იმ ატომის მდგომარეობასაც, რომლის შემადგენლობაში ეს ელექტრონი შედის. დაკვანტებას უნდა დაუქვემდებაროთ, ე. ი. უნდა მოიძებნოს წინასწარ დადგენილი წესების მიხედვით (თ. IV. § 8), ამ სიჩქარის შ ე ს ა ძ ლ ე ბ ე ლ ი მნიშვნელობანი. ამასთანავე აღმოჩნდა, რომ შესაძლებელია მხოლოდ ორი შემთხვევა, სახელდობრ, ორი ერთნაირი კუთხური სიჩქარის მქონე, მაგრამ ერთიმეორის საწინააღმდეგო მხრით მიმართული ბრუნვა. ჩვენ გვაქვს მხოლოდ ორი შესაძლებელი სხვადასხვა კვანტური რიცხვი. ამგვარად ატომის თვითეულ გარე ელექტრონს ახასიათებს რამდენიმე (ჩვეულებრივ ოთხი) კვანტური რიცხვი. ატომის ენერგია მასში შემავალ ყველა ელექტრონის ყველა კვანტური რიცხვით განისაზღვრება.

პ ა უ ლ ი ს პრინციპ (1927 წ.) ლაპარაკობს, რომ კ ვ ა ნ ტ უ რ ი რ ი ც ხ ვ თ ა თ ვ ი თ ე უ ლ ჯ გ უ ფ ს შ ე ი ძ ლ ე ბ ა მ ხ ო ლ ო დ დ ა მ ხ ო ლ ო დ ე რ თ ი ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ ი შ ე ე ს ა ბ ა მ ე ბ ო დ ე ს. ორი ელექტრონი ეკვივალენტურია, თუ მათი კვანტური რიცხვები ყველა ერთნაირია. პაულის პრინციპი შეიძლება კიდევ ასე გამოითქვას: ა ტ ო მ შ ი ა რ შ ე ი ძ ლ ე ბ ა ი ყ ო ს ო რ ი (ან მ ე ტ ი) ე კ ვ ი ვ ა ლ ე ნ ტ უ რ ი ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ ი. თვითეულ ელექტრონს უნდა ჰქონდეს კვანტურ რიცხვთა საკუთარი ჯგუფი. მიზეზი, რომელიც შეუძლებელს ხდის ატომში თუნდაც ორი ეკვივალენტური ელექტრონის არსებობას, ჩვენთვის უცნობია. ამის გამო პაულის პრინციპი ერთგვარი დეკრეტის ან აღკრძალვის შთაბეჭდილებას ახდენს; აქედან წარმოსდგა პაულის „აღკრძალვის“ სახელწოდება. შეგვიძლია ასეც ვსთქვათ: რამდენი გარე ელექტრონიც არ უნდა იყოს ატომში, თვითეული მათგანი ყველა დანარჩენისაგან უნდა განსხვავდებოდეს

თუნდაც ერთი კვანტური რიცხვით, მაგალითად, იმ რიცხვით, რომლითაც ელექ-ტრონის ბრუნვის კუთხური სიჩქარე ერთი ან მეორე მოწინააღმდეგე ნიშნით (ე. ი. +ან—) განისაზღვრება.

უნდა აღვნიშნოთ, რომ პაულის აღკრძალვა ნათელჰყოფს K, L, M და ა. შ. შრეების (თ. IV, §4 და 5) და მათში არსებული ქვეჯგუფების აშენებისა და დაშენების ხასიათს. ელექტრონების რაოდენობა თვითეულ შრესა და თვი-თეულ ქვეჯგუფში არ შეიძლება იყოს განსაზღვრულ რიცხვზე მეტი. როდესაც შრე ან ქვეჯგუფი შეესებულია, მაშინ ხელთა გვაქვს კვანტურ რიცხვთა ამ შემთხვევისათვის ყველა შესაძლებელი შეჯგუფება. არ შეიძლება არც ერთი ელექტრონის დამატება, ვინაიდგან მაშინ მისი კვანტური რიცხვები აღებულ შრესა თუ ქვეჯგუფში უკვე არსებული რომელიმე ელექტრონის კვანტურ რიცხვთა თანაბარი აღმოჩნდებოდა, რაც „აღკრძალულია". უნდა დაწყებულ იქნეს ახალი შრის ან ქვეჯგუფის შენება, რომელშიაც ერთი კვანტური რიცხვთაგანი აუ-ცილებლად განსხვავდება წინანდელი შრისა ან ქვეჯგუფის დამახასიათებელი რიცხვისაგან. ავიღოთ უმარტივესი შემთხვევა: K შრე. მასში შესაძლებელია მხოლოდ ორი დაკვანტება, რომელთაგანაც პირველი გამოიხატება ტოლობით (5), თ. IV, § 3. ამასთანავე K შრისათვის გვექნება $K=1$. მეორე დაკ-ვანტება ელექტრონთა ბრუნვითი მოძრაობის მიმართულებასა და სიდიდეს გვაძ-ლევს; ჩვენ ვნახეთ, რომ ის შეიცავს მხოლოდ ორ კვანტურ რიცხვს, რომელთაც სხვადასხვა ნიშანი აქვს. ცხადია, რომ K შრეში მხოლოდ ორი ელექტრონი შეიძლება იყოს, ვინაიდან მესამის არსებობა დაუშვებელია პაულის აღკრძალვის თანახმად. მსგავსივე გზით შეიძლება იმის ჩვენება, რომ L შრეში 8 ელექტრონ-ზე მეტი ვერ იარსებებს, M შრეში—18 ელექტრონზე მეტი და ა. შ.

ტემპერატურის აბსოლუტური ნულის დროს ატომებს ნორმალურ, აუღგზ-ნებელ მდგომარეობაში ენერგიის მინიმუმი უნდა ჰქონდეს. მაგრამ, პაულის აღკრძალვის გამო ეს მინიმუმი აბსოლუტური კი არ არის, არამედ მხოლოდ შეფარდებითია, ე. ი. ენერგიას არა აქვს ის უმცირესი მნიშვნელობა, რომელიც კი წარმოსადგენია აღებული ატომგულისა და გარე ელექტრონთა მოცემული რაოდენობისათვის. შემზღუდავი აღკრძალვა რომ არ არსებობდეს, მაშინ ყველა ელექტრონი იმ ერთდაიმავე მანძილზე გადავიდოდა, რომელიც ატომგულთან უახლოესია, ე. ი. K შრეში მოთავსდებოდა, მაგრამ ეს შეუძლებელია, რადგანაც ამ შრეში მხოლოდ ორ ელექტრონს შეუძლია არსებობა და ისიც იმ პირობით, რომ მათი ბრუნვის ღერძებს (უმჯობესია მათ მაგნიტური ღერძები ეუწოდოთ, ვინაიდან მბრუნავი ელექტრონი იმავე დროს პატარა მაგნიტია) ერთი მეორის საწინააღმდეგო მიმართულება უნდა ჰქონდეს.

გადავდიეართ მეორე მეცნიერულ მიღწევაზე, რომელშაც მეცნიერება გაამდიდრა: ეს მიღწევა ეკუთვნის ახალგაზრდა იტალიელ მეცნიერს ე. ფერ-მის (*E. Fermi*). 1926 წელს ე. ფერმიმ პაულის აღკრძალვის იდეა, რომე-ლიც ატომის სტრუქტურას ეხებოდა, სულ სხვა დარგში გადაიტანა. ჩვენ და-ვინახეთ, რომ მაქსველმა მიზნად დაისახა გამოერკვია სიჩქარეთა ანუ, უკეთ რომ ვსთქვათ, მოძრაობის კინეტიკურ ენერგიათა განაწილება მოცემული აირის ნაწილაკებს შორის. ჰ. ა. ლორენცმა დაუშვა, რომ ელექტრონული

აირიც ლითონში მ ა ქ ს ვ ე ლ ი ს ამავე განაწილებას ემორჩილება. მაგრამ, ჩვენ იქვე დავინახეთ, რომ დ რ უ დ ე ს თეორიაში ასეთი ცვლილებების შეტანით გამოთვლის შედეგი კი არ გაუმჯობესდა, არამედ გაუარესდა. ფ ე რ მ ი ს იდეის რამოდენიმედ ნათელსაყოფად და პ ა ო ლ ი ს პრინციპთან მისი კავშირის არსებობის გამოსამეღავნებლად იძულებული ვართ დავკმაყოფილდეთ ზოგიერთი ანალოგიებით, ვინაიდან აქ შესაძლებლობა არა გვაქვს ამისთვის საჭირო მეტად რთულ მათემატიკურ დასაბუთებას შეეუდგეთ.

ისტორიულად შესაძლებელია აღვნიშნოთ ჩ ე ე უ ლ ე ბ რ ი ვ ი ან ელექტრონული აირის ნაწილაკთა შორის ენერგიათა განაწილების სამი მეთოდი. ამის მაგივრად შეიძლება აგრეთვე ვილაპარაკოთ ნაწილაკთა მოცემული რიცხვის განაწილებაზე სხვადასხვა უჯრედს შორის, რომელთაგან თვითეული განსაზღვრულ ენერგიას შეესაბამება. ჩვენ აქ არ შევეხებით ამასთან დაკავშირებულ საკითხს იმის შესახებ, თუ როგორია აღებულ მომენტისათვის ნაწილაკთა განაწილება მოცემული აირის მიერ დაკავებულ სივრცეში. ზემოხსენებული სამი მეთოდის ილუსტრაციისათვის ჩვენ აქ მივმართავთ „განაწილების“ მეტისმეტად მარტივ შემთხვევას, რომელიც ერთგვარ წარმოდგენას მაინც მოგვცემს იმის შესახებ, თუ რაში მდგომარეობს საქმე. დავუშვათ, რომ საჭიროა განაწილდეს ორი a და b ბურთი ორი A და B ჭურჭელს შორის. ხსენებული სამი მეთოდი შემდეგში მდგომარეობს.

1. კლასიკური მეთოდი, რომლითაც მ ა ქ ს ვ ე ლ ი სარგებლობდა და რომელიც განსაკუთრებით ავსტრიელმა მეცნიერმა ბ ო ლ ც მ ა ნ მ ა (*Boltzmann*) განავითარა, იმაში მდგომარეობს, რომ ყოველი ნაწილაკი არამც თუ დამოუკიდებლად არსებობს, რაც თავისთავად იგულისხმება, არამედ ეს ნაწილაკები თითქოს დანომრილია, ასე რომ, ერთი ნაწილაკის მეორით შეცვლა, ე. ი. ორი ნაწილაკის გადასმა უკვე ახალ განაწილებას გვაძლევს. ამ შემთხვევაში შესაძლებელია ორ A და B ჭურჭელში a და b ბურთის ოთხი სახით განაწილება, სახელდობრ:

A	B		
ab	—	ორივე ბურთი A-შია	a A—შია, b კი B-ში
—	ab	ორივე ბურთი B-შია	b A-შია, a კი B-ში
a	b		
b	a		

არავითარი შემზღუდავი პირობა არ არსებობს.

2. ინდოეთის მეცნიერმა ბ ო ზ ე მ (*Bose*) განაწილების სხვა მეთოდი წამოაყენა, რომლითაც ა ი ნ შ ტ ა ი ნ ი სარგებლობდა ზოგიერთ თავის ნაშრომში და ამიტომ ეს მეთოდი ბ ო ზ ე - ა ი ნ შ ტ ა ი ნ ი ს მეთოდის სახელით არის ცნობილი. აინშტაინმა ეს მეთოდი გამოიყენა, სინათლის კ ვ ა ნ ტ ებ ი ს ა თ ვ ი ს, რომლებიც აქ იდენტიურად ითვლებიან, თუ მათ ერთნაირი სიდიდე $\varepsilon = h\nu$, ე. ი. ერთნაირი სიხშირე აქვთ (თ. 3. §3). მათი გადასმა ახალ განაწილებას არ გვაძლევს და განაწილებათა რიცხვი ამის გამო უდრის მხოლოდ ს ა მ ს.

A	B	
ab	—	ორივე ბურთი A-შია
—	ab	ორივე ბურთი B-შია
a	b	ერთი ბურთი A-შია, მეორე კი B-ში.

3. პაული-ფერმის მეთოდი. პაულის პრინციპი შეუძლებლად აღიარებს ატომში ორი სავსებით ერთნაირ მდგომარეობაში მყოფი, ე. ი. ერთი და იგივე კვანტური რიცხვების მქონე ელექტრონების არსებობას. თუ ამ იდეას ჩვენს მაგალითზე გავავრცელებთ, მაშინ ვიტყვით, რომ შეუძლებელია ორი ბურთი ერთ ჭურჭელში იყოს. მაშ შესაძლებელი რჩება მხოლოდ ორი სახის განაწილება:

A	B	
a	b	აუხსნელადაც ნათელია
b	a	

აი ამ ორი, ერთნაირ მდგომარეობაში მყოფი ნაწილაკის აღკრძალვის იდეა ფერმიმ გამოიყენა აირებისათვის და ამასთანავე სიჩქარეთა ისეთი განაწილება მიიღო, რომელიც მაქსველის განაწილებისაგან არსებითად განსხვავდება. მოძრაობის თვითეული მიმართულებისათვის მხოლოდ ერთი ნაწილაკი არსებობს და ეს სამართლიანია ფრიად დიდი სიჩქარეებისათვისაც კი. ფერმის მოძღვრება ახალ პასუხს გვაძლევს იმ საკითხის შესახებ, რომელიც განიხილავს აირის ენერგიის დამოკიდებულებას ტემპერატურაზე. ძველმა თეორიამ იმ დასკვნამდე მიგვიყვანა, რომ აირის ენერგია აბსოლუტური T (t° +273, 1°) ტემპერატურის პროპორციულია. მაშასადამე, ტემპერატურის აბსოლუტური ნულის დროს ეს ენერგია ნულს უდრის. ფერმის თეორია $T=0$-სთვის გვაძლევს აირის ენერგიის ერთგვარ მნიშვნელობას, რომელიც დაბალი ტემპერატურების დროს არაა დამოკიდებული ტემპერატურაზე, შემდეგ ნელნელა იზრდება და მხოლოდ შედარებით მაღალი ტემპერატურების შემთხვევაში უტოლდება იმ სიდიდეს, რომელსაც ძველი თეორია გვაძლევდა.

ზომერფელდმა ფერმის თეორია ლითონში არსებული ელექტრონული აირისათვის გამოიყენა, მაქსველის იმ თეორიის ნაცვლად, რომლითაც ჰ. ა. ლორენცი სარგებლობდა. აღმოჩნდა, რომ $T=0$-ისათვის ელექტრონების საშუალო კინეტიკური ენერგია არ უდრის ნულს (ისინი ატომებზე არ არიან მიყინულნი), და ეს ენერგია მით უფრო დიდია, რაც უფრო კონცენტრირებულია აირი, ე. ი. რაც უფრო შეკუმშულია იგი. ელექტრონების რაოდენობა ლითონის გარკვეულ მოცულობაში დაახლოებით ამ ლითონის ატომთა რიცხვს უდრის. ელექტრონთა სიჩქარე დაახლოებით იმ სიჩქარის ტოლია, რომელიც აქვს გარე (ვალენტურ) ელექტრონებს ცალკეულ ატომში. სიჩქარის გადიდება ფრიად მცირეა $T=0$-დან ჩვეულებრივ ტემპერატურამდეც კი. ასეთი

დიდი სიმკვრივის ელექტრონული აირის სითბოტევადობა უმნიშვნელოდ მცირე სიდიდეა: ეს ასეც უნდა ყოფილიყო (§2) ცდების მონაცემთა მიხედვით.

ზ ო მ ე რ ფ ე ლ დ მ ა გამოთვალა s ელექტროგამტარობა და k სითბოგამტარობაც. სამწუხაროდ მის მიერ მიღებულ ტოლობათა შემოწმება ცდებით შეუძლებელია, რადგანაც ამ ტოლობებში ელექტრონთა გზის (§2) საშუალო l სიგრძე შედის, რაც ჩვენთვის უცნობია, მაგრამ, თუ კი k-ს გავყოფთ s-ზე, მაშინ გზის საშუალო სიგრძე შეიკვეცება და მივიღებთ ჩვენთვის ცნობილ (1) ტოლობას:

$$\frac{k}{s}=\alpha T,$$

სადაც α რ ი ც ხ ვ ი ს მ ნ ი შ ვ ნ ე ლ ო ბ ა მ შ ვ ე ნ ი ვ რ ა დ ე თ ა ნ ხ მ ე ბ ა ც დ ე ბ ი თ მ ი ღ ე ბ უ ლ შ ე დ ე გ ს. თ უ კ ი ლ ი თ ო ნ ე ბ ი ს ა თ ვ ი ს ავიღებთ ჩვენთვის ცნობილ ელექტროგამტარობას და მის დამოკიდებულებას ტემპერატურაზე, მაშინ შეგვიძლია საინტერესო დასკვნები მივიღოთ ელექტრონთა გზის საშუალო სიგრძის შესახებ ლითონში. გამოდის, რომ l უკუპროპორციულია აბსოლუტური T ტემპერატურისა. გზის თავისუფალი სიგრძე უსაზღვროდ იზრდება, როდესაც T ტემპერატურა ნულს უახლოვდება. l-ის სიგრძე ოთახის ტემპერატურის დროს დაახლოვებით მილიმეტრის ერთი მეათიათასედის ტოლია, ე. ი. უახლოვდება ისეთი აირის ნაწილაკთა გზის საშუალო სიგრძეს, რომელიც $0°$-ტემპერატურისა და ნორმალური წნევის (ვერცხლისწყლის სვეტის 760 მმ) ქვეშ იმყოფება. მაგრამ ასეთ აირში ნაწილაკები შორს არიან ერთმანეთზე. ე. ი. აირის კონცენტრაცია მცირეა. ელექტრონულ აირში კი, როგორც ვნახეთ, კონცენტრაცია ფრიად დიდია, ვინაიდან ის დაახლოებით ლითონში არსებულ ატომთა კონცენტრაციას უდრის. აქ, როგორც ჩანს, ელექტრონთა შედარებითი სიმცირე თამაშობს როლს, რომელიც დაჯახებათა ალბათობას ამცირებს. არ შეგვიძლია ზ ო მ ე რ ფ ე ლ დ ი ს შრომის დეტალებს შევეხოთ, რომელიც დიდად არის დაკავშირებული ახალ მიკრომექანიკასთან. მაგრამ ნათქვამიც საკმარისია იმის გასაგებად, რომ მეცნიერება სავსებით დაუბრუნდა ერთხანს უარყოფილ ძირითად შეხედულებას თ ა ვ ი ს უ ფ ა ლ ი ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ ე ბ ი ს შესახებ, რომლებიც ყ ო ვ ე ლ ი ლ ი თ ო ნ ი ს შ ი გ ნ ი თ ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ უ ლ ა ი რ ს წარმოშობენ.

§5. ელექტრონთა გამოფრქვევა ცხელ და ცივ სხეულებიდან

მოვლენა, რომელიც აქ იქნება განხილული, მეტისმეტად პოპულარული გახდა უკანასკნელ დროს, მას შემდეგ, რაც ამ მოვლენამ დიდი როლი შეასრულა იმ ადამიანთა—რადიომოყვარულთა—ყოველდღიურ ცხოვრებაში, რომლებიც ხარჯებს არ ერიდებოდნენ ოღონდ საშუალება ჰქონოდათ უშუალოდ მოესმინათ შორეული ადგილებიდან, მაგალითად, უცხოეთიდან, რადიოგადაცემები. საჭირო გახდა განსაკუთრებული სახის პატარა ნათურებით სარგებლობა, რომლებიც ჩვეულებრივ იყიდება და მრავალი სხვადასხვა სახელით არის ცნობილი, მაგალითად, კათოდური ნათურები, ნათურიანი დეტექტორები და ა. შ.

მოვლენის არსებითი მხარე იმაში მდგომარეობს, რომ საკმაოდ მაღალი ტემპერატურის დროს გახურებული ლითონის ზედაპირიდან ამოიფრქვევიან ელექტრონები. ეს მოვლენა ჯერ კიდევ 1884 წელში იქნა აღმოჩენილი ედისონის მიერ, როდესაც მან შეამჩნია, რომ სიცარიელეში ხდება ელექტრული მუხტის გადატანა გახურებული სხეულიდან ახლოს მყოფ სხეულზე. 1900 წლიდან განსაკუთრებით მრავალმხრივად გამოიკვლია ეს მოვლენა ო. ვ. რიჩარდსონმა. მან შემოიღო ტერმინები: თერმოიონური დენი იმ ელექტრული დენისთვის, რომელიც გახურებული სხეულიდან გამოდის, და თერმოიონები, იმ ნაწილაკებისათვის, რომლებიც ასეთი სხეულიდან გამოიფრქვევა. ჩვენ დავინახავთ, რომ თერმოიონებად შეიძლება იყოს არა მარტო ელექტრონები, არამედ აგრეთვე დადებითი იონებიც, ე. ი. ატომები და მოლეკულები, რომელთაც ერთი ან რამდენიმე ელექტრონი დაუკარგავთ.

რიჩარდსონი ლითონის გახურებული ფირფიტის პირდაპირ სიცარიელეში ათავსებდა მეორე, ციე ფირფიტას, რომელიც ელექტრომეტრთან იყო შეერთებული. ფირფიტებს შორის პოტენციალთა ისეთი ნიშნის ერთგვარი V სხვაობა მყარდებოდა, რომლის ზეგავლენით თერმოიონები გახურებული ფირფიტიდან ცივისაკენ მოძრაობდნენ. ჩვეულებრივად კი გახურებულ ფირფიტის მაგივრად პლატინის ან ვოლფრამის მავთულს ხმარობენ, რომელსაც ელექტროდენით ახურებენ; ცივი ფირფიტის მაგივრად ისეთი თხელკედლებიანი ღრუ-ცილინდრით სარგებლობენ, რომლის ღერძის გასწვრივაც დაპიმულია გასახურებელი მავთული. ელექტრომეტრის მაგივრად კი ხმარობენ მგრძნობიარე გალვანომეტრს, რომელიც დედამიწასთანაა შეერთებული და რომელიც თერმოიონური დენის ძალას ზომავს. ეს საშუალებას გვაძლევს ამპერებით გამოვხატოთ იმ დენის ძალა, რომელიც გახურებული სხეულის ზედაპირის ერთი კვადრატული სანტიმეტრიდან გამოდის. ასეთი წესით შეიძლება იმ დიდი რაოდენობის სხვადასხვა საკითხის შესწავლა, რომლებიც ეხება მოვლენის მსვლელობაზე გავლენის მომხდენ სხვადასხვა სახის პირობებს. ეს გავლენა მეტისმეტად ართულებს მოვლენას, რის გამოც ფრიად ძნელია მისი გამორკვევა და ყველა ამ პირობის სწორი აღრიცხვა. ამას ეკუთვნის: თერმოიონების გამომფრქვევი ნივთიერების ტემპერატურა, ამ ნივთიერების გვარობა, მისი ზედაპირის მდგომარეობა, მასში შემავალი მინარევები, მათ რიცხვში აირებიც, იმ ორთქლის ან აირის გვარობა, რომელიც გარს არტყია გახურებულ სხეულს, ამ აირის წნევა, ე. ი. მისი გაიშვიათების ხარისხი და ა. შ. ამ საკითხების შესახებ დაწერილი შრომების რიცხვი მეტისმეტად გაიზარდა იმ დროისთვის, როდესაც გამოგონებულ იქნა კათოდური ნათურა და გამორკვა თერმოიონურ მოვლენათა უდიდესი მნიშვნელობა ტექნიკურ მიზნებისათვის. გარდა იმ საკითხებისა, რომლებიც ეხება თერმოიონების გამოფრქვევაზე გავლენის მომხდენ სხვადასხვა პირობას, აქ აღიძვრის კიდევ საინტერესო საკითხი იმ სიჩქარეთა შესახებ, რომლებიც ამ თერმოიონებს აქვს ლითონის ზედაპირიდან ამოფრქვევის მომენტში.

ზევით იყო ნათქვამი, რომ თერმოიონებად შეიძლება იყოს ან ელექტრონები, ან დადებითი იონები, ე. ი. დადებითად დაელექტროებული ატომები

და მოლეკულები. მეცნიერები თავიდანვე განსაკუთრებით დაინტერესდნენ გახურებული სხეულებიდან ელექტრონების გამოფრქვევის შემთხვევით. მას მიუძღვნეს უზარმაზარი ლიტერატურა თერმოიონური მოვლენების შესახებ და მხოლოდ ის ასრულებს როლს ტექნიკაში, მაგალითად, რადიოგადაცემაში. დადებითი ნივთიერი ნაწილაკების გამოფრქვევას მეცნიერთა შედარებით მცირე რიცხვი იკვლევდა და ჩვენ ამ მოვლენის შესახებ რამდენიმე სიტყვას ვიტყვით ბოლოში. აქ უნდა შევნიშნოთ მხოლოდ, რომ ელექტრონები შეგვიძლია გავარჩიოთ იონებისაგან, თუ შემდეგ მოსაზრებებს დავეყრდნობით. ზევით დავინახეთ, რომ აწერილ ხელსაწყოში შიდა მავთულსა და გარე ცილინდრს შორის პოტენციალების V სხვაობა მყარდება თუნდაც აკუმულატორთა ბატარეის შემწეობით. თუ კი ამ დროს მავთული დამუხტულია მინუსით, ცილინდრი კი—პლუსით, მაშინ ელექტრული ველი ელექტრონებს მავთულიდან ცილინდრისაკენ მიერეკება, იმ დროს როდესაც იონები, პირიქით, მავთულისაკენ მიისწრაფის. თუ ველის მიმართულებას შევცვლით, მავთულს+ად ვაქცევთ, ცილინდრს კი—ად, მაშინ იონები ცილინდრზე გადაველენ, ელექტრონები კი ცილინდრიდან მავთულზე. იმისათვის რომ ამ შემთხვევაში ელექტრონებმა ცილინდრამდე მიაღწიოს საჭიროა, რომ ელექტრონთა მოძრაობის კინეტიკური ენერგიის J მარაგი გახურებული სხეულის ზედაპირიდან მათი ამოსროლის მომენტში საკმაო იყოს იმისათვის, რათა შესრულდეს ელექტრულ ძალთა დამძლეები მუშაობა მავთულიდან ცილინდრამდე. ჩვენ ვიცით, რომ ეს მუშაობა eV ნამრავლის ტოლია, სადაც e ელექტრონის მუხტია, eV კი—პოტენციალთა სხვაობა, რომელიც ელექტრონებმა უნდა დასძლიონ. იმისათვის, რომ ელექტრონებმა ცილინდრამდის მიაღწიონ და გამომეღავნებულ იქნეს ელექტრომეტრის ან გალვანომეტრის საშუალებით J მეტი უნდა იყოს eV-ზე, ე. ი.

$$J > eV. \qquad (6)$$

თუ კი პოტენციალთა V სხვაობას გავადიდებთ, მაშინ შეიძლება მავთულსა და ცილინდრს შორის დენი შეწყდეს, ამ მომენტში გვექნება ტოლობა:

$$J = eV. \qquad (7)$$

რაღგანაც e და V ცნობილია, ამიტომ ეს ტოლობა გვაძლევს ელექტრონის კინეტიკურ ენერგიას გახურებული სხეულის ზედაპირიდან მისი ამოსროლის მომენტში. აქედან კი ადვილად გამოითვლება ელექტრონთა სიჩქარეც იმ მომენტისათვის, როდესაც ისინი მავთულს შორდებიან. მაგრამ, სინამდვილეში საკითხი ასე მარტივად არა სდგას, როგორც აქაა აწერილი, რადგანაც გახურებული სხეულის ზედაპირიდან ელექტრონები მეტად სხვადასხვა სიჩქარით ამოიტყორცნება. რაიმე V-სათვის ცილინდრამდე ყველა ის ელექტრონი მიაღწევს, რომელიც (6) უტოლობას აკმაყოფილებს. აქედან გამოდის, რომ V-ს გადიდებასთან ერთად დენის ძალა უნდა მცირდებოდეს, ასე რომ, შესაძლებელია გავიგოთ სიჩქარეთა განაწილება თერმოელექტრონებს შორის. ბევრჯერ იყო წარმოებული ასეთი გამოკვლევები, რომელთა დროს მიღებულ იქნა მეტად შესანიშნავი შედეგი; ამ უკანასკნელზე ჩვენ გაკვრით შევჩერდებით.

2 §-ში უკვე გავეცანით იმ კანონს, რომელიც ეხება სიჩქარეთა განაწილებას ჩვეულებრივი აირის ნაწილაკთა შორის და რომელიც მ ა ქ ს ვ ე ლ ი ს მიერ იყო მოცემული. განვიხილოთ ეს კანონი უფრო მეტი ყურადღებით. ჩვენ დავინახეთ, რომ არსებობს აირის ყველა მოლეკულის ერთგვარი ს ა შ უ ა ლ ო სიჩქარე, რომელიც მონაცემი აირისათვის მხოლოდ მის ტემპერატურაზეა დამოკიდებული. მოლეკულთა უმრავლ რაოდენობას ისეთი სიჩქარე აქვს, რომელიც მეტი ან ნაკლებია საშუალო სიჩქარეზე, მაგრამ მისგან დიდად არ განსხვავდება. გაცილებით ნაკლებია ისეთ მოლეკულთა რიცხვი, რომელთა სიჩქარე ბევრად მეტია ან ნაკლებია საშუალო სიჩქარეზე. მ ა ქ ს ვ ე ლ მ ა მოგვცა ფორმულა, რომლის დახმარებითაც შეიძლება გამოითვალოს, თუ რამდენ მოლეკულს აქვს განსაზღვრული სიჩქარე, როდესაც ცნობილია მოლეკულების საერთო (უამრავი) N რიცხვი. ვსთქვათ, რომ v-თი საშუალო სიჩქარეა აღნიშნული. მ ა ქ ს ვ ე ლ ი ს ფორმულა შესაძლებლობას გვაძლევს გამოვთვალოთ, თუ ყველა N მოლეკულის რა ნაწილს შეადგენს ის მოლეკულები, რომელთა სიჩქარენიც მდებარეობს, მაგალითად, 0,9 v-სა და 1,1v-ს შორის, ან 0,7v-სა და 1,3v-ს შორის, ან 0,5v-სა და 1,5v-ს შორის, აგრეთვე 1/2v-სა და 1/4v-ს შორის, ან 1/10v-სა და 1/15v-ს შორის, ან 2v-სა და 3v-ს შორის, ან 7v-სა და 8v-ს შორის და ა. შ. მ ა ქ ს ვ ე ლ ი ს კანონი გვაძლევს ნათელ წარმოდგენას სიჩქარეთა განაწილებაზე აირის მოლეკულებს შორის მონაცემი ტემპერატურისათვის. ტემპერატურის გადიდებასთან ერთად იზრდება საშუალო v სიჩქარეც, მაგრამ, ყველა N ნაწილაკს შორის სიჩქარეთა განაწილების კანონი კი უცვლელი რჩება.

დაეუბრუნდეთ ელექტრონებს, რომლებიც გახურებული სხეულის ზედაპირიდან ამოიტყორცნება. გამოკვლევებმა, რომელთა საფუძველი ჩვენ მიერ მოკლედ იყო ნაჩვენები, შესანიშნავ შედეგამდე მიგვიყვანა: თ ე რ მ ო ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ ებ ს შ ო რ ის ს ი ჩ ქ ა რ ე ნ ი მ ა ქ ს ვ ე ლ ი ს ი მ კ ა ნ ო ნ ის მ ი ხ ე დ ვ ი თ ა რ ის გ ა ნ ა წ ი ლ ებ უ ლ ი, რ ო მ ლ ის ფ ა ნ ა ხ მ ა დ ა ც გ ა ნ ა წ ი ლ ებ უ ლ ი ა ს ი ჩ ქ ა რ ე ნ ი ა ი რ ის მ ო ლ ე კ უ ლ ებ ს შ ო რ ი ს ა ც. ამ ფაქტმა გამოიწვია აზრი გაყვანილ იქნეს ანალოგია გახურებულ სხეულიდან ამოტყორცნილ ელექტრონთა ნაკადსა და ჩვეულებრივ აირს შორის: ამის გამო ფრიად ხშირად სარგებლობენ ტერმინით: ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ უ ლ ი ა ი რ ი. გადავიდეთ ცდით მიღებულ ზოგიერთ მონაცემზე. შეიძლება ითქვას, რომ ყ ვ ე ლ ა ლ ი თ ო ნ ი და ბევრი სხვა სხეული ს ა თ ა ნ ა დ ო დ ა მ უ შ ა ვ ებ ი ს ა და საკმაოდ მაღალი ტემპერატურის დროს ელექტრონთა შესამჩნევ რაოდენობას გამოაფრქვევს. შესაძლებელია, რომ ელექტრონთა ასეთი გამოფრქვევა დაბალი ტემპერატურებისა და შეიძლება ყოველგვარი ტემპერატურის დროსაც ხდებოდეს, მაგრამ ელექტრონების რაოდენობა ამ შემთხვევაში იმდენად მცირე უნდა იყოს, რომ თვით შოვლენა შეუმჩნეველი რჩება. თუ რა დამუშავებაზეა აქ ლაპარაკი, ეს შემდეგიდან ჩანს. თუ ა ხ ა ლ მ ა ვ თ უ ლ ს ავიღებთ, მაშინ ის თავდაპირველად დენს ორივე მიმართულებით გვაძლევს გალვანომეტრის მიხედვით და პოტენციალთა V სხვაობაც ამ დროს ძლიერ დიდია (იხ. ზევით). ეს იმის მაჩვენებელია, რომ მავთული, როგორც უარყოფით ელექტრონებს, ისე დადებით იონებსაც აფრქვევს. მაგრამ, თუ მას საკმაოდ დიდ ხანს ვახურებთ და მისგან გამოყოფილ

აირებს ამოვსუტავთ ან, რაც უმჯობესია, მას წმინდა ჟანგბადში გავავლებთ, მაშინ მისგან დადებითი იონების ამოტყორცნა შეწყდება, ელექტრონთა გამოფრქვევა კი უცვლელი დარჩება. თუ კი ასეთ მავთულს ერთხანს ლია ჰაერზე დავტოვებთ, ის ფუჭდება და ისევ იწყებს როგორც ელექტრონების, ისე იონების გამოფრქვევას. უნდა ვიფიქროთ, რომ იონებს ის მარილები გამოაფრქვევს, რომლებიც ჰაერის მტვერში მოიპოვება (იხ. ქვემოთ) და მავთულზე ილექება. პლატინის მავთული ცელსიუსის დაახლოვებით 1000°-მდე უნდა გახურდეს, რომ გალვანომეტრით შესაბჩრევი დენი მოგვცეს, ნატრიუმი კი უკვე ცელსიუსის 300°-ზე გვაძლევს საკმაოდ ძლიერ დენს.

თერმოიონების დენი ტემპერატურის გადიდებასთან ერთად ჯერ ნელა იზრდება, შემდეგ კი სულ სწრაფად და სწრაფად მატულობს. რიჩარდსონმა თეორიულად გამოიყვანა ფორმულა, რომელიც გამოხატავს დამოკიდებულებას ელექტრონთა გამოფრქვევის ინტენსიობასა და გამომფრქვევი სხეულის ტემპერატურას შორის; ეს ფორმულა საკმაოდ რთულია და ჩვენ ის არ მოგვყავს. მართალია, მან შემდეგში ზოგიერთი ცვლილება განიცადა, მაგრამ მაინც შეიძლება ითქვას, რომ ის კარგად ეთანხმება ცდებით მიღებულ მონაცემებს.

აირისა და ორთქლის არსებობას დიდი გავლენა აქვს ელექტრონთა გამოფრქვევაზე. მოვლენაზე დაკვირვება ჩვეულებრივად სიცარიელეში წარმოებს, ე. ი. აირის ნაშთის იმ უდიდესი ხარისხით გაიშვიათების დროს, რომლის მიღწევის საშუალებას თანამედროვე ტუმბო გვაძლევს. ასეთივე სიცარიელე არსებობს იმ კათოდურ ნათურაშიც, რომელიც ახლა საყოველთაო ხმარებაშია.

ბევრი ნივთიერება ელექტრონებს მრავალჯერ უფრო ინტენსიურად აფრქვევს, ვიდრე ლითონები. ასეთებია, ტუტე-მიწოვან ლითონთა ჟანგები, როგორც, მაგალითად, კალციუმის ჟანგი (კირი), ბარიუმის ჟანგი და სხ. ამაზეა დაფუძნებული აგებულობა ვენელტის კათოდისა, რომელიც კირის თხელი ფენით დაფარული და გახურებული პლატინის ფირფიტისაგან შედგება. თუ ასეთ კათოდს გაიშვიათებულ მილში მოვათავსებთ, მაშინ, როგორც აღმოჩნდა, კათოდის მახლობლად არ აღიძვრება ელექტრული ველის ის მაღალი დაძაბულობა, რომელზედაც ლაპარაკი გვქონდა 3 §-ში ლოსურდოს ხერხის შესახებ. ეს გარემოება ვენელტის კათოდს ბევრ შემთხვევაში დიდ უპირატესობას ანიჭებს.

თერმოელექტრულ გამოფრქვევაზე მეტად დიდი გავლენა აქვს ზოგიერთ აირს, განსაკუთრებით წყალბადს, რომლის უმნიშვნელო ნაშთსაც კი (წნევა —ვერცხლისწყლის სვეტის 0.0006 მმ) შეუძლია 2500-ჯერ გაადიდოს ელექტრონების გამოყოფა. უნდა ვიფიქროთ, რომ ამ შემთხვევაში გახურებული სხეულის ზედაპირი იფინება წყალბადის თხელი ფენით, რომლის მოლეკულები დადებითად დაელექტროებულია, რის გამო მათი არსებობა ხელს უწყობს გახურებული სხეულის ზედაპირული ფენიდან ელექტრონების ამოგლეჯას. სავარაუდო ნათურაში ხმარებული ნახშირი უფრო ინტენსიურად გამოაფრქვევს ელექტრონებს, ვიდრე ლითონები; კარგ სიცარიელეში შეიძლება დენმა კვადრატულ სანტიმეტრზე რამდენიმე ამპერს მიაღწიოს. მაგრამ, როგორც ეტყობა, გამოფრქვევის ეს სიძლიერე ნახშირის მინარევების შედეგია, ასე რომ

თვით წმინდა ნახშირი უფრო ნაკლებად გამოაფრქვევს ელექტრონებს, ვიდრე ლითონი. ვოლფრამის მავთული ცელსიუსის 2200°-ის დროს ერთ კვადრატულ სანტიმეტრზე დაახლოებით 1 ამპერ დენს გვაძლევს. თიხას წყალბადში შეუძლია 1 კვადრატულ სანტიმეტრზე 1000 ამპერამდე დენი მოგვცეს.

შესანიშნავი აღმოჩენა მოახდინა 1923 წელს ამერიკელმა მეცნიერმა ი. ლენგმიურმა. მან ჯერ კიდევ 1923 წელს შენიშნა, რომ ვოლფრამის გახურებული მავთულის ელექტრონთა გამოფრქვევის უნარი ზოგჯერ დიდ რყევადობას განიცდის. ამ რყევადობის მიზეზს ლითონ თორიუმის მინარევები წარმოადგენს. 1—2% თორიუმის ჟანგის მინარევის შემცველი მავთულის სისტემატურმა გამოკვლევებმა გვიჩვენა, რომ ერთგვარი დამუშავების დროს ასეთი მავთული გვაძლევს ისეთ გამოფრქვევას, რომელიც წმინდა ვოლფრამის გამოფრქვევას მრავალათასჯერ აღემატება. ამის მიზეზია ვოლფრამის ზედაპირზე თორიუმის ატომთა ფენის წარმოშობა. თორიუმის ჟანგის შემცველი მავთულის დაახლოებით 2500°-მდე გახურების დროს, ამ ჟანგის დაშლა ხდება. შემდგომი ხანგრძლივი გახურება 1700°-მდე მავთულის ზედაპირზე თორიუმის ატომების გადასელას იწვევს, ასე რომ, ამ ზედაპირის ერთი ნაწილი თორიუმის ატომებით იფინება. ალბათ, მათი რიცხვი არ აღემატება ვოლფრამის იმ ატომთა რიცხვის ნახევარს, რომლებიც მავთულის ზედაპირზეა მოფენილი. თორიუმი ორთქლდება, მაგრამ შეინაცვლება თორიუმის ახალი რაოდენობით, რომელიც მავთულიდან მისი ზედაპირისაკენ დიფუნდირებს. თორიუმის ამ თვისებას კათოდური ნათურის დამზადების დროს იყენებენ.

ზევით იყო ნათქვამი, რომ ახალი მავთული, ელექტრონებს გარდა, დადებით იონებსაც გამოყოფს. რიჩარდსონმა დაწვრილებით გამოიკვლია ეს მოვლენა. ის იმ დასკვნამდე მივიდა, რომ ბევრ შემთხვევაში ეს იონები კალიუმის და ზოგჯერ კი ნატრიუმის ატომებისაგან შედგება; ისინი გამოიფრქვევა ლითონთა იმ მარილების მიერ, რომლებიც მავთულის ზედაპირზე დალექილი მტვრის ნაწილაკებში მოიპოვება. შრომების ფრიად დიდი რიცხვი იყო მიძღვნილი ყველანაირ გახურებული მარილების მიერ დადებითი იონების გამოფრქვევის გამოკვლევისადმი. ასეთი გამოფრქვევა ბევრ შემთხვევაში შესამჩნევი ხდება უკვე ცელსიუსის 300° და 400°-ზე გახურების დროს. შემდეგ აღმოჩნდა, რომ იონები იმ ლითონთა ატომებისაგან შედგება, რომლებიც მოცემული მარილის შემადგენლობაში შედის. უფრო მაღალი ტემპერატურის დროს კი გამოფრქვევას იწყებს უარყოფითი იონებიც. ეს ყველაზე უწინ ეხება ტუტოვან ლითონების და აგრეთვე ვერცხლის ჰალოიდურ მარილებს, ე. ი. ისეთ მარილებს, რომელთა მოლეკულები ორი ატომისაგან შედგება. ხდება ამ მარილების დაშლა და გამოფრქვევა ერთი მხრით ლითონის (ლითიუმი, კალიუმი, ნატრიუმი, ცეზიუმი, ვერცხლი), დადებითად დაელექტროებული ატომებიდან და მეორე მხრით უარყოფითად დაელექტროებულ ჰალოიდებიდან (ფტორი, ქლორი, ბრომი, იოდი).

აქამდე ჩვენ ვიხილავდით ელექტრონების გამოფრქვევას მხოლოდ გახურებულ სხეულებიდან. უკანასკნელ წლებში (1926 წლიდან, უმე-

ტესი ნაწილი კ. 1928 წ.) გამოქვეყნდა ფრიად დიდი რიცხვი ექსპერიმენტული და თეორიული შრომებისა იმ საკითხის შესახებ, რომელიც გარე, მაღალი დაძაბულობის ელექტრული ველის ზეგავლენით ცივი სხეულებიდან ელექტრონების გამოფრქვევას ეხება. ცდების უმეტეს შემთხვევაში იღებდნენ მეტად წვრილ მავთულს, რომელიც კათოდს წარმოადგენდა და დახშულ ჭურჭელში იყო მოთავსებული. ჭურჭლის შიგნით ათავსებდნენ აგრეთვე ლითონის ფირფიტას, რომელიც შეიძლება ცილინდრის სახითაც მავთულს გარს ერტყას. ეს ცილინდრი ანოდის როლს ასრულებდა. მავთულსა და ფირფიტს შორის პოტენციალთა მეტად დიდ სხვაობას, ე. ი. პოტენციალის ფრიად დიდ დაკემას იწვევდნენ, რომელიც ერთი სანტიმეტრის მანძილზე მილიონ ვოლტამდე აღწევდა. ცხადია, რომ ჭურჭლიდან ჰაერი უკიდურესი, ჩვენს დროში მისაღწევი, გაიშვიათების ხარისხამდე უნდა გამოესუტათ; აქ ისეთი გაიშვიათება იყო მიღებული, როდესაც ჭურჭელში დარჩენილი აირის წნევა ვერცხლისწყლის სვეტის ერთ მეასმილიონედი მილიმეტრის ტოლი იყო. ჭურჭელში აირის არსებობა, რასაკვირველია, გამოსაკვლევ მოვლენას, ე. ი. მავთულიდან ელექტრონების გამოფრქვევას მიჩქმალავდა, რადგანაც აირი მძლავრ ელექტრულ ველში იონიზაციას განიცდის, რომლის დროსაც აგრეთვე ელექტრონები გამოიყოფა.

უკვე 1914 წელს შოტკი (Shottky) გახურებულ მავთულს მძლავრ ელექტრულ ველში ათავსებდა და ელოდა ამ გზით გაედიდებინა თერმოიონური გამოფრქვევა, რაც მართლადაც დადასტურებულ იქნა. ის ფიქრობდა, რომ ასეთმა ველმა ცივი გამტარიდან თითქოს უნდა გამოწვიოს ელექტრონები და გადალახოს ის ძალები, რომლებიც ელექტრონებს სხეულის შიგნით ამყოფებენ. 1923 წელს მან გამოთვალა, რომ ველის დაძაბულობა სხეულის ზედაპირის მახლობლად ამისათვის ერთ სანტიმეტრზე დაახლოებით ათი მილიონი ვოლტის ტოლი უნდა იყოს. აქვე მან მხედველობაში მიიღო ფრიად დიდი გავლენა იმ სუბმიკროსკოპულ უსწორ-მასწორობათა (ხორკლი, წვეტი, ნაპრალის ნაპირი), რომლებიც გულმოდგინეთ გაპრიალებულ ზედაპირზედაც კი მოიპოვება. ასეთი ამონაშვრების მახლობლად ველის დაძაბულობა მრავალჯერ იზრდება, და ამიტომ ელექტრონების ამოწოვა თანაბრად უნდა ხდებოდეს არა მთელ ზედაპირზე, არამედ მისი მხოლოდ განსაზღვრულ წერტილებში. ცხადია, რომ ამ გარემოებამ მეტისმეტად უნდა გაართულოს მოვლენის თეორიული გარჩევა. მრავალრიცხოვანმა ცდებმა, რომლებიც 1926 წლიდან წარმოებდა, საესებით დაადასტურა, რომ მძლავრი ელექტრული ველი მართლაც ამოგლეჯს ელექტრონებს გამტარიდან, და ამასთან მისი ზედაპირის მხოლოდ განსაზღვრულ წერტილებიდან. ამ მოვლენისათვის რაოდენობრივი კანონზომიერების საბოლოოდ დამყარება დღემდე არ მოხერხდა, ვინაიდან შემთხვევითი გარემოებები და მიზეზები (აირების ნაშთები) აქ დიდ როლს უნდა ასრულებდეს.

სპეციალურად ლითონებიდან ელექტრონთა გამოფრქვევის მექანიზმის შესახებ ცოტაღა დავჩრჩა სალაპარაკო. ჩვენ დავინახეთ, რომ მოძღვრება თავისუფალი ელექტრონების ანუ ლითონებში ელექტრონული აირის

არსებობის შესახებ, ზ ო მ ე რ ფ ე ლ დ ი ს ნაშრომის წყალობით, კვლავ მტკიცედ დამყარდა მეცნიერებაში. ცხადია, რომ გახურებული ლითონებიდან ელექტრონთა გამოფრქვევა თავიდანვე ახსნილ იქნა ელექტრონული აირის არსებობით. ჩვეულებრივი აირი ჭურჭელში დაკავებულია ამ ჭურჭლის კედლების დრეკადული ძალების მოქმედებით. ელექტრონული აირის შემთხვევაში საქმე გვაქვს ელექტრულ ძალებთან, რომლებიც ლითონის დადებითად იონიზირებული ატომებიდან გამოდის. ელექტრონული აირი თითქოს დადებითად დაელექტროებული ცხაურის შიგნითაა მოთავსებული. ლითონის შიგნით იონები ყოველი მხრიდან გარს არტყია მოცემულ თავისუფალ ელექტრონს და მათ ერთობლივ მოქმედებას ამ უკანასკნელზე არა აქვს მძლავრად გამოხატული ცალმხრივი ხასიათი. მაგრამ, ლითონის ზედაპირთან, ცხადია, ეს მოქმედება მიმართულია შიგნით, ე. ი. ლითონიდან ელექტრონების გამოფრქვევას ეწინააღმდეგება. ამ წინააღმდეგობის დასაძლევად ელექტრონებს მოძრაობის დიდი ენერგია უნდა ჰქონდეს, რაც სწორედ მაღალი ტემპერატურის შეთხვევას შეესაბამება, რომლის დროსაც ელექტრონული აირი გაფართოვების გამო ლითონის მოცულობის საზღვრებს შორდება. ამასთან გამოსვლას ახერხებს მხოლოდ ყველაზე უფრო ჩქარი ელექტრონები მსგავსად იმისა, როგორც სითხის აორთქლების დროს მის ზედაპირს მოსწყდება ყველაზე უფრო ჩქარი ნაწილაკები. ჩვენ დავინახეთ, რომ მაღალი ტემპერატურის დროს ფ ე რ მ ი ს განაწილება მ ა ქ ს ვ ე ლ ი ს განაწილებაში გადადის; ამიტომ გასაგებია, რომ გამოფრქვეულ ელექტრონებს ისეთი სიჩქარეები აქვს, რომლებიც მ ა ქ ს ვ ე ლ ი ს კანონის მიხედვით არის განაწილებული.

თავი მეთექვსმეტე

ახალი მიკრომექანიკა

§ 1. ზ ე ს ა ვ ა ლ ი

VII თავის 1§-ში ჩვენ გავიცანით სხივადი ენერგიის თეორიის ანუ, როგორც სიმარტივისათვის ამბობენ, სინათლის თეორიის თანამედროვე მდგომარეობა. ჩვენ დავინახეთ, რომ ფიზიკის ეს ნაწილი დიდი ხნის განმავლობაში მეცნიერული თვალსაზრისით სრულიად მიუღებელ სახეს ატარებდა: ერთდროულად არსებობდა ორი შეუთავსებადი თეორია: ტალღური და კვანტური. თვითეულ მათგანს ჰქონდა თავისი არე, რომელშიაც ის ბრწყინვალედ ხსნიდა თითქმის ყველა მოვლენას, მაშინ როდესაც მეორე არეში ის უძლური იყო წამოეყენებინა არსებული ფაქტების ლოგიკურად აგებული თეორია. მე-VIII, მე-IX და მე-X თავებმა საკმაოდ დაგვისურათეს ფიზიკის ეს სამწუხარო მდგომარეობა.

მაგრამ უკანასკნელ წლებში (დაწყებული 1925 წლიდან) აღმოცენდა ახალი მეცნიერება, რომელმაც გამოიყვანა ფიზიკა იმ ჩიხიდან, რომელშიაც ის მოემწყვდა. როგორც მოსალოდნელი იყო, ახალი მოძღვრება წარმოადგენს ორი ძველის ერთგვარ შეგუებას, რომელიც მიისწრაფის დიადი მიზნისაკენ: იპოვოს

საერთო საფუძველი სხივადი ენერგიის იმ მოვლენათა მთელი ერთობლიობისათვის, რომლებიც დაკავშირებულია ამ ენერგიის წარმოშობასა, გავრცელებასა და შთანთქმასთან. თავდაპირველად ახალი მოძღვრების განვითარება ორი მიმართულებით წავიდა.

პირველ მიმართულებას, რომელმაც ტალღური მექანიკის სახელწოდება მიიღო, საფუძველი ჩაუყარა ფრანგმა მეცნიერმა ლ. დე-ბროილმა (Lous de Broglie) 1924 წლის მეორე ნახევარსა და 1925 წელს. 1926 წლის დასაწყისში ახალმა მოძღვრებამ სწრაფად იწყო განვითარება; საკმარისია ითქვას, რომ სამი და ერთი მეოთხედი წლის განმავლობაში 500-ზე მეტი შრომა დაიბეჭდა, რომლებიც ამ მიმართულებას ეხებოდა. დღესდღეობით (1932წ.) უკვე მიკრომექანიკის სახელმძღვანელოთა დიდი რაოდენობა მოგვეპოება. 1926 წლის დასაწყისში ორი შრომა გამოქვეყნდა, საიდანაც დაიწყო შემდეგ შრომათა მზარდი და განუწყვეტელი ნაკადი. ერთი მათგანი ეკუთვნის ე. შრედინგერს (E. Schrödinger ციურიხში; ახლა იგი ბერლინში განაგებს მ. პლანკის კათედრას), რომელიც თავის ახალ აზრებამდე დე-ბროილის შრომებმა მიიყვანა, რასაც ის თვითონ ყოველთვის აღნიშნავს. მაგრამ, მან არა მარტო მეტის-მეტად გააფართოვა დე-ბროილის მოძღვრება, არამედ შეიტანა მასში მრავალი ახალი, ძირითადი აზრი და, რაც მთავარია, მისცა მას შესანიშნავი მხატვრული მათემატიკური ფორმა. თავის თეორიას შრედინგერიც ტალღურ მექანიკას უწოდებს.

მეორე შრომის ავტორია—ახალგაზრდა გერმანელი მეცნიერი ვ. ჰაიზენბერგი (W. Heisenberg); ის სულ სხვა გზით წავიდა; მის ძირითად დებულებებს შეიძლება ერთგვარად დე-ბროილისა და შრედინგერის აზრების პირდაპირ საწინააღმდეგო ეწოდოს. მ. ბორნმა და პ. იორდანმა (M. Born, P. Jordan) მაშინვე მისცეს ჰაიზენბერგის თეორიას განსაკუთრებული მათემატიკური ფორმა; ამ მოძღვრებას კვანტური მექანიკა უწოდეს.

თითქოს ისე ჩანდა, რომ შრედინგერისა და ჰაიზენბერგის ორ მიმდინარეობას შორის არაფერი საერთო არ იყო. მაგრამ, ყველას უკვირდა, როდესაც ხედავდნენ, რომ ატომის ფიზიკიდან აღებული სხვადასხვა ამოცანის გადაწყვეტისას ორივე თეორია ყოველთვის სავსებით ერთნაირ შედეგებს გვაძლევდა, და ამასთანავე ისეთ შედეგებს, რომლებიც ცდების მონაცემებს უკეთ ეთანხმებოდნენ, ვიდრე „ძველი“, ბორის მოძღვრებასთან დაკავშირებული, კვანტური თეორია. მალე, უკვე 1926 წლის მარტში, შრედინგერმა მოახერხა და დაამტკიცა, რომ გარეგნობით ესოდენ განსხვავებული ორი მიმდინარეობა თავისი მათემათიკური საფუძვლებით ერთი და იგივეა და გამოყენების ყველა კერძო შემთხვევაში ერთნაირ შედეგამდე უნდა მიგვიყვანოს. ეს ფრიად საინტერესოა. ოც წელზე უფრო ხანგრძლივი ბრძოლა სინათლის ტალღურ და კვანტურ თეორიებს შორის ორი მიმდინარეობის აღმოცენით დასრულდა, რომელთაგან ერთს ტალღური მექანიკა, მეორეს კი კვანტური მექანიკა უწოდეს და ორივე ბოლოს და ბოლოს, იგივურად ერთნაირი აღმოჩნდა. აქვე უნდა აღვნიშნოთ, რომ ამ ახალ დარგში ნომუშავე ფრიად მრავალრიცხოვან მეცნიერთა რიცხვში, გამოირჩეოდა

ინგლისელი მეცნიერი პ. დირაკი (P. Dirac), რომელმაც რაღაც მესამე მიმართულების მსგავსი შექმნა; ეს მესამე მიმართულება ორი წინანდელისაგან უმთავრესად ახალი და თავისებური მათემატიკური მეთოდით განსხვავდება, რომელიც დირაკის მიერაა შექმნილი.

ვინაიდან ტალღური მექანიკა და კვანტური მექანიკა მათემატიკურად იდენტური აღმოჩნდა, ამიტომ სასურველია სავსებით უარვყოთ ეს სახელწოდებანი და შევცვალოთ ისინი ერთი ისეთი სახელით, რომელიც ორივეს შეიცავს და ამასთანავე ფრიად ზუსტად განსაზღვრავს ახალი მეცნიერების გამოყენების არეს და ხასიათს; ამგვარად, ამ უკანასკნელს მიკრომექანიკა უწოდეს, ე. ი. ისეთი მექანიკა, რომლითაც უნდა ვისარგებლოთ ატომებისა და მოლეკულების სამყაროში აღებულ ყოველგვარ ამოცანათა გადაწყვეტის დროს.

§ 2. ძველი თეორიის შეუსაბამობანი

ვუბრუნდებით რა საკითხის ისტორიას, უნდა აღვნიშნოთ ის მთავარი მიზეზი, რომელმაც აიძულა მეცნიერები მოეძებნათ, დაწყებული 1924 წლიდან, ახალი გზები ფიზიკის იმ დარგში, რომელიც ატომის სამყაროში მოვლენებს შეისწავლის და რომელსაც შეგვიძლია მიკროფიზიკა ვუწოდოთ. ეს მიზეზი შემდეგში მდგომარეობს. ათი წლის განმავლობაში, 1913 წლიდან დაახლოებით 1923 წლამდე, წარმოებდა გრანდიოზული განვითარება, შეიძლება ითქვას, პირდაპირ ტრიუმფალური მსვლელობა ბორის, ზომერფელდის და სხ. კვანტური თეორიისა. ამ თავბრუდამხვევმა წარმატებებმა აიძულეს თვალზე ხელი მიეფარებიათ და დაევიწყათ კიდეც ის დიდი ნაკლოვანებანი, რომლებიც თითქოს ჩამარხული იყო თვით ამ თეორიის საფუძვლებში. ეს ეხება ბორის სამივე პოსტულატს (თ. 4 §§ 2 და 3), რომელთაგან პირველი ლაპარაკობს, რომ

$$2\pi mvr = nh, \tag{1}$$

სადაც — m ელექტრონის მასაა, v — მისი სიჩქარე, r — მისივე წრიული ორბიტის რადიუსი, h — პლანკის მუდმივა, რომლის რიცხვობრივი მნიშვნელობა მოცემულია მე-III თავის 3 § ში, ტოლობა (2), n — მთელი რიცხვია, რომელიც სწორედ კვანტური რიცხვია. მკაცრი ლოგიკური დასაბუთება (1) ტოლობისა არ არსებობს და სრულიად გაუგებარია რატომ არის მხოლოდ (1) ტოლობის დამაკმაყოფილებელი ორბიტები შესაძლებელი და ნებადართული, ყველა მათ შორის მდებარე კი შეუძლებელი და აღკრძალული. ნაპოვნი იქნა უფრო ზოგადი წესი, რაღაც რეცეპტის მაგვარი, რომლითაც უნდა ვსარგებლობდეთ ნებადართულ ორბიტების განსაზღვრის ანუ მათი დაკვანტების დროს; ეს რეცეპტი წარმატებით გამოიყენა ზომერფელდმა ელექტრონთა ელიფსური ორბიტების განსაზღვრის დროს (თ. IV, § 8) და ამ ორბიტთა ისეთ სივრცეში განლაგებისას, რომელშიაც მაგნიტური ძალა მოქმედობს. მაგრამ, ეს შენიშვნები და სასწაულმოქმედი რეცეპტი გაუგებარი და დაუსაბუთებელი რჩებოდა.

გაუგებარი იყო აგრეთვე მეორე და მესამე პოსტულატიც; ამათგან უკანასკნელი ლაპარაკობს, რომ ატომის მდგომარეობის შეცვლის დროს (ელექტრონის ჩამოვარდნა უფრო მაღალი ორბიტიდან უფრო დაბალ ორბიტზე) გამოიფრქვევა სხივადი ენერგიის ერთი კვანტი. ყველა ეს დეფექტი თითქოს დაავიწყდათ ან აპატიეს, ვინაიდან გამარჯვებულებს ვინ ასამართლებს!

მდგომარეობა შეიცვალა, როდესაც დაახლოვებით 1923 წლიდან, თავი იჩინა შეუსაბამობათა სწრაფად მზარდმა რიცხვმა; ეს შეუსაბამობანი წარმოადგენდნენ, თუ შეიძლება ასე ითქვას, ხარვეზებს იმ, ერთი შეხედვით, მწყობრ მეცნიერულ შენობაში, რომელიც აღმართული იყო ბორის მოძღვრების საფუძველზე. ჩამოვთვალოთ ზოგიერთი მათგანი:

1. მიუხედავად მრავალი ცდისა ვერ მოხერხდა ჰელიუმის ატომის მოდელის აგება, ე. ი. გულის (ალფა-ნაწილაკი) და ორი ელექტრონის ისეთი განლაგება, რომელიც რიცხვობრივ ეთანხმებოდეს ცდების გზით მიღებულ სხვადასხვა ფიზიკურ სიდიდეს.

2. გამოაშკარავდა „ნახევრიანი" კვანტური რიცხვის შემოღების აუცილებლობა, ე. ი. ისეთი რიცხვის, რომელიც ნახევრების კენტ რაოდენობას შეიცავს, როგორიცაა: $\frac{1}{2}$, $1^1/_2$, $2^1/_2$, $3^1/_2$ და ა. შ. ასეთი კვანტური რიცხვების არსებობა აუხსნელი იყო; ის ეწინააღმდეგებოდა გაბატონებული მოძღვრების საფუძვლებს, რომლის პირველი პოსტულატი—იხ. (1) ტოლობა—მხოლოდ მთელ კვანტურ რიცხვებს გულისხმობდა.

3. ვერ მოხერხდა ახსნა ზეემანის ანომალურ ეფექტისა (თ. XIV, § 2), იმ ხაზთა რიცხვისა და განაწილების მრავალსახეობისათვის, რომლებადაც იშლება მაგნიტურ ველში მოთავსებული სპექტრული ხაზები.

4. იგივე ითქმის პაშენ-ბაკის (იქვე) ეფექტის შესახებაც, ე. ი. როდესაც ერთი და იმავე სპექტრული სერიის ორ მახლობელ ხაზზე ანომალური ეფექტები ნორმალურ ტრიპლეტში გადადის მაგნიტური ველის ფრიად დიდი დაძაბულობის დროს.

5. შეუძლებელი აღმოჩნდა ამომწურავი ახსნა-განმარტება სპექტრულ სერიებში დუბლეტების, ტრიპლეტების და მით უმეტეს მულტიპლეტების წარმოშობისა (თ. III, § 4).

6. უშედეგოდ დამთავრდა ცდა თეორიულად გაერჩიათ შემთხვევა, როდესაც წყალბადის ატომზე ერთდროულად მოქმედებენ მაგნიტური და ელექტრული ველები, რომელთა ძალხაზები ერთი მეორისადმი პერპენდიკულარულია (ჯვარედინი ველები).

აღმოჩნდა ძველი თეორიის სხვაგვარი შეუსაბამობანიც. შექმნილ სიძნელეებიდან თავის დაღწევის მიზნით წამოყენებულ იქნა სხვადასხვაგვარი ბევრად თუ ცოტად ფორმალური ხასიათის საშუალებანი. შემოჰქონდათ ახალი დამატებითი ჰიპოთეზები და ბუნდოვანი ცნებები, რაღაც „არამექანიკური ზექმედების" მსგავსიც კი. ეს უკვე ცუდი ნიშანი იყო ფიზიკური თეორიისათვის, რომელსაც დასნეულება შეეტყო; ჩანს აყვავების პერიოდს გაუვლია და რაღაც სიბერის მარაზმის მსგავსი დაწყებულა ამ თეორიაში. მაშინ გაახსენდათ ძირითად პოსტულატების ნაკლოვანებანიც.

§ 3. ელემენტური გადმოცემის ხიძნელე

ჩვენ წინ დგას ძნელი ამოცანა ყველასათვის გასაგები სახით მივცეთ ერთგვარი წარმოდგენა იმ ახალი მოძღვრების საფუძვლებზე, რომელიც ჯერ კიდევ მძაფრი ზრდის პერიოდში იმყოფება და რომელმაც, როგორც ზევით იყო ნათქვამი, მოკლე ხნის განმავლობაში 500-ზე მეტი ნაშრომი მოგვცა. შესაძლებელია თუ არა ამ ამოცანის დაძლევა? ჩვენს ირგვლივ მძვინვარებს ისეთი ქარიშხალი, როგორსაც არ იცნობს ჩვენი მეცნიერების ისტორია, ქარიშხალი, რომელთანაც შედარებით ფარდობითობის პრინციპის აღმოცენება და განვითარება (კერძოსი 1905 წ. და ზოგადის 1915 წ.) მხოლოდ სუსტ ქარს წარმოადგენს, თუმცა მან მთელი გადატრიალება მოახდინა ჩვენს ძირითად წარმოდგენებში სივრცისა და, განსაკუთრებით კი, დროის შესახებ. ამ ქარიშხალის მნგრეველი მოქმედება, როგორც დავინახავთ, გაცილებით უფრო შორს მიდის. თითქმის ყოველ კვირას მოაქვს ჩვენთვის ახალი ამბები ბრძოლის ველიდან, რომელიც მიმართულია ჩვენი მეცნიერების უძირითადეს დებულებებისა და წარმოდგენების წინააღმდეგ. ქარიშხალი იმდენად ძლიერია, რომ მისმა ხმაურმა არასპეციალისტთა ყურამდეც კი მიაღწია და ისინი განცვიფრებულნი კითხულობენ: რა მოხდა? რაშია საქმე? ისინი პასუხს ელიან და ჩვენც შევეცდებით დავაკმაყოფილოთ მათი სურვილი, რამდენადაც ეს დღეს-დღეობით შესაძლებელია. ამავე დროს ნათლად ვხედავთ ჩვენ წინ წამომდგარ სიძნელეებს, რომელთა ნუსხის შედგენაც ადვილია.

1. მასალის ბუმბერაზობა. მაგრამ ეს სიძნელე თითქმის გათილდება იმ ფაქტით, რომ გამოქვეყნებული შრომების 90% და შეიძლება მეტიც, მიძღვნილია ახალი მოძღვრების გამოყენებისადმი მრავალ ცალკეული საკითხის გარჩევის დროს. ეს—ნაწილობრივ ძველი ამოცანების ახალი ხერხით გადაწყვეტას ნიშნავს, როდესაც მიღებულ შედეგებს იმ შედეგებს ადარებენ, რომლებსაც იმავე ამოცანების ძველი ხერხით გადაწყვეტა გვაძლევდა და ყველაზე უწინ კი, იმ შედეგებს, რომლებიც ცდებიდან იყო მიღებული. ამასთან ერთად ჩვენ ხელთა გვაქვს ახალი ამოცანების დიდი რაოდენობის წარმატებითი გადაწყვეტა, რაშიც ძველი მეცნიერება უძლური აღმოჩნდა.

2. ახალ მოძღვრებაში მ ა თ ე მ ა ტ ი კ ა სრულიად განსაკუთრებულ, არა დამხმარე, არამედ მთავარ როლს ასრულებს. არაფერს ამის ცსგავსს ფიზიკის სხვა დარგში ვერ შეეხვდებით. ცოტაოდენი გადაპარბებით შეიძლება ითქვას, რომ ახალ მოძღვრებაში ფიზიკა როგორც ასეთი მაინცადამაინც ბევრი არ დარჩენილა. ყველაზე ცუდი ისაა, რომ ეს ის უმაღლესი მათემატიკა კი არაა, რომელსაც ჩვეულებრივად უნივერსიტეტებში ასწავლიან და რომლითაც სარგებლობა ყოველ ფიზიკოსს შეუძლია. არა, აქ პირველ ადგილას მათემატიკის ისეთი დარგები გვხვდება, რომელთა შესახებაც ფიზიკოსების დიდ უმრავლესობას არასდროს არაფერი გაუგონია. მთელი ეს მათემატიკა ერთ სტრიქონსაც ვერ მოგვცემს ჩვენი სტატიისათვის; ეს არ ეხება დ ე-ბ რ ო ი ლ ი ს მოძღვრებას.

3. ძ ი რ ი თ ა დ ი დ ე ბ უ ლ ე ბ ე ბ ი ა რ ა რ ი ს ს ა ბ ო ლ ო ო დ დ ა დ გ ე-ნ ი ლ ი. ეს სხვადასხვა ავტორის აზრთა წინააღმდეგობიდანაც ჩანს, როდე-

საც ისინი მათემატიკური ანალიზის სიმაღლიდან ფიზიკურ ინტერპრეტაციის დაბლობში დაეშვებიან. ამ საკითხს 5 §-ში და აგრეთვე ამ თავის შემდეგ ნაწილებში, მაგ., შრედინგერის მოძღვრების გარჩევის დროს დავუბრუნდებით.

4. მაგრამ, თითქმის ყველაზე მეტ სიძნელეს ყველასათვის გასაგებ გადმოცემისათვის ძირითად ცნებებისა და სიდიდეების ის განყენებულობა წარმოადგენს, რომელთანაც საქმე აქვს ახალ მეცნიერებას და რომელსაც ყველა ავტორი აღიარებს.

5. დაუზოგავად ისპობა დღემდე უცილობელ ჭეშმარიტებად აღიარებული არა მარტო მეცნიერების, არამედ ნაწილობრივ თვით მეცნიერულ აზროვნების საფუძვლები ამ მიზეზობრივობის კანონის ჩათვლით, ურომლისოდაც რაიმე მეცნიერული სისტემის აგება შეუძლებლად მიგვაჩნდა. უარყოფილია უფლება ავაგოთ ახსნა დაკვირვებიდან მიღებული მოვლენებისა განსაზღვრულ და მკაფიოდ ჩამოყალიბებულ ჰიპოთეზებზე ამ მოვლენების იმ პირველადი წყაროების შესახებ, რომლებიც კულისებს უკან მდებარეობენ და უშუალო დაკვირვებისათვის მიუწვდომელია. დოგმატად არის აღიარებული ის ახალი აზრი, რომ მეცნიერებას გამოუკლებლივ მხოლოდ ისეთ სიდიდეებთან უნდა ჰქონდეს საქმე, რომელთა დაკვირვება და გაზომვა შეიძლება. ყველა ამ საკითხს მე-5 §-ში განვიხილავთ. მაგრამ ყოველი ადამიანი, რომელიც ახალ მეცნიერებას გაეცნობა, იტყვის: ეს ახალი მოძღვრება წარმოადგენს დიდ ნაბიჯს წინ, მასში ჩამარხულია დიადი ჭეშმარიტება, რომელიც ჯერ სავსებით გამომეღავნებული არ არის და რომელიც ჯერ კიდევ მკრთალად ანათებს არაჩვეულებრივი მათემატიკურ გამოთვლათა სქელი ნისლისა გამო. მოვა დრო, და, ალბათ, ეს დრო შორს არ არის, როდესაც ნისლი გაიფანტება და ეს ჭეშმარიტებაც მთელი თავისი სიღრმითა და სილამაზით გამოაშკარავდება.

§ 4. ზოგიერთი წინასწარი ცნება

ჩვენთვის საჭიროა მოკლედ განვიხილოთ ზოგიერთი საკითხი, რომელსაც წინა თავებში არ შეეხებივართ. ჯერ ამოვწეროთ ზოგიერთი ჩვენს მიერ უკვე ბევრჯერ ნახმარი ტოლობა. ვსთქვათ, რომ ν რომელიმე რხევითი მოძრაობის გავრცელების სიჩქარეა, ν-რხევის სიხშირე (დროის ერთეულში) და λ-ტალღის სიგრძე, ე. ი. ის მანძილი, რომელზედაც რხევითი მოძრაობა ერთი სრული რხევის (ერთი პერიოდის) განმავლობაში გავრცელდება, მაშინ გვექნება (იხ. თ. III. § 1) ტოლობა (1a):

$$v = \nu\lambda \tag{2}$$

სინათლის კვანტის სიდიდე, ე. ი. მასში მოთავსებული ენერგიის რაოდენობა, უდრის (თ. III, § 3 ტოლობა 1)

$$\varepsilon = h\nu, \tag{3}$$

სადაც ν ტალღური თეორიის მიხედვით იმ სხივის სიხშირეა, რომლის კვანტი, თანახმად კვანტური თეორიისა, უდრის ε-ს, ხოლო h პლანკის მუდმივაა.

ყოველი E ენერგია შეიცავს m-მასას, ამასთანავე (იხ. თ. II, § 5) ტოლობა (13) გვაძლევს:

$$m=\frac{E}{c^2}, \qquad (4)$$

სადაც c სინათლის სიჩქარეა. თუ კი E-ს ერგებში გამოვხატავთ, m-ს კი—გრამებში, მაშინ $c^2=9.10^{20}$. ახლა გადავიდეთ ისეთი ზოგიერთი საკითხის განხილვაზე, რომელიც ამ წიგნში ჯერ კიდევ არ შეგვხვედრია.

1. *რხევითი მოძრაობის ფაზა.* როდესაც წერტილი რხევით მოძრაობას ასრულებს, მაშინ მისი მდგომარეობა მონაცემ მომენტში განისაზღვრება თვით ამ წერტილის *მდებარეობით* და *მისი მოძრაობის მიმართულებით* იმ ხაზზე (ჩვეულებრივ სწორ ხაზზე), რომლის ბოლოებს შორის ის წინ და უკან ირხევა. ცხადია, რომ თვითეული სრული რხევის შემდეგ, ე. ი. T პერიოდის შემდეგ, წერტილი ისევ წინანდელ ფაზას უბრუნდება. თუ სხივის გზის გასწვრივ ვივლით რხევების გავრცელების მიმართულებით, მაშინ დავინახავთ, რომ თვითეული შემდგომი წერტილი წინა წერტილზე უფრო გვიან იწყებს რხევას და, ამის გამო, პირველი უკანასკნელს ფაზით ჩამორჩება. სხივზე მდებარე ყველა წერტილი, რომელთა მანძილები ერთიმეორიდან λ ტალღის მთელ რიცხვებს შეიცავს, ერთნაირ ფაზაში იმყოფება, ვინაიდან თვითეული მათგანი მაშინ იწყებს რხევას, როდესაც წინამავლებმა რხევების უკვე მთელი რიცხვი შეასრულა. მოცემული ფაზა დროის განმავლობაში ადგილს იცვლის სხივის გასწვრივ v სიჩქარით.

ფაზის ცვლა არაა დაკავშირებული ენერგიის ცვლასთან, და შეგვიძლია დაკუშვათ ფაზების გავრცელება ენერგიის ერთდროული გავრცელების გარეშე. ასეთი შემთხვევა დიდ როლს თამაშობს დე-ბროილის მოძღვრებაში, სადაც შემოღებულია ტერმინი *ფაზური ტალღები*. ჩვენ დავინახეთ (იხ. თ. II, § 5) რომ მასას არ შეუძლია ისეთი სიჩქარით მოძრაობა, რომელიც სინათლის c სიჩქარეს აღემატება. რადგანაც ენერგიას მასაც აქვს [(იხ. ტოლობა (4)], ამიტომ არც ენერგიას შეუძლია ისეთი სიჩქარით მოძრაობა, რომელიც სინათლის c სიჩქარეზე მეტია.

2. *ჯგუფური სიჩქარე.* დავუშვათ, რომ რაიმე მიმართულებით ვრცელდება რხევათა ჯგუფი ტალღის ყველანაირი λ_1-დან λ_2-მდე სიგრძის შემცველი, სადაც $\lambda_2-\lambda_1$ შედარებით მცირე რიცხვია. სხივის ყოველ წერტილში თავს იყრის იმ რხევათა ფრიად დიდი რიცხვი, რომელნიც ყველანაირ ფაზაში იმყოფებიან. ეს რხევები ბევრად თუ ცოტად საესებით სპობენ ერთიმეორეს, ასე რომ, ამ წერტილებში ენერგია შეიძლება ნულის ტოლად მივიღოთ. მაგრამ ამავე დროს შეიძლება აღმოჩნდეს, რომ სხივთა ნაკადის რომელიმე წერტილში ფაზები ძლიერ არ განირჩეოდეს ერთმანეთისაგან, თუ *დავუშვებთ, რომ გავრცელების სიჩქარე რხევათა სიხშირეზეა დამოკიდებული*, ე. ი. რომ არსებობს ის დისპერსია, რომელიც, მაგალითად, სხვადასხვა ფერის სხივებს აიძულებს ერთი გარემოდან მეორეში გადასვლის დროს სხვადასხვა სახით გადატყდეს (პრიზმის საშუალებით სპექტრის მიღება). ასეთ წერტილში ყველა რხევა, ერთად აღებული, დიდი ამპლიტუდის რხევას მოგვცემს. მასში თავმოყრილი იქნება

დიდი ენერგია. ფრიად მარტივი გამოთვლა გვიჩვენებს, რომ აღნიშნულ პირობებში ენერგიის თავმოყრის წერტილი ერთ ადგილას არა რჩება, არამედ თვითონაც ადგილს იცვლის ერთგვარი w სიჩქარით, რომელსაც ჯგუფური სიჩქარე ეწოდება; მაშასადამე, ამ სიჩქარით ადგილს იცვლის ენერგია. ცხადია, რომ w არასოდეს არ შეიძლება c-ზე მეტი იყოს. დიდი ხნიდან ცნობილი ფორმულა საშუალებას გვაძლევს გამოთვლილ იქნეს ჯგუფური w სიჩქარე, როდესაც მოცემულია რხევათა გავრცელების v სიჩქარის დამოკიდებულება v სიხშირე.

3. დ ი ფ რ ა ქ ც ი ა. სინათლის კვანტური თეორიის აღმოცენებამდე (1905 წ.) არსებობდა ოპტიკურ მოვლენათა განხილვის ორი ერთმანეთისაგან განსხვავებული მეთოდი. პირველი მეთოდით სარგებლობდა, ეგრეთწოდებული, გ ე ო მ ე ტ რ ი უ ლ ი ო პ ტ ი კ ა, მეორით კი—ტ ა ლ ღ უ რ ი ო პ ტ ი კ ა, რომელსაც რატომღაც კიდევ ფიზიკურ ოპტიკას უ წ ო დ ე ბ ე ნ. პირველი მეთოდი თავისი მსჯელობებისა და გეომეტრიულ აგებათა დროს სხივების სწორხაზობრივი გავრცელების ცნებით სარგებლობს. მან მშვენიერად სძლია მის წინაშე მდგომი ამოცანები და უეჭველად სწორი შედეგები მიიღო, როდესაც დაასაბუთა ისეთი მოვლენები, როგორიცაა სინათლის არეკლვა, გადატეხა და გაბნევა (დისპერსია). ამავე მიდგომით შეისწავლება სარკე, პრიზმა, და ყოველი სახის ოპტიკური მინები; ის გვაძლევს აგრეთვე ოპტიკური იარაღის თეორიას, როგორც, მაგალითად, ბინოკლის, საჰვრეტი მილის, ტელესკოპის, მიკროსკოპის და ა. შ. გეომეტრიული ოპტიკით სავსებით შეგვიძლია დაეკმაყოფილდეთ ყველა იმ შემთხვევაში, რ ო დ ე ს ა ც გ ა ნ ს ა ხ ი ლ ვ ე ლ ი ს ი ვ რ ც ი ს ზ ო მ ე ბ ი გ ა ც ი ლ ე ბ ი თ ა ღ ე მ ა ტ ე ბ ა ი მ ს ი დ ი დ ე ს, რ ო მ ე ლ ს ა ც ტ ა ლ ღ უ რ თ ე ო რ ი ა შ ი ტ ა ლ ღ ი ს ა ს ი გ რ ძ ე ე წ ო დ ე ბ ა (ხილული სინათლისათვის დაახლოებით 0.0005 მმ). თუ ეს პირობა არაა დაცული, მაშინ გეომეტრიული ოპტიკის კანონები და მეთოდები სავსებით გამოუსადეგარია და არასწორი. მაშინ წარმოიშობა დ ი ფ რ ა ქ ც ი ი ს მოვლენები, რომლებიც გ რ ი მ ა ლ დ ი მ (Grimaldi) 1665 წ. აღმოაჩინა; მათ შესახებ უკვე გვქონდა ლაპარაკი მე-V თავის 6 §-ში. ამ მოვლენების გამორკვევა მხოლოდ ტ ა ლ ღ უ რ ო პ ტ ი კ ა ს შეუძლია, რომლის მეთოდი ძირითადად განირჩევა გეომეტრიული ოპტიკის მეთოდისაგან და რომელშიაც ლაპარაკიც კი არ შეიძლება სხივების სწორხაზობრივ გავრცელებაზე. მხოლოდ ტალღურ ოპტიკას შეუძლია ახსნას მოვლენები, რომელთაც ადგილი აქვს იქ, სადაც როლს ასრულებენ მეტად მცირე გაუმქვირვალე სხეულები ან ამ გაუმქვირვალე სხეულებს შორის მოთავსებული მეტად ვიწრო შუალედები. როდესაც მ ი კ რ ო ს კ ო პ ი ს კონსტრუქცია გაუმჯობესდა, მაშინ გეომეტრიული ოპტიკა მისთვის გამოუსადეგარი აღმოჩნდა. ა ბ ე მ (Abbé) მიკროსკოპის დ ი ფ რ ა ქ ც ი უ ლ ი თეორია შექმნა (1873 წ.). დ ე კ ა რ ტ მ ა გეომეტრიული ოპტიკის მეთოდის საფუძველზე ც ი ს ა რ ტ უ ე ლ ი ს თეორია მოგვცა (1637 წ.). ე რ ი მ (Airy) დაამტკიცა (1838,1848) ამ თეორიის უსაფუძვლობა და შექმნა დიფრაქციული თეორია; მხოლოდ ამ თეორიას შეუძლია მთელი რიგი დეტალების ახსნა (მაგალითად, დამატებითი რკალების) ცისარტყელის მოვლენაში. ეს თეორია შემდეგ განავითარა მ ა ს კ ა რ მ ა (Mascart 1892) და განსაკუთრებით პ ე რ ნ ტ ე რ მ ა (Pernter 1897-1900). კრისტალებში რ ე ნ ტ გ ე ნ ი ს სხივების გავლის დროს

საქმე გვაქვს მათ დიფრაქციასთან (თ. V, §6). ამგვარად: დიდ (მაკრო—) სივრცეებში საკმაოა ოპტიკა გეომეტრიული; მცირე (მაკრო—) სივრცეებში კი—მხოლოდ ოპტიკა ტალღური.

4. სტატისტიკური მეთოდი ფიზიკაში. ფიზიკაში ეგრეთწოდებული „კანონების" დიდ რიცხვს ვხვდებით. როგორია მათი ხასიათი? შეიძლება თუ არა მათი შედარება მათემატიკურ კანონებთან, რომლებიც, საერთოდ რომ ვსთქვათ, ყველა პირობაში, ე. ი. მათი გამომხატველ ფორმულებში შემავალ სიდიდეთა ყველა მნიშვნელობის დროს,—ძალაში რჩება. ამ კითხვაზე აუცილებლად უარყოფითი პასუხი უნდა გავცეთ. თავის თავად ცხადია, რომ ფიზიკის კანონებს სულ სხვა ხასიათი აქვს, ვიდრე, მაგალითად, იურიდიულ კანონებს, რომლებსაც ესათუის კანონმდებელი ორგანო საზოგადოებრივ-პოლიტიკური წყობილების მიხედვით აღგენს, რომლებიც სხვადასხვა ხალხში სხვადასხვაა და ამასთან დროთა ვითარებაში შეივსება, შეიცვლება და ზოგჯერ გაუმჯობესდება კიდეც, გარდა ამისა, კიდევ სხვადასხვა განმარტებასაც (ინტერპრეტაციას) მოითხოვს.

არსებობს კიდევ ერთი მეცნიერება, რომელიც აგრეთვე მუდმივ ლაპარაკობს „კანონებზე", სახელდობრ—სტატისტიკა. ყველასათვის ცნობილია, რომ ამ მეცნიერებას თავისი „კანონები" გამოჰყავს როგორც აუარებელ ცალკეულ ფაქტზე დაკვირვებების შედეგი, როგორც ერთგვარი საშუალო აურაცხელი რაოდენობის რიცხვობრივი სიდიდეებისა. ხსენებული სიდიდეები მიღებულია გაზომვის, უბრალო თვლის, აღწერის და ა. შ. საშუალებით. ვსთქვათ, მაგალითად, დაისვა საკითხი ერთ რომელიმე ხალხში ვაჟებისა და ქალების შედარებითი დაბადების შესახებ. უაზრობა იქნებოდა ამ საკითხის გადაწყვეტა მხოლოდ ერთი ოჯახის და თუნდაც შემთხვევით აღებული ათი ოჯახის ჭონაცემების მიხედვით. მაგრამ, თუ ავიღებთ რამდენიმე ათეულ ათას ოჯახს, მაგალითად ათწლიანი ჰასაკისათვის, მაშინ მიეიღებთ რიცხვს, რომელიც ფრიად მცირედ შეიცვლება თუ იმავე ხალხიდან ოჯახების ასეთსავე რაოდენობას უკვე სხვა ათწლედისათვის განვიხილავთ. აქ თავს იჩენს მხოლოდ ის „კანონი", რომელიც მოცემულ ხალხს ან მისი სოციალური შემადგენლობის რომელიმე განსაზღვრულ ჯგუფს, მაგალითად, გლეხებს, ქალაქის მცხოვრებთ და ა. შ. შეესაბამება. იგივე ითქმის ყოველივე სტატისტიკური მოვლენის შესახებ. იმ ფიზიკას, რომელსაც საქმე აქვს უშუალო დაკვირვებისათვის და გაზომვისათვის ბისაწვდომ სიდიდეებთან, მაკროფიზიკა ვუწოდოთ, ყველა იმას კი, რაც ცალკეულ მოლეკულებს, ატომებს, პროტონებს, ელექტრონებსა და სინათლის კვანტებს ეხება, მიკროფიზიკა დავარქვათ. თუ ერთად-ერთ მოვლენას, სახელდობრ, სიცარიელეში სხივადი ენერგიის გავრცელებას გამოვრიცხავთ, აღმოჩნდება, რომ მთელ მაკროფიზიკას საქმე აქვს ნივთიერებასთან და ამასთან ყოველთვის მის ისეთ რაოდენობასთან, რომელიც მოლეკულების, ატომების და ა. შ. უამრავ რიცხვს შეიცავს. ის, რასაც ვაკვირდებით და ვზომავთ, მთელ მათ ერთობლიობას შეეხება და შეიძლება სრულიად არასწორი აღმოჩნდეს არამც თუ შემთხვევით აღებული ცალკეული მოლეკულისათვის, არამედ მოლეკულების რამდენიმე ასეულიდან შემდგარ ჯგუფისათვისაც. დავასახელოთ ორი მაგალითი.

პირველი მაგალითი ეხება აირებს, რომელთა მოლეკულები უწესრიგოთ მოძრაობს ყველა მიმართულებით, ეხეთქება ერთიმეორეს და ეჯახება იმ ჭურჭლის კედლებს, რომელშიაც აირია მოთავსებული. ამ დაჯახებათაგან შედგება ის წნევა, რომელსაც კედელი განიცდის აირის მხრით. არსებობს კანონი, რომელიც ამტკიცებს, რომ ჭურჭლის კედლის ყველა ნაწილი ერთდაიმავე წნევას განიცდის (სიმძიმის ძალის მოქმედებას ყურადღება არ ექცევა). ეს მხოლოდ იმას უნდა ნიშნავდეს, რომ კედლის ზედაპირის ერთნაირი ფართობი თანასწორ დროებში დაჯახებათა ერთდაიმავე რიცხვს განიცდის. ავიღოთ მაგალითად ზედაპირის მთელი კვადრატული სანტიმეტრი და ერთი მთელი წუთი. მივიღებთ დაჯახებათა წარმოუდგენელ უზარმაზარ რიცხვს, რომ ავიღოთ სხვა კვადრატული სანტიმეტრი იმავე წუთის განმავლობაში ან იგივე კვადრატული სანტიმეტრი სხვა რომელიმე წუთის განმავლობაში, მაშინ მივიღებთ უეჭველად დაჯახებათა რამდენადმე სხვა რიცხვს. მაგრამ განსხვავება შედარებით უსასრულოდ მცირე იქნება და, ცხადია, ცდით მისი შემოწმება შეუძლებელია. ავიღოთ ახლა კვადრატული მილიმეტრის მესამედი ნაწილი და წამის ერთი მეათასედი. დაჯახებათა რიცხვი 6000 მილიონჯერ ნაკლები იქნება, მაგრამ ძაინც ფრიად დიდი. თუ აღებულ ფართობსა და დროს სხვა იმავე ზომის ფართობით და იმავე ხანგრძლივობის დროით შეეცვლით, მაშინ ისევ არათანაბარ რიცხვებს მივიღებთ და ამასთან მათი ფარდობითი სხვაობანი გაცილებით მეტი იქნება, ვიდრე ეს კვადრატული სანტიმეტრისა და წამისათვის იყო მიღებული. მაგრამ, ეს ხომ უკვე იმას ნიშნავს, რომ აირის წნევა ზედაპირის სხვადასხვა მცირე ნაწილზე და ამასთან ერთდაიგივე მცირე დროის განმავლობაში ერთნაირი არაა, აგრეთვე ერთდაიმავე მცირე ნაწილზე სხვადასხვა მცირე დროის განმავლობაშიაც ერთმანეთს არ უდრის. შევამციროთ კიდევ უფრო ფართობი და დრო, რათა ამით მიკროფიზიკის საზღვრებს მივუახლოვდეთ. ავიღოთ ფართობი 5 კვადრატული Å (ონგსტრემი) და წამის ერთი მეასმილიონედი ნაწილი. ადვილი გამოსათვლელია, რომ აქ საშუალოდ ერთი დაჯახება მოხდება (ჰაერის ნორმალური წნევის დროს). ცხადია, რომ ასეთი მცირე ფართობის და დროის უმნიშვნელო ხანგრძლივობისათვის ზოგჯერ ერთ დაჯახებასაც ვერ მივიღებთ, ზოგჯერ მხოლოდ ერთ დაჯახებას ექნება ადგილი, ხან კი ორს, სამს და, შეიძლება ზოგჯერ, მაგრამ იშვიათად, დაჯახებათა მეტ რიცხვს. წნევა ცვალებადობს ნულსა და ფრიად დიდ სიდიდეს შორის. ყველა ნაწილზე წნევის ერთნაირობისა და დროის განმავლობაში მისი მუდმივობის კანონის შესახებ ლაპარაკიც კი შეუძლებელია. ეს კანონი, რომელიც სწორია ზედაპირის არა მეტად მცირე ნაწილისათვის და დროის არა მეტად მცირე შუალედისათვის, შეეხება სტატისტიკურ საშუალოს იმ წნევათა უამრავ რიცხვიდან, რომლებსაც ზედაპირის სხვადასხვა მეტად მცირე ნაწილებისთვის და დროის ერთიმეორის მიმდევნო აგრეთვე მეტად მცირე შუალედებისთვის სხვადასხვა მნიშვნელობა აქვს.

მეორე მაგალითი მოვიყვანოთ სპექტრულ სერიათა თეორიიდან. მე-IV თავის 7 §-ში ჩვენ გავეცანით ხაზებიანი სპექტრების წარმოშობას საერთოდ, და კერძოდ სპექტრულ სერიებს. ჩვენ ვნახეთ, რომ თვითეულ სერიაში პირვე-

ლი ხაზი (მეთაური) ყველაზე მოკაშკაშეა, მაშინ როდესაც მომდევნო ხაზების სიკაშკაშე თანდათან იკლებს. თვითეული აირის ყოველი სერიისათვის გვაქვს **სპექტრულ ხაზთა სიკაშკაშის კლების განსაზღვრული კანონი.** ეს იმას ნიშნავს, რომ ორი რომელიმე ხაზის, მაგალითად, 1-სა და მე 2-ის, მე 4-ისა და მე 7-ის სიკაშკაშეთა ფარდობა საკვლევით მუდმივი რიცხვია, რომელიც არაა დამოკიდებული იმაზე, თუ სად ან როდის ვახდენთ დაკვირვებას ამ სპექტრზე, მაგრამ, ცხადია, პირობები აირის ნათებისა ყოველმხრივ ერთნაირი უნდა დარჩეს. განვიხილოთ **ბალმერის** სერია (თ. III, § 4); ანათებს წყალბადი, თუმცა გაიშეიათებული. მაგრამ მაინც კუბურ მილიმეტრის ერთ მეასედშიც კი ატომთა უამრავი რიცხვი იმყოფება. ამ სერიის ხაზები თავს იჩენს მეორე ორბიტზე ელექტრონის ჩამოვარდნის დროს მესამე ორბიტიდან (მეთაურია Hα ხაზი), მეოთხე ორბიტიდან (მეორე Hβ ხაზი), მეხუთედან (მესამე Hγ ხაზი) და ა. შ. ყველა ამ ჩამოვარდნისგან უფრო ხშირად პირველს აქვს ადგილი, რადგანაც ის უმთავრესად მაშინ ხდება, როდესაც ელექტრონი პირველ (ნორმალურ) ორბიტიდან შედარებით არადიდათაა აწეული მესამე ორბიტზე, რაც ამის გამო ხშირად გვხვდება: უფრო იშვიათია ჩამოვარდნა მეოთხე ორბიტიდან, კიდევ უფრო იშვიათია მეხუთე ორბიტიდან, და ა. შ. სპექტრული ხაზის სიკაშკაშე განისაზღვრება იმ ატომთა რიცხვით, რომლებშიაც ადგილი აქვს ზემოხსენებულ ჩამოვარდნას დროის რომელიმე განსაზღვრულ შუალედში. შეიძლება ითქვას, რომ სპექტრული ხაზის სიკაშკაშე ელექტრონის შესაბამისი ჩამოვარდნის ალბათობის პროპორციულია. ამასთანავე გამომსხივებელ ატომთა უამრავი რიცხვის არსებობა მისთვის აუცილებელ პირობას წარმოადგენს. ჩვენ რომ შეგვეძლოს მხოლოდ რამოდენიმე ათეული და თუნდაც ასეული ატომის ნათების დანახვა და ამასთანავე დროის შეტისმეტად მცირე შუალედისთვის, მაგალითად, წამის მეასმილიონედი ნაწილისათვის, მაშინ აღმოჩნდება, რომ ატომთა სხვადასხვა ჯგუფისთვის სპექტრული ხაზების სიკაშკაშეთა ფარდობა სრულიად სხვადასხვა იქნებოდა, თვითეული ჯგუფისთვის კი ეს ფარდობა შეიცვლებოდა ერთი მოკლეხნიან დაკვირვებიდან მეორეზე გადასვლის დროს. სიკაშკაშეთა განაწილების არავითარ „კანონზე“ არ შეიძლება ლაპარაკი. კანონი სწორია მხოლოდ ატომთა ფრიად დიდი რიცხვისათვის და დროის არა ძლიერ მცირე შუალედისათვის. მაშასადამე, ჩვენ აქ გვაქვს სტატისტიკური კანონი.

ადვილია სხვა მაგალითების მოყვანა და იმის ჩვენება, რომ ფიზიკის კანონებს სტატისტიკური კანონების ხასიათი აქვს. ჯერ კიდევ გასული საუკუნის ნახევარში აღმოცენდა განსაკუთრებული მეცნიერება „სტატისტიკური ფიზიკის“ სახით. მეორე მაგალითი ნათლად გვიჩვენებს, თუ რა როლს თამაშობს ერთდროულად შესაძლებელი ამათუიმ შემთხვევის ალბათობა. ცხადია, რომ მათემატიკური მოძღვრება ალბათობის შესახებ სტატისტიკური ფიზიკის ერთ უმთავრეს საფუძველთაგანს უნდა შეადგენდეს.

§ 6. ახალი მიკრომექანიკის დახასიათება

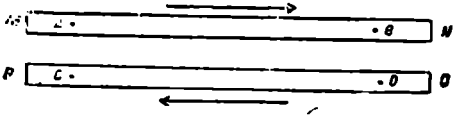
ჩვენ უკვე 3 §-ში მივუთითეთ მიკრომექანიკის ზოგიერთ დამახასიათებელ თვისებაზე, როდესაც ვლაპარაკობდით იმ სიძნელეებზე, რომლებიც გველობე-

ბიან წინ ამ ახალი მეცნიერების საფუძვლების ყველასათვის გასაგები ენით გადმოცემის დროს. რაც შეეხება მათემატიკის უდიდეს და თავისებურ როლს ამ მეცნიერებაში, ამაზე აქ მეტს აღარ ვილაპარაკებთ და მხოლოდ შემდეგში კვლავ დავუბრუნდებით ამ საკითხს. ჩვენ უკვე აღვნიშნეთ იმ ცნებათა უკიდურესი განყენებულობა, რომლებითაც ეს მეცნიერება სარგებლობს. ამავე დროს ვეცდავთ დაკინებით ცდებს, მიმართულს ძველი მეცნიერების მრავალი მთავარი საფუძვლის მოსასპობად. უნდა აღინიშნოს აგრეთვე ის მხურვალე და დაუსრულებელი დავა, რომელიც დღემდე წარმოებს ყველაზე გამოჩენილ მეცნიერთა შორის მთელ რიგ ძირითად საკითხების შესახებ. შემდეგში შეეხებედებით ისეთ საკაშათო და გაურკვეველ დებულებებს, რომლებიც არ შეიძლება ძირითადათ არ ჩაითვალოს მიკრომექანიკაში და ყოველ შემთხვევაში მისთვის ფრიად დამახასიათებელია. ახლა შევჩერდებით მეცნიერების იმ ძველ საფუძველთა მოსპობის საკითხზე, რომლებიც სამარადისოდ დადგენილად ითვლებოდა. მათი სიმტკიცე და ურყევობა არაოდეს ეჭვს არ იწვევდა.

მეცნიერების ისტორია საერთოდ და ფიზიკისა კი კერძოდ საკმაო მაგალითებს გვაძლევს იმის შესახებ, თუ როგორ შეირყეოდა ხშირად და ზოგჯერ მთლიანადაც ინგრეოდა მათი ძირითადი საფუძვლები, რომლებსაც ახლები სცვლიდნენ. რა იყო სამყაროს ცენტრში მოთავსებული დედამიწის უძრაობაზე უეჭველი? ეს უძრაობა უდავო და თავისთავად ცხადი ჩანდა, მაგრამ ადამიანი იძულებული შეიქნა ამ შეხედულებაზე უარი ეთქვა, როდესაც დიდმა ასტრონომმა კოპერნიკმა დედამიწა ცას მიაკუთვნა და მას მნათობთა შორის თავისი ადგილი მიუჩინა. მოვიყვანოთ კიდევ ერთი მაგალითი ღრმა გადატრიალებისა იმ ძირითად შეხედულებაში, რომელსაც კაცობრიობა აღიარებდა და რომელზედაც იძულებული იყო უარი ეთქვა. არც ისე დიდი ხანია, სახელდობრ, 1905 წელს, როდესაც აინშტაინმა თავისი ფარდობითობის (სპეციალური) თეორია შექმნა. ეს თეორია მხოლოდ ისეთ სხეულებს განიხილავს, რომელთა ფარდობითი მოძრაობა თანაბარი და სწორხაზოვანია. ჩვენ მხედველობაში გვაქვს ის ღრმა ცელილება დროის ცნებაში, რომელიც ფარდობითობის თეორიამ მოახდინა. ვინაიდან ამ წიგნში არ ვფიქრობთ ხსენებული თეორიის განხილვას, ამიტომ სასარგებლოდ მიგვაჩნია გავახსენოთ მკითხველებს თუ რაშია აქ საქმე.

დრო ადამიანს წარმოდგენილი აქვს, როგორც განუწყვეტლივ მიმდინარე და თანაბარი მთელ სამყაროში. არსებობს მხოლოდ ერთი დრო, სამყაროთაშორისო დრო. ის მხოლოდ ერთი მიმართულებით მიმდინარეობს, ყოველთვის თითქოს წინ მიდის და არასოდეს უკან არ იხევს. დრო, რომელიც რომელიმე მოვლენიდან გვაშორებს, განუწყვეტლივ იზრდება. ასეთი წარმოდგენა დროის შესახებ თავისთავად ნაგულისხმევად ითვლებოდა და არაოდეს ეჭვს არ იწვევდა; მგონი, არავინ არც კი დაფიქრებულა ამ საკითხზე. ასეთ წარმოდგენასთან ერთი მთლიანი სამყაროთაშორისო დროის შესახებ მჭიდროდ დაკავშირებული იყო ის გარემოებაც, რომ ცნება ორი მოვლენის ერთდროულობისა, ცნება „გვიან“ და „ადრე“, რომლებიც ბავშვისთვისაც კი მისაწვდომია, არავითარ ეჭვს არ იწვევდა და ითვლებოდა როგორც აბსოლუტური და

მოვლენათა დამკვირვებლის ადგილმდებარეობაზე სრულიად დამოუკიდებელი. ფარდობითობის თეორიამ საკვლევით შესცვალა შეხედულება დროზე და გამოაცხადა, რომ არავითარი სამყაროთაშორისო დრო არ არსებობს, რომ დრო ფარდობითი ცნებაა. ვუყოდოთ სისტემა ისეთ სხეულს, რომელიც მოძრაობს როგორც ერთი მთლიანი. ასეთ სისტემას წარმოადგენს დედამიწის სფერო, თუ არ განვიხილავთ მის ზედაპირზე მოძრავ სხეულებს. გემი, მატარებელი და ა. შ. შეიძლება განვიხილოთ როგოც ცალკეული სისტემები. წარმოვიდგინოთ მოკრძო სახის (მატარებლის მსგავსი) სისტემა და გამოვხატოთ იგი ნახ. 42-ზე ნაჩვენები MN ზოლის სახით; მეორე სისტემა კი PQ ზოლის სახით გამოვხატოთ. ეს ორი სისტემა ერთი მეორის საწინააღმდეგოდ ისრების მიმართულებით მოძრაობს; თვითეულ სისტემაზე იმყოფებიან დ ა მ კ ვ ი რ ვ ე ბ ლ ე ბი, რომლებსაც იდეალურად ზუსტი საათები აქვთ.



ნახ. 42

გამოდის, რომ თვითეულ ასეთ სისტემაში თავისი საკუთარი, თავისებური დრო მიმდინარეობს. ასეთ ორ სისტემაზე მომხდარ მოვლენათა განხილვის დროს არ შეიძლება ლაპარაკი „დროზე“ ს ა ე რ თ ო დ, არამედ შეიძლება ვილაპარაკოთ ზოლოდ MN სისტემის დროზე ან PQ სისტემის დროზე. ყოველ სისტემაში არსებობს ერთი, მასში ყველგან ერთნაირი დრო და არსებობს აგრეთვე ყველა საათის, მაგალითად, MN სისტემაში, ისეთი დაყენების შესაძლებლობა, რომ ამ MN სისტემის დროის ერთსადაიმავე მომენტში ისინი ზუსტად ერთდაიმავე დროს გვიჩვენებდნენ. იგივე ითქმის PQ სისტემაზეც, ე. ი. მასშიაც ყველა საათი ერთნაირ ჩვენებას გვაძლევს ამ PQ ს ი ს ტ ე მ ი ს დროის ერთდაიმავე მომენტისათვის. არ უნდა ვიფიქროთ, თითქოს ორ სისტემაში დრო არა ერთნაირი სიჩქარით მიმდინარეობდეს. ეს სრულიადაც არაა სწორი: საქმე უფრო რთულია, როგორც შემდეგი მაგალითიდან დავინახავთ. დავუშვათ, რომ A, B, C და D წერტილში იმყოფებიან დამკვირვებლები თავისი საათებით. PQ სისტემის დროის რომელიმე მომენტში C-სა და D-ში მყოფი დამკვირვებლები სწორედ თავის წინ დაინახავენ მარცხნიდან მარჯვნივ მოძრავ დამკვირვებლებს რომლებიც თავის საათებიანათ A-სა და B პუნქტში იმყოფებიან. PQ სისტემის დროის ამ მომენტში C-სა და D-ში არსებული საათები, რასაკვირველია, ერთნაირ დროს გვიჩვენებენ. ხედავენ რა A და B-ში მოთავსებულ საათებს, C-სა და D-ეს დამკვირვებლები გაკვირვებით შენიშნავენ, რომ ეს საათები ე რ თ ნ ა ი რ დ რ ო ს ა რ უ ჩ ვ ე ნ ებ ენ და აქედან დაასკვნიან, რომ MN სისტემის დამკვირვებლებს ცუდად ჰქონიათ მოწესრიგებული თავისი საათები, რომ საათი B-ში ჩამორჩება A პუნქტის საათს. A და B-ში მყოფი დამკვირვებლები, რომელთა საათებიც MN სისტემის სხვადასხვა დროს უჩვენებენ,

გაკვირვებული არიან, რომ C და D-ში მოთავსებული საათები ერთნაირ დროს აღნიშნავენ და ამის გამო, ფიქრობენ, თითქო დამკვირვებლებს PQ სისტემაში ვერ მოუხერხებიათ თავისი საათების მოწესრიგება ამ მაგალითიდან ჩანს, რომ ორი მოვლენა,—სახელდობრ: პირველი, რომ A და C წერტილი და მეორე, რომ B და D წერტილი ერთი მეორის პირდაპირ იმყოფება,—ერთი PQ სისტემისათვის ერთდროულად ხდება, მეორე MN სიატემისათვის კი—არაერთდროულად. არაა ძნელი ორი ისეთი მოვლენის დასახელება, სადაც პირველი მოვლენა ერთი სისტემისათვის მეორეზე ადრე ხდება, მეორე სისტემისათვის კი—მეორე მოვლენაზე უფრო გვიან. ასეთი ძირითადი ცნებები, როგორიცაა „ადრე“ და „გვიან“ თავის აბსოლუტურ მნიშვნელობას მოკლებულია და ფარდობით ცნებებს წარმოადგენს.

მართალია, ეს დიდი გადატრიალება დროის ცნებაში შეიძლება ვერ შევიდეს კაცობრიობის შეგნებაში ისე, როგორც დიდი ხნის წინათ შეეიდა კოპერნიკის მოძღვრება. მიზეზი ისაა, რომ ზემოთქმული განსხვავება საათების ჩვენებათა შორის პრაქტიკულად შესამჩნევ სიდიდეებს ორი სისტემის მბოლოდ ისეთი უდიდესი ფარდობითი სიჩქარის დროს მიაღწევს, რომელიც ბუნებაში არ გვხვდება. როდესაც ორი მატარებელი პარალელურ რელსებზე 200 კმ. ფარდობითი სიჩქარით მოძრაობს, მაშინ საათებს შორის განსხვავება წამის ომდენად მცირე ნაწილებით გამოიხატება, რომ მათი შემჩნევა შეუძლებელია. მაგრამ, ეს არ ამცირებს მეცნიერულ გადატრიალების მნიშვნელობას. ყოველივე, რაც ორი MN და PQ სისტემის შესახებ ითქვა, ვრცელდება ორ მატარებელზეც. ამ მატარებლებზე ფაქტიურად დროის სხვადასხვა მიმდინარეობაა. აქ მნიშვნელობა აქვს იდეას, და არა მისგან გამომდინარე შედეგების პრაქტიკულად გამოყენებას.

ჩვენ მოვიყვანეთ ისეთი მაგალითი, როდესაც მეცნიერება და ყველა მასთან გაცნობილი, ე. ი. ყველა, ვისაც იგი სწორად ესმოდა, იძულებული შეიქნა უარეყო ერთი იმ ძირითადი ცნებათაგანი, რომელიც თითქოს სამუდამოდ ურყევად იყო შესისხლხორცებული კაცობრიობის მეჯელობის მეთოდებთან, და შერიგებოდა ერთი იმ საძირკველთაგანის დანგრევას, რომელიც შეადგენდა საერთო საკაცობრიო აზროვნების დასაყრდენს საერთოდ და მეცნიერულისაა კი—კერძოდ. ისმის საკითხი: უნდა არსებობდეს თუ არა ასეთი ნგრევის ზღვარი, თუ ასეთი ზღვარი არ მოიპოვება, და მეცნიერული აზროვნების ყველა საფუძველი, გამოუკლებლივ, დროთა განმავლობაში შეიძლება საეჭვო გახდეს, განიცადოს ღრმა ცვლილება და კიდევაც მოისპოს? მეცნიერების ისტორია გვიჩვენებს, რომ აქ მხოლოდ ერთი პასუხია შესაძლებელი: ასეთი ზღვარი არ არსებობს. მეცნიერება განუხრელად წინ მიდის: იცვლება არა მარტო მეცნიერული კვლევა-ძიების მეთოდები, არამედ თვით მეცნიერების საფუძვლები და შეხედულებანიც კი მის მიზნებსა და ამოცანებზე. კონსერვატიზმი—მეცნიერების საშინელი მტერია: ის ხელს უშლის მის განვითარებას და ზოგჯერ საესებით აჩერებს მას. კონსერვატიზმს იმდენად მოაქვს საბოგებლობა, რამდენადაც ის მოითხოვს სიფრთხილესა და წინდახედულობას ყოველი წინგადადგმული ნაბიჯის დროს, განსაკუთრებით კი მაშინ, როდესაც საქმე

მეცნიერების იმ ერთერთ საფუძველთაგანის ძირითად გადახალისებას ეხება, რომელიც ახასიათებს მას მისი განვითარების მოცემულ ისტორიულ საფეხურზე. მაგრამ, არაფერი ხელშეუხებელი, არავითარი „ტაბუ“ მეცნიერებაში არ არსებობს. თამამ გონებას, გენიოსს ეკვი შეაქვს რომელიმე „ტაბუ“-ში, რომელიც ბოლოს უბრალო მცდარი შეხედულება გამოდის.

ახალმა მიკრომექანიკამ ასეთ „ტაბუ“-თა მთელი რიგი მოსპო და ძირიანფესვიანად შესცვალა მეცნიერების საფუძვლები. ამის ისტორიული მიზეზები აშკარაა და გამოიხატება შემდეგში. 1913 წლამდე ფიზიკა იხილავდა სასრულო ზომების სხეულებს, რომლებიც ზოგჯერ შეიძლება მიკროსკოპულზე მცირე ყოფილიყო. ეს იყო მიკროფიზიკა;—ეს მეცნიერება აგებული იქნა აზროვნების განსაზღვრულ, საუკუნოებით გამომუშავებულ საფუძვლებზე და წესებზე, ის ნათლად ჩამოყალიბებული მიზნებისაკენ მიისწრაფოდა. 1913 წლის შემდეგ ფიზიკა ინტრა-ატომურ სამყაროს შესწავლას შეუდგა და წარმოიშვა მიკროფიზიკა. გასაკვირიც არაა, რომ ამ მისთვის სრულიად ახალ სამყაროში მეცნიერება შეხვდა მოულოდნელ სიძნელეებს და სავსებით ახალ ფაქტებს, რომლებმაც გვიჩვენეს, რომ მაკრო-ფიზიკის კანონები აქ არ გამოდგება. ყველაზე უწინ, და განსაკუთრებული სიმკვეთრით,—ეს გამომჟღავნდა მექანიკის დარგში, რომელიც შექმნილი იყო ნიუტონის მიერ და სახეშეცვლილი აინშტაინის მიერ. მისი გამოყენება ინტრა-ატომურ სამყაროში ყალბ შედეგებს გვაძლევდა. საჭირო შეიქნა ახალი მექანიკის აგება, და ამავე დროს ძველი მეცნიერების ბევრი საფუძველთაგანი ძირფესვიანად გამოსაცვლელი გახდა. ამ სახით წარმოიშვა ახალი მეცნიერება—მიკრომექანიკა.

მაგრამ აქ თავს იჩენს დასკვნებით მდიდარი ერთი ზოგადი მოსაზრება. თუ კი განსაზღვრული კანონების და, რაც კიდევ უფრო მნიშვნელოვანია, მეცნიერული აზროვნების განსაზღვრული ფორმები, შეუძლებელია გამოვიყენოთ მიკროფიზიკაში, მაშინ გვაქვს თუ არა უფლება ჩავთვალოთ ისინი აბსოლუტურად ზუსტად და მაკროფიზიკაში გამოსადეგად, თუნდაც მათ მიგვიყვანონ მეცნიერების წარმატებით განვითარებამდე და კერძოდ ისეთ შედეგებამდე, რომლებსაც ჩვენი დაკვირვებები ამართლებენ. ჩვენ ხომ გვგონია, რომ ორ შემხვედრ მატარებელზე ერთიდაიგივე სამყაროთაშორისო დრო მიმდინარეობს, და ვერავითარი ცდებით ვერ დავრწმუნდებით იმაში, რომ ეს სწორი არაა, რომ თვითეულ ორ მატარებელთაგანს თავისი საკუთარი დრო აქვს და ამასთან ეს „ორი დრო“ ფრიად თავისებურად განსხვავდება ერთი მეორესაგან. მეორე მაგალითი: მე-II თავის 5 §-ში ჩვენ დავინახეთ, რომ სხეულის მასა დამოკიდებულია მის სიჩქარეზე. ცდამ ეს დაადასტურა ისეთი სხეულების შესახებ, რომლებიც ვეებერთელა სიჩქარით მოძრაობენ (ელექტრონები). მაგრამ, ეკვს გარეშეა, რომ ამას ადგილი აქვს მცირე სიჩქარის დროსაც, თუმცა ცდით ამის დამტკიცება შეუძლებელია. ცხადია, რომ მიკროფიზიკის წარმოშობას გადატრიალება უნდა გამოეწვია მაკროფიზიკაშიც და ეკვს ქვეშ დაეყენებია ბევრი მისი საფუძველი.

ფიზიკის თანამედროვე მდგომარეობის დასახასიათებლად მიუთითებთ ქვემოთმოყვანილ სამ გარემოებაზე. ისინი მკვეთრად წამოიჭრა ბევრი იმ ახა-

ლი აზრის შესწავლის დროს, რომელთა შეტანას მაკროფიზიკაში ცდილობს მიკროფიზიკა.

1. ადგილი აქვს ზოგჯერ ფრიად მწვავე უთანხმოებას მეცნიერებს შორის და ამასთანავე ძალიან ხშირად ყველაზე გამოჩენილ მეცნიერთა შორის. ეს განსაკუთრებით მკვეთრად იჩენს თავს 6 §-ში, რომელსაც მიუძღვნით მეცნიერული აზროვნების საფუძველთა ყველაზე მნიშვნელოვან და ღრმა გადატრიალებას, დაკავშირებულს მიკრომექანიკასთან.

2. განსაცვიფრებელი დაუმთავრებლობა, აზრის ბოლომდე გამოუთქმელობა და ამის გამო ზოგიერთ ისეთ დაშვებათა გამოუკვეველობა, რომლებზედაც ზოგჯერ აგებულია მიკრომექანიკის მნიშვნელოვანი ნაწილი. ყველაზე გასაკვირი ისაა, რომ ამ დაშვებათაგან გამოყვანილი შედეგები არამც თუ მართლდება ცდებით, არამედ მათ ახალ მოვლენებისა და ფაქტების აღმოჩენამდეც კი მიგვიყვანეს, რამაც მეცნიერთა შორის სენსაცია გამოიწვია. შემდეგში განსაკუთრებით ერთ-ერთ ამ მოვლენას (ელექტრონთა დიფრაქციას) გავეცნობით. ამ მოვლენას უეჭველად აქვს ადგილი სინამდვილეში და მისმა აღმოჩენამ მეცნიერება გაამდიდრა, მაგრამ სრულიად გაუგებარია, თუ როგორ ხდება ეს მოვლენა, რადგანაც საესებით ნათელი არაა ის გულვება, რომელმაც მის აღმოჩენამდე მიგვიყვანა.

3. უცნაურ შთაბეჭდილებას ახდენს შემდეგი გარემოებაც. მიკრომექანიკა ან, ყოველ შემთხვევაში, მისი ზოგიერთი შემქმნელნი და ყველაზე გამოჩენილი მამძრავებელნი, ერთი ხელმოსმით უარყოფენ ამათუიმ ჰიპოთეზს, რომელიც ძველ მეცნიერებაში მნიშვნელოვან როლს თამაშობდა. ამავე დროს ვხედავთ, რომ სხვა მეცნიერნი, რომლებიც სხვა არეში მუშაობენ, მშვიდად განაგრძობენ ამ ჰიპოთეზით ან მისგან გამომდინარე შედეგებით სარგებლობას. ეს შეეხება, როგორც დავინახავთ, ბ ო რ ი ს ატომის მოდელს. რჩება შთაბეჭდილება რაღაც ქაოსისა, რაღაც ისეთის, რაც ჯერ კიდევ აღმოცენების სტადიაშია.

აქ მოვიყვანთ მიკრომექანიკის მიერ მეცნიერების ძირითად პრინციპებში გამოწვეულ გადატრიალების მხოლოდ ერთ მაგალითს. ამისათვის გავიხსენოთ, თუ ფიზიკაში როგორ წარმოიშობოდა მოვლენათა განსაზღვრული ჯგუფების თეორიები და მოვლენათა ახსნა-განმარტებები, რომლებიც ამ თეორიებთან იყო დაკავშირებული. მოვლენათა ჯგუფს მეცნიერება უყურებდა, როგორც ჩვენთვის კარგად ცნობილ ნედლ მასალას, რომელიც თითქოს ღია სცენაზე იყო ჩვენს წინ დალაგებული. მათ პირველნელ წყაროს წარმოადგენს ჩვენთის უცნობი მიზეზები, რომლებიც უშუალო დაკვირვებისათვის მიუწვდომელია და რომლებიც თითქოს ჩვენ წინ მდებარე ღია სცენის კულისებს უკან იმყოფება. თეორიას საფუძვლად უდებდნენ განსაზღვრულ ჰიპოთეზს, ე. ი. გულვებას კულისებს უკან მოთავსებულ მიზეზის გვარობისა და ხასიათის შესახებ. ეყრდნობოდა რა ამ ჰიპოთეზს, მეცნიერება აგებდა თეორიას. შედეგი ყველასათვის ცნობილია მაგალითების მთელი რიგიდან.

თანამედროვე მეცნიერებაა, ან უფრო სწორად რომ ვსთქვათ, მეცნიერულ მუშაკთა დიდი რიცხვი (და შეიძლება უმრავლესობაც) ასეთი საპის მეცნიერული შემოქმედების მიზანშეწონილობას უარყოფს და იგი დაუშვებლადაც კი ცდიაჩნია. კ უ ლ ი ს ებ ს უ კ ან შ ე ე ვ რ ე ტ ი ს ყ ო ვ ე ლ ი ც დ ა ა კ რ ძ ა ლ უ ლ ი ა. მეც-

ნიერების ამოცანას სრულიადაც არ შეადგენს მოვლენათა პირველწყაროების გაცნობა, რომლებზეც ყოველ შემთხვევაში დაკვირვების მოხდენა უშუალოდ შეუძლებელია. მეცნიერებას მხოლოდ ისეთი სიდიდეები უნდა აინტერესებდეს და ისეთ სიდიდეებთან უნდა ჰქონდეს საქმე, რომელთა დაკვირვებაც და გაზომვაც პრინციპულად შეიძლება. ჩვენი ახალგაზრდა, სწრაფად წინწამოწეული მეცნიერის გ. ა. გამოვის (ლენინგრადი) სტატიიდან მოგვყავს შემდეგი ფორმულირება ფიზიკურ სიდიდის პრინციპული დაკვირვებადობის ცნების შესახებ: „განსაზღვრული ფიზიკური სიდიდე პრინციპულად დაკვირვებადად ჩაითვლება, თუ შესაძლებელია ისეთი მეთოდის ჩვენება, რომელიც ტექნიკის თანამედროვე მდგომარეობაში შეიძლება განუხორციელებელიც იყოს, მაგრამ ფიზიკურად კი შესაძლებელი და რომლის საშუალებითაც შეიძლებოდეს ჩვენი სიდიდის გაზომვა“. ახალი დებულება, რომელიც მიკრომექანიკამ აღიარა, რომელსაც შეიძლება პრინციპული დაუკვირვებლობის დებულება ეუწოდოთ გ. ა. გამოვმა შემდეგი სახით ჩამოაყალიბა: „ფიზიკური თეორიის აგების დროს შეიძლება მხოლოდ პრინციპულად დაკვირვებადი სიდიდეებით სარგებლობა. თუ კი თეორიაში აღმოჩნდება პრინციპულად დაუკვირვებადი სიდიდე, მაშინ ეს თეორია ისე უნდა გადახალისდეს ახალ საფუძვლებზე, რომ ის ახალი სახით ამ სიდიდეს არ შეიცავდეს. ასეთ პრინციპულად დაუკვირვებად სიდიდეებს ეკუთვნის ის სიდიდენი, რომლებითაც განისაზღვრება ელექტრონის დინამიკური მდგომარეობა ატომში, ე. ი. მისი მდებარეობა და სიჩქარე (ერთად აღებული), მისი ორბიტი, გულის ირგვლივ ბრუნვის დრო და აგრეთვე მისი ზომები. ეს სიდიდეები არ უნდა თამაშობდეს როლს თეორიულ მსჯელობათა და დასკვნების დროს; მკაცრად თუ ვიტყვით, მათზე ფიქრიც კი აკრძალულია. რა სიდიდეებთან უნდა ჰქონდეს საქმე მიკროფიზიკას? ყველაზე უწინარეს ატომის ენერგიებთან, რომლებიც ატომის შესაძლებელ მდგომარეობებს შეესაბამება, ვინაიდგან ეს ენერგიები შეიძლება გაზომილი იქნეს; შემდეგ სიხშირეებთან, რომლებიც ბორის მესამე პოსტულატის საფუძველზე გამოითვლება [თ. IV, §4, ტოლობა (10)] და ცდის დროს იზომება; დასასრულს, სხივადი ენერგიის ინტენსივობასთან და აგრეთვე მისი რხევის ხასიათთან (პოლარიზაცია).

ნათქვამი ეხადჰყოფს, რომ ფიზიკოსთა უმრავლესობის აზრით მეცნიერებამ ხელი არ უნდა მოჰკიდოს ატომის დინამიკური მოდელის აგების განხილვას, ე. ი. ისეთი მოდელის, რომელიც ინტრა-ატომურ მოძრაობათა აწერას შეიცავს. ეს წარმოადგენს ბორის მოდელის უეჭველ უარისყოფას, რამდენადაც მასში ლაპარაკია ვალენტურ ელექტრონთა შესაძლებელ ორბიტებზე, ამ ელექტრონების ერთი ორბიტიდან მეორეზე გადახტომაზე და ა. შ. რჩება მხოლოდ იდეა ატომის გულისა და გარე ელექტრონებისა, რომლებიც წმინდა ენერგეტიკული მნიშვნელობის შრეებად და ქვეჯგუფებად არის დაყოფილი.

ზემონათქვამთან მჭიდრით ა დაკავშირებული ჰაიზენბერგის მიერ გამოთქმული შესანიშნავი თეორემა ფიზიკურ სიდიდეთა გაზომვის არაზუსტობის (Unschärfe) შესახებ მიკროფიზიკაში. აქ ლაპარა-

კია პრინციპულ არაზუსტობაზე, რომელიც დამოკიდებული არაა გაზომვის მეთოდის სისრულეზე და ამის გამო დაუძლეველია; მისი ფესვი თვით მიკროფიზიკური მოვლენების ბუნებაშია. სამწუხაროდ აქ არ შეგვიძლია შევეხოთ დეტალებს, რომლებიც ფრიად რთულ გამოთვლებს მოითხოვს. იძულებული ვ:ართ დავკმაყოფილდეთ ზოგადი მოსაზრებებით, რომლებიც ამოღებული გვაქვს ბიკრომექანიკის ერთ დამფუძნებელთაგანის ლ. დე-ბროილის საუცხოო წიგნიდან „ტალღური მექანიკა". თვით დე ბროილს კიდევ შევხვდებით შემდეგში (იხ. § 7).

როდესაც რომელიმე მოვლენაზე დაკვირვებას ვახდენთ, მაშინ შეუძლებელია, რომ მის მიმდინარეობას ხელი არ შეუშალოთ. მოვლენაზე დაკვირვების წარმოება შეიძლება მხოლოდ კავშირის დამყარებით ამ მოვლენასა და გარე სამყაროს შორის, რომელსაც ეკუთვნის თვით დამკვირვებელიც. თუ ის მანიპულაციები, რომლებსაც გაზომვა მოითხოვს, დიდად არ უშლის ხელს მოვლენის მიმდინაოეობას, მაშინ შეიძლება მივიღოთ, რომ გაზომილ სიდიდეს გაზომვის შემდეგაც ისეთივე მნიშვნელობა ეკნება, რაც ჩვენს მიერ იყო აღრიცხული; ეს, რასაკვირველია, მაშინ, თუ მხედველობაში არ მივიღებთ დაკვირვებათა იმ აუცილებელ შეცდომებს, რომლებიც დამოკიდებულია როგორც ხელსაწყოების არა სრულქმნილობაზე, აგრეთვე თვით დამკვირვებელზე. მაგრამ, თუ თვით გაზომვა ძლიერ სცვლის მოვლენას, მაშინ არ შეგვიძლია დავამტკიცოთ, რომ გაზომვის შედეგი შეესაბამება გაზომვის შემდეგ მიღებულ საქმის მდგომარეობას. ეს შედეგი გვეცოდინება ერთგვარი არაზუსტობით (ცდომილებით), რაც იმითაა გამოწვეული, რომ ჩვენთვის არაა ცნობილი თვით გაზომვის გავლენა იმ მოვლენაზე, რომელზედაც დაკვირვება მოვახდინეთ.

განსაკუთრებით ადვილია იმის წარმოდგენა, რომ რომელიმე A სიდიდის გაზომვის აქტი აუცილებლად სცვლის ამ A სიდიდესთან მჭიდროდ დაკავშირებულ ანუ, როგორც ამბობენ, შეუღლებულ B სიდიდეს, ასე, რომ B სიდიდის რიცხვობრივი მნიშვნელობა მით უფრო უცნობი ხდება, რაც უფრო ვაუმჯობესებთ გაზომვის მეთოდს, იმ მიზნით, რომ A სიდიდის რაც შეიძლება უფრო ზუსტი მნიშვნელობა მივიღოთ. შებრუნებითაც ასე ხდება, ე. ი. B სიდიდის გაზომვის მეთოდის დაზუსტება ამცირებს მასთან შეუღლებული A სიდიდის გაზომკის სიზუსტეს. ასეთ შეუღლებულ სიდიდეებს წარმოადგენენ ის სიდიდენი, რომლებიც რომელიმე ნაწილაკის, მაგალითად, ელექტრონის, დინამიკურ მდგომარეობას განსაზღვრავენ. ეს მდგომარეობა აღებულ მომენტში განისაზღვრება ნაწილაკის მდებარეობით და მისი სიჩქარის სიდიდითა და მიმართულებით. ადვილად გასაგებია, რომ ეს ორი სიდიდე, ე. ი. წერტილის კოორდინატები და სიჩქარე პრინციპულად ვერ გაიზომება. რაც უფრო ზუსტად იზომება ერთი მათგანი, მით უფრო მეტ გავლენას მოახდენს ეს გარეშოება მეორე სიდიდეზე რომელიც, ამგვარად, პრინციპულად გაუზომადი ხდება. ჰაიზენბერგმა გამოიყვანა შესანიშნავი ტოლობა, რომელიც A კოორდინატისა და B სიჩქარის გაზომვათა არაზუსტობის (Unschärfe) სიდიდეებს ერთმანეთთან აკავშირებს. აღვნიშნოთ a და b ასოებით A და B სიდიდეთა გაზომვის არაზუსტობის სიდიდეები. ჰაიზენბერგის ტოლობას განსაცვიფრებელი სახე აქვს:

$$ab = h$$ ან მეტი h-ზე,

სადაც h პლანკის მუდმივაა (თ. III, § 3). ეს ტოლობა გვიჩვენებს, თუ რა ღრმა კავშირია კვანტების თეორიასა და ახალ მიკრომექანიკას შორის. აქედან გამომდინარე არაზუსტობას ან განუსაზღვრელობას, სრულიადაც არა აქვს შემთხვეევითი ხასიათი და არაა დამოკიდებული დაკვირვებათა მეთოდებზე. ეს არაზუსტობა პრინციპულია და წარმოდგება იქიდან, რომ ერთი სიდიდის გაზომვა არსებითად სცვლის მეორეს, რომელიც მასთან შეუღლებულია. ბევრ ასეთ შეუღლებულ სიდიდეთა წყვილის მოყვანა შეიძლება. მაგალითისათვის გამოდგება ენერგია და დრო. ეს გვიჩვენებს, რომ ატომის სტაციონალურ მდგომარეობათათვის, როდესაც ენერგიას სავსებით განსაზღვრული სიდიდე აქვს, რომლის გაზომვა ნებისმიერი სიზუსტით შეიძლება, ყოველივე ლაპარაკი ელექტრონის მოძრაობის შესახებ დროის განმავლობაში ჰკარგავს მეცნიერულ შინაარსს.

§ 6. მიზეზობრიობის კანონი

გადავდივართ საკითხზე, რომელიც უდიდეს როლს ასრულებს მიკრომექანიკის განვითარების ახლანდელ საფეხურზე. მოკლედ რომ ვთქვათ, ეს საკითხი ასე შეიძლება ჩამოყალიბდეს: არსებობს თუ არა საერთოდ მიზეზობრიობა და ემორჩილება თუ არა ჩვენს გარშემო არსებული სამყარო ამ მიზეზობრიობის კანონს, თუ სიმარტივისთვის მხოლოდ მკვდარი ბუნებით დავკმაყოფილდებით? მეცნიერები (ისინი კი ბევრია და მათ რიცხვს ეკუთვნიან ყველაზე გამოჩენილები), რომლებიც უარყოფითად უპასუხებენ ამ კითხვაზე, არამც თუ ეუბნებიან გამოსთქვამენ, არამედ სავსებით სპობენ იმ საფუძველს, რომელზედაც დღემდე შენდებოდა არა მარტო ფიზიკა, არამედ მკვდარი ბუნების შემსწავლელი მეცნიერების ყველა დარგი. აქ მზადდებოდა, ბევრის აზრით კი უკვე მომზადდა, მეცნიერული აზროვნების საფუძვლების ღრმა გადატრიალება. საკითხი მკვეთრად იყო დაყენებული 1927 წელს იმავე შედარებით ახალგაზრდა გერმანელი მეცნიერის ჰაიზენბერგის მიერ, რომლის სახელსაც ჩვენ ერთხელ უკვე § 5-ში შევხვდით. ბრძოლა მისი გადაწყვეტის გაფორმებისათვის ჯერ კიდევ შორსაა დამთავრებიდან. საინტერესოა, რომ მიზეზობრიობის კანონის უარყოფის წინააღმდეგ გამოვიდა ყველაზე გამოჩენილი ზოგიერთი არა-ახალგაზრდა მეცნიერი. 1926 წელს გამოქვეყნდა ა. ზომერფელდის საუცხოო წიგნი, რომელიც მიკრომექანიკისადმია მიძღვნილი: ის 351 გვერდს შეიცავს, მაგრამ მიზეზობრიობის კანონის შესახებ ერთი სიტყვაც კი არაა მასში ნათქვამი. ისიც საყურადღებოა, რომ ახალი მეცნიერული გადატრიალების მომხრეები გაშმაგებით ეწევიან მიზეზობრიობის კანონის უარისყოფის პოპულარიზაციას. არამც თუ ბევრ პოპულარულ ჟურნალში, არამედ მთელ რიგ გაზეთებში დაიბეჭდა სტატიები, რომელთა ავტორები ცდილობენ დაამტკიცონ, რომ არავითარი მიზეზობრიობის კანონი არ არსებობს და არ შეიძლება არსებობდეს.

გავიხსენოთ ის ძირითადი აზრი, რომლითაც ხელმძღვანელობდნენ დღემდე მეცნიერები, როდესაც ისინი მეცნიერებას აშენებდნენ. ჩვენი გრძნობის ორგანოები

განუწყვეტლივ განიცდიან უამრავ შეგრძნობებს, რომელთაგანაც შეიქმნება წარმოდგენა გარეშე სამყაროზე. ამ შეგრძნობათა სამყაროში წესრიგს ადგილი არა აქვს, მეტისმეტად ქაოსურია. ადამიანი ცდილობს მოაწესრიგოს ეს სამყარო და აგებს მეორე სამყაროს, რომელიც მოცემული დროისათვის მისი განვითარების დონეს შეეფერება. მასში გამოიხატება ის, რასაც ეწოდება მსოფლგაგება. ამ სამყაროში როლს ასრულებენ ღმერთები, სხვადასხვა მითოლოგიური არსებანი, კეთილი და ბოროტი სულები და სხ. მეცნიერებამ ისინი თანდათან განდევნა თავის წიაღიდან. ვინაიდგან დარწმუნებული იყო, რომ მათ ადგილი არა აქვთ იმ ფაქტიურად არსებულ მესაე სამყაროში, რომლის შეცნობისაკენ ის მიისწრაფის და რომელსაც პროვიზორულად სცვლის მის მიერ აგებულ მეორე სამყაროთი. მას იმედი აქვს, რომ შესძლებს რეალურ სამყაროსთან თანდათან მიახლოვებას და პროვიზორულ სამყაროს ბოლოსდაბოლოს მის თანხვდენილს გახდის. აი ამ სამყაროს შესახებ მეცნიერება დღემდე მტკიცედ იცავდა შემდეგ ძირითად აზრს: ამ მესამე ქვეშმარიტ სამყაროში ბატონობენ, ზუსტი კანონები, რომლებიც არავითარ გადახრებს არ ითმენს: ესაა იდეალური წესრიგის სამყარო. ყველაზე მაღლა აქ დგას მიზეზობრიობის კანონი, რომელიც კანონზომიერად და ერთმნიშვნელოვნად აკავშირებს თვითეულ მოვლენას მოცემულ ადგილისათვის და მონაცემ დროისათვის მოვლენასთან მეზობელი ადგილისათვის და მეზობელი დროისათვის. აქ ერთი მოვლენა მიზეზია, მეორე კი შედეგი. მიზეზობრიობის კანონისადმი მიძღვნილია ვრცელი, უმთავრესად, ფილოსოფიური ლიტერატურა.

მაგრამ აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ ეს აზრი კანონზომიერების მკაცრ ბატონობის შესახებ მესამე სამყაროში, რომლის შეცნობისაკენაც მიისწრაფის მეცნიერება, უკვე შერყეული იყო იმ დროისათვის, როდესაც სტატისტიკური ფიზიკა წარმოიშვა (იხ. §4) და როდესაც აღმოჩნდა, რომ ფიზიკის, ეგრეთწოდებული, „კანონები“, სწორია, მხოლოდ როგორც ცალკეულ მოვლენათა ფრიად დიდი რიცხვისთვის აღებული საშუალო შედეგები. აქ უმთავრეს როლს შემთხვევითობა ასრულებს, მეცნიერების ამოცანას კი ყველაზე უწინ შეადგენს თვითეული ამ შესაძლებელ მოვლენის ალბათობის ხარისხის გამოთვლა. ამგვარად, კანონები, რომლებიც მეცნიერებამ მოიპოვა, გამოუკლებლივ მაკროფიზიკას ეკუთვნის, ე. ი. უამრავ ნაწილაკთა ერთობლიობას, რომელთაგან თვითეული თითქოს თავის ინდივიდუალური სიცოცხლით ცხოვრობს. რაც უფრო ნაკლებია ნაწილაკთა რიცხვი, მით მეტია გადახრა დადგენილ კანონისაგან და ეს, უნდა ვიფიქროთ, ეხება ფიზიკის ყველა კანონს. ყველაფერზე შემთხვევა ბატონობს და ლაპარაკი შეიძლება მხოლოდ ამა თუ იმ მოვლენის ალბათობის ხარისხზე. ეს ალბათობა, რომელიც ბევრ შემთხვევაში შეიძლება გამოითვალოს ნაწილაკთა რიცხვის ზრდასთან ერთად, იზრდება და როდესაც ეს რიცხვი უამრავია, როგორც ეს მაკროფიზიკაშია, მაშინ უცილობლობისაგან მცირეთ განსხვავდება. მოსალოდნელი მოვლენის არგაჩენის ალბათობა ამდენად მცირეა, რომ შეუძლებელია იმედი ვიქონიოთ მას ოდესმე დავაკვირდეთ, ეს კი იმას ნიშნავს, რომ ის ჩვენთვის შეუძლებელია. მაგრამ, აბსოლუტურად შეუძლე-

ბლად ზუსტი მეცნიერება მას მაინც ვერ მიიჩნევს. ცხადია, რომ საკითხებმა შემთხვევითობის როლისა და მნიშვნელობის შესახებ, აგრეთვე გამოსათვლელი ალბათობის აზრისა და დამოკიდებულების შესახებ გარემომცველ ბუნების მოვლენებთან განიცადეს ყოველმხრივ კრიტიკული განხილვა და გამოიწვიეს საკმაოდ ძლიერი დავა. მაგრამ მიზეზობრიობის კანონი მაინც საფუძვლად დაედო ფიზიკას და მთელ რიგ სხვა დისციპლინებს მეცნიერული შენობის აგების დროს.

მიზეზობრიობის კანონის კრიტიკოსთა შორის აქ მოვიხსენებთ მხოლოდ სახელოვან ინგლისელ ფილოსოფოს დ. ი უ მ ს (David Hume 1711-1761). მან პირველმა დასვა საკითხი: შეიძლება თუ არა დამტკიცდეს მიზეზობრიობის კანონის სიმართლე? ამ დროიდან არ შეწყვეტილა დავა ამ საკითხის შესახებ. თითონ ი უ მ მ ა ამომწურავად დაამტკიცა,რომ ლ ო გ ი კ უ რ ი მ ს ჯ ე ლ ო ბ ი ს ს ა შ უ ა ლ ებ ი თ ა რ შ ე ი ძ ლ ებ ა მ ი ზ ე ზ ო ბ რ ი ო ბ ი ს კ ა ნ ო ნ ის ა რ ც დ ა მ ტ კ ი ც ებ ა დ ა ა რ ც უ ა რ ყ ო ფ ა. ყველა ცდა ამ მიმართულებით დღემდე უნაყოფო აღმოჩნდა: ი უ მ ი ს გამტყუნება არ მოხერხდა. მაკროფიზიკის სტატისტიკურ კანონთა მნიშვნელობის შესახებ პ ლ ა ნ კ ი ლაპარაკობს, რომ სტატისტიკურ კანონთა არსებობის დაშვება მაკროფიზიკაში გულისხმობს ზუსტი დინამიკური კანონების არსებობას მიკროფიზიკაში, თუნდაც ამ კანონების გაცნობა ჩვენთვის მიუწვდომელი იყოს. ნ ე რ ნ ს ტ ი კ ი ლაპარაკობს, რომ მეცნიერებაში სტატისტიკური კანონების შემოღება მხოლოდ ადამიანის გონების სუსტი მხარეების მაჩვენებელია, რომელსაც არა აქვს უნარი შეიჭრას იმ ცალკეულ პროცესთა დეტალებში, რომელთაგანაც მაკროფიზიკური მოვლენა შედგება. მიზეზობრიობის კანონის აბსოლუტური სიზუსტის დაშვებას, ნერნსტის აზრით, შეჯაჭვული ჰყავდა მეცნიერება და ახლა კი დროა, იმდენად დავასუსტოთ ეს ჯაჭვები, რომ შესაძლებელი გახდეს მეცნიერული აზრის უფრო თავისუფალი მოძრაობა. უფრო მკაცრი კილოთი ლაპარაკობს ავსტრიელი მეცნიერი ე ქ ს ნ ე რ ი (Exner), რომელსაც შემდეგი მაგალითი მოჰყავს: „ჩვენ რომ შეგვძლებოდა სხეულის ვარდნის ფრიად ზუსტი გამოკვლევა სიცარიელეში, მაშინ უეჭველად აჩქარებას მუდმივს მივიღებდით, გავლილ გზებს კი ისეთი სახისას, როგორსაც ყველასათვის ცნობილი თავისუფალი ვარდნის კანონები გვაძლევენ. მაგრამ განა აქედან შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ ასეთ თანხმობას ადგილი ექნება იმ შემთხვევაშიაც, თუ დაკვირვებას მოვახდენთ დროის ისეთ შუალედებში, რომლებიც წამებით კი არა, არამედ წამის მებილიონე და კიდევ უფრო ნაკლები ნაწილით იზომება? შეიძლება აჩქარება ამ შემთხვევაში არ გამოსულიყო მუდმივი, არამედ მერყეევი ერთგვარი საშუალო მნიშვნელობის მახლობლივ“. ე ქ ს ნ ე რ ი გვიამბობს, რომ გამოჩენილი ფიზიკოს-თეორეტიკოსი ბ ო ლ ც მ ა ნ ი მასთან საუბრის დროს საკუთარი ეჭვებით დაეთანხმა ამ აზრს და დაუმატა, რომ „ვარდნილი სხეული შეიძლება ბიძგებით (rückwelse) მოძრაობდეს და ამასთან არა სწორ, არამედ ტეხილი სახის ხაზზე.“

როდესაც შეგრძნობათა სამყაროს საფუძველზე პროვიზორულ, მეორე სამყაროს ვაგებდით, მაშინ ვფიქრობდით მესამე, რეალურ, სამყაროსთან მიახლოებას. იმედი გვქონდა მერყეევიდან დადგენილზე და ცვალებადიდან მუდმივზე გადავსულიყავით. მაგრამ საიდან უნდა გვცოდნოდა, რომ ამას მოვახერხებთ და რა გზით? ან რა გვაიძულებს ვიფიქროთ, რომ ეს მესამე სამყარო მართლაც,

რაღაც დამთავრებულ მთლიანს წარმოადგენს, რომელსაც გარდუვალი კანონები განაგებენ? უფლება არა გვაქვს ასე შორს წავიდეთ და ჩვენზე დამოკიდებულ სამყაროს ისეთი განსაზღვრული თვისებები მივაწეროთ, რომელთა არსებობა ყველაზე უწინ ჩვენთვისაა სასურველი. დაახლოვებით ასე მსჯელობს ახლა ბევრი მეცნიერი, როგორც ფიზიკოსი, ისე ფილოსოფოსი.

მიკრომექანიკის განვითარებამ სულ უფრო და უფრო ნათელჰყო, რომ მიზეზობრიობის კანონი მიკროფიზიკურ მოვლენებს არ გამოადგება, მათთვის ის „ცარიელი", ე. ი. უშინაარსო შეიქნა; ის არავითარ მითითებასაც კი არ გვაძლევს ისეთ კანონებზე, რომლებიც განაგებენ მოვლენებს ატომებისა და ნაწილაკების სამყაროში და რომელთა შემოწმება შესაძლებელი იქნებოდა ჩვენი მხრით. აი სწორედ ამან მისცა 1927 წელში საბაბი ჰაიზენბერგს დაეწერა ხმაურობის ამტეხი თავისი სტატია, რომელშიაც მიზეზობრიობის კანონს ის შემდეგნაირად აყალიბებს: „ჩვენ რომ ზუსტად გვცოდნოდა აწმყო მოცემული მომენტისათვს, მაშინ მომავალიც გვეცოდინებოდა". მაგრამ აქ წინაპირობა არაა სწორი, რადგანაც აწმყოს ცოდნა შეუძლებელია, ნაწილაკთა მდებარეობა და სიჩქარე მათი განსაზღვრის საშუალებას არ გვაძლევს (იხ. § 5). შესაძლებელია მხოლოდ მომავლის ამათუიმ სახის ალბათობის ხარისხზე ვილაპარაკოთ. ის შემდეგი სიტყვებით ამთავრებს: „ვინაიდან ყველა ცდა მიკრომექანიკასთანაა დაკავშირებული, ამიტომ ამით საბოლოოდ დამტკიცებულია მიზეზობრიობის კანონის უმართებულობა".

გერმანელ ფილოსოფოსმა ჰ. ბერგმანმა (H. Bergmann) 1929 წელს გამოაქვეყნა ფრიად საინტერესო წიგნი სათაურით „ბრძოლა მიზეზობრიობის კანონისათვის ახალ ფიზიკაში", რომელშიაც ის დაწვრილებით და ყოველმხრივ არჩევს ამ პრობლემასთან დაკავშირებული საკითხების მთელ კომპლექსს. ჰაიზენბერგის სტატიიდან ჩვენ მიერ მოყვანილი ადგილის შესახებ ის ლაპარაკობს, რომ ეს ადგილი ლოგიკურ შეცთომაზეა აგებული, რადგანაც არ შეიძლება ისეთი წინადადება, რომელსაც „თუ....., მაშინ....." ფორმა აქვს, ყალბად იქნეს აღიარებული მხოლოდ იმის გამო, რომ წინაპირობა არ შეიძლება განხორციელდეს ანუ როგორც ჰაიზენბერგი შეცთომით ამბობს, „სწორი არაა". წინაპირობის უსწორობა იმასაც კი არ ნიშნავს, რომ დასკვნა არაა სწორი და მით უმეტეს იმას, რომ მთელი წინადადება, ე. ი. მაზეზობრიობის კანონი არაა სწორი. ბერგმანის აზრით, მიზეზობრიობის კანონის უმართებულობის საბოლოო დადგენაზე მიკრომექანიკის მონაცემთა მიხედვით, აქ ლაპარაკიც კი არ შეიძლება; შეგვიძლია ვილაპარაკოთ მხოლოდ მის გამოუყენებლობაზე. მართლაც, მიზეზობრიობის კანონი მიკროფიზიკური მოვლენებისთვის გამოუყენებელია და შეიძლება ამათუიმ მოვლენის მხოლოდ ალბათობის ხარისხზე ლაპარაკი, მაგალითად, რომ ესა თუ ის ელექტრონი სივრცის აღებულ წერტილში იმყოფება ან რომ ის მონაცემი მიმართულებით მოძრაობს.

ბერგმანი თავის წიგნში ფრიად საინტერესო გამოსავალს გვიჩვენებს იმ არევ-დარევიდან, რომელიც გამეფებულია ფიზიკაში მიზეზობრიობის, შემთხვევითობის და ალბათობის ცნებათა გარშემო ატეხილი დავის გამო. არსებობს ალბათობის მათემატიკური თეორია, რომელიც საშუალებას გვაძ-

ლევს გამოვიანგარიშოთ ამათუიმ მოვლენის განხორციელების ალბათობის ხარისხი მოცემულ პირობებში. მაგრამ ამ თეორიას არავითარი დამოკიდებულება არა აქვს იმასთან, თუ რამდენად ეს გამოანგარიშებული ალბათობა, ფაქტიურად თავს იჩენს ბუნების მოვლენებში. თუ ვლაპარაკობთ, რომ მოვლენათა შორის ის მოვლენანი უფრო ხშირად ხდება ბუნებაში, რომლებსაც მეტი მათემატიკური ალბათობა აქვს, ეს სრულიადაც არ წარმოადგენს აპრიორულად გამოყვანილ ანალიტურ ეჭვშარიტებას. ალბათობათა თეორიის გამოყენება ბუნების მოვლენებისადმი წარმოადგენს ახალ პრინციპს, რომელიც უნდა ან დავასაბუთოთ ან როგორც „აქსიომატური პოსტულატი" მეცნიერულ კვლევა-ძიებათა საფუძვლად მივიღოთ. დებულება აღებულ მოვლენათა შესახებ, მხოლოდ იმ შემთხვევაში შეიძლება მათემატიკურად იქნეს გამოყვანილი, ე. ი. დამტკიცებული, თუ ამ გამოყვანას საფუძვლად უდევს ცდისა და დაკვირვებებიდან მიღებული ცნობა-ცემები. „ამგვარად",—ამბობს ბერგმანი, ჩვენ გვაქვს შემდეგი კანონი: ის, რასაც უფრო მეტი მათემატიკური ალბათობა აქვს, ბუნებაშიაც უფრო ხშირად ხდება. ამ კანონს ისე უნდა ვუყურებდეთ, როგორც პირობას, ურომლისოდაც ცდაზე (Erfahrung) დაფუძნებული შემეცნება შეუძლებელია. დიდად ნიშვნელოვანია იმის გაგება, რომ ეს კანონი სრულიადაც არაა თავისთავად აწკარა. ამ კანონის დადგენით ბ ერ გ მ ა ნ ს იმედი აქვს წესრიგი შეიტანოს დავათა იმ ქაოსში, რომელზედაც ზევით იყო ლაპარაკი.

დასასრულ მოვიყვანოთ ფრიად საინტერესო მაგალითი იმ ორი, თუ არაპირდაპირ საწინააღმდეგო, ყოველ შემთხვევაში მკვეთრად განსხვავებული შეხედულების შეჯახებისა მიზეზობრიობის კანონის შესახებ, რომლებიც ორმა ეპოქაგარეშე ყველაზე გამოჩენილმა თანამედროვე გერმანელმა ფიზიკოსმა გამოსთქვა. 1929 წლის 4 ივნისს ე. შ რ ე დ ი ნ გ ე რ ი მიღებულ იქნა აკადემიის წევრად ბერლინის სამეცნიერო აკადემიის საზეიმო ლია სხდომაზე. ჩვეულების თანახმად შ რ ე დ ი ნ გ ე რ მ ა წარმოსთქვა შესავალი სიტყვა, საპასუხო კი— მ. პ ლ ა ნ კ მ ა. თავის სიტყვაში შ რ ე დ ი ნ გ ე რ მ ა, როგორც შემდეგში პ ლ ა ნ კ ი ლაპარაკობს ამაზე, „კეთილგანწყობილი" აზრი გამოსთქვა ფიზიკიდან მიზეზობრიობის კანონის განდევნის შესახებ. ის ასეთი განდევნის აუცილებელ მომხრედ არ გამოდის, მაგრამ საჭიროდ მიაჩნია, რომ საკითხის გადაჭრის დროს მთავარ როლს ამა თუ იმ გადაწყვეტილების მიზანშეწონილობა და ვარგისობა ასრულებდეს. თავის პასუხში პ ლ ა ნ კ ი ლაპარაკობს, რომ მას თავის მოვალეობად მიაჩნია გამოექომაგოს მკაცრ „კაუზალურ" ფიზიკას, ე. ი. მიზეზობრიობის კანონის უსათუო ბატონობას. ის ფიქრობს, რომ საკითხი ეხება არა მარტო ფიზიკას, და თუ ის დამაკმაყოფილებლად არ იქნა გადაჭრილი ფიზიკის მიერ, ეს დამლუპველ შედეგებს მოგვცემს შორს, ფიზიკის საზღვრებს გარეშეც. მეცნიერების შენობა შეიძლება სხვადასხვა სახით აიგოს, მაგრამ ყოველ შემთხვევაში ის მტკიცე საძირკველს მოითხოვს. თუ მიზეზობრიობის კანონი უარყოფილია, მაშინ უნდა ვიკითხოთ, თუ რა შესცვლის მას „ა-კაუზალურ" ფიზიკაში?" პ ლ ა ნ კ ი ეთანხმება იმას, რომ მიკროსკოპიანიკამ დაამტკიცა ყველა იმ ნაწილაკის საწყისი მდგომარეობის ზუსტი განსაზღვრის შეუძლებლობა, რომელთაგანაც ჩვენ მიერ ათვისებული მთელი მოვლენა შედგება. მაგრამ ამაში არაფე-

რია ახალი და გაუგებარი. ბიოლოგიაში საქმის ასეთი მდგომარეობა აღიარებულია, როგორც რაიმე თავისთავად ნაგულისხმევი, მაგრამ ბიოლოგია მაინც სარგებლობს მიზეზობრიობის კანონით, უფრო მეტიც, ბიოლოგია, როგორც ჭეშმარიტი მეცნიერება, მხოლოდ იქ იწყება. სადაც მასში მიზეზობრიობის კანონი შედის. დასკვნაში პლანკი მიუთითებს როგორც მთავარ არგუმენტზე თვით შრედინგერის შრომებზე, რომლებიდანაც გამოდის, რომ ატომის შინაგანი მოვლენებიც ემორჩილებიან მიზეზობრიობის კანონებს, თუ კი შემოღებული იქნება წარმოდგენა ტალღებზე, რომლებიც თანახლავან ელემენტურ ნაწილაკებს (იხ. § 7 და შემდ.). ყოველივე ზემოთქმული იმის ნათელ სურათს გვაძლევს, თუ რა მდგომარეობაშია ჩვენს დროში საკითხი მიზეზობრიობის კანონის შესახებ.

§ 7. დე-ბროლილის მოძღვრება

წავუმძღვაროთ დე-ბროილის მოძღვრების საფუძველთა აღწერას ერთი ისტორიულად საინტერესო მოვლენა. ჯერ კიდევ XIX საუკუნის პირველ ნახევარში ინგლისელმა მათემატიკოსმა ვ. ჰამილტონმა (W. Hamilton1805—1865) მიაქცია ყურადღება ერთ უცნაურ ანალოგიას სინათლის სხივების გავრცელებასა და ნივთიერი ნაწილაკის მოძრაობას შორის, ე. ი. ოპტიკასა და დინამიკას შორის. ოპტიკაში მნიშვნელოვან როლს ასრულებს ფერმას (P· Fermat, 1601—1665) პრინციპი, რომელიც შემდეგში მდგომარეობს. დავუშვათ, რომ სინათლის სხივი რომელიმე A წერტილიდან მეორე B წერტილამდე ვრცელდება და რომ მათ შორის სივრცე ისეთი ნივთიერებითაა სავსე, რომლის შემადგენლობა და სიმკვრივე სხვადასხვა ადგილას სხვადასხვანაირია; ფერმამ გამოარკვია, რომ სხივი A-დან B-მდე ისეთი ტეხილი ან მრუდე ხაზით წავა, რომელზედაც A-დან B-მდე გადასვლის დრო უმცირესი იქნება. ჰამილტონმა ყურადღება მიაქცია იმ გარემოებას, რომ მოძღვრება ნივთიერი ნაწილაკის მოძრაობის შესახებ (დინამიკა) შეიცავს თეორემას, რომელიც, თუმცა სხვანაირად გამოითქმება, მაგრამ ძალიან წააგავს ფერმას პრინციპს. აქაც ლაპარაკია იმაზე, რომ ნაწილაკის A-დან B-მდე გადასვლისას ის ისეთი გზით მოძრაობს, რომელზედაც ერთგვარ სიდიდეს უმცირესი მნიშვნელობა აქვს. ეს სიდიდე აქ ისეთივე როლს ასრულებს, როგორსაც დრო ფერმას პრინციპში. დიდი ხნის განმავლობაში ჰამილტონის ამ მითითებას არავითარი ყურადღება არ ექცეოდა და მხოლოდ, სულ უკანასკნელ დროს აღიარეს ის იმ ძლიერ ღრმა და ფარული, არსებითად ჯერ კიდევ გამოურკვეველი კავშირის დამამტკიცებელ საბუთად, რომელსაც ადგილი აქვს სხივადი ენერგიის გავრცელების მოვლენასა და ნივთიერ ნაწილაკის მოძრაობას შორის. მიკრომექანიკის წარმოშობამ ახსა ამ კავშირის რაობა და მნიშვნელობა.

როგორც უკვე ნათქვამი იყო 1 §-ში, ფრანგი მეცნიერი ლ. დე-ბროილი პირველი წავიდა სრულიად ახალი გზით და შეეცადა შეეთანხმებია სხივადი ენერგიის ტალღური და კვანტური თეორიები. ამასთან ის არ დაკმაყოფილდა იმით, რომ გააერთიანა ეს ორი თეორია; მან მნიშვნელოვნად გააფართოვა თავისი აზრების გამოყენების ფარგლები და გამოიყენა ისინი არა მარტო

სინათლის კვანტებისათვის, არამედ ყოველი გვარის „ნაწილაკებისათვის“, რომლებსაც ეკუთვნიან, მაგალითად, ატომი, ელექტრონი, პროტონი და აგრეთვე სინათლის კვანტი (ფოტონი). ამ უკანასკნელს ისეთსავე თვისებებს აკუთვნებს, როგორც ჩვენთვის ჩვეულებრივ ნივთიერ „ნაწილაკებს“. თავის იდეათა გამოყენების ფარგლების ასეთი გაფართოების წყალობით დე-ბროილი ტალღური მექანიკის ფუძემდებელი შეიქნა. შევეცდებით აქ მივცეთ ეროგვარი წარმოდგენა მის ძირითად აზრებზე, რომლებსაც გამოვიყენებთ სავსებით ნებისმიერი ნაწილაკის შესახებ.

დავუშვათ, რომ გვაქვს რომელიმე ნაწილაკი, რომლის მასა m გრამს უდრის და მივიღოთ, რომ ის u სიჩქარით მოძრაობს. დე-ბროილი შემდეგ ძირითად აზრს ეყრდნობა: ყოველი მოძრავი ნაწილაკი დაკავშირებულია ერთგვარ ტალღურ, ე. ი. რხევად მოძრაობასთან. ამ რხევადი მოძრაობის სიხშირე ν-თი აღვნიშნოთ, მისი გავრცელების სიჩქარე v-თი, ტალღის სიგრძე კი-λ-თი, ასე რომ [(იხ. (1)]:

$$v = \nu\lambda. \tag{5}$$

იმ კითხვაზე, თუ რა რხევაა ეს, ტყუილად შევეცდებით პასუხის მოძებნას. ყოველ შემთხვევაში ეს არაა თვით ნაწილაკის რხევა და არც რხევა რაიმე მის შიგნით არსებულისა. ამ რხევის ტალღებს დე-ბროილი ფაზურს (§ 4, პ. 1) უწოდებს; მათ ენერგია თან არ მიაქვს. ისინი საერთოდ (იხ. ქვევით) არ წარმოადგენენ ჩვეულებრივ „ელექტრომაგნიტურ“ ტალღებს. ხშირად ლაპარაკობენ, რომ ფაზურ ტალღას ნივთიერი ნაწილაკი მიჰყავსო და ჩვენც ამ თავის 9 § და 10 §-ში გავეცნობით ზოგიერთ ახალ გასაოცარ ექსპერიმენტულ მონაცემს, რომლებიც ამ აზრს ადასტურებს.

ჩვენ დავუშვით, რომ ნაწილაკის ყოველი მოძრაობა ტალღურ მოძრაობასთანაა დაკავშირებული. თუ რა რხევა, როგორ, ან სად ხდება ეს რხევა, როგორია კავშირი ტალღასა და ნაწილაკს შორის ან რა სახით წარმოებს მათი ურთიერთმოქმედება—ეს ჩვენ არ ვიცით. ბევრი იყო ცდა გაეცათ პასუხი ამ კითხვებზე. ე. შრედინგერმა (იხ. § 1 და § 8) ის აზრი გამოსთქვა, რომ თვით ნაწილაკი ტალღათა შემკვრიელების ადგილია ანუ „ტალღათა პაკეტია“ და სხვა არაფერი. ამაზე კიდევ გვექნება ლაპარაკი 9 §-ში, სადაც დავინახავთ, რომ ეს აზრი შემდეგში უარყოფილ იქნა. თვითონ დე-ბროილი ამ ტალღურ მოძრაობას სთვლის რეალურ მოვლენად, რომელიც მართლაც ხდება ნივთიერი ნაწილაკის გარემომცველ სივრცეში. ამასთანავე ტალღური მოძრაობის ინტენსივობა ამ სივრცის თვითეულ წერტილში იმის ალბათობის ხარისხის პროპორციულია, რომ ნაწილაკი სწორედ ამ წერტილში იმყოფება. ნაწილაკის მოძრაობა და ტალღის გავრცელება ისეა ერთმანეთთან დაკავშირებული, რომ ეს პროპორციულობა სულ მუდამ ურღვეელი რჩება. ეს იმას ნიშნავს, რომ ნაწილაკს ტალღა აძლევს მიმართულებას. თვითონ დე-ბროილი აღიარებს, რომ მისი ასეთი წარმოდგენა შემდგომი განვითარების დროს დიდ სიძნელეებს შეხვდა და არ შეიძლება დამაკმაყოფილებლად ჩაითვალოს. ჰაიზენბერგმა და ბორმა სხვა შეხედულება განავითარეს. ისინი ფიქრო-

ბენ, რომ ტალღა, რომელიც ნაწილაკს თან ახლავს, სრულიადაც არ წარმოადგენს ფიზიკურ მოვლენას, არამედ მხოლოდ სიმბოლიურად გამოხატავს იმას, რაც ვიცით ნაწილაკზე, ვინაიდან უკანასკნელის მდგომარეობა არ შეიძლება განისაზღვროს ცდით (§ 5) ზუსტად, არამედ მხოლოდ ალბათობის ერთგვარი ხარისხით. ყოველივე ეს საკმაოდ ბუნდოვანია. დე-ბროილი, რომელმაც 1929 წ. განიხილა სხვადასხვა პასუხი ზევით მოყვანილ კითხვებზე, ასეთი სიტყვებით ამთავრებს თავის მიმოხილვას: „ყოველ შემთხვევაში ახლა დანამდვილებით ვიცით, რომ აუცილებელია დავუშვათ ნაწილაკებისა და ტალღების დუალიზმი და რომ ნაწილაკთა სივრცითი განაწილება შეიძლება განსაზღვრულ იქნა მხოლოდ ტალღათა განხილვის საფუძველზე. სამწუხაროდ, დუალიზმის ორი შემადგენელი ნაწილის ჭეშმარიტი ბუნება, როგორც მათი ურთიერთ-დამოკიდებულება, ჩვენთვის სრულ საიდუმლოებად რჩება". წარმოდგენა ფაზურ ტალღაზე, რომელიც ნივთიერ ნაწილაკთანაა დაკავშირებული, არის სწორედ იმის მიზეზი, რომ მთელ ამ წარმოდგენაზე დაფუძნებული მოძრაობა თავიდანვე ტალღურ მექანიკად იყო წოდებული.

როგორც ზემოთქმულიდან ჩანს, ახალი მოძღვრების შესწავლის დროს პირველივე ფეხის გადადგმაზე რაღაც გაურკვეველი, ნაკლებად გასაგები და ბუნდოვანი გვხვდება და ეს ბუნდოვანება მნიშვნელოვნად ძლიერდება, როდესაც მეორე ნაბიჯს გადავდგამთ; მართლაც, ჩვენი ნაწილაკის m მასა ერთგვარი E ენერგიის ეკვივალენტურია, რომელიც (4) ტოლობით განისაზღვრება. აქ E ერგებშია გამოხატული, c—სინათლის სიჩქარეა $c^2=9.10^{20}$ და აი დე-ბროილმაც მეორე ნაბიჯი გადადგა, ის (3)-ის ანალოგიურად წერს:

$$E=h\nu. \tag{6}$$

ეს იმას ნიშნავს, რომ მთელი m მასის ეკვივალენტური ენერგია უდრის სხივადი ენერგიის წარმოსახვითი კვანტის ენერგიას: $\varepsilon=h\nu$, რომლის სიხშირე ფაზური ტალღის სიხშირის ტოლი უნდა იყოს, ეს უკანასკნელი კი არ წარმოადგენს საერთოდ სხივად ენერგიას. (4) და (6) ტოლობა გვაძლევს:

$$mc^2=h\nu \tag{7}$$

ეს ტოლობა ნაწილაკის m მასას უკავშირებს ამ ნაწილაკის თანმხლებელი ფაზური ტალღის ν სიხშირეს. აქ არაფრის დამატება არაა საჭირო; დაგვრჩენია მხოლოდ ვაღიაროთ ბუნდოვანების გაძლიერება. ორი ხერხით, რომლებიც მოყვანა, საბუნებაროდ, აქ არ შეგვიძლია და რომლებიც სავსებით მკაცრად ზუსტია, დე-ბროილს ფაზური ტალღის ν სიჩქარისათვის შემდეგი გამოთქმა გამოყავს:

$$\nu=\frac{c^2}{u} \tag{8}$$

ვინაიდან ნაწილაკის u სიჩქარე ყოველ შემთხვევაში სინათლის c სიჩქარეზე ნაკლებია, ამიტომ ცხადია, რომ $\nu>c$. ე. ი. რომ ფაზური ტალღის ν სიჩქარე სინათლის c სიჩქარეზე მეტია. მაგრამ ეს არაფერ შე-

უძლებელს არ წარმოადგენს, რადგანაც ფაზური ტალღას თან არ მიაქვს ენერგია, რაზედაც უკვე იყო ნათქვამი 4 §-ის 3. 1-ში.

ჩვენ ვიპოვით ფაზური ტალღის λ სიგრძეს (5), (7) და (8) ტოლობის შემწეობით. (5) და (7) გვაძლევს

$$\lambda = \frac{v}{\nu} \qquad (9)$$

და

$$\nu = \frac{mc^2}{h} \qquad (10)$$

თუ (8) და (10) ჩავსვამთ (9)-ში, მაშინ მივიღებთ:

$$\lambda = \frac{c^2 h}{umc^2}$$

ანუ

$$\lambda = \frac{h}{mu} \qquad (11)$$

ამ შესანიშნავი ტოლობის შესახებ შეიძლება ითქვას, რომ ის დადასტურებულია ცდებით, როგორც ამას § 9 და § 10-ში დავინახავთ. ნაწილაკის m მასისა და u სიჩქარის ნამრავლს ნაწილაკის მოძრაობის რაოდენობა ეწოდება. (10) და (11) ტოლობა გვიჩვენებს, რომ ფაზური ტალღისათვის რხევათა სიხშირე მასით განისაზღვრება, ტალღის სიგრძე კი ნაწილაკის მოძრაობის რაოდენობით.

ვისარგებლოთ (11) ტოლობით, რათა გამოვთვალოთ ტალღის λ სიგრძე, რომელიც თან ახლავს ელექტრონს და თვით ელექტრონის სიჩქარე კი ვოლტებში გამოვხატოთ (თ. მე-V, § 4). (11) ტოლობაში h მე-VII თავის § 1-ის (2) ტოლობიდან უხდა ჩავსვათ, ელექტრონის m მასა—მე-II თავის § 4-ის (10) ტოლობიდან, ელექტრონის u სიჩქარე კი იმ წესის მიხედვით, რომელიც მე-V თავის 4 §-ში იყო მოცემული. თუ ტალღის მოსაძებნ სიგრძეს Å (ონგსტრემებში) გამოვხატავთ, მივიღებთ შემდეგ მარტივ დამოკიდებულებას:

$$\lambda(\text{Å}) = \frac{12}{\sqrt{V\,(\text{ვოლტი})}}\,\text{Å} \qquad (11\text{ა})$$

ელექტრონს, რომლის სიჩქარე 100 ვოლტს უდრის, ე. ი. 600 $\frac{\text{კმ.}}{\text{წამ}}$ (იხ. ცხრილი თ. V § 4), თანახლავს ფაზური ტალღა, რომლის სიგრძე 1,2 Å-ია, რაც რენტგენის საშუალო სხივებს შეესაბამება.

გადავდიოთ შემდგომ ერთად მნიშვნელოვან საკითხზე. (8) ტოლობა გვიჩვენებს, რომ ფაზური ტალღის v სიჩქარე სინათლის c სიჩქარეზე მეტია. 5 §-ის 3. 2-ში დავინახავთ, რომ არსებობს განსაკუთრებული ჯგუფური w სიჩქარე, როდესაც v სიჩქარე ν სიხშირეზეა დამოკიდებული (ან პირიქით, ე. ი. ν და-

მოკიდებულია v-ზე), და რომ დიდი ხანია ცნობილია ფორმულა, რომელიც w-ს გამოთვლის საშუალებას გვაძლევს, თუ ხსენებული დამოკიდებულება ცნობილია [1].

ჩვენს შემთხვევაში ν მართლაც დამოკიდებულია v-ზე, ვინაიდან გვაქვს [იხ. (40)]:

$$\nu = \frac{mc^2}{h} \tag{12}$$

მაგრამ m მასა დამოკიდებულია მის სიჩქარეზე და თანახმად II თავის 5 §-ის (17) ტოლობისა, გვექნება:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{c^2}{v^2}}}, \tag{13}$$

რადგანაც (8) გვაძლევს: $\frac{u}{c} = \frac{c}{v}$. თუ (13) ჩავსვამთ (12)-ში, მაშინ დავინახავთ, რომ ν დამოკიდებულია v-ზე. ფრიად მარტივი ანგარიშით განსაცვიფრებელ შედეგს გვაძლევს:

$$w = u, \tag{14}$$

ფაზური ტალღის ჯგუფური სიჩქარე თვით ნაწილაკის სიჩქარის ტოლია. ჩვენ ვხედავთ, რომ ჯგუფური სიჩქარე არის ენერგიის გადაადგილების სიჩქარე. ყოველივე ეს სხვადასხვა აზრს წარმოშობს, როგორიცაა: ფაზურ ტალღას „ნაწილაკი თავის თხემზე მიაქვს“ ან „მას მიჰყავს ნაწილაკი“. გამოთქმული იყო უფრო რადიკალური აზრიც, რომ ნაწილაკი ღელვის შემქიდროების ადგილია და სხვა არაფერი; ამას ჩვენ 8 §-ში დავუბრუნდებით.

ახლა გადავიდეთ დე-ბროილის მოძღვრების იმ შედეგებზე, რომელმაც ყველაზე მეტი შთაბეჭდილება მოახდინა და ერთბაშად მიიქცია მეცნიერთა ყურადღება. მე-IV თავის 2 §-ში გაეცანით ბორის პირველ პოსტულატს, რომელიც ელექტრონთა ორბიტების დაკვანტებას შეეხება. ის გვეუბნება, რომ ელექტრონს შეუძლია ატომის გულის ირგვლივ იბრუნოს მხოლოდ ისეთ წრიულ ორბიტებზე, რომლებისთვისაც

$$2\pi rmu = nh, \tag{15}$$

სადაც r არის ორბიტის რადიუსი, m—ელექტრონის მასა, u—მისი სიჩქარე (ჩვენ ეს წინათ v-თი აღვნიშნეთ), n—მთელი რიცხვი. ამ პოსტულატის ფიზიკური მნიშვნელობა გასაგები არ იყო. ვნახოთ რა მოგვცა დე-ბროილის მოძღვრებამ. დავუშვათ, რომ ნაწილაკი თანაბრად მოძრაობს r რადიუსის წრეხაზზე და ვსთქვათ, რომ k იმ ფაზური λ ტალღების რიცხვია, რომლებიც წრიულ 2πr ორბიტზე თავსდებიან: მაშინ

[1] იმ მკითხველს, რომელსაც წარმოდგენა აქვს წარმოებულზე, შეუძლია ამ ფორმულით ისარგებლოს:

$$w = \frac{d\nu}{d\left(\frac{\nu}{v}\right)}$$

$$k=\frac{2\pi r}{\lambda} \qquad (16)$$

მაგრამ [იხ. (1.)]

$$\lambda=\frac{h}{mu}.$$

თუ ამას (16)-ში ჩავსვამთ, მაშინ მივიღებთ:

$$k=\frac{2\pi rmu}{h}$$

ანუ

$$2\pi rmu=kh. \qquad (17)$$

თუ ამ ტოლობას (15)-ს შევადარებთ, დავინახავთ, რომ ელექტრონს მხოლოდ ისეთ წრიულ ორბიტზე შეუძლია მოძრაობა, რომელზედაც მისი თანმხლებელი ფაზური ტალღების მთელი რიცხვი მოთავსდება. სხვანაირად რომ ვთქვათ: ფაზური რხევა რეზონანსში უნდა იყოს ორბიტასთან. ამგვარად, პირველად იქნა გამომჟღავნებული ბორის პირველი ტერმინების მნიშვნელობა, როგორიცაა „დასაშვები" ანუ „ნებადართული" ორბიტი. მოყვანილი მსჯელობა შეეხება არა მარტო ელექტრონს, არამედ ყოველ „ნაწილაკს", რომელიც კი დაკავშირებულია ფაზურ ტალღასთან, მაგალითად, პროტონსაც. საინტერესოა, რატომ არ გამოდგება ის ნებისმიერ სხეულებისთვის, მაგ. ცთომილებისათვის. ეს შეიძლება იმით აიხსნას, რომ თუ კი (11) ტოლობაში ჩავსვამთ $h=6{,}54.10^{-27}$, m-ის ნაცვლად—დედამიწის მასას, გამოხატულს გრამებში და u-ს მაგივრად კი—დედამიწის სიჩქარეს $\frac{\text{სმ}}{\text{წამ}}$, მაშინ ფაზური ტალღის სიგრძისთვის მივიღებთ 10^{-53} სანტიმეტრს, რომელიც ყოველი ორბიტის ჯერადია.

განსაკუთრებულ ინტერესს წარმოადგენს ზემოთქმულის გამოყენება სინათლის კვანტების შესახებ, რომელთაც დე-ბროილი განსაკუთრებული მატერიის ნაწილაკებად სთვლის. აქედან გამოდის, რომ მათი u სიჩქარე ვერაოდეს ვერ მიაღწევს იმ ზღვრულ მნიშვნელობას, რომელიც აქამდე c ასოთი გვქონდა აღნიშნული. ამგვარად, სინათლის კვანტები სხვადასხვა u სიჩქარით მოძრაობენ, რომლებიც ამავე დროს მცირეოდენ განსხვავდებიან c-სგან. თუ კი დავუშვებთ

$$\frac{u}{c}=1-\alpha,$$

მაშინ ხილულ სხივებისათვის α 10^{-24}-ის რიგისაა. სინათლის კვანტს თანახლავს ფაზური ტალღა, რომლის v სიჩქარე c სიჩქარეს ცოტაოდენ აღემატება. მაგრამ ჯგუფური w სიჩქარე უდრის კვანტის u სიჩქარეს და ამ სიჩქარეს მივიღებთ სინათლის სიჩქარის გაზომვის გზით. სინათლის კვანტის თანამხლებელი ფაზური ტალღები იგივეა, რასაც დღემდე ელექტრომაგნიტურ ტალღებს ვუწოდებდით. კვანტის გზა გეომეტრიული ოპტიკის სხივს შეესაბამება.

ჩვენ აქ უნდა დავკმაყოფილდეთ ამ პატარა ამონაწერით დე-ბროილის ვრცელი მოძღვრებიდან.

§ 8. შრედინგერისა და ჰაიზენბერგის მოძღვრება

წინა პარაგრაფში, როდესაც დე-ბროილის შრომაზე ვლაპარაკობდით, კიდევ შეგვეძლო გარდა იმ ზოგადი მოსაზრებებისა, რომლებიც ამ მეცნიერმა თავის მსჯელობებს საფუძვლად დაუდვა, ზოგიერთი მის მიერ მიღებული შედეგიც მოგვეყვანა და აგვეხსნა. გადავდიოთ რა შ რ ე დ ი ნ გ ე რ ი ს ა და ჰ ა ი ზ ე ნ ბ ე რ გ ი ს მოძღვრების განხილვაზე, ამის საშუალება აღარა გვაქვს, რადგანაც აქ, განსაკუთრებით ჰაიზენბერგის მოძღვრებაში, საქმე გვაქვს მარტოოდენ რთულ მათემატიკასთან და მხოლოდ გაჭირვებით შეიძლება ვიპოვოთ მასში იმის ნიშანწყალი, რასაც აქამდე ჩვეულებრივად ფიზიკა ეწოდებოდა.

შ რ ე დ ი ნ გ ე რ ი ს ერთი ძირითადი აზრთაგანი შემდეგში ჰდგომარეობს. ჩვენ ვნახეთ (§4, §3), რომ გეომეტრიული ოპტიკა, რომელსაც სხივებთან აქვს საქმე, მხოლოდ მიკროფიზიკის დარგში პოულობს გამოყენებას. როდესაც მიკროფიზიკურ ოპტიკაში გადავდივართ, სადაც სინათლის დ ი ფ რ ა ქ ც ი ი ს მოვლენა თავს იჩენს, გეომეტრიული ოპტიკა თავისი სხივებით სრულიად გამოუსადეგარია და მხოლოდ ტალღურმა ოპტიკამ ჰოგვცა ასეთ ჰოვლენათა ამომწურავი ახსნა-განმარტება. 7§-ში უკვე მივუთითეთ, რომ ჩვეულებრივ მექანიკასა და ოპტიკას შორის არსებობს ერთგვარი განსაკუთრებული ღრმა ანალოგია, რომელიც პირველად ინგლისელმა მათემატიკოსმა ჰამილტონმა აღნიშნა.

და აი იბადება შემდეგი, დიდებული თავისი ზედეგებით, აზრი: მ თ ე ლ ი ჩ ვ ე ნ ი მ ე ქ ა ნ ი კ ა მ ი ს ი კ ა ნ ო ნ ე ბ ი თ ი, ფ ო რ მ უ ლ ე ბ ი თ ი და ა. შ. გ ა მ ო ს ა დ ე გ ი ა მ ხ ო ლ ო დ მ ა კ რ ო ფ ი ზ ი კ ურ მ ო ვ ლ ე ნ ე ბ ი ს ა თ ვ ი ს; ა ტ ო მ ე ბ ი ს ა და მ ო ლ ე კ უ ლ ე ბ ი ს შ ი გ ნ ი თ მ ი მ დ ი ნ ა რ ე მ ი კ რ ო ფ ი ზ ი კ ურ მ ო ვ ლ ე ნ ე ბ ი ს ს ფ ე რ ო შ ი ი ს გ ა მ ო უ ს ა დ ე გ ა რ ი ა და უ ნ დ ა შ ე ც ვ ლ ი ლ ი ყ ნ ს ს ხ ვ ა მ ო ძ ღ ვ რ ე ბ ი თ რ ო გ ო რ ი ც ა ა ა ხ ა ლ ი მ ი კ რ ო მ ე ქ ა ნ ი კ ა. ამგვარად, „ძველი“ მექანიკა გეომეტრიული ოპტიკის ანალოგიაა, ახალი კი—ტალღური ოპტიკის. გადასვლა ძველი მექანიკიდან ახალზე უნდა მოხდეს ამ ძველ მექანიკის ძირითად კანონთა (განტოლებათა) ისეთი გარდაქმნით, რომ რაც შეიძლება დაუახლოვდეს ტალღური ოპტიკის კანონთა (განტოლებათა) ფორმას. შ რ ე დ ი ნ გ ე რ მ ა მოახერხა ასეთი გარდაქმნის შესრულება და მიიღო მისი სახელობის შესანიშნავი კანონი (განტოლება), რომელიც ახლა ა ხ ა ლ ი მ ე ქ ა ნ ი კ ი ს ს ა ფ უ ძ ვ ე ლ ს შეადგენს. მან ზუსტად გვიჩვენა ის დამატებითი პირობები, რომლებიც მხედველობაში უნდა მივიღოთ მისი კანონით სარგებლობის დროს, და აგრეთვე ზოგიერთი იმ სიდიდის ფიზიკური მნიშვნელობაც, რომელიც შეიძლება ამ დროს იქნეს მიღებული. ასეული ნაშრომებია მიძღვნილი შ რ ე დ ი ნ გ ე რ ი ს კანონის (განტოლების) ახსნისა, განზოგადოებისა და, უწინარეს ყოელისა, მიკროფიზიკის სხვადასხვა პრობლემის გადასაწყვეტად.

გამოდის რა დ ე-ბ რ ო ი ლ ი ს ძირითადი წარმოდგენებიდან, შ რ ე დ ი ნ-გ ე რ ი ფაზურ ტალღასაც იხილავს. ამასთან ჯგუფური სიჩქარე თვით ნაწილაკის სიჩქარის ტოლია (იხ. 14). შრედინგერი ამ გარემოებამ უკვე 7§-ში

მოხსენებელ აზრამდე მიიყვანა, რომ თვითონ ნაწილაკი წარმოადგენს ამ ჯგუფს, ანუ, როგორც თითონ ამბობს, „ტალღების პაკეტს“ (Wellenpaket), რომელშიაც თავმოყრილია $h\nu = mc^2$ ენერგია (იხ. ცხ. 7). მაგრამ ეს აზრი შემდეგში უარყოფილ იქნა, ვინაიდგან შეიძლება იმის დამტკიცება, რომ ასეთ ტალღათა „პაკეტი“ არ შეიძლება მყარ რამეს წარმოადგენდეს. ის დროთა განმავლობაში აუცილებლად უნდა დაიშალოს და მისი ენერგია გაიბნეს. ეს განსაკუთრებით სწრაფად უნდა მოხდეს ელექტრონთა დიფრაქციის იმ ცდებში, რომლებზედაც ლაპარაკი 10§-ში იქნება.

დავუბრუნდეთ ისევ შ რ ე დ ი ნ გ ე რ ი ს განტოლებას. ზემოთქმულიდან ცხადია, რომ ის ცდილობდა მოეხდინა მექანიკის ისეთი გარდაქმნა, რომელიც გეომეტრიული ოპტიკიდან ტალღურ ოპტიკაზე გადასვლის შესაბამისი იქნებოდა. საკვირველი არაა, რომ მის მიერ მოცემული განტოლება თავისი გარეგნული სახით მეტისმეტად მოგვაგონებს მეცნიერებაში დიდი ხნით ცნობილ იმ განტოლებას, რომელიც რხევად მოძრაობათა ტალღური გავრცელების ამოხსნას გვაძლევს რომელიმე გარემოში, მაგალითად აკუსტიკურ ტალღებისას—ჰაერში, ელექტრომაგნიტურ ტალღებისას—სიკარილეში და ა. შ. ძირითად სიდიდეს შრედინგერის განტოლებაში წარმოადგენს ერთგვარი სიდიდე, რომელიც ბერძნული ψ (პსი) ასოთი აღინიშნება. ეს სიდიდე დამოკიდებულია იმ წერტილის მდებარეობაზე (კოორდინატებზე), რომელსაც იგი შეესაბამება, და თვით დროზე. ბ რ ე დ ი ნ გ ე რ ი ს განტოლებაში ისეთი წევრები შედის, რომელთა სახე ამოსახსნელი ამოცანის გვაოობაზეა დამოკიდებული. ამ განტოლებას ფრიად რთული სახე აქვს და მისი გარჩევა თითქმის ყოველთვის დიდ სიძნელეს წარმოადგენს. ამ გარჩევას შეუძლია მოგვცეს ψ სიდიდის მნიშვნელობათა სრულიად გარკვეული ψ_1, ψ_2, ψ_3,... და ა. შ. მწკრივი, თუ კი მოცემულია პირობები, რომლებსაც თითოს ψ სიდიდე უნდა აკმაყოფილებდეს. ასეთ პირობებს წარმოადგენს მოთხოვნილება, რომ ψ სიდიდე სივრცის ყველა წერტილისათვის იყოს სასრული (ე. ი. არა უსასრულოდ დიდი), უწყვეტი (ე. ი. რომ სივრცეში არსად არ იყოს ნახტომი მის რიცხვობრივ მნიშვნელობაში) და ერთმნიშვნელოვანი (ე. ი. სივრცის ერთიდაიგივე წერტილისათვის არ იქნეს მიღებული მისთვის ორი ან მეტი მნიშვნელობა). ამ პირობების დაცვის დროს ψ_1, ψ_2, ψ_3,... და ა. შ. დისკრეტულ მნიშვნელობათა პოვნას იმის ადგილი უპირავს, რასაც ჩვენ დაკვანტება ვუწოდეთ (თ. IV, §8). ψ_1, ψ_2, ψ_3 და ა. შ. სიდიდეებიდან შეიძლება გადავიდეთ ენერგიის იმ დისკრეტულ J_1, J_2, J_3... და ა. შ. მნიშვნელობებზე, რომლებიც მოცემული სისტემისათვის შესაძლებელია, ანუ როგორც ვამბობდით, ნებადართულია, აქედან კი ადვილია გადასვლა ტერმებზე (თ. 4, §8), რომელთა ფრიად დიდ მნიშვნელობას, თუნდაც სპექტრული ანალიზისათვის, ჩვენ უკვე გავეცანით IV და V თავებში.

გადავიდეთ ფუნდამენტალურ საკითხზე ψ სიდიდის ფიზიკური მნიშვნელობის შესახებ. თვითონ შ რ ე დ ი ნ გ ე რ ი ფიქრობს, რომ ψ-ის ტალღის ხასიათი აქვს, მაგრამ ამავე დროს დ ე-ბ რ ო ი ლ ი ს ფაზური ტალღისაგან მაინც განსხვავდება ზოგიერთი თავისებურობით, რომელთა ახსნა-განმარტება აქ არ შეგვიძლია. ფრიად დიდი მნიშვნელობა აქვს შ რ ე დ ი ნ გ ე-

რის შემდეგ წინადადებას, რომელიც მან როორც პოსტულატი გამოთქვა: ψ² სიდიდე განსაზღვრავს ელექტრომუხტის სიმკვრივეს სივრცის ყოველ წერტილში[1]. ნაგულისხმევია, რომ ამ ამოცანაში საქმე ეხება ელექტრონს, როგორც ეს ყოველთვის მიკროფიზიკის დარგის ამოცანებშია, ე. ი. იქ სადაც ლაპარაკია მოლეკულების და ატომების სამყაროზე. ვინაიდან სივრცის ყოველ წერტილში ψ-ის ერთგვარი მნიშვნელობა აქვს, აქედან გამოდის, რომ ელექტრონს, მკაცრი მსჯელობის დროს, თითქმის მთელი სივრცე უჭირავს, ესაა ელექტრონის ე. წ. „მორთხეულობა". წარმოდგენა ელექტრონზე როგორც საკმაოდ განსაზღვრულ ზომის ნაწილაკზე, აქ სრულიად ქარწყლდება. რასაკვირველია, შეიძლება დავუშვათ, რომ ელექტრონი „მორთხმულია" მცირე ზომის სივრცეში, რომლის გარეთ შეიძლება მისი ψ² სიმკვრივის უგულვებელყოფა. მაგრამ, ეს სივრცე ყოველ შემთხვევაში გაცილებით მეტია იმ მოცულობაზე, რომელსაც მიაწერდა ელექტრონს ძველი ფიზიკა.

გერმანელმა მეცნიერმა მ. ბორნმა სულ სხვა შეხედულება გამოთქვა ψ სიდიდის ფიზიკური მნიშვნელობის შესახებ და, როგორც ეტყობა, ეს შეხედულება ჩვენ დროში ყველაზე უფრო გავრცელებულია მეცნიერთა შორის. ის ფიქრობს, რომ ψ სიდიდე (იხ. შენიშვნა) მოცემულ წერტილში განსაზღვრავს იმის ალბათობას, რომ ელექტრონი ამ წერტილში იმყოფება. აქ ჩანს ერთგვარი, თუმცა საკმაოდ ზერელე, კავშირი ამ შეხედულებასა და შრედინგერის შეხედულების შორის: მოცემულ წერტილში ელექტრონის არსებობის მეტ ალბათობას ბორნის მიხედვით შეესაბამება მუხტის მეტი სიმკვრივე იმავე წერტილში შრედინგერის მიხედვით. ის, რაც შრედინგერის მიხედვით ელექტრონის წილადოვანი ნაწილის მოცემულ წერტილში არსებობას ნიშნავს, ბორნის მიხედვით წარმოადგენს მთელი ელექტრონის ამ წერტილში ყოფნას დროის მოცემულ წილადოვანი შუალედის განმავლობაში, ეს კი საბოლოოდ ალბათობის აღნიშნული ხარისხით გამოიხატება. გაცილებით უფრო ღრმა კავშირია ბორნის კონცეფციასა და ჰაიზენბერგის მოძღვრებას შორის ნაწილაკის, მაგალითად, ელექტრონის მდგომარეობის პრინციპული დაუკვირვადობის შესახებ, ე. ი. ნაწილაკის მდებარეობისა და სიჩქარის განსაზღვრის პრინციპული შეუძლებლობის შესახებ (§5). ჩვენ პრინციპულად შეგვიძლია მხოლოდ ნაწილაკის ამათუიმ წერტილში ყოფნის ალბათობის ხარისხი ვუჩვენოთ.

ψ სიდიდის ბორნისეული კონცეფციიდან იმ შეხედულებამდე შრედინგერის მეთოდზე, რომელიც მას, როგორც წმინდა სტატისტიკურს განიხილავს, მხოლოდ ერთი ნაბიჯია. თვითონ შრედინგერი ერთერთ მის მიერ 1928წ. ლონდონში წაკითხულ ლექციაში ასე ახასიათებს ამ შეხედულებას: ψ სიდიდე არ ეკუთვნის ერთ რომელიმე განსაზღვრულ სისტემას, რომელსაც მოცემულ პრობლემაში განიხილავენ, არამედ ამავე გვარის ყველა შესა-

---

[1] იმ მკითხველებისათვის, რომელთაც ალგებრა უკვე იციან, ჩვენ აქ შევნიშნავთ, რომ ψ²-ის მაგიერ უნდა დაწერილიყო $\psi \cdot \bar{\psi}$, სადაც ψ $\bar{\psi}$ შეუღლებული წარმოსახვითი (უფრო სწორად—კომპლექსური) სიდიდეებია. თუ $\psi = a + b\sqrt{-1}$, ვაშინ $\bar{\psi} = a - b\sqrt{-1}$, და მაშინ $\psi \cdot \bar{\psi} = a^2 + b^2$ სიდიდეს.

ძლებელ სისტემას ერთად, რომლებიც ყველა შესაძლებელ მდგომარეობაში იმ-ყოფება. ეს ψ სიდიდე განსაზღვრავს ამ სისტემათა იმ ნაწილს, რომელიც მოცემულ დროში განსაზღვრულ მდგომარეობაში იმყოფება.

ე. რ ა ბ ი ნ ო ვ ი ჩ ი (F. Rabinouitch, ბერლინი), რომელიც ბევრს მუშაობდა საკითხზე შრედინგერის შეთოდის სტატისტიკური ინტერპრეტაციის შესახებ, 1929 წელს ასეთ აზრებს გამოთქვამს. ცალკეულ ატომში ელექტრონი არაა მორთხული მაგრამ, წარმოვიდგინოთ N ატომი, სადაც N ფრიად დიდი რიცხვია და გონებით ყველა ისინი ერთ წერტილში გადავიტანოთ, ისე, რომ, ყველა N ატომის გული ერთმანეთს დაემთხვეს. მაშინ ელექტრონთა გროვა მოგვცემს შრედინგერის მორთხულ ელექტრონს, ამასთანავე მუხტის სიმკვრივე, რასაკვირველია, ψ^2 სიდიდეზე N-ჯერ მეტი აღმოჩნდება. აქ სტატისტიკური ხასიათი ცხადად ჩანს, ვინაიდგან ψ^2 იმ ელექტრონთა რიცხვს (ძალიერ დიდ N რიცხვიდან) გვიჩვენებს, რომელთაც მოცემულ მომენტში ერთგვარი განსაზღვრული მდებარეობა აქვს.

მეტისმეტად საინტერესოა რასაც ლაპარაკობს ზ ო მ ერ ფ ე ლ დ ი თავის წიგნში (1929), რომელიც უკვე ზევით დავასახელეთ. მოგვყავს ზოგიერთი ადგილი: „ჩვენ გადაკრით უარს ვამბობთ მუხტთა გროვის (ე. ი. მორთხულ ელექტრონის) მიჩნევაზე—ამ სიტყვის პირდაპირი მნიშვნელობით, რასაც შრედინგერის თეორია გვავალებს. ჩვენ გარკვეულად მხარს ვუჭერთ კარგად დასაბუთებულ შეხედულებას ელექტრონზე, როგორც რამ წერტილოვანზე, ან ყოველ შემთხვევაში ისეთ რამეზე, რომელიც ატომის სიდიდესთან შედარებით მეტად მცირეა“. ზ ო მ ერ ფ ე ლ დ ი აღნიშნავს შემდეგ უცნაურ წინააღმდეგობას: ელექტრონს განუსაზღვრელ სიდიდის სივრცეში მორთხმულად სთვლიან. მაგრამ როდესაც სარგებლობენ შრედინგერის განტოლებით და ხელს ჰკიდებენ განსაზღვრული ამოცანის გადაწყვეტას, მაგალითად ერთი ელექტრონის მოძრაობას ატომის გულის გარშემო, მაშინ შრედინგერის განტოლებაში ელექტრონის პოტენციალური ენერგიის სიდიდისათვის ისეთი გამოთქმა შეაქვთ, რომელიც ყოველ აზრს ჰკარგავს მორთხმული ელექტრონის მიმართ, ვინაიდგან ის გულისხმობს, რომ ელექტრონი მთლიანად სივრცის ერთ განსაზღვრულ წერტილში იმყოფება. ამ წინააღმდეგობაზე სხვა მეცნიერებიც მიუთითებდნენ, მაგალითად, ი. შტარკი, რომელმაც „შტარკის მოვლენა“ აღმოაჩინა (თ. XIV, § 3).

თუმცა მიკრომექანიკაში შეიძლება მოინახოს სხვადასხვაგვარ წინააღმდეგობათა საკმაოდ დიდი რიცხვი, შრედინგერის მოძღვრების სტატისტიკურ ხასიათზე ზომერფელდი დაახლოვებით იმასვე ლაპარაკობს, რასაც რაბინოვიჩი (იხ. ზევით). რაც შეეხება ჰაიზენბერგის მოძღვრებას ორი შეუღლებული სიდიდის ზუსტი განსაზღვრის შეუძლებლობის შესახებ (§ 5), ამაზე ზომერფელდი ამბობს, რომ შრედინგერის თეორიაში ასეთ სიდიდეებად უნდა იყოს მიღებული დრო და ენერგია. როდესაც J_1, J_2, J_3,—და ა. შ. ენერგიები (იხ. ზევით) ზუსტადაა განსაზღვრული, მაშინ დროის განსაზღვრა შეუძლებელი ხდება; ამის გამო, წარმოდგენა ელექტრონთა ორბიტზე, რომელთაც ისინი განსაზღვრულ დროში გაირბენენ, უადგილო გამოდის. შეიძლება განსაზღვრულ იქნეს მხოლოდ მ ო ც ე მ უ ლ წ ე რ ტ ი ლ ში ელ ე ქ ტ რ ო ნ ის ყ ო ფ ნ ის ს ა შ უ ა-

ლ ო დ რ ო, რომელიც გვაძლევს სწორედ მუხტის φ^2 სიმკვრივეს. ზომერფელდი ამას კიდევ უმატებს შემდეგს: „სავსებით შეესაბამება ამ ზოგად თეორიათა შინაარსს, თუ ვიტყვით, რომ φ სიდიდე წმინდა მათემატიკური, დამხმარე სიდიდეა და რომ მხოლოდ ψ^2-ს (იხ. შენიშვნა გვერდზე) აქვს ფიზიკური შინაარსი.“

ყოველივე ის, რაც ჩვენ აქ ψ სიდიდეზე ვთქვით, ფრიად დაეხასიათებელია მიკრომექანიკისათვის და შეიძლება იმის მშვენიერ ილუსტრაციად გამოდგეს, რაც იყო ნათქვამი 3 §-ში. მაგრამ, შეიძლება კიდევ უკეთესს ილუსტრაციას ის საკითხი წარმოადგენდეს, რომლითაც შ რ ე დ ი ნ გ ე რ მ ა მის მიერ ლონდონში წაკითხულ ოთხ ლექციათაგან უკანასკნელი დაამთავრა. გავიხსენოთ რომ სინათლის კვანტურ თეორიაში გვქონდა ფორმულა $\varepsilon = h\nu$, სადაც ε კვანტის ენერგიაა, ν რხევათა რიცხვია, h კი—პლანკის მუდმივა [თ. III, § 3, ტოლობა (2)]. ვინაიდან ν ერთ წამს შეესაბამება, ამიტომ აშკარაა რომ ε ენერგია რიცხვობრივ წამში მომხდარ რხევათა რიცხვს უდრის. შრედინგერი აყენებს საკითხს: „შეგვიძლია თუ არა სავსებით დარწმუნებული ვიყოთ იმაში, რომ ენერგიის ცნებას, რომლის გარეშეც მიკროსკოპულ მოვლენათა განხილვა არ შეგვიძლია, სხვა რაიმე მნიშვნელობა ჰქონდეს მიკრომექანიკურ მოვლენებში საერთოდ, გარდა წამის განმავლობაში მომხდარ რხევათა რიცხვისა“? აქ ვხედავთ უკვე არა იმ ჩვეულებრივ და აუცილებელ დაეჭვებას, რომელიც თან ახლავს ყოველ მეცნიერულ შემოქმედებას, არამედ რაღაც გამოურკვეველობით გამოწვეულ დაბნეულობას.

ჩვენ შევეცადეთ ზოგი რამ გადმოგვეცა მკითხველთათვის დ ე-ბ რ ო ი ლ ი ს ა და შ რ ე დ ი ნ გ ე რ ი ს შრომების შესახებ; ისინი შეადგენენ ახალი მოძღვრების იმ შტოის საფუძველს, რომელიც ახლა, ჩვენთვის გასაგები მიზეზების გამო, ტალღურ მექანიკადაა წოდებული. ამ მოძღვრების მეორე შტოზე, რომელსაც კვანტური მექანიკა ეწოდება და რომელიც ჰ ა ი ზ ე ნ ბ ე რ გ მ ა, ბ ო რ ნ მ ა და პ. ი ო რ დ ა ნ მ ა დაამუშავა თითქმის არაფრის თქმა არ შეგვიძლია. ორმა უკანასკნელმა ჰ ა ი ზ ე ნ ბ ე რ გ ი ს მოძღვრებაში მათემატიკის ის განსაკუთრებული დარგი გამოიყენა, რომელიც, ეგრეთწოდებულ, მატრიცებს განიხილავს. დ ი რ ა კ ი სარგებლობს განსაკუთრებული, თვითონ მის მიერ შექმნილი, მათემატიკით. შ რ ე დ ი ნ გ ე რ მ ა დაამტკიცა, რომ მისმა ძირითადმა კანონმა (განტოლებამ) და მატრიცულმა აღრიცხვამ ერთიდაიგივე შედეგი უნდა მოგვცეს.

§ 9. მიკრომექანიკის ზოგიერთი შედეგი

ჩვენ რამდენჯერმე აღვნიშნეთ ზევით ნაშრომთა ფრიად დიდი რიცხვი მიკრომექანიკის დარგში, რომლებიც სულ რამდენიმე წლის განმავლობაში გამოქვეყნდა, და აგრეთვე მივუთითეთ მათ მათემატიკურ ხასიათზე. სარგებლობდა რა შ რ ე დ ი ნ გ ე რ ი ს, ჰ ა ი ზ ე ნ ბ ე რ გ ი ს და დ ი რ ა კ ი ს ნეოლოგიით, მიკრომექანიკა ხელს ჰკიდებდა იმ უამრავ პრობლემების გარჩევას, რომლებიც ახლა უკვე ფიზიკის თითქმის ყველა დარგს ეხლინის და რომლებიც თანდათან ფართოვდება. ჩვენ აქ დავკმაყოფილდებით შინაარსით პრობლემისა და მისი გადაწყვეტის ხასიათის მიხედვით ყველა ნაშრომს ოთხ ჯგუფად ვაერთიანებ, ამასთანავე უფრო დიდხანს შეეჩერებით ნაშრომს ჯგუფზე, რომელიც [illegible]

კის მიერ მიღწეულ მეცნიერულ პროგრესს განსაკუთრებული სიცხადით ააშკარავებს.

პირველი ჯგუფი. ამ ჯგუფს ეკუთვნის შრომები ისეთი პრობლემების შესახებ, რომლებიც დიდიხანია გადაწყვეტილია ნიუტონისა და აინშტაინის მექანიკაზე დამყარებით „კლასიკოსი“ მეცნიერების მიერ; ამავე დროს მიკრომექანიკაც ისეთივე უეჭველ და სწორ შედეგებს გვაძლევს, როგორც კლასიკური მექანიკა. ამ შრომების ფრიად დიდი მნიშვნელობა, მეტადრე ახალი მეცნიერების დასაწყისში, მდგომარეობდა იმის დამტკიცებაში, რომ მიკრომექანიკამაც, მიუხედავად მისი ხერხების სრულ სიახლისა, სწორი შედეგები მოგვცა. ეს ფაქტი წარმოადგენს პირველ ხიძგს, რომელმაც ნდობა მოუპოვა ახალ მეცნიერებას.

მეორე ჯგუფი. ამ ჯგუფს ეკუთვნის ის ნაშრომები, რომლებიც ამათუიმ პრობლემათა გარჩევის დროს სწორ შედეგებს გვაძლევს, მაშინ როდესაც კლასიკური მეცნიერების მეთოდებმა (ე. ი. 1925 წლამდის), უდავოდ იმ არასწორ შედეგებამდე მიგვიყვანა, რომლებიც ცდებიდან მიღებულ მონაცემებს არ ეთანხმებოდა. გასაგებია, თუ რამდენად გააღრმავა ამ შრომებმა ნდობა იმ ახალი მეთოდებისადმი, რომლებიც მიკრომექანიკამ მოგვცა. დავკმაყოფილდეთ ერთი მაგალითით. 2 §-ში უკვე იყო ნათქვამი, რომ კლასიკური თეორია მხოლოდ მთელ კვანტურ რიცხვებს გვაძლევდა, მაშინ როდესაც ცდებით მიღებული მონაცემები გვიჩვენებდა, რომ საჭიროა შემოღება „ნახევრებიანი“ კვანტური რიცხვებისაც: 1, $1^1/_2$ 2, $2^1/_2$ 3, $3^1/_2$ და ა. შ. მიკრომექანიკის ორიეე პირველადმა მიმდინარეობამ, ჯერ კიდეე მათ შეერთებამდე, ერთბაშად გვიჩვენა, რომ მთელი რიგი პრობლემების გადაწყვეტამ სწორედ ნახევრებიან კვანტურ რიცხვებამდე მიგვიყვანა.

მესამე ჯგუფი. ამჟამად უკვე დაგროვილია დიდი რაოდენობა შრომებისა, რომლებშიაც მიკრომექანიკამ შესძლო ისეთი მოვლენებისა და ფაქტების ახსნა, რომელთა წინაშე კლასიკური მეცნიერება უძლური აღმოჩნდა; ისინი მისთვის გამოცანებს წარმოადგენდნენ. მოვიყვანთ მხოლოდ რამდენიმე მათგანს; ამასთანავე იმ გზის ჩვენება, რომლითაც მიკრომექანიკა მიდიოდა და რომელიც თითქმის ყოველთვის ფრიად რთული მათემატიკური გამოთვლებისაგან შედგებოდა, ჩვენ აქ არ შეგვიძლია.

1. თ. 2-ის 11-§ ჩვენ გაეეცანით შერჩევის წესებს, რომლებიც ლაპარაკობს, რომ სისტემის ერთი ნებისმიერი შესაძლო მდგომარეობიდან (J_1, J_2, J_3 J_4,.... და ა. შ. ენერგიებით) მეორე ნებისმიერ მდგომარეობაში არა ყოველი გადასვლა შეიძლება მოხდეს სინამდვილეში. არის ბევრი შეუძლებელი, ანუ, როგორც ზოგჯერ ლაპარაკობენ, „აკრძალული“ გადასვლა. წესები, რომლების მიხედვითაც ირჩევდნენ ამ გადასვლებს, ემპირულად იყო დადგენილი. ზოგიერთი მეტად მარტივი სისტემისათვის– შერჩევის წესები შეიძლებოდა ახსნილი ყოფილიყო, მაგრამ დიდის გაჭირვებით. საერთოდ კი შერჩევის წესები აუხსნელი რჩებოდა და მათი აუცილებლობაც გაუგებარი იყო. ამავე დროს მიკრომექანიკის მეთოდების გამოყენება უშუალოდ გვაძლევს შერჩევის წესებს, როგორც მათემატიკურად აუცილებელ შედეგს პრობლემის წინაპირობიდან.

2. ბ ო რ ი ს მეორე პოსტულატის მიხედვით (თ. IV, § 2), ელექტრონი არ გამოაფრქვევს სხივად ენერგიას, როდესაც პირველი პოსტულატით „ნებადართულ“ ორბიტზე მოძრაობს, რაც მკვეთრად ეწინააღმდეგება კლასიკური ელექტროდინამიკის ძირითად კანონებს. მიკრომექანიკამ კი არაფერი არ იცის ელექტრონების ორბიტების შესახებ; მას საქმე აქვს მხოლოდ ატომის, მაგალითად, წყალბადის ატომის, შესაძლო, სტაციონალურ მდგომარეობებთან და მათ შესაბამის J_1, J_2, J_3,.... და ა. შ. ენერგიებთან. გონებამახვილი თეორია, რომლის თანახმად ψ_2 წარმოადგენს ელექტრომუხტის სიმკვრივის გამომხატველ სიდიდეს, პირდაპირ გვიჩვენებს, რომ ატომი სტაციონარულ მდგომარეობაში სხივებს არ აფრქვევს.

3. შ ტ ა რ კ ი ს ა და ზ ე ე მ ა ნ ი ს მ ო ვ ლ ე ნ ე ბ ი (თ. XIV, § 1, 2 და 3) მიკრომექანიკამ თითქმის ამომწურავად ახსნა-განმარტა; იგივე ითქმის მრავალ სხვა მოვლენაზე, რომელთა ჩამოთვლასაც აქ არ შეეუდგებით.

4. გ. ა. გ ა მ ო ვ ი ს ნ ა შ რ ო მ ი. ასეულ შრომიდან გამოვყოფთ ერთს, რომელიც შეასრულა ახალგაზრდა რუსმა მეცნიერმა, გ. ა. გ ა მ ო ვ მ ა 1928 წელს ლენინგრადში. მის შესახებ ჩვენში გაზეთებშიც კი სწერდნენ. საკითხი ეხება რადიოაქტიურ ნივთიერებათა ატომის გულიდან ალფა-ნაწილაკების ამოტყორცნას (თ. IX, § 1). საქმე შემდეგში მდგომარეობს. ცდით მიღებული მონაცემები გვიჩვენებენ, რომ ატომის გულიდან მეტისმეტად ახლო მანძილზე ძალა, რომლითაც ატომის გული ალფა-ნაწილაკზე მოქმედობს, იცვლის თავის ნიშანს, ე. ი. განზიდვის ძალა—მიზიდვის ძალაში გადადის, ალფა-ნაწილაკმა ეს მიზიდვა უნდა დასძლიოს. გამოთვლებმა გვიჩვენა, რომ ალფა-ნაწილაკს ატომის გულიდან ამოვარდნის მომენტში მოძრაობის კინეტიკური ენერგიის ისეთი რაოდენობა აქვს, რომელიც საკმარისი არაა ამ მიზიდვის დასაძლევად. ამ გაუგებარ მოვლენის ასახსნელად რეზერფორდმა დაუშვა, რომ ატომის გულის შიგნით არა ალფა-ნაწილაკები იმყოფება, არამედ ჰელიუმის ნეიტრალური ატომები, ე. ი. ისეთი ალფა-ნაწილაკები, რომელთაც არ დაუკარგავთ ორი თავისი ელექტრონი. ასეთი ატომი გამოიტყორცნება ატომის გულიდან და მხოლოდ იმ არეში, სადაც მასზე განმზიდავი ძ ა ლ ე ბ ი მ ო ქ მ ე დ ე ბ ე ნ, ის ჰკარგავს თავის ელექტრონებს და ალფა-ნაწილაკად იქცევა. ასეთი ახსნა დამაკმაყოფილებლად ვერ ჩაითვლება.

ამნაირად, კლასიკურმა მეცნიერებამ იმ დასკვნამდე მიგვიყვანა, რომ ალფა-ნაწილაკს არ შეუძლია გადალახოს მის წინ მდგარი დაბრკოლება და რომ რადიოაქტიური ელემენტის ატომის გულიდან ალფა-ნაწილაკის გამოტყორცნის ალბათობა ნულს უდრის. გ. ა. გ ა მ ო ვ ი ს დამსახურება იმაშია, რომ მან პირველმა ისარგებლა მიკრომექანიკის ახალი მეთოდებით ამ პრობლემის გადასაწყვეტად და გვიჩვენა, რომ ალფა-ნაწილაკის გამოტყორცნის ალბათობა ნულს არ უდრის და, მაშასადამე, ზოგიერთი ნაწილაკი ახერხებს აღნიშნული დაბრკოლების დაძლევას. იგი უფრო შორსაც წავიდა; გ ე ი გ ე რ მ ა და ნ უ ტ ა ლ მ ა (Geiger Nutall)—1912 წ. წმინდა ემპირული გზით მიიღეს ერთგვარი ტოლობა, რომელიც რადიოაქტიურ ელემენტთა (თ. IX, § 2) ნახევრად დაშლის დროს (პერიოდს) გა-

მოტყორცნილ ალფა-ნაწილაკების ენერგიას უკავშირებს. ალგებრის მცოდნე მკითხველისათვის მოგვყავს ეს ტოლობა:

$$LgT = a + blgE, \qquad (18)$$

სადაც T ელემენტის ნახევრად დაშლის დროა, E—გამოტყორცნილ ალფა-ნაწილაკის ენერგია, ხოლო a და b—ორი მუდმივი. ადვილი გასაგებია, რომ T დრო ალფა-ნაწილაკის ამოტყორცნის ალბათობაზე უნდა იყოს დამოკიდებული. გამოვმა თეორიულად გამოიყვანა გეიგერისა და ნეტალის (18) ტოლობა და ამასთან B კოეფიციენტისათვის მიიღო ისეთი რიცხვითი მნიშვნელობა, რომელიც კარგად ეთანხმება ცდების მონაცემებს.

მეოთხე ჯგუფი: ყოველი ახალი თეორია განსაკუთრებული სიცხადით ამტკიცებს, რომ მან გადადგა დიდი ნაბიჯი წინ ჭეშმარიტებასთან დამაახლოვებელ ეკლიან გზაზე, როდესაც ისეთ ახალ ფაქტებსა და სრულიად ახალ მოვლენებსაც კი იწინასწარმეტყველებს, რომელთა არსებობა წინანდელ თეორიების დროს თავში ფიქრადაც არავის მოდიოდა და შეუძლებლად ითვლებოდა. მთელი იმ მდიდარი და მრავალფეროვანი მასალიდან, რომელიც მიკრომექანიკამ მოგვცა, ჩვენ გამოვყოფთ: პირველი, ერთ ახალ ფაქტს, რომლის არსებობაზე წინათ წარმოდგენაც კი არავის ჰქონდა, თუმცა მისი ანალოგიური ფაქტი (სხვა ნივთიერებისათვის) უკვე ცნობილი იყო, ასე რომ ამ მოვლენის სრულ სიახლეზე აქ ლაპარაკი არ შეიძლება. მეორე, ერთს სავსებით ახალ მოვლენას, რომლის სახელწოდებაც კი, კლასიკური მეცნიერების თვალსაზრისით, სიტყვებს უაზრო ხროვად უნდა მოგვჩვენებოდა. აქ მხოლოდ ახალ ფაქტს განვიხილავთ, ახალ მოვლენის გარჩევას კი განსაკუთრებულ პარაგრაფს მივუძღვნით.

ახალი ფაქტი. საქმე ეხება პარა-და ორთოწყალბადის აღმოჩენას. 3 თავის 5§-ში ჩვენ ვნახეთ, რომ აირობრივი ჰელიუმი ორი სხვადასხვა სახის ჰელიუმის ნარევისაგან შედგება: ორთოჰელიუმისა და პარაჰელიუმისაგან. მათი ატომური წონა ერთიდაიგივეა, ასე რომ, ორი იზოტოპის არსებობაზე (თ. IX. § 3) ლაპარაკიც კი არ შეიძლება. მცდელობამ აეხსნათ ჰელიუმის ორი სახეობის არსებობა ორი ელექტრონის ორბიტთა სხვადასხვანაირი დალაგებით არ მოგვცა მისაღები შედეგები. 1926 წელს ჰაიზენბერგმა მოახერხა და გვაჩვენა, რომ მიკრომექანიკა, თუ მას დადებითი გულისა და ორი ელექტრონისაგან შემდგარი სისტემის გასარჩევად გამოვიყენებთ, უშუალოდ მიგვიყვანს შედეგთან, რომ ასეთ სისტემას შეუძლია იარსებოს ორი სახით, რომელთა შორის განსხვავება შემდეგშია. II თავის 4 §-ში ნათქვამი იყო, რომ ელექტრონებს ბრუნვითი მოძრაობაც აქვს. მბრუნავი ელექტრონი კი პატარა მაგნიტის თვისებით არის აღჭურვილი. თეორიამ გვიჩვენა, რომ ორთოჰელიუმში ამ ელექტრონული მაგნიტების ღერძებს ერთიდაიგიეე მიმართულება აქვთ, პარაჰელიუმში კი ეს მიმართულებები ერთი მეორეს მოწინააღმდეგეა. ჰაიზენბერგის შრომის გამოქვეყნების შემდეგ ბევრმა მეცნიერმა გამოთქვა აზრი, რომ ჩვეულებრივი აირობრივი, ორატომიანი წყალბადიც ორი სახეობის წყალბადის,—ორთოწყალბადისა და პარაწყალბადის—ნარევს უნდა წარმოადგენდეს. თეორიამ გვიჩვენა, რომ განსხვავება მათ შორის რამ-

დენიმედ სხვაა, ვიდრე ჰელიუმში. მბრუნავი ელექტრონების მაგივრად, აქ წყალბადის ორი ატომის მბრუნავი გულები (პროტონები) უნდა განვიხილოთ. პარაწყალბადში პროტონური მაგნიტების ღერძები ანტიპარალელურია, ორთოწყალბადში კი—ისინი პარალელურია. თეორიამ გვიჩვენა, რომ არა მეტად დაბალი ტემპერატურის დროს პარა და ორთოწყალბადის რაოდენობანი ერთმანეთს ისე უნდა ეფარდებოდეს, როგორც 1 : 3, ე. ი. ორთოწყალბადი სამჯერ მეტი უნდა იყოს ვიდრე პარაწყალბადი. დაბალი ტემპერატურის დროს კი შეფარდება პარაწყალბადის სასარგებლოდ უნდა შეიცვალოს, ხოლო ფრიად დაბალი ტემპერატურის შემთხვევაში წყალბადი თითქმის მარტო პარაწყალბადისაგან შედგება. მოლეკულური წყალბადის ორი სახეობა ბევრი ფიზიკური თვისებით უნდა განირჩეოდეს ერთი მეორესაგან: სითბოგამტარობით, სითბოტევადობით, გამყარების ტემპერატურით, ორთქლის დრეკადობით თხევადი ფაზის ზევით და განსაკუთრებით სპექტრების განსხვავებით, ვინაიდან მოლეკულური წყალბადის სპექტრი ორი სპექტრის ერთობლიობისაგან შედგება, რომელთაგან რრთოწყალბადის სპექტრი ძლიერ დაბალი ტემპერატურის დროს ქრება.

ერთდროულად ამ საკითხის ექსპერიმენტულად შესწავლას ხელი მოჰკიდა ეიკენმა (Eucken ბრესლაელი), და განსაკუთრებით კ. ფ. ბონჰეფერმა (K. F. Bonoeffer) და მისმა თანამშრომელმა პ. რ. ჰარტეკმა (P. Harteck) ბერლინში. შევჩერდებით უკანასკნელ მეცნიერთა მუშაობაზე, რომლებმაც შეისწავლეს წყალბადის შემადგენლობა მისი სითბოგამტარობის მიხედვით. მათ მიერ მოპოებული მრავალრიცხოვანი შედეგებიდან ჩვენ მხოლოდ უმთავრესებს მოვიხსენიებთ.

აღმოჩნდა, რომ ჩვეულებრივი ტემპერატურის დროს შეფარდება პარა და ორთოს შორის მართლაც უდრის 1 : 3, მაგრამ ეს შეფარდება არ იცვლება ტემპერატურის შემცირების დროსაც და იგივე რჩება თხევად (—252,8°ц) და მყარ (—258,0° ц) წყალბადშიაც. ბონჰეფერს დაებადა აზრი, რომ ეს აიხსნება ორთოს პარა-ში მეტად ნელი გადასვლით. ეს აზრი სწორი გამოდგა. როდესაც ის თხევად წყალბადს დამდგარს სტოვებდა, მაშინ დროის განმავლობაში პარა-ს შეფარდება ორთოსთან თანდათან იცვლებოდა პარას სასარგებლოდ: მაგრამ თითქმის წმინდა პარაწყალბადის მისაღებად საჭირო იყო დიდი დრო. მაშინ ბონჰეფერს მოუვიდა ბედნიერი აზრი შემდეგი ხერხით დაეჩქარებია ასეთი გარდაქმნის პროცესი: მეტად დაბალი ტემპერატურის დროს ნახშირი, როგორც დიდი ხანია ცნობილია, აირის უამრავ რაოდენობას შთანთქავს. ბონჰეფერმა თხევადი წყალბადით გარსშემორტყმულ ჭურჭელში ნახშირი მოათავსა, და ნელნელა გაატარა მასში წყალბადი, რომელიც ნახშირში შესქელდა, იწყო სწრაფი ცვლილება და თითქმის წმინდა პარაწყალბადად გარდიქმნა (99,7%ₚ ატარა და 0,3%ₒ ორთო): ამასთანავე ყოველივე ეს მოხდა არა დიდი დროის განმავლობაში, არამედ 20 წუთის განმავლობაში. ამგვარად, ბონჰეფერმა და ჰარტეკმა მოახერხეს თითქმის წმინდა პარაწყალბადის მიღება და მთელ რიგ ბრწყინვალედ ჩატარებულ ცდებზე შეისწავლეს მისი ფიზიკური თვისებები. აქ არ შეეუდგებით

მიღებული შედეგების ჩამოთვლას, ვინაიდგან მათ მეტად სპეციალური ხასიათი აქვს: მათგან ნაწილი სწორად იყო ნაწინასწარმეტყველები მიკრომექანიკის მიერ. უნდა შევნიშნოთ მხოლოდ, რომ ბონჰეფერის აზრით, აზოტი, ფტორი, ქლორი და იოდი ავრეთვე ორი სახეობის,—პარა და ორთოს,—ნარევებს უნდა წარმოადგენდეს. ამასთანავე ქლორისთვის ეს მაშინაა შესაძლებელი, როდესაც ორივე ატომს ერთიდაიგივე ატომური წონა: 35 ან 37 აქვს (თ. XI, §3).

მიკრომექანიკის აღმოცენებამდე არავის აზრად არ მოსდიოდა, რომ წყალბადი ამ აირის ორი სახეობის ნარევს წარმოადგენს. აქ მიკრომექანიკამ აღმოაჩინა თუმცა არა. საესებით ახალი მოვლენა, მაგრამ მაინც ფრიად საინტერესო ახალი ფაქტი.

§ 10 ელექტრონების დიფრაქცია. რამზაუერის მოვლენა

რამზაუერის მოვლენა. გადავიდოთ ზემოხსენებულ სრულიად ახალი მოვლენის განხილვაზე; მისი აღმოჩენა შესაძლებელი გახდა იმ შეხედულებათა წყალობით ნივთიერებაზე, რომლებიც საფუძვლად დაედვა მიკრომექანიკას. ჯერ კიდევ 1927 წლის შემოდგომის დასაწყისში, სიტყვების კომბინაცია „ელექტრონების დიფრაქცია“ სრულ უაზრობად გვეჩვენებოდა. დიფრაქცია არის მოვლენა (§ 4. ბ. 3.), რომელსაც ადგილი აქვს რაიმე რხევადი მოძრაობის გავრცელების დროს. დიფრაქციას ჩვენ შევხვდით V თავის § 6-ში. ელექტრონი—ეს ელექტრობის ნაწილაკია: მაშ რა აზრი უნდა ჰქონდეს სიტყვებს „ელექტრონების დიფრაქცია?“ ახლა აღმოჩნდა, რომ ასეთი დიფრაქცია მართლაც არსებობს. ის დადასტურებული იქნა ცდებით და მისი ახსნა ახალი, ტალღური მექანიკის საფუძვლებიდან გამომდინარებს. გავიხსენოთ, რომ დიფრაქციას შეიძლება ადგილი ჰქონდეს არეკლვის დროს (რენტგენის სხივების დიფრაქციული არეკლვა კრისტალის ზედაპირული შრის ბადოვან სიბრტყეთაგან) და აგრეთვე სხივების დიფრაქციულ ცხაურში გავლის დროს. თუ კი სხივები მეტად თხელ ფირფიტში გადის, რომლის ნაწილაკები ამ სხივების დიფრაქციულ გაბნევას იწვევს, მაშინ სხივების ამ ფირფიტზე პერპენდიკულარულად დაცემის დროს გავლილი სხივები ფოტოგრაფიულ აფსკზე (ფორზე) რგოლებით გარშემორტყმულ ცენტრალურ ლაქას გვაძლევს.

ელექტრონი შეუღლებელია ფაზურ ტალღასთან, რომელსაც ის „მიჰყავს“: საითაც ტალღა გაემართება, ელექტრონიც იქით მიდის. ჩვენ ვნახეთ (იხ. 5 §-ის ბოლო), რომ ელექტრონის გზა გეომეტრიული ოპტიკის სხივს შეესაბამება.

ჩვენ უკვე გვაქვს ექსპერიმენტულ გამოკვლევათა რიგი, რომლებშიაც ელექტრონების დიფრაქციამ თავი იჩინა. გავიხსენოთ, რომ ელექტრონის u სიჩქარე და მასთან შეუღლებული ფაზური ტალღის λ სიგრძე დაკავშირებულია ერთმანეთთან განტოლებით [იხ. (11)].

$$\lambda=\frac{h}{mu}, \tag{18}$$

სადაც h—პლანკის მუდმივაა, m კი—მოძრავი ელექტრონის მასა. ვინაიდან m იზრდება u-სთან ერთად, ამიტომ, ცხადია, ფაზური ტალღის λ სიგრძე მით

უფრო ნაკლები იქნება, რაც უფრო მეტია ელექტრონის სიჩქარე. დიფრაქციის კანონების თანახმად დიფრაქციულად განბნეულ სხივთა გარდატეხის კუთხე მით უფრო ნაკლებია, რაც უფრო მცირეა ტალღის λ სიგრძე.

პირველი გამოკვლევა ამ დარგში აწარმოვა ე. გ. დაიმონდმა (E. D. Dymond), რომელმაც გაიშვიათებულ ჰელიუმში ელექტრონების ვიწრო კონა გაატარა და გამოიკვლია ამ ღრიში მათი განბნევა. განბნევის ხასიათი იმ ელექტრონების რაოდენობით განისაზღვრება, რომლებიც პირდაპირი მიმართულებიდან მოცემული φ კუთხით გადიხრებიან. მოსალოდნელი იყო, რომ ეს განბნევა φ კუთხის გადიდებასთან ერთად მდორე ცვლილებას განიცდიდა. სინამდვილეში კი სულ სხვა გამოვიდა: ზოგიერთი განსაზღვრული კუთხისათვის, მაგალითად, φ=5° და φ=60°, განბნევა განსაკუთრებით დიდი აღმოჩნდა და თავი იჩინა ელექტრონების მკვეთრმა მაქსიმუმებმა. ელექტრონთა სიჩქარის გადიდებასთან ერთად φ კუთხე, საერთოდ მცირდება: აღმოჩენილ იქნა სულ სამი მაქსიმუმი; ეს წმინდა დიფრაქციული ხასიათის მოვლენაა.

გაცილებით უფრო დამაჯერებელია დევისონისა და გერმერის (C. Davisson L. H. Germer) ცდები, რომლებმაც უდიდესი ინტერესი გამოიწვიეს. ჩვენ ვნახეთ, რომ რენტგენის სხივთა კონა კრისტალზე დაცემის დროს დიფრაქციულ არეკლვას (თ. V, § 6) განიცდის; ასეთი არეკლვა გვაძლევს სხივთა კაშკაშა კონებს გარკვეული მიმართულებებით, რომლებიც შეიძლება გამოითვალოს, თუ კრისტალის შიდა სტრუქტურა ვიცით; ნახ. 11 (თ. V, § 6) გვაძლევს ამ მოვლენის ილუსტრაციას. დევისონმა და გერმერმა ელექტრონთა ნაკადი ნიკელის კრისტალის ზედაპირს დასცეს. მიღებულ იქნა საკმაოდ მკვეთრი არეკლილი კანონთა რიგი, რომელთა განაწილებას სავსებით მოგვაგონებს ნახ. 11. ამათგან 10 კონა ფრიად ზუსტად შეესაბამებოდა (18) ტოლობას, თუ კი ნიკელის ატომთა ურთიერთშორის მანძილისთვის ავიღებთ ნამდვილი მანძილის 0,7-მეუხედავად ამ შეუსაბამობისა მოვლენის დიფრაქციული ხასიათი სავსებით აშკარა იყო. ჰ. ბეთე (H. Bethe) და აგრეთვე, ფ. ცვიკი (F Zwicky) შეეცადნენ ამ შეუსაბამობის თავიდან აცილებას. ბეთემ შემოიღო ელექტრონული კონის გადატეხის ცნება, როდესაც კონა ჰაერიდან კრისტალში გადადის. ეს გადატეხა გამოწვეულია ელექტრული პოტენციალით, რომელიც კრისტალს აქვს და რომელიც ელექტრონზე მოქმედობს. თავის მეორე შრომაში ბეთე ამ პოტენციალისათვის დევისონისა და ზარმერის შემთხვევისათვის 14 ვოლტს გვაძლევს. შემდეგ დევისონმა და გერმერმა განსაზღვრეს გადატეხის კოეფიციენტის სიდიდე, რომელიც 1,13-ის ტოლი აღმოჩნდა ისეთი შემთხვევისათვის, როდესაც ელექტრონის თანმხლებელი ტალღის სიგრძე 1,6 Å-ს უდრიდა. იმ შემთხვევაში კი, როდესაც ტალღის სიგრძე 0,5Å, იყო გადატეხის კოეფიციენტი 1,01-ის ტოლი აღმოჩნდა.

უდიდესი შაობეშდილება მოახდინა გ. პ. ტომსონის (A. G. P. Thomson), სახელგანთქმული) I. I. Thomson-ის შვილი) და ა. რეიდის (A. Reid), ხოლო შემდეგ კი თვით მარტო გ. პ. ტომსონის ცდებმა, ვინაიდგან მათ ელექტრონების დიფრაქცია მეტად მარტივი და თვალსაჩინო სახით მოგვცეს. ხსენებულმა მეცნიერებმა კათოდურ სხივთა, ე. ი. ელექტრონთა კონა ცელულოიდის თხელ ფირ-

ფიტში (სისქე 3. 10^{-6} სმ) გაატარეს. ამ დროს მიიღეს რამდენიმე რგოლით გარშემორტყმული ცენტრალური ლაქა. ელექტრონთა სიჩქარის გადიდებასთან ერთად რგოლების რადიუსები მცირდებოდა. ეს შეესაბამება (იხ. ზევით) ფაზურ ტალღების სიგრძეთა შემცირებას და ეთანხმება (18) ტოლობას. იგივე მოვლენა მიიღო შემდეგ გ. პ. ტომსონმა ოქროს, ალუმინიუმის და პლატინის თხელი ფირფიტებისათვისაც. (18) ტოლობა, ე. ი. ტალღის λ სიგრძის დამოკიდებულება ელექტრონთა u სიჩქარეზე დიდი სიზუსტითაა დაცული. განსაკუთრებით მნიშვნელოვანი და დამაჯერებელია შემდეგი ფაქტი. ჩვენ ვიცით, რომ მაგნიტური ძალები მოძრავ ელექტრონთა გადახრას იწვევს. გ. პ. ტომსონმა თავისი ხელსაწყო მაგნიტურ ველში მოათავსა, და აღმოჩნდა, რომ მთელმა დიფრაქციულმა სურათმა გვერდზე მიიწია. ცხადია, რომ ეს მოვლენა იმ ელექტრონებმა გამოიწვიეს, რომლებიც განუყრელად არიან დაკავშირებული ფაზურ ტალღასთან, რომელიც დიფრაქციას უშუალოდ განიცდის.

ე. რუპი (E. Rupp) ალუმინიუმის, ვერცხლის, სპილენძის, ოქროს, ნიკელის ტყვიის, ქრომის, კალისა და თუთიის თხელ ფირფიტებზე აწარმოებდა ცდებს. ს. რუპმაც მიიღო დიფრაქციული რგოლები, რომელთა რადიუსები საესებით შეესაბამებოდა დ ე - ბ რ ო ი ლ ი ს თეორიას. იაპონელ მეცნიერებმა ნ ი შ ი კ ა ვ ა მ და კ ი კ უ შ ი მ (Nishikava, Kikuchi) ელექტრონთა ნაკადი ვიწრო ღრეჩოში გავლის შემდეგ ქარსის თხელ ფირფიტზე დასცეს და მიიღეს რთული დიფრაქციული სურათი, რომელიც სამკუთხედების ბადისაგან შედგებოდა. რუპი აღნიშნავს, რომ ეს ცდები საშუალებას მოგვცემენ გამოვიკვლიოთ კრისტალის აგებულება ელექტრონთა ნაკადის შემწეობით, რომელიც რ ე ნ ტ გ ე ნ ი ს სხივებს შესცვლის. მოსაზრება მართლაც დადასტურდა მთელ რიგ მეცნიერთა ცდებიდან, როდესაც ისინი ლითონთა კრისტალების ცხაურის მუდმივს განსაზღვრავდნენ, რაც ეთანხმება რ ე ნ ტ გ ე ნ ი ს სხივების მიერ მოცემულ სიდიდეებს. შემდეგ რუპმა მოახერხა ელექტრონთა დიფრაქციის მიღება 1928 წლის ნოემბერში ჩ ვ ე უ ლ ებ რ ი ვ ი ა მ რ ე კ ლ ა ვ ი დ ი ფ რ ა ქ ც ი უ ლ ი ც ხ ა უ რ ი ს ზედაპირზე. ამ დროს ის სარგებლობდა ლითონის ისეთი ცხაურით, რომლის ყოველ ს ა ნ ტ ი მ ე ტ რ ზ ე 1300 ხაზი იყო გავლებული. ელექტრონთა სიჩქარე, გამოხატული ვოლტებში (თ. V. § 1) 70, 150, და 310 ვოლტს უდრიდა, რაც (11-a) ტოლობის თანახმად 1,5 Å-ს, 1 Å-ს და 0,66 Å-ს ე. ი. რენტგენის სხივთა თანხლებულ ფაზური ტალღების სიგრძეს შეესაბამება. რ უ პ მ ა მიიღო აშკარა დიფრაქციული ზოლები სწორედ იმ ადგილებზე, სადაც ისინი სხივთა ტალღის სიგრძის მიხედვით უნდა ყოფილიყო მიღებული. ამავე დროს ზოლები ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე (ფირზე) გამოწვეული იყო ელექტრონებით, რაც უშუალოდ მტკიცდებოდა მათი გადახრით მაგნიტური ველის მოქმედების დროს. მსგავსი ცდები აწარმოვა ბ. ლ. უ ო რ ს ნ ო პ მ ა (Worsnop) 1929 წელს. ელექტრონთა სიჩქარე 85 ვოლტს არ აღემატებოდა: ისინი ცხაურის ზედაპირთან 1° კუთხეს ქმნიდა. ავტორმა დიფრაქციული ზოლები აღმოაჩინა, მაგრამ ფაზური ტალღების სიგრძე არ მოგვცა. ელექტრონების დიფრაქციის შესახებ ამჟამად (1932 წელი) გამოსული შრომების რაოდენობამ ასამდე მიაღწია. ისინი უმთავრესად ეხება დიფრაქციას

ყოველგვარი ნივთიერების თხელ ფენში. მოვიხსენიოთ მხოლოდ რუპის ერთი შესანიშნავი ნაშრომი, რომელიც 1929 წელს გამოქვეყნდა. მან გვიჩვენა, რომ ელექტრონული სხივები არა მარტო დიფრაქციის თვისებას იჩენს, არამედ სხივადი ენერგიის (მაგალითად სინათლის) დანარჩენ თვისებებსაც, რაც მხოლოდ შეიძლება ახსნილ იქნეს ისევ იმ ფაზური ტალღებით, რომლებიც ელექტრონს თან ახლავს და „მიჰყავთ" იგი. ოპტიკიდან ცნობილია, რომ ის სხივები, რომლებიც მოცემული ნივთიერების მიერ განსაკუთრებით ძლიერ შთაინთქება, ე. ი. უწინარეს ყოვლისა, ნივთიერების შიგნით სელექციურად ანუ შერჩევით განიბნევა, ყველაზე ძლიერ სელექციურადვე აირეკლება. რუპმა აღმოაჩინა, რომ ასეთივე თვისებას იჩენს 4-დან 40-ვოლტამდე სიჩქარის მქონე ნელი (თ. 5-§ 1) ელექტრონებიც, როდესაც ისინი ლითონის თხელ (სისქე დაახლოებით მილიმეტრის ერთი მემილიონედი) ფირფიტებში გადიან, ან როდესაც ამათგან აირეკლებიან. აქ შერჩევა შეეხება ელექტრონთა სიჩქარეს, რომლისაგანც დამოკიდებულია ფაზურ რხევათა ტალღის სიგრძე [ახ. 11]-ის ელექტრონები, რომლებიც ლითონის შიგნით ყველაზე მეტად განიბნევა, ყველაზე ძლიერადაც აირეკლება.

საერთოდ შეიძლება ითქვას, რომ ელექტრონების კონით ყველა ის მოვლენა იქნა აღმოჩენილი კრისტალებში, რომლებიც წინადაც აღმოჩნდნენ რენტგენის სხივებით. მრავალ შემთხვევაში, მაგ. ფხვნილების გამოკვლევის დროს ელექტრონები უკეთეს შედეგს გვაძლევს, ვიდრე რენტგენის სხივები, რომელთა როლსაც აქ ფაზური ტალღები ასრულებს (ამ ტალღების სიგრძე განისაზღვრება ფორმულით (11) ან (11ა). მრავალი გამოკვლევა იქნა ჩატარებული რათა აღმოეჩინათ ელექტრონის კონებში ისეთი მოვლენები, რომლებიც მიგვითითებდა ამ კონებში პოლარიზაციის შესაძლებლობის არსებობაზე, მაგ. მათი არეკვლის დროს. ი. ი. ფრენკელმა (ლენინგრადი) და დარვინმა (Darvin) თეორიულად მიგვითითეს იმ მიზეზებზე, რომელთა გამოც არ შეგვიძლია მოველოდთ აქ ოპტიკურ მოვლენებთან ანალოგიას. მეტად საინტერესოა, რომ ამ უკანასკნელ ხანს იწყეს გამოყენება ელექტრონების კონებისა იმ მყარ სხეულებზე სხვადასხვა სახის ზედაპირული თხელი ფენების გამოკვლევის მიზნით, რომელთა ზედაპირზედაც ადსორბირებულია გარშემო სივრციდან ორთქლი და აირი. დევისონმა და გერმერმა ამ გზით გამოიკვლიეს ნიკელის (კრისტალის) ზედაპირული ფენი მასში ადსორბირებული წყალბადის რაოდენობის მიხედვით. მათ გვიჩვენეს, რომ წყალბადის ატომები განლაგებული არიან ნიკელის ატომთა შორის გარკვეული კანონით.

1930 წლიდან მრავალი ექსპერიმენტული ნაშრომი გამოქვეყნდა შემდეგი საკითხის შესახებ. ჩვენ დავინახეთ, რომ დე-ბროილის „ტალღური" მექანიკა გულისხმობს, რომ ყოველ ნაწილაკს თავის მოძრაობის დროს თანსდევს ტალღური მოძრაობა, ამასთანავე შესაბამისი ტალღის სიგრძე განისაზღვრება ტოლობით (11), რომელშიაც m—ნაწილაკის მასაა, v—მისი სიჩქარე და h—პლანკის მუდმივა. ელექტრონების დიფრაქციამ დამაჯერებლად დაგვიმტკიცა ამ ძირითადი აზრის სიმართლე. დე-ბროილის დასკვნა ეხება არა მარტო ელექტრონებს, არამედ ყოველნაირ ნაწილაკს და, მაშასადამე, ატო-

მებს და მოლეკულებსაც. ასეთი ნაწილაკების ნაკადშიაც თავი უნდა იჩინოს ისეთივე „ოპტიკურმა“ მოვლენებმა, რომლებიც აღმოჩენილ იქნა ელექტრონების ნაკადში. ამგვარად წარმოიშვა აზრი ატომების და მოლეკულების ნაკადში დიფრაქციის მოვლენის შესაძლებლობაზე. პირველი ცდები ამ მიმართულებით შეასრულეს ესტერმანმა და შტერნმა (L. Estermann, O. Stern), განსაკუთრებით კი ტ. გ. ჯონსონმა (Thomas H. Johnson). მოხსენებულ მეცნიერთაგან პირველმა ორმა გამოიკვლია 1930 წელს ჰელიუმის და წყალბადის ნაკადის არეკვლა ფტოროვან ლითიუმიდან და ქლოროვან ნატრიუმიდან, ამასთანავე მკაფიოდ გამოჩნდა ამ არეკვლის დიფრაქციული ხასიათი. თუ ტოლობაში (11) m-ის ნაცვლად ჩავსვეთ ჰელიუმის ატომის ან წყალბადის მოლეკულის მასა, u-ს მაგივრად კი მათი უალბათესი სიჩქარე მონაცემი ტემპერატურისათვის, მაშინ ტალღის λ სიგრძისათვის მივიღებთ ზუსტად იმ მნიშვნელობას, რომელიც განისაზღვრა დიფრაქციით. ტ. გ. ჯონსონმა მოკლე ხნის განმავლობაში გამოაქვეყნა მთელი რიგი სტატიებისა, რომლებშიაც აღწერილია თავის შრომის შედეგები ატომური (არა მოლეკულური) წყალბადის არეკლვის შესახებ ფტოროვან ლითიუმის კრისტალის ზედაპირიდან. მან აქაც აღმოაჩინა დიფრაქციის მოვლენა და სრული თანამთხვევა დე-ბროილის ფორმულასთან (1); 200° ც. დროს მიღებულ იქნა $\lambda = 0{,}89$ Å.. ამგვარად, წარმოიშვა მოვლენების ახალი ჯგუფი, რომლებიც აღმოჩენილი იქნა მიკრომექანიკის წარმოშობის და მისი განვითარების წყალობით.

მრავალ შემდგომ ნაშრომზე, რომლებიც შესრულებულ იქნა, ამ უკანასკნელ წლებში, აღარ შეეჩერდებით. აღვნიშნავთ მხოლოდ, რომ ე. რუპმა 1932 წელს დაბეჭდა ახალი სტატია ელექტრონების პოლარიზაციის შესახებ, რის ქვეშაც გულისხმობდა ელექტრონების თვისებების ერთგვარ შეცვლას არეკლვის დროს. მან აღმოაჩინა პოლარიზაცია ელექტრონის არეკლვის დროს ვოლფრამიდან, ოქროდან და თორიუმიდან იმ ელექტრონებისათვის, რომელთა სიჩქარეც ტოლი იყო 80 ვოლტისა. მთავარ როლს თამაშობს აქ ელექტრონის „სპინი“, ე. ი. მისი სწრაფი ბრუნვა, რომლის გამოც ის პატარა მაგნიტებად გარდიქმნება. რუპმა აღმოაჩინა, რომ არეკლვილ ელექტრონებზე მოქმეტი მძლავრი მაგნიტური ველი საგრძნობლად ცვლის იმ მოვლენებს, რომლებსაც ამეღავნებენ ისინი თავის გავრცელების გზაზე.

რამზაუერის მოვლენა. განვიხილოთ მიკრომექანიკის კიდევ ერთი ფრიად საინტერესო მიღწევა. ის, უფრო სწორად რომ ვთქვათ, მესამე ჯგუფს ეკუთვნის, რადგანაც საკითხი ეხება დიდი ხნის წინათ ცნობილი მოვლენის ახსნას; მაგრამ, ეს საკითხი მაინც აქ გადმოვიტანეთ, ვინაიდგან მისი ახსნის დროს საჭირო იყო ელექტრონთა დიფრაქციაზე ლაპარაკი. საქმე ეხება ნელი ელექტრონების განბნევას მათი ერთატომიან აირებში გავლის დროს. ნეიტრალური ატომი მასთან ძლიერ ახლო მანძილზე მომქროლავ ელექტრონზეც კი ფრიად სუსტი ძალით მოქმედობს. განბნევა, ე. ი. ელექტრონის გადახრა მისი გზიდან უმთავრესად მაშინ ხდება, როდესაც ელექტრონი ატომის შიგნით შეიჭრება. მოსალოდნელი იყო, რომ ფრიად სწრაფი ელექტრონები გადიხრებოდა მათზე მძლავრად მოქმედი მხოლოდ ატომ-

გულის მიერ, ნელი ელექტრონები ატომის გულის გარშემო მყოფი ელექტრონების გავლენას განიცდიდა. აგრეთვე ელექტრონთა განბნევაც მით უფრო მეტი უნდა ყოფილიყო, რაც უფრო ნაკლები იქნებოდა მათი სიჩქარე. გერმანელმა მეცნიერმა კ. რამზაუერმა (C. Ramsauer) 1923 წელს აღმოაჩინა ახალი მოვლენა, რომელმაც განცვიფრებაში მოიყვანა მეცნიერნი; მან გამოიკვლია ნელი ელექტრონების განბნევა ინერტულ აირების მიერ: არგონის, კრიპტონის და ქსენონის მიერ. შემდეგში იგივე მოვლენა იქნა აღმოჩენილი სხვა აირებშიც. მან იპოვა, რომ ელექტრონების სიჩქარის შემცირების დროს მათი განბნევა მართლაც სწრაფად მატულობს. მაგრამ, ერთგვარი განსაზღვრული სიჩქარის დროს განბნევა მაქსიმუმს აღწევს, სიჩქარის შემდგომი შემცირების დროს კი ის სწრაფად კლებულობს. ფრიად ნელი ელექტრონებისათვის ატომები თითქოს გამჭვირვალე ხდება; ისინი ატომში ისე გადიან, რომ არავითარ გადახრას არ განიცდიან. ამ მოვლენის ახსნა-განმარტება ვერ მოხერხდა. ახლა ეს უცნაური მოვლენა შემდეგი სახითაა ახსნილი: ფაზური ტალღის სიგრძე დამოკიდებულია ელექტრონის სიჩქარეზე (იხ. 11); განბნევის მაქსიმუმს ისეთი სიჩქარის დროს აქვს ადგილი, როდესაც ტალღის სიგრძე ფაზური ტალღების სწორედ უდიდესი დიფრაქციის შემთხვევას შეესაბამება. ელექტრონის სიჩქარის შემდგომი შემცირების დროს ტალღის სიგრძე იზრდება, დიფრაქცია მცირდება და მასთან ერთად ელექტრონთა განბნევაც კლებულობს.

კიდევ უფრო შორს წავიდნენ ა. ელეტი და ჰ. ა. ცალი (A. Ellett, H. A. Zahl). მათ 1929 წელს აღმოაჩინეს, რომ კადმიუმის ატომთა ნაკადი, რომელიც ქვამარილის ან სილვინის (ქლოროვანი კალიუმი) კრისტალის ზედაპირზე დაეცა, არამც თუ ყოველმხრივ გაიბნევა, არამედ ნაწილობრივ წესიერადაც, ე. ი. სინათლის არეკლვის კანონთა მიხედვით, აირეკლება; ეს, ოდგორც ეტყობა, მაჩვენებლია ფაზური ტალღისა, რომელიც კადმიუმის ატომს თანახლავს.

დასკვნა. უკანასკნელ ხუთ პარაგრაფში მკითხველებმა იპოვეს ტალღური მექანიკის იმ დახასიათების დადასტურება, რომელიც 5 §-ში იყო მოცემული. ჩვენ ვიმყოფებით ახალი მოძღვრების წარმოშობის დასაწყისში. ის ჯერ კიდევ სქელი ნისლითაა დაფარული, მაგრამ მაინც უკვე შესანიშნავი შედეგები მოგვცა. მისი შემდგომი განვითარებისა და გამორკვევისაგან უნდა მოველოდეთ დიდ მეცნიერულ პროგრესს და ჩვენი მსოფლგაგების არსებით შეცვლას.

დამატება

§ 1. ახალი იდეები ატომის გულის ფიზიკაში

უკანასკნელი ოთხი-ხუთი წლის განმავლობაში ატომის გულის ფიზიკა საგრძნობლად განვითარდა იმ მეტად მნიშვნელოვან აღმოჩენათა გამო, რომლებმაც ამ დარგის მკვლევარები-ფიზიკოსები და ქიმიკოსები აღკურვეს მთელ რიგ ახალი ექსპერიმენტული საშუალებებით ატომის გულის თვისებათა შესწავლისათვის.

ყველასათვის ცნობილია ის ფაქტი, თუ რა დიდი როლი შეასრულა საერთოდ რადიოაქტიურ მოვლენათა აღმოჩენამ მატერიის აგებულების შესწავლის საქმეში. მაგრამ რადიოაქტიურ დაშლას განიცდის, როგორც ვიცით, მხოლოდ გარკვეული ჯგუფის ელემენტები, რომელთა რაცხვი საკმაოდ შეზღუდულია; გარდა ამისა, გამოირკვა, რომ ვერავითარი საშუალებებით ვერ ხერხდება რაიმე ზეგავლენის მოხდენა რადიოაქტიურ დაშლის პროცესის ბუნებრივ მიმდინარეობაზე. ამრიგად, თუმცა რადიოაქტიურ მოვლენათა აღმოჩენამ უდავოდ გვიჩვენა, რომ ზოგიერთი ელემენტი განიცდის ბუნებრივ ცვლილებებს, მაგრამ შეუძლებელი შეიქნა ამ პროცესის ექსპერიმენტირება, რის გამო ბუნებრივ რადიოაქტიურ მოვლენათა მნიშვნელობა ატომის ფიზიკაში გაცილებით უფრო ნაკლები აღმოჩნდა, ვიდრე ამას მოელოდნენ. ატომის გულზე ექსპერიმენტირება მოახერხა ყველაზე პირველად რეზერფორდმა 1919 წელს, როდესაც მან α-ნაწილაკის ბომბარდირებით შესძლო, როგორც ვიცით, აზოტის ატომიდან და შემდეგ სხვა ელემენტების ატომებიდანაც პროტონების ამოგლეჯა. ამ ცდებში შესანიშნავი სწორედ ისაა, რომ მოხერხდა ატომის ხელოვნური გარდაქმნა. გარდა ამისა, ცხადი გახდა ისიც, რომ ატომის გულის დანგრევისათვის საჭიროა უფრო მძლავრი საშუალებანი, ვიდრე მოეპოვებოდათ ფიზიკოსებს. თუ α-ნაწილაკით რეზერფორდმა მიაღწია ატომის გულის დაშლას, ეს პირველად ყოვლისა, აიხსნება ამ ნაწილაკის სიმძლავრით, რადგან მისი ენერგია ტოლი აღმოჩნდა მილიონი ვოლტისა და არა რამდენიმე ათეული ვოლტისა, როგორც ამას ადგილი აქვს ვალენტურ ელექტრონების შემთხვევაში. ვერც კათოდურ და ვერც რენტგენის სხივების გამოყენებამ უშველა საქმეს, რადგან მათი ენერგია არ აღემატებოდა რამოდენიმე ათიათას ვოლტს. ფიზიკოსები-რადიოლოგები მიხვდნენ, რომ ატომის გულის დაშლისათვის საჭიროა მოძრავი იონები, რომელთა ენერგია α-ნაწილაკის ენერგიის რიგობისა იქნებოდა და აი, ფიზიკოსებიც შეუდგნენ ისეთ დადგმულობათა კონსტრუირებას, რომლებიც მო-

გვცემდნენ მილიონ ვოლტის ტოლ დაძაბულობას. ამ დადგმულობათა დახმარებით მიღებულ იქნა სწრაფად მოძრავი პროტონების ნაკადი, რომელთა გამოყენება მეტად ნაყოფიერი გამოდგა ატომის გულის დასაშლელად. ამავე გზით შესაძლებელი გახდა მიღება სწრაფი დ ე ვ ტ ო ნ ე ბ ი ს ა, რომელთა მოქმედება ატომის გულზე კიდევ უფრო მძლავრი აღმოჩნდა, როგორც ეს მოსალოდნელი იყო, რადგანაც დევტონის მასა ორჯერ მეტია წყალბადის ატომის გულის მასაზე. ამ იონების შესახებ ქვემოთ გვექნება ვრცლად ლაპარაკი, მაგრამ საჭიროა აქვე აღინიშნოს, რომ ის წარმოადგენს გულს მძიმე წყალბადისა, რომლის ატომური წონა ორის ტოლია ე. ი. მისი წონა ორჯერ მეტია ჩ ვ ე უ ლ ებ რ ი ვ ი (მ ს უ ბ უ ქ ი) წ ყ ა ლ ბ ა დ ი ს ატომის წონაზე. საბოლოოდ გამოკვლეულ და შესწავლილ იქნა ბუნება ნ ე ვ ტ რ ო ნ ი ს ა, რომელიც წარმოადგენს წყალბადის მასის ტოლ ნაწილაკს ნული მუხტით. ნევტრონების სახით ფიზიკოსებმა მიიღეს განსაკუთრებული საშუალება ატომის გულის დასაშლელად. ამასთან აღსანიშნავია, რომ მაღალვოლტიან დადგმულობათა დახმარებით მოხერხდა ნევტრონთა მძლავრი კონის მიღებაც, რისთვისაც ბერილიუმის ბომბარდირება წარმოებდა წინასწარ ხელოვნურად აჩქარებულ α-ნ ა წ ი ლ ა კ ე ბ ი თ დ ა დ ე ვ ტ ო ნ ე ბ ი თ. დამტკიცებულ იქნა დ ა დ ე ბ ი თ ი ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ ი ს—პ ო ზ ი ტ რ ო ნ ი ს—არსებობა. მაგრამ ყველაზე უფრო შესანიშნავ აღმოჩენად უნდა ჩაითვალოს ხ ე ლ ო ვ ნ უ რ რ ა დ ი ო ა ქ ტ ი ვ ო ბ ი ს ა ღ მ ო ჩ ე ნ ა. დედაარსი ამ უკანასკნელი მოვლენისა მდგომარეობს შემდეგში: α-ნაწილაკი ან ნევტრონი დაჯახების დროს ჩარჩება ატომის გულში, რის შედეგად წარმოიშობა უმდგრადი იზოტოპი რომელიმე ქიმიურ ელემენტისა (ე. წ. რადიოელემენტი, მაგ., რადიოაზოტი), რომელიც შემდეგ იშლება მოცემულ ელემენტისათვის დამახასიათებელ ნახევრად დაშლის პერიოდით. აღმოჩენილ იქნა კოსმოსურ სხივების ახალი თვისებები, რომელთა შორის აღსანიშნავია, რომ კოსმოსურ სხივების ყველაზე უფრო ხისტი ნაწილი მატარებელია ენერგიისა 600 მლნ. ვოლტამდე. კოსმოსურ სხივების მძიმე ლითონებში გატარების დროს წარმოიშობა ე. წ. თ ქ ე შ ე ბ ი, რომლებიც შედგება ელექტრონებისა და პოზიტრონებისაგან ათეულ მილიონ ვოლტის ენერგიით. ა მ რ ი გ ა დ, გ ა რ დ ა პ რ ო ტ ო ნ ე ბ ი ს ა, α-ნ ა წ ი ლ ა კ ე ბ ი ს ა დ ა უ ა რ ყ ო ფ ი თ ი ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ ე ბ ი ს ა ა ხ ლ ა გ ვ ა ქ ვ ს ნ ე ვ ტ რ ო ნ ე ბ ი, დ ე ვ ტ ო ნ ე ბ ი დ ა პ ო ზ ი ტ რ ო ნ ე ბ ი. ამ გარემოებამ გამოიწვია არსებულ პ რ ო ტ ო ნ-ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ ი ა ნ გ უ ლ ი ს მ ო დ ე ლ ი ს შ ე ც ვ ლ ა პ რ ო ტ ო ნ-ნ ე ვ ტ რ ო ნ ი ა ნ გ უ ლ ი ს მ ო დ ე ლ ი თ. აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ ამ მოდელსაც თანდაჰყვა ზოგიერთი, დღემდე გადაულახველი, სიძნელე, განსაკუთრებით რადიოაქტიური ელემენტების ბეტა-დაშლის მოვლენებთან დაკავშირებით. ცოტა ახირებული აღმოჩნდა ელექტრონების არსებობის უარყოფა ატომის გულში, როდესაც ისინი ზოგიერთ შემთხვევაში სწორედ ამ ელექტრონებს გამოასხივებენ. გაუგებარი დარჩა აგრეთვე ის გარემოება, რომ რადიოაქტიურ ნივთიერების ბეტა-დაშლის დროს ელექტრონების ენერგია არ არის ერთნაირი სიდიდის. ჰიპოთეზი ნევტრონის არსებობის შესახებ თითქოს აქარწყლებს ამ უკანასკნელ სიძნელეს, მაგრამ მისი არსებობა ექსპერიმენტულად ჯერჯერობით არ არის დამტკიცებული.

§ 2. მძიმე წყალი. დეიტონი. ტრიტონი.

წინასწარი ცნობები წყალბადის იზოტოპის აღმოჩენის შესახებ მოჰყავს თვით ამ წიგნის ავტორს პროფ. ო. დ. ხვოლსონს მეორე თავის §4-ში. ჩვენ დაგვეჭირდება ამ ცნობების შეესება ხვოლსონის შემდეგ (გარდაიცვალა 27.5.-1934) დაგროვილ მასალის მიხედვით.

1932 წელს აღმოჩენილ იქნა წყალბადის იზოტოპი—მძიმე წყალბადია—ატომური წონით 2. ამ იზოტოპს ამერიკელების წინადადებით დ ე ვ ტ ე რ ი უ მ ი ეწოდა, მის ბირთვს კი დ ე ვ ტ ო ნ ი ან დ ე ვ ტ ო რ ი ნ ი, ლათინურიდან „duo“ რაც ნიშნავს „ორი“. რეზერფორდს უფრო მიზანშეწონილად მიაჩნია სახელწოდება დ ი პ ლ ო გ ე ნ ი ელემენტისათვის და დ ი პ ლ ო ნ ი მისი გულისათვის, ბერძნულიდან „δίπλόος“, რაც ნიშნავს „ორმაგი“. კემბრიჯის სკოლა სარგებლობს ამ უკანასკნელი სახელწოდებით. რაც შეეხება სახელწოდებას „მ ძ ი მ ე წ ყ ა ლ ბ ა დ ი“, უნდა ითქვას, რომ იგი რამდენიმედ შეუფერებელია ამჟამად, თუ მივიღებთ მხედველობაში წყალბადის ახალ იზოტოპის—მ ე ო რ ე მ ძ ი მ ე წ ყ ა ლ ბ ა დ ი ს ან ზ ე მ ძ ი მ ე წ ყ ა ლ ბ ა დ ი ს აღმოჩენას, რომლის ატომური წონა 3-ის ტოლია. აქვე უნდა შევნიშნოთ, რომ ამ იზოტოპს ტ რ ი ტ ი უ მ ი ეწოდება და მის გულს ტ რ ი ტ ო ნ ი, რომელიც ასე აღინიშნება ^3T. დეიტონი აღინიშნება სიმბოლოთი ^2D. სადაც ზედა-ნიშანი 2 მასის მაჩვენებელი რიცხვია. ქვედანიშანი 1 კი—ელექტრომუხტის მაჩვენებელი რიცხვია.

წყალბადის მძიმე იზოტოპის (დეიტერიუმი) აღმოჩენის მოკლე ისტორია ასეთია. წყალბადის ატომური წონისათვის ა ს ტ ო ნ მ ა თავის მასა-სპექტოგრაფის დახმარებით მიიღო რიცხვი 1.00756, რომელიც რამოდენიმედ განსხვავდებოდა ქიმიკოსების მიერ მიღებულ რიცხვისაგან 1.00799. განსხვავება ამ ორ რიცხვს შორის მეტად მცირეა: ეს განსხვავება იწყება მეოთხე ციფრიდან მძიმეს შემდეგ; მაგრამ ესეც საკმარისი აღმოჩნდა იმისათვის, რომ ამერიკელ ფიზიკოსს ბ ე რ ჯ ს (Birge) აეხსნა ეს გარემოება ჩვეულებრივ წყალბადში ამ უკანასკნელის უფრო მძიმე იზოტოპის არსებობით. უნდა აღინიშნოს, რომ ბ ე რ ჯ მ ა ზემომოყვანილი რიცხვები წყალბადის ატომურ წონისათვის მიიღო სათანადო გამოთვლით იმ გარემოების გათვალისწინებით, რომ მაშინ უკვე აღმოჩენილი იყო ჟანგბადის ორი ახალი იზოტოპი: ^{17}O და ^{18}O. გარდა ამისა, ამ რიცხვების შესათანხმებლად, როგორც იმავე ბ ე რ ჯ მ ა გამოთვლით მიიღო, საკმარისი იყო წყალბადის ნარევი, სადაც ჩვეულებრივი წყალბადის ყოველ 4500 ატომზე მოდის 1 ატომი წყალბადის მძიმე იზოტოპისა. ბ ე რ ჯ ი ს ამ მითითებათა საფუძველზე სამი ამერიკელი ფიზიკოსი ი უ რ ე ი, ბ რ ი კ ე ლ დ ე და მ ე რ ფ ი შეუდგა წყალბადის მძიმე იზოტოპის ძებნას. საერთოდ იზოტოპების ერთმანეთისაგან გამოყოფა, როგორც ცნობილია, წარმოადგენს ურთუ-ულესს და ჯერ კიდევ გადაუწყვეტელ ამოცანას. ნივთიერების მთელი რიგი თვისება დამოკიდებულია მისი ატომის მასაზე, როგორც მაგ., მისი დუღილის ტემპერატურა; ამის გამო, სითხებრივ მდგომარეობაში მყოფ ნივთიერებიდან აორთქლებას იწყებს პირველად მისი „მსუბუქი“ იზოტოპი და ამიტომ დარჩენილი სითხე უფრო მდიდარია „მძიმე“ იზოტოპით. მაგრამ უმრავლეს ელემენტებისა-

თვის იზოტოპების წონათა პროცენტული განსხვავება იმდენად მცირეა, რომ პრაქტიკულად მათი დუღილის წერტილი და, მაშასადამე, აორთქლების სისწრაფეც ერთნაირია; ამის გამო, მათი ერთმანეთისაგან გამოყოფა ამ მეთოდით, საერთოდ რომ ვთქვათ, არ ხერხდება. მიუხედავად ამისა, საფუძველი ჰქონდათ ეფიქრათ, რომ ეს მეთოდი წყალბადისათვის გამოდგებოდა, რადგანაც მისი მძიმე იზოტოპის ატომი ორჯერ მძიმეა, ვიდრე მსუბუქი იზოტოპის ატომი. სწორედ ასეთი ცდა დაყენებულ იქნა ზემოხსენებულ ავტორების მიერ ექვსი ლიტრი გათხევადებულ წყალბადით, რომლის აორთქლების შემდეგ დარჩა რამდენიმე წვეთი მძიმე იზოტოპით გამდიდრებულ სითხისა. ამ წვეთების სპექტროსკოპულ გამოკვლევამ უდავოდ დაამტკიცა მძიმე წყალბადის არსებობა: ჩვეულებრივი წყალბადის სპექტრულ ხაზებთან ერთად ძლიერ მკრთალად მოსჩანდა აგრეთვე ხაზები, რომლებიც მძიმე წყალბადით იყვნენ გამოწვეულნი.

ამერიკელებმა იურეიმ და უოშბერნმა აღმოაჩინეს, რომ ის წყალი, რომელიც აბაზანებში რჩებოდა ხანგრძლივი ელექტროლიზის შემდეგ, უფრო მდიდარი იყო წყალბადის მძიმე იზოტოპით, ვიდრე ჩვეულებრივი. ამერიკელმა ცნობილმა ქიმიკოსმა ლუისმა გამოიყენა იურეის და უოშბერნის აღმოჩენა იმ მიზნით, რომ წყალბადის იზოტოპების გამოყოფა ეწარმოებინა უფრო დიდი მასშტაბით. მან და მისმა მოწაფემ მაკდონალდმა დაამზადა ელექტროლიზის ხერხით წმინდა „მძიმე წყალი“ კალიფორნიის უნივერსიტეტის ლაბორატორიაში. რამდენიმე კვირის მუშაობის შემდეგ ლუისის და მაკდონალდის განკარგულებაში იყო რამდენიმე გრამი ძვირფასი ახალი ნივთიერებისა—მძიმე წყლისა, რომლის თითქმის ყველა მოლეკული შეიცავდა წყალბადის მხოლოდ მძიმე სახესხვაობას ე. ი. ^2_1H (ან ზემოთ მიღებულ აღნიშვნისამებრ ^2_1D და არა ^1_1H). ამ წყლისათვის მოლეკულური წონა აღმოჩნდა 20 და არა 18, რომელიც ჩვეულებრივ წყალს შეესაბამება. ქიმიური ფორმულა მძიმე წყლისა შეიძლება ასე დაიწეროს $(^2H)_2O$ ან ^2DO. ამ წყლის d_2 კუთრი წონა შემდეგი დამოკიდებულების მიხედვით

$$\frac{d_1}{d_2}=\frac{18}{20}$$

ტოლია

$$d_2=d_1\frac{20}{18}=1\cdot\frac{20}{18}=1,11$$

რაც დადასტურებულ იქნა სათანადო ცდებით. მძიმე წყალი იყინება + 3,8°C დროს და არა 0°C დროს; უდიდესი სიმკვრივე მას აქვს 11°C დროს და არა 4°C დროს; მისი დუღილის წერტილი ტოლია 101,4°C და არა 100°C-სა. განსხვავება ჩვეულებრივსა და მძიმე წყალს შორის განსაკუთრებით შესამჩნევია ბიოლოგიურ მოვლენებში. თევზები მაგ. მძიმე წყალში ვერ სძლებენ სულ მცირეოდენ დროის განმავლობაშიაც; უმარტივესი ორგანიზმებიც სწრაფად იღუპებიან; მცენარეების ორგანიზმზედაც მისი მოქმედება ასეთივეა დაახლოვებით. უკანასკნელი წლების გაზომვების მიხედვით ჩვეულებრივ წყალში მძიმე წყალ-

ბადის ერთი ატომი მოდის ექვსი ათას ხუთას მსუბუქ წყალბადის ატომზე. უნდა ვიფიქროთ, რომ მძიმე წყალი, მისი მოპოვების საშუალებათა გაიაფებასთან დაკავშირებით, სასარგებლო გამოდგება პრაქტიკაში. მართლაც, შესაძლებელია ზოგიერთი ქიმიური შენაერთები უფრო სასარგებლო აღმოჩნდნენ მაშინ, როდესაც მათში მსუბუქი წყალბადი შენაცვლებულია მძიმე წყალბადით. გარდა ამისა, მძიმე წყალი წყაროა დეიტონების მისაღებად, რომლებსაც, როგორც ქვემოთ დავინახავთ, წარმატებით იყენებენ ატომის გულის დასანგრევად.

აღვნიშნოთ აქვე, რომ მძიმე წყლის გამოკვლევის დროს აღმოჩენილ იქნა მოლეკულები, რომლებიც შეიცავდნენ ზემძიმე წყლის ატომებს—ტრიტიუმს. ჩვეულებრივ წყალში ზემძიმე წყალბადის ერთი ატომი მოდის თითქმის ერთ მილიარდ მსუბუქ წყალბადის ატომზე.

§ 3. ატომის გულის დაშლა პროტონებითა და დეიტონებით.

ჩვენ ვიცით, რომ ატომის გულის შემადგენელ ნაწილების შემაკავშირებელი ძალები ძლიერ დიდია. მხოლოდ α-ნაწილაკების დახმარებით მოხერხდა ატომის გულის წიაღში შეპრა და ამ გზით მისი დანგრევა, რადგან α-ნაწილაკების ენერგია მართლაც ვეებერთელაა და შეადგენს 2—3 მილიონ ელექტრონ-ვოლტს (eV) და ზოგჯერ მეტსაც. მაგრამ, ჯერ ერთი რომ მკვლევარის განკარგულებაში იშვიათადაა რამდენიმე მილიგრამზე მეტი რადიუმის პრეპარატი, მეორე ისიც, რომ პრეპარატიდან α-ნაწილაკები ამოიფრქვევა ყოველი მიმართულებით, რის გამო შესაძლებელია მათი შედარებით უმნიშვნელო ნაწილის გამოყენება ატომის გულის დასანგრევად. ამიტომ ფიზიკის წინაშე ბუნებრივად აღიძრა საკითხი ისეთი ჩქარი დამუხტული ნაწილაკების (იონების) ნაკადის ხელოვნურად მიღებისა, რომელთა ენერგია საკმარისი იქნებოდა ატომის გულის დასაშლელად. გაიშვიათებულ მილში არაა ძნელი ისეთი იონური ელექტროდენის მიღება, რომლის ძალა ამპერის მეათასედის ტოლი იქნება, რაც ერთ წამში 10^{15}-მდე იონს მოგვცემდა. საჭირო იქნებოდა მხოლოდ ამ იონებისათვის იმავე რიგის ენერგია მიგვენიჭებინა, რომელიც რადიოაქტიურ ელემენტებიდან ამოტყორცნილ α-ნაწილაკებს შეეფერება. ცნობილია, რომ იონების სიჩქარე გაიშვიათებულ მილში პროპორციულია მის ბოლოებზე მოქმედ პოტენციალთა სხვაობისა, ე. ი. იონის კინეტიკური ენერგია შედეგია ელექტრულ ძალების მუშაობისა, რომელიც გამოიხატება მისი მუხტისა და გავლილ პოტენციალთა სხვაობის ნამრავლით. აქედან ჩანს, რომ ატომის გულის დანგრევისათვის საკმარისი ენერგიით აღჭურვილი ნაწილაკების მისაღებად საჭიროა გაიშვიათებულ მილზე მოქმედებდეს რამდენიმე მილიონვოლტიანი დაძაბულობა. გარდა ამისა, გაიშვიათებულ მილში გაზის წნევა ძლიერ მცირე უნდა იყოს, რათა გაქანებული იონის ენერგია არ დაიხარჯოს სხვა მოლეკულებზე დაჯახების დროს. როგორც პირველ, ისე მეორე ამოცანის გადაწყვეტას ეღობება სერიოზული დაბრკოლებანი, რომელთა გადალახვა სხვადასხვა მკვლევარებმა მოახერხეს სხვადასხვანაირად ხანგრძლივი მუშაობის შემდეგ. ამ სხვადასხვა კონსტრუქციის მაღალვოლტიან დადგმულობათა განხილვაზე აქ არ შევჩერდებით, რადგანაც ამას დიდი ადგილი დასჭირდებოდა. ცნობილია, რომ ატომის გულის გარშემო არსებობს მძლავრი

დადებითი ელექტრული ველი, რაც წინააღმდეგობას უწევს დადებითმუხტიან ნაწილაკის გულში შეჭრას. ამიტომ, α-ნაწილაკი, რომელიც ორმაგ ელემენტურ მუხტის მატარებელია, არც ისე შესაფერისი ჭურვი უნდა იყოს ატომის გულის დასანგრევად. ამ თვალსაზრისით უფრო მისაღები იქნებოდა პროტონი, რომელიც მხოლოდ ერთი მუხტის მატარებელია. კოკროფტმა და უოლტონმა რეზერფორდის ლაბორატორიაში მთელ რიგი მარცხისა და უდიდეს ტექნიკურ დაბრკოლებათა დაძლევის შემდეგ 1932 წ. მაისში მოახერხეს დიდი ენერგიით აღჭურვილი პროტონების ნაკადის მიღება, რომელთა ბომბარდირებით დაშალეს ლითიუმის გული. გულის დაშლის რეაქცია ასეთია:

$$^{7}_{3}Li + ^{1}_{1}H \rightarrow 4\,^{4}_{2}He \qquad (1)$$

გამოდის, რომ პროტონებით ლითიუმის გულის ბომბარდირების შედეგად მიღებულია ორი ერთნაირი ალფა-ნაწილაკი, რაც დადასტურებულ იქნა სპეციალურად დაყენებულ ცდებითაც. ამასთან მოძრაობის რაოდენობის მუდმივობის კანონი მოითხოვს, რომ ორივე ნაწილაკი ერთნაირი სიჩქარით გაქანდეს საწინააღმდეგო მიმართულებით, რის გამო მათი განარბენიც ტოლი იქნება. საჭიროდ მიგვაჩნია აღვნიშნოთ აქ შემდეგი: იმ შემთხვევაში, როდესაც ყურადღება მხოლოდ რეაქციაში მონაწილე ატომთა გულებს ექცევა, ფორმულებს სწერენ ისე, როგორც-ეს ქიმიაშია მიღებული, მაგრამ იმ განსხვავებით, რომ ტოლობის ნიშნის მაგიერ ისარი უნდა დაიწეროს, როგორც ეს ნაჩვენებია (1) განტოლებაში.

გამოვთვალოთ ახლა ზემოთმოყვანილ რეაქციის ენერგეტიკული ბალანსი მასისა და ენერგიის ეკვივალენტობის პრინციპის საფუძველზე. დაეწეროთ სათანადო ფორმულა საერთო სახით:

$$M_{Li}c^2 + M_H c^2 + W_H = 2M_{He}c^2 + 2W_{He}, \qquad (2)$$

სადაც M_{Li}, M_H და M_{He} შესაბამისი მასებია ლითიუმის, პროტონის და ჰელიუმის (α-ნაწილაკი) ატომებისა, c—სინათლის სიჩქარეა, W_H და W_{He}—პროტონისა და α-ნაწილაკის კინეტიკური ენერგიებია. საჭიროდ მიგვაჩნია აქ ავღნიშნოთ შემდეგი: ელემენტების გარდაქმნათა რეაქციას ფიზიკოსები არ წერენ ცალკე, არამედ ერთდროულად, ენერგიისა და მატერიის მუდმივობის კანონისათვის ისე, რომ განტოლების ყველა წევრი ენერგიის ერთეულებში გამოიხატება, როგორც ეს (2) განტოლებაშია მოცემული. წარმოვიდგინოთ ფორმულა (2) ასე:

$$(M_{Li} + M_H - 2M_{He})c^2 = 2W_{He} - W_H. \qquad (2')$$

გამოვთვალოთ ფრჩხილში მოთავსებული სიდიდე, რომელიც წარმოადგენს მასის შემცირებას ლითიუმის დაშლის დროს პროტონების ნაკადის დახმარებით. მაშინ ატომწონის ერთეულებში გვექნება:

$$7{,}0136 + 1{,}00778 - 2 \cdot 4{,}00216 = 0{,}017$$

მიღებულ მასის გრამებში გამოსახატავად საჭიროა მისი გამრავლება წყალბადის ერთი ატომის წონაზე ე. ი. $1,66.10^{-24}$-ზე და შემდეგ მისი ერგებში გადასაყვანად ის კიდეე უნდა გამრავლდეს c^2-ზე ე. ი. $3^2 . 10^{10}$-ზე. რადგანაც, გარდა ამისა

$$1 \text{ ელექტრონ-ვოლტი} = 4 \cdot 77 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{1}{300} \text{ ერგს, ან აქედან,}$$

$$1 \text{ ერგი} = \frac{300}{4,77} \cdot 10^{10} = 0,628 \cdot 10^{12} \text{ ელექტრონ-ვოლტს, ჩვენ საბოლოოდ}$$

(2') განტოლების მარცხენა ნაწილისათვის გვექნება:

$$0,017 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \cdot 3^2 \ 10^{20} \cdot 0,63 \cdot 10^{12} = 16 \cdot 10^6 \text{ ელექტრონ-ვოლტს.}$$

მეორე მხრით, თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ ორი α-ნაწილაკის ენერგია 8,4 სმ. განარბენის დროს შეადგენს 17,2 მილიონ ელ. ვოლტს და $W_H =$ 700.000 ელ.-ვოლტს, მაშინ ამავე განტოლების მარჯვენა ნაწილი მოგვცემს სიდიდეს, რომელიც თანხვდება მის მარცხენა ნაწილს, რა თქმა უნდა, ლითიუმის იზოტოპის მასის განსაზღვრის შეცდომის ფარგლებში.

ლითიუმის გარდა პროტონებით შეიძლება დაშლილ იქნეს ბორის გული შემდეგი რეაქციის მიხედვით:

$$^{11}_{5}B + ^{1}_{1}H \rightarrow 3\,^{4}_{2}He \qquad (3)$$

როგორც ჩანს, ანალოგიური რეაქციის მიხედვით უნდა მიმდინარეობდეს ფტორის გულის დაშლაც. უნდა აღინიშნოს, რომ საკითხი სხვა ელემენტების გულის პროტონების დახმარებით დაშლის შესაძლებლობის შესახებ დღემდე არ არის გადაწყვეტილი, თუმცა უნდა ვიფიქროთ, რომ პროტონების ენერგიის სათანადოდ გაზრდის დროს (ორ-სამ მილიონ ვოლტამდე) ასეთ შესაძლებლობას არაფერი დააბრკოლებს, ალბათ. ამ მიმართულებით გაცხოველებული მუშაობა მიმდინარეობს, როგორც ჩვენი საბჭოთა კავშირის, ისე სხვა ქვეყნების საკვლევაძიებო ინსტიტუტებში, რაზედაც აქ აღარ შევჩერდებით.

გარდა კოკროფტისა და უოლტონისა ლითიუმის გულის პროტონებით დაშლა შესწავლილ იქნა სხვა ავტორების მიერაც. ზოგიერთმა ფიზიკოსმა α-ნაწილაკების აღმოჩენისათვის უფრო მგრძნობიარე მეთოდების გამოყენებით მოახერხეს იმის დამტკიცება, რომ ლითიუმის გულის დაშლა შესაძლებელია გაცილებით უფრო მცირე ენერგიით აღჭურვილი პროტონებით, ვიდრე კოკროფტისა და უოლტონის ცდების დროს იქნა გამოყენებული, სახელდობრ, 125000 ვოლტი. ასე, მაგალითად, კევენდიშის ლაბორატორიაში რუზერფორდმა და მისმა თანამშრომელმა ოლიფანტმა მოახერხეს ლითიუმის გულის დაშლის აღმოჩენა 30000 ვოლტის დროს. უფრო დაბალი მნიშვნელობანი 13000 და 10000 ვოლტი მოგვცეს აღნიშნული პროცესისათვის ტ რ ა უ ბ ე ნ ბ ე რ გ მ ა და დ ე ვ ე ლ მ ა შესაბამისად, რაც რამოდენიმედ საეჭვო უნდა იყოს აღნიშნულ სიდიდეების გაზომვის სიზუსტის საზღვარზე მდებარეობისა გამო.

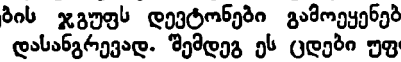
მეორეს მხრით აღსანიშნავია, რომ მეცნიერთა მთელმა რიგმა ჩაატარა აღნიშნული ცდები ლითიუმზე დიდი ენერგიით აღჭურვილი პროტონების გამოყენებით. ასე, მაგალ.. ლ ა ურ ე ნ ს მ ა, ლ ი ვ ი ნ გ ს ტ ო ნ მ ა და უ ა ი ტ მ ა პროტო-

ნების ენერგია აიყვანეს 710000-მდე, ლაურიტსენმა და კრეინმა 800000-მდე და ჰენდერსონმა 1200000 ვოლტამდეც.

განსაკუთრებულ ინტერესს წარმოადგენს ჩქარი დევტონების მიღება ლაურენსისა და ლივინგსტონის დანადგარის დახმარებით. დევტონის მასა თითქმის ზუსტად ორჯერ მეტია პროტონის მასაზე, იმ დროს, როდესაც მისი მუხტი ისეთივეა, როგორც პროტონისა, რის გამო მოსალოდნელი იყო, რომ დევტონი პროტონებზე უფრო სუსტი ბურვი იქნებოდა ატომის გულის დანგრევისათვის, რაც არ გამართლდა. აქ ჩვენ უნდა მხედველობაში მივიღოთ ის გარემოება, რომ ნაწილაკის ატომის გულის შიგნით შეჭრა ვერ წყვეტს კიდევ ამ უკანასკნელის დაშლის საკითხს. მართლაც, როგორც ცნობილია, პროტონების ატომის გულში შეჭრის დროს მხოლოდ ერთი მათგანი იწვევს ატომის გულის აფეთქებას, დანარჩენები კი თითქოს გაივლიან გულში ამ უკანასკნელის დაუზიანებლად. ამიტომ ძნელი იყო წინასწარ თქმა იმისა, თუ როგორი იქნებოდა დევტონის ატომის გულში შეჭრის შედეგი, ცდებმა დაამტკიცა, რომ მთელ რიგ შემთხვევებისათვის ატომის გულის მიერ დევტონის დაჭერა იწვევს გულის ნგრევას, რის გამო დევტონი უფრო ეფექტიანი გამოდგა აღნიშნული მიზნისათვის, ვიდრე პროტონი.

დევტონების მისაღებად სარგებლობდნენ მძიმე წყლით, რომლის დიდი რაოდენობით მიღების საკითხი, როგორც ზემოთ დავინახეთ, გადაწყვეტილ იქნა ამერიკელ ფიზიკოსების და ქიმიკოსების მიერ. ამ გარემოებამ საშუალება მისცა ამერიკელ ფიზიკოსების ჯგუფს დევტონები გამოეყენებინათ, როგორც ყუმბარები ატომის გულის დასანგრევად. შემდეგ ეს ცდები უფრო წარმატებით ჩატარებულ იქნა ინგლისში რეზერფორდის ლაბორატორიაში.

უპირველესად ბომბარდირებულ იქნა ლითიუმის მსუბუქი იზოტოპი—ლითიუმი ექვსი. დევტონების ენერგია აღწევდა 1330 ათას ვოლტს; ამისათვის მძიმე წყლიდან მიღებულ წყალბადს ატარებდნენ მაღალვოლტიან ამაჩქარებელ კოლოფში. რეაქცია მიმდინარეობს, როგორც სჩანს შემდეგი სქემით:



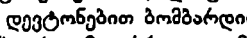
$$^{6}_{3}Li + ^{2}_{1}D \rightarrow 2\,^{4}_{2}He \qquad (4)$$

ამ რეაქციის სამართლიანობაში შეიძლება დავრწმუნდეთ, თუ მოვიქცევით ისე, როგორც (2′) მოცემულ სიდიდეების გამოანგარიშების დროს. მაშინ (2′)-ის შესაბამისად (4)-ის მარცხენა ნაწილისათვის გვექნება:

$$M_{Li} + M_{H^2} - 2M_{He} = 6{,}0136 + 2{,}0135 - 8{,}00432 = 0{,}02278,$$

რაც ვოლტებში გადაყვანის შემდეგ მოგვცემს თითქმის 22 მილიონ ელექტრონ-ვოლტს, რადგანაც, როგორც (2′) ფორმულასთან დაკავშირებულ ანალოგიურმა გამოთვლებმა გვიჩვენა, მასის ერთი მეათასედი, ატომურ ერთეულებში გამოხატული, თითქმის უდრის ერთ მილიონ ვოლტს ელექტრონზე. ამრიგად, ორ ალფა-ნაწილაკს შეესაბამება 22 მილიონ ელექტრონ-ვოლტამდე, რაც საკმაოდ ეთანხმება ერთი α-ნაწილაკის ენერგიას, როდესაც მისი განარბენი 13 სმ. ტოლია ე. ი. მისი ენერგია 11 მილიონ ვოლტს შეადგენს.

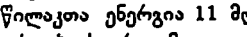
მსუბუქი ლითიუმისათვის, თანახმად ამერიკელ ფიზიკოსების გამოკვლევებისა, შესაძლებელია შემდეგი სახის რეაქციაც:



$$^{6}_{3}Li + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{3}_{3}Li + ^{1}_{1}H \qquad (5)$$

იგივე შედეგები მიიღეს კემბრიჯის ფიზიკოსებმაც. ამ შემთხვევაში (5) ფორმულის მიხედვით მივიღებთ მძიმე ლითიუმს (ლითიუმი შვიდი) და პროტონს.

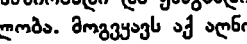
გარდა ამისა, როგორც კრეინმა, ლაურიტსენმა და სოლტანმა აღმოაჩინეს, ლითიუმის დეიტონებით ბომბარდირების დროს მიმდინარეობს, თურმე, ნეიტრონების ინტენსიური ამოფრქვევაც. ამ რეაქციის გამოსახვა შესაძლებელია შემდეგი სახით:



$$^{7}_{3}Li + ^{2}_{1}D \rightarrow 2^{4}_{2}He + ^{1}_{0}n \qquad (6)$$

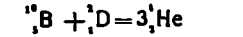
ეს რეაქცია კარგად ხსნის იმ გარემოებას, რომ ლითიუმის დეიტონებით ნგრევის დროს მიღებულ α-ნაწილაკთა ენერგია 11 მლნ. ელექტრონ-ვოლტს უდრის მხოლოდ მათი საერთო რიცხვის ერთ მეათედისათვის, დანარჩენ ცხრა მეათედ α-ნაწილაკებისათვის ენერგია მერყეობს 0,9-დან 8,1 მილიონ ელექტრონ-ვოლტამდე. ცხადია, რომ ნაწილი ენერგიისა თან მიაქვს რეაქციის დროს ამოგდებულ $^{1}_{0}n$ ნეიტრონსაც.

ლითიუმის შემდეგ დეიტონებით ბომბარდირებულ იქნა მსუბუქი ელემენტები: ბერილიუმი, ბორი, ნახშირბადი და ჟანგბადი. გამოკვლევამ დაადასტურა მათი დაშლის შესაძლებლობა. მოგვყავს აქ აღნიშნული რეაქციების შესაბამისი ზოგიერთი ფორმულა:

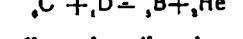


$$^{9}_{4}Be + ^{2}_{1}D = ^{10}_{4}Be + ^{1}_{1}H \qquad (7)$$

$$^{10}_{5}B + ^{2}_{1}D = 3^{4}_{2}He \qquad (8)$$



$$^{13}_{6}C + ^{2}_{1}D = ^{10}_{5}B + ^{4}_{2}He \qquad (9)$$



$$^{16}_{8}O + ^{2}_{1}D = ^{17}_{8}O + ^{1}_{1}H \qquad (10)$$

განსაკუთრებული ყურადღების ღირსია ის გარემოება, რომ ამ გზით მოხერხდა ჟანგბადისა და ნახშირბადის ატომგულის დანგრევაც, რაც სხვა დამუხტულ ნაწილაკებით ბომბარდირების დროს წინანდელ ცდებში ვერ მოხერხდა.

§ 4. ნეიტრონები და მათი დახასიათებით ატომის გულის დაშლა.

ნეიტრონის აღმოჩენის ისტორიაზე აღარ შევჩერდებით, რადგანაც ამის შესახებ თვით ამ წიგნის ავტორი ხვოლსონიც მოგვითხრობს საკმაოდ ვრცლად (თ. II § 5 და თ. IV § 6). ჩედვიკის ექსპერიმენტულ და თეორიულმა გამოკვლევებმა საბოლოოდ დაამტკიცა, რომ ბერილიუმის α-ნაწილაკებით ბომბარდირების დროს ბერილიუმიდან ამოიფრქვევა ნეიტრონები და არა γ-სხივები; ასე რომ, ეგრეთწოდებული „ბერილიუმის სხივები" აღმოჩნდა ნეიტრონების ნაკადი, რომელთა

მასა დაახლოვებით ისეთივეა, როგორც პროტონებისა და მუხტი კი ნულის ტოლია. α-ნაწილაკებით ბომბარდირების დროს ნეიტრონებს გამოასხივებენ აგრეთვე ზოგიერთი მსუბუქი ელემენტებიც, მაგ., ბორი, ფტორი, ლითიუმი. მთელ რიგ შემთხვევებისათვის ატომის გულის რეაქცია შეიძლება ნაჩვენები იქნეს სავსებით გარკვევით. ასე, მაგალითად, ბერილიუმისათვის, რომელიც ნეიტრონების ყველაზე უფრო მძლავრ წყაროს წარმოადგენს, გულის რეაქცია ასეთი იქნება:

$$^{9}_{4}Be + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{12}_{6}C + ^{1}_{0}n, \qquad (11)$$

სადაც $^{1}_{0}n$ ნეიტრონის სიმბოლოა. ბორს აქვს ორი იზოტოპი, რომელთა მასები მთელ რიცხვებში ტოლნი არიან 10 და 11-ის. ჩედვიკის აზრით ნეიტრონები წარმოიშობა α-ნაწილაკების $^{11}_{5}B$ იზოტოპზე მოქმედების დროს შემდეგი რეაქციის მიხედვით:

$$^{11}_{5}B + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n \qquad (12)$$

ლითიუმისათვის ნეიტრონები წარმოიშობა შემდეგი რეაქციის თანახმად:

$$^{7}_{3}Li + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{10}_{5}B + ^{1}_{0}n; \qquad (13)$$

სრული სახით ეს რეაქცია შეიძლება დაიწეროს შემდეგნაირად

$$(M_{Li}+M_{He})c^2+W_{He}=M_B c^2+M_n c^2+W_n \qquad (14)$$

აქედან ნეიტრონის მასა

$$M_n = M_{Li}+M_{He}-M_B+\frac{W_{He}-W_n}{c^2} \qquad (14')$$

ჩავსვათ ამ განტოლებაში მასათა მნიშვნელობა ატომურ ერთეულებში. ამასთან უნდა მივიღოთ მხედველობაში ის გარემოება, რომ ლითიუმის ბომბარდირებისათვის გამოყენებულ პოლონიუმიდან ამოფრქვეულ α-ნაწილაკების ენერგია შეადგენს $5{,}25.10^6$ ელექტრონ-ვოლტს თითოეულ α-ნაწილაკისათვის ე. ი. $W_{He}=5{,}25.10^6$ ელ.-ვოლტს, ნეიტრონის ენერგია კი $W_n=0{,}5.10^6$ ელ.-ვოლტს. გარდა ამისა, ელექტრონ-ვოლტებში გამოსახულ ენერგიის ატომურ ერთეულებით გამოხატულ მასაში გადასაყვანად, როგორც (2') ფორმულის გამოანგარიშების დროს დავინახეთ, საჭიროა ელექტრონ-ვოლტები გადავიყვანოთ ჯერ ერგებში, შემდეგ გრამებში და ბოლოს ატომურ ერთეულებში; ამისათვის ელექტრონ-ვოლტების რიცხვი უნდა გავყოთ ჯერ $0{,}628.10^{12}$-ზე, შემდეგ $3^2\cdot 10^{20}$-ზე და ბოლოს $1{,}66.10^{-24}$-ზე. სათანადო რიცხვების ჩასმის შემდეგ (14') მიიღებს ასეთ სახეს:

$$M_n = 7{,}0136+4{,}00216-10{,}0135+\frac{5{,}25\cdot 10^6-0{,}5\cdot 10^6}{0{,}628\cdot 10^{12}\cdot 3^2\cdot 10^{20}\cdot 1{,}66\cdot 10^{-24}} =$$
$$=1{,}0022+0{,}005=1{,}0072$$

როგორც ვხედავთ, ნეიტრონის მასა უმნიშვნელოდ განსხვავდება წყალბადის მასისაგან, რომელიც 1.0078 ტოლია. რეაქცია (12) ნეიტრონის მასისათვის გვაძლევს კიდევ უფრო ნაკლებ სიდიდეს, სახელდობრ, 1.0067.

ნეიტრონების მიღება შეიძლება არა მარტო α-ნაწილაკებით ბომბარდირების დროს. აღმოჩნდა, რომ ზოგიერთი გულის დეიტონებით ბომბარდირების დროს შეიძლება მიღებულ იქნეს ნეიტრონების დიდი რაოდენობა. განსაკუთრებით საინტერესოა, რომ დეიტონების დეიტონებითვე ბომბარდირების დროს მიიღებენ სწორედ ნეიტრონების დიდ რაოდენობას და ამასთან შედარებით არა მაღალ ამაჩქარებელ ელექტროველში, სახელდობრ, 20000 ეოლტიდან და ზევით. რეზერფორდისა და ოლიფანტის თანახმად რეაქცია მიმდინარეობს შემდეგი განტოლების მიხედვით:

$$^{2}_{1}D + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{3}_{2}He + ^{1}_{0}n \qquad (15)$$

ამ რეაქციის დროს წარმოიშობა გული ჰელიუმის იზოტოპისა მასით 3, რომელიც წინათ ცნობილი არ იყო.

უკანასკნელ ხანებში ჩედვიკის მიერ აღმოჩენილ იქნა, რომ ნეიტრონების ამოგლეჯა ატომის გულიდან შეიძლება აგრეთვე ხისტი γ-სხივებითაც. მოგვყავს შესაბამისი რეაქციების ფორმულები C″ თორიუმის γ-სხივებისათვის, რომელთა კვანტი $h\nu = 2{,}6 \cdot 10^{6}$eV (ელექტრონ-ვოლტს):

$$^{2}_{1}D + h\nu \rightarrow ^{1}_{1}H + ^{1}_{0}n \qquad (16)$$

$$^{9}_{4}B + h\nu \rightarrow ^{8}_{4}Be + ^{1}_{0}n \qquad (17)$$

ეს განტოლებანი საშუალებას გვაძლევს გამოვიანგარიშოთ ნეიტრონის მასის მნიშვნელობა, რისთვისაც საჭიროა ვიცოდეთ აქ მემავალ დანარჩენ სიდიდეთა მნიშვნელობა.

ნეიტრონს არა აქვს მუხტი, რის გამო ის თავისუფლად გადის ნივთიერებაში; ეს გარემოება შეუძლებლად ხდის მის უშუალო აღმოჩენას. ნეიტრონების აღმოჩენა შესაძლებელია მხოლოდ არაპირდაპირი გზით, როდესაც ისინი დაეჯახებიან რომელიმე ატომის გულს, რომელიც თავის მოძრაობის დროს ქმნის იონურ ხელსაწყოებით ადვილად აღმოსაჩენ იონებს. ამნაირად ჩვენ აქ დაკვირვებას ვაწარმოებთ არა ნეიტრონებზე, არამედ უკუხტომილ გულებზე. ანალოგიური შემთხვევა გვაქვს γ-სხივებისათვისაც, რომელთა კვანტების უშუალო დაკვირვებას ვერ ვახერხებთ, მაგრამ ვახერხებთ იმ ელექტრონებზე დაკვირვებას, რომლებსაც აღნიშნული კვანტები ატომებიდან მოგლეჯენ. ნეიტრონების დაჯახებით გამოწვეულ უკუხტომილი გულები გაივლის სხვადასხვა მანძილს, რაც დამოკიდებულია იმ კუთხის კოსინუსზე, რომელსაც ნეიტრონისა და უკუხტომილ გულის მიმართულებანი შეადგენენ, მაგ., ცენტრალური დაჯახების დროს ეს კუთხე ნულის ტოლია და უკუცემის გულის განარბენიც მაქსიმალურია. მაშასადამე, აქედან გასაგებია ის გარემოება, რომ ნეიტრონების შემთხვევისათვის უკუხტომილ გულების განარბენი ცვალებადობს ნულიდან მაქსიმალურ სიდიდემდე. თუ რადიოაქტიურ მოვლენების დროს საქმე გვაქვს მუდამ გარკვეულ სიგრძის განარ-

ბენებთან, ნეიტრონების შემთხვევაში უკუხტომილ გულთა განარბენები, როგორც ზემოთ დავინახეთ, დამოკიდებული ყოფილა განფანტვის კუთხეზე. ზემონათქვამი ეხება იმ შემთხვევას, როდესაც ნეიტრონები ნივთიერებაში გაევლის დროს განიცდის დრეკად დაჯახებას. არადრეკადი დაჯახების დროს კი გული მთლიანად ჩაითრევს ნეიტრონს, რომლის დროს წარმოშობილ გულს იგივე ატომური ნომერი ახასიათებს, როგორც საწყისს, მაგრამ მისი მასა ერთი ერთეულით მეტი იქნება, ე. ი. მივიღებთ იზოტოპს, რომლის მასა ერთი ერთეულით მეტი იქნება, ვიდრე საწყისი გულის მასა. ეს ახალი გული, როგორც წესი, უმდგრადია და იშლება მყისვე ან განსაზღვრულ დროის შემდეგ. ასე რომ, აქ საქმე გვაქვს ატომის გულის ნეიტრონებით დაშლის პროცესთან. აზოტის ატომის ნეიტრონებით ბომბარდირების დროს რეაქცია ასეთია:

$$^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{11}_{5}B + ^{4}_{2}He \cdot \qquad (18)$$

ფიზერის გამოანგარიშებით აზოტის ატომის დაშლა ხდება ნეიტრონის გაუჩხირავად. მისი აზრით ამ შემთხვევაში რეაქცია შეიძლება მიმდინარეობდეს ერთერთი ქვემოთმოყვანილ ფორმულის მიხედვით:

$$\left.\begin{array}{l} ^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{12}_{6}C + ^{3}_{1}H + ^{1}_{0}n \\ ^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{13}_{6}C + ^{2}_{1}H + ^{1}_{0}n \\ ^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{10}_{5}B + ^{4}_{2}He + ^{1}_{0}n \end{array}\right\} \qquad (19)$$

აქედან ვხედავთ, რომ მრავალ შემთხვევაში ძნელია რეაქციის მსვლელობის ზუსტად დადგენა. ამ მხრივ ატომის გულის რეაქცია სავსებით ანალოგიურია არა საკმაოდ შესწავლილ ქიმიურ რეაქციებისა, რომელთა გამოსახატავად ზოგჯერ მიღებულია რამდენიმე ვარიანტი სათანადო ფორმულისა. იმავე ფიზერმა მოახერხა ჟანგბადის ატომის გულის დაშლა ჟანგბადით გავსებულ ვილსონის კამერაში. რეაქცია ასეთია:

$$^{16}_{8}O + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{12}_{6}C + ^{4}_{2}He \qquad (20)$$

ამასთან დაკავშირებით აღსანიშნავია, რომ ჟანგბადის გულის დაშლა, როგორც ვიცით, არ მოხერხდა α-ნაწილაკების მოქმედებით. მოგვყავს აქვე ანალოგიური ფორმულები ნახშირბადისა და ფტორის დაშლისათვის:

$$^{12}_{6}C + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{9}_{4}Be + ^{4}_{2}He \qquad (21)$$

$$^{19}_{9}F + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{16}_{7}N + ^{4}_{2}He \qquad (22)$$

უკანასკნელ ფორმულაში საყურადღებოა აზოტის იზოტოპი $^{16}_{7}N$, რომელიც ბუნებაში შესამჩნევ რაოდენობით თითქოს არ მოიპოვება. გამოკვლევა მართლაც ამტკიცებს ასეთი უმდგრადი იზოტოპის არსებობას.

ნეიტრონების სახით ფიზიკოსებმა იპოვეს სრულიად განსაკუთრებული საშუალება ატომის გულის დასაშლელად არა მარტო ზემოთაღნიშნულ მათი უპირატესობისა გამო, არამედ იმიტომაც, რომ ნეიტრონები ატომის გულებთან

დაჯახების დროს გაცილებით უფრო ხშირად ანგრევენ მათ, ვიდრე α-ნაწილაკები. მაგალითად, აზოტის ატომთან 1000 α-ნაწილაკის დაჯახებას შეესაბამება მხოლოდ ერთი დაშლა, 100 ნეიტრონის დაჯახება კი გვაძლევს 30 დაშლას; ასე რომ, ნეიტრონებისათვის მარგი მოქმედების კოეფიციენტი, თუ შეიძლება ასე ითქვას, 300-ჯერ მეტია, ვიდრე α-ნაწილაკებისათვის. მაგრამ ნეიტრონების ნაკადი, მიღებული Po+Be ან Rn+Be პრეპარატებიდან, სადაც Po, Be და Rn შესაბამისად პოლონიუმი, ბერილიუმი და რადონია, ძლიერ სუსტია, რაც ადვილი გასაგებია. მართლაც თითოეული ნეიტრონი წარმოიშობა ბერილიუმის ატომის გულის α-ნაწილაკით ნგრევის დროს; მაგრამ, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, გულის მიერ α-ნაწილაკის ჩათრევის ალბათობა ძლიერ მცირეა. ამიტომ საჭიროებით ბუნებრივი იყო ბერილიუმის ბომბარდირებისათვის ხელოვნურ α-ნაწილაკებისა და დეიტონების გამოყენება, რის შესახებ ჩვენ § 3-ში გვქონდა ლაპარაკი. ამ გზით მიღებულ ნეიტრონების რიცხვი 100-ჯერ უფრო მძლავრი აღმოჩნდა, ვიდრე უძლიერეს Po+Be პრეპარატებით მიღებული. შესაბამისი რეაქცია შემდეგი სახისა უნდა იყოს:

$$^{9}_{4}Be+^{2}_{1}D\rightarrow^{10}_{5}B+^{1}_{0}n \qquad (23)$$

ხელოვნურ ნეიტრონების ნაკადით მოხერხდა ახალი მოვლენის აღმოჩენაც—პროტონების ამოფრქვევა აზოტისა და ჟანგბადის დაშლის დროს.

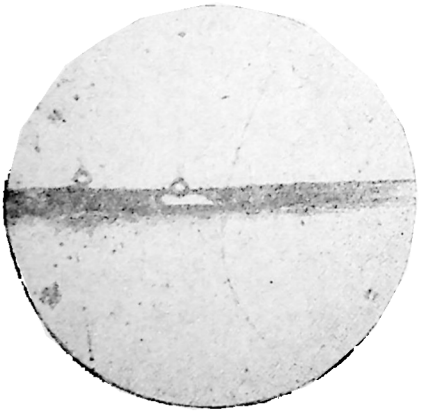
საჭიროდ მიგვაჩნია აქვე აღვნიშნოთ შებრუნებულ რეაქციების არსებობა. მაგალითად, ადვილი დასანახავია, რომ (21) რეაქცია წარმოადგენს (11) რეაქციის შებრუნებას; ამნაირადვე რეაქცია (18) წარმოადგენს (12)-ის შებრუნებას. თავისთავად ცხადია, რომ, თუ ატომის გულის რეაქცია ერთი მიმართულებით მიმდინარეობს ენერგიის გამოყოფით ე. ი. ის ეკზოთერმულია, მაშინ რეაქციის შებრუნებითი მიმართულება მოითხოვს ენერგიის დახარჯვას გარედან ე. ი. ის ენდორთერმულია. შიდაატომურ ენერგიის გამოყენების თვალსაზრისით, რა თქმა უნდა, ინტერესს წარმოადგენს მხოლოდ გულის ეკზორთერმული რეაქცია მაგ., ლითიუმის (1) ფორმულის მიხედვით დაშლის დროს გამოიყოფა 16 მლნ. eV ენერგია (2α-ნაწილაკი 8 მლნ. eV ენერგიით თითოეული). ატომის გულის მასის mc^2 ფორმულის მიხედვით (m-ატომის მასაა და c-სინათლის სიჩქარე), ენერგიად გარდაქმნის ოცნებაზე ჯერ-ჯერობით თავი უნდა შეიკავოთ და უნდა ვეცადოთ ზემოთწამოყენებულ გულის ეკზოთერმულ რეაქციის ამოცანის გადაწყვეტას, რადგანაც ამ გზით მიღებულ ენერგიის რაოდენობაც დიდ პრაქტიკულ ინტერესს წარმოადგენს. რომელიმე ატომის გულის რეაქცია, როგორც დავინახეთ, არ გადადის სხვა მეზობელ ატომებში. ამიტომ ზემოთ დასმულ საკითხის გადასაჭრელად საჭიროა თანამედროვე ფიზიკამ მოახერხოს ისეთი ხელსაყრელ პირობების შექმნა, რომ ერთხელ დაწყებული გულის ეკზოთერმული რეაქცია თავისთავად მოედოს დანარჩენ ატომებსაც ანალოგიურად იმისა, როგორც ეს ხდება ქიმიურ ეკზოთერმულ პროცესების დროს. შესაძლებელია, რომ გულის რეაქციის ერთი ატომის გულიდან სხვა ატომების გულებზე თავისთავად გადასვლისათვის საჭირო იყოს რაღაც განსაკუთრებული წნევა და ტემპერატურა ან კიდევ რაიმე

სხვა დამატებითი პირობები. ამჟამად ძნელია იმის წინასწარმეტყველება, თუ როგორ მოახერხებენ ფიზიკოსები იმ ხელსაყრელ პირობების შექმნას, რომლის დროსაც ატომის გულის რეაქცია თავისთავად იწარმოებს.

§ 5. პოზიტრონები

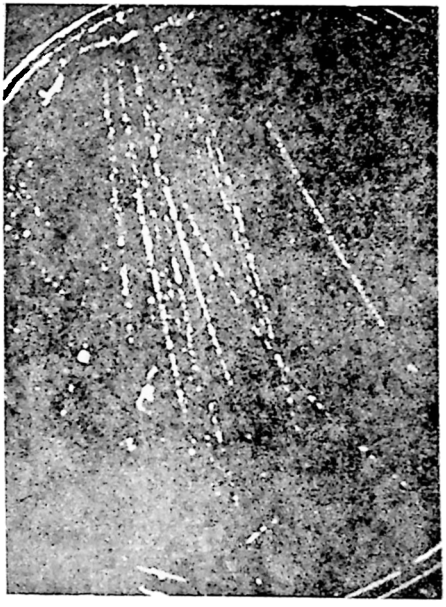
პოზიტრონი წარმოადგენს დადებით ელექტრონს, რაც იმას ნიშნავს, რომ ამ უკანასკნელისაგან ის განსხვავდება მხოლოდ ელექტრომუხტის დადებითი ნიშნით. პოზიტრონი აღმოჩენილ იქნა 1932 წლის აგვისტოში ამერიკელ ფიზიკოსის ანდერსონის მიერ. კოსმოსურ სხივების გამოკვლევის მიზნით ანდერსონმა მძლავრ მაგნიტურ ველში (15000 გაუსი) მოათავსა ვილსონის კამერა. ამ ხელსაწყოს შემწეობით ანდერსონმა მიიღო ფოტოგრაფია ისეთი ნაწილაკის კვალისა, რომელიც ელექტრონი უნდა ყოფილიყო ყველა ნიშნის მიხედვით; მაგრამ მისი ტრაექტორია გადაღუნული აღმოჩნდა სწორედ საწინააღმდეგოდ იმ მიმართულებისა, რომელიც ელექტრონს უნდა ჰქონოდა მოცემულ მაგნიტურ ველში. ცხადი იყო, რომ ეს კვალი დადებითმუხტიან ნაწილაკს ეკუთვნოდა.

როგორც ვიცით, მუხტიან ნაწილაკის ტრაექტორია სათანადო სიმძლავრის მაგნიტურ ველში ყოველთვის გადაღუნება რომელიმე გარკვეულ მიმართულებით, რაც მუხტის ნიშნის გამორკვევის საშუალებას მოგვცემს, როდესაც ცნობილია მუხტიან ნაწილაკის ის მიმართულება, საიდანაც ის შემოიჭრა მაგნიტურ ველში. მაგალითად, თუ ვერტიკალურად ზემოდან წამოსული ორი დამუხტული ნაწილაკი მოცემულ მაგნიტურ ველში გადაიხარა სხვადასხვა მიმართულებით, მაშინ ეს იმის მაჩვენებელი იქნება, რომ ეს ნაწილაკები სხვადასხვა ნიშნისანი ყოფილა. ძნელი არაა მივხვდეთ აგრეთვე, რომ, თუ ზემოდან წამოსული ელექტრონის ტრაექტორია რომელიმე მაგნიტურ ველში მარჯვნივაა გადახრილი, იმავე მიმართულებით გადიხრება ქვემოდან წამოსული პოზიტრონის ტრაექტორიაც. ამიტომ ანდერსონმა იმის დასამტკიცებლად, რომ პოზიტრონი ვილსონის კამერაში შემოჭრილია ზემოდან, მიმართა შემდეგ ხერხს: მან კამერა გადატიხრა ტყვიის 6 მილიმეტრიან სისქის ფირფიტით, რის გამო პოზიტრონის სიჩქარე ტყვიის ფირფიტებში გატარების შემდეგ უნდა შემცირებულიყო, რაც, ცხადია, გამოიწვევდა პოზიტრონის ტრაექტორიის სიმრუდის შესაბამისად გადიდებას. ნახაზი 1 წარმოადგენს სწორედ ანდერსონის მიერ მიღებულ ფოტოგრაფიის ასლს, სადაც კარგად მოსჩანს როგორც ტყვიის ტიხარი, ისე პოზიტრონის ტრაექტორიის სიმრუდის სხვადასხვაობა ტიხარის ზემოთ და მის ქვემოთ. აღნიშნული ხერხით, რა თქმა უნდა, უდავოდ წყდება საკითხი ნაწილა-



ნახ. 1.

კის მოძრაობის მიმართულების შესახებ ვილსონის კამერაში. ანდერსონის ცდები განმეორებულ იქნა ბლეკეტისა და ოკიალინის მიერ კემბრიჯში გაცილებით უფრო დამარწმუნებელ შედეგებით პოზიტრონების არსებობის შესახებ. აღნიშნულმა ავტორებმა პირველყოვლისა მოახერხეს დაკვირვების მეთოდიკის გაუმჯობესება ვილსონის კამერით. წინათ ვილსონის კამერის გაფართოებას აწარმოებდნენ პერიოდულად და, რა თქმა უნდა, ნაწილაკის ფოტოგრაფირებაც ხდებოდა მხოლოდ ამ მომენტებში, რის გამო დიდი უმრავლესობა ფოტოგრაფიებისა უშედეგო იყო. ანდერსონს, მაგალითად, 50 ფოტოგრაფიიდან 49 ცარიელი გამოუვიდა. ბლეკეტმა და ოკიალინმა ვილსონის კამერის ზემოთ და ქვემოთ მოათავსეს გაიგერ-მიულერის მთვლელები ისე, რომ კამერის გაფართოება ხდებოდა ავტომატურად მხოლოდ მაშინ, როდესაც ნაწილაკი ორივე კამერას გაივლიდა. მთვლელები ჩართული იყო გამაძლიერებელი ქსელის კონტურში, რომელიც ამოქმედებდა ვილსონის კამერას მხოლოდ ორივე მთვლელებში ერთდროულად მომხდარ განმუხტვის შემდეგ. უნდა აღინიშნოს, რომ ამ ხელსაწყოს დამაკმაყოფილებელ მოქმედებისათვის საჭიროა, რომ გაფართოება მოხდეს არა უგვიანეს 0.01 წამისა ნაწილაკის გახტომის შემდეგ, რადგანაც წინააღმდეგ შემთხვევაში წარმოშობილი იონები მოასწრებენ საგრძნობლად გადაადგილებას.



ნახ. 2.

ბლეკეტისა და ოკიალინის დადგმულობა მუშაობდა იმდენად კარგად, რომ მიღებულ ფოტოგრაფიების თითქმის 80%-ზე შესაძლებელი იყო კოსმოსურ გამოსხივების ნაწილაკთა კვალის დანახვა. ამ ავტორების მიერ გამოყენებულ მაგნიტურ ველის სიმძლავრე არც ისე დიდი იყო (2000—3000 გაუსი), რის გამო მრავალ ნაწილაკის გზები არც კი იყო შესამჩნევად გადაღუნული (ნახ. 2). მათ მიერ მიღებული შედეგები აღმოჩნდა მეტად საინტერესო მეტადრე იმ მხრით, რომ ზოგიერთ ფოტოგრაფიაზე მოსჩანდა კვლების მთელი ჯგუფები, რომლებსაც ბლეკეტმა „თქეშები" უწოდა. ნახაზ 2-ზე მოცემულია სწორედ ერთერთი ასეთი თქეშის ფოტოგრაფია ბლეკეტისა და ოკიალინის მიერ მიღებული, სადაც 16-მდე ცალკეული კვალი მოჩანს, რომელთა ერთი ნაწილი გადაღუნულია ერთ მხარეზე, მეორე კი—

შეორე შარეზე: გარდა ამისა, კვლები თითქოს ჯგუფ-ჯგუფად გამოდის ცალკეულ საერთო წერტილებიდან. ბლეკეტისა და ოკიალინის მიერ გადაღებულ იქნა სულ 700-მდე ფოტოგრაფია, რომელთა შორის ცარიელი 200-ზე ნაკლები იყო. დანარჩენებზე კი მოსჩანდა დამუხტულ ნაწილაკის გადაადგილების კვალი; ამ უკანასკნელთა შორის 22 ფოტოგრაფიაზე აღმოჩნდა თ ქ ე შ ე ბ ი, ამასთან 18 მათგანზე აღნიშნული იყო კოსმოსური სხივების 8 ნაწილაკზე მეტი, დანარჩენ 4-ზე კი კვლების რიცხვი 20-ზე მეტი იყო. ამ ფოტოგრაფიების ანალიზმა გამოამჟღავნა, რომ თქეშების გამოსავალი წერტილები იმყოფება ან კამერის კედლებში, ან რომელიმე მკვრივ მასოვან სხეულში, როგორიცაა, მაგალითად, სპილენძის სოლენოიდი, ბლეკეტის კამერის გარშემო მოთავსებული. საწინააღმდეგო მიმართულებით გადახრილ კვლების რიცხვთა დაახლოვებითმა თანაბრობამ თქეშებში ბლეკეტი და ოკიალინი იმ დასკვნამდე მიიყვანა, რომ თქეშები ელექტრონებისა და პოზიტრონების თანაბარი რიცხვიდან შედგება.

ჩვენ დავინახეთ, რომ ტყვიის ფირფიტით გადატიხრულ ვილსონის კამერის დახმარებით შეიძლება ნაწილაკის მუხტის ნიშნის გამორკვევა. მაგრამ ამით არ სწყდება საკითხი იმის შესახებ, თუ რა სიდიდის მასასთანაა ეს მუხტი დაკავშირებული. ამიტომ შეიძლებოდა დაგვეშვა, რომ ზემოთმოყვანილ ცდებში საქმე გვაქვს არა პოზიტრონებთან, არამედ პროტონებთან. დადებითი მუხტიან უცნობი ნაწილაკის მასის მოსანახავად მივმართოთ ცნობილ დამოკიდებულებას:

$$H\rho = \frac{mv^2}{e} \tag{23}$$

ან

$$m = \frac{H\rho e}{v^2} \tag{23'}$$

სადაც H მაგნიტური ველის დაძაბულობაა, ρ- -მუხტიან ნაწილაკის გზის სიმრუდის რადიუსია, m, v და e მისი მასა, სიჩქარე და მუხტის სიდიდეა შესაბამისად. (23′) ტოლობის მარჯვენა ნაწილში შემავალი სიდიდეები ამათუიმ სიზუსტით ყველანი ცნობილია: მართლაც, H და ρ მიღებულია უშუალო გაზომვით, e ელემენტურ მუხტის ტოლია და v კი, როგორც გამოკვლევა ამტკიცებს, შეიძლება პრაქტიკულად c სინათლის სიჩქარის ტოლად ჩაითვალოს. მაშინ (23′), თუ Hρ ნამრავლს ცდების მიხედვით 10^5 რიგის სიდიდედ ჩავთვლით, პოზიტრონის მასისათვის მივიღებთ:

$$m = \frac{10^5 \cdot 4{,}77 \cdot 10^{-10}}{9 \cdot 10^{20}} = 5 \cdot 10^{-26} \tag{23''}$$

ეს მნიშვნელობა 50-ჯერ მეტია ელექტრონის მასაზე. მაგრამ, თუ მივიღებთ მხედველობაში იმ გარემოებას, რომ ასეთი დიდი სიჩქარის დროს მოძრავი მასის სიდიდე გაცილებით მეტია, ვიდრე მისი მასა უძრაობის დროს, მაშინ ეს შედეგი არ ეწინააღმდეგება იმ ვარაუდს, რომ დადებით მუხტიან ნაწილაკის მასა ელექტრონის მასის ტოლია. ამასვე მოწმობს შემდეგი გარემოებაც. თუ (23′) ფორმულაში m სიდიდის მაგიერ პროტონის მასა ჩავსვით და Hρ ანდერსონის დაკვირვების მიხედვით $7{,}5 \cdot 10^1$ ტოლად ჩავთვალეთ, მაშინ პროტონის სიჩქარი

სათეის გვექნება $v=7\cdot10^8$ სმ/წმ. ასეთი სიჩქარის მქონე პროტონის განარბენი რამდენიმე მილიმეტრზე მეტი არ იქნებოდა, რაც სულ არ ეთანხმება დაკვირვების დროს მიღებულ გრძელ ტრაექტორიებს, რომლებიც გავლილია კამერის მთელ მანძილზე.

პოზიტრონებისა და ელექტრონების მასათა ტოლობის უშუალო დამტკიცება მოგვცა ტ ი ბ ო მ. ცნობილია, რომ არაერთგვაროვან მაგნიტურ ველში მუხტიანი ნაწილაკები მოძრაობენ წრიულად მოღუნული სპირალის სახის ტრაექტორიაზე-ტროქოიდზე. დადებითად დამუხტული ნაწილაკები მაგნიტურ ველის გარკვეულ მიმართულების პირობებში მიელენ ტროქოიდზე მოძრაობის დროს დიამეტრულად საწინააღმდეგო წერტილში, სადაც შეიძლება მისი ფოტოგრაფირება. ელექტრული ველის ზეგავლენით მუხტიანი ნაწილაკები გადაიხრება, რის გამო ფოტოგრაფიულ ფილმზე აღიბეჭდება გამოხატულება სათანადო ადგილზე. მაგნიტურ ველის მიმართულების საწინააღმდეგოდ შეცვლა მოგვცემს იმავე ფილმზე უარყოფით მუხტიან ნაწილაკების კონის ფოტოგრაფიას; ამასთან მისი გამოხატულება იქნება გადახრილი იმავე მანძილით, როგორც პირველად, მხოლოდ საწინააღმდეგო მხარეზე. ასეთი ცდებით მართლაც დამტკიცდა, რომ პოზიტრონები და ელექტრონები განიცდიან საწინააღმდეგო მიმართულების ერთნაირ გადახრას ელექტრულ ველში. გადახრის სიდიდე კი დამოკიდებულია მხოლოდ მუხტისა და მასის შეფარდებაზე, და რადგანაც მათი მუხტები აბსოლუტური სიდიდით ტოლია, მათი მასებიც ტოლი უნდა იყოს. ელექტრონებისა და პოზიტრონების ტრაექტორიის სიფართე ვილსონის კამერაში ერთნაირია, რის გამო მათ მიერ გამოწვეულ იონიზაციაც ერთნაირი უნდა იყოს; მაგრამ, ვინაიდან სწრაფი ნაწილაკების მიერ გამოწვეული იონიზაცია დამოკიდებულია მხოლოდ მუხტის სიდიდეზე, ამიტომ პოზიტრონების მუხტის აბსოლუტური სიდიდე ისეთივე უნდა იყოს, როგორც ელექტრონისა.

ნახ. 3.

კოსმოსურ სხივების ბუნებისა და წარმოშობის შესახებ თანამედროვე ფიზიკას სავსებით გარკვეული აზრი არ გააჩნია. არსებულ, უშუალო დაკვირვებით მიღებულ მასალის მიხედვით უფრო ბუნებრივი იქნებოდა გვეფიქრა, რომ კოსმოსური სხივები შედგება როგორც ელექტრომაგნიტურ, ისე კორპუსკულურ სხივებისაგან. უშუალო დაკვირვებანი ვილსონის კამერის დახმარებით ამტკიცებს, რომ კოსმოსურ სხივებში მოიპოვება ელექტრონები, რომელთა ენერგია აღწევს 3.10^9 ელ. ვოლტს, თუმცა ამავე დროს მათი უდიდესი ნაწილისათვის ენერგია არ აღემატება რამდენიმე ათი ათას ელ. ვოლტს. მე-3 ნახაზზე წარმოდგენილია თქეში, რომელიც გადაღებულია მანიტურ ველში 17 ათას გაუსის ტოლ და-

ძაბულობით. ეს ქვეში გამოდის 1 სანტიმეტრ სისქის მქონე ტყვიის ფირფიტიდან, რომლითაც გადატიხრულია ვილსონის კამერა. თქვეში შედგება პოზიტრონებისა და ელექტრონებისაგან, რომელთა რიცხვი 28 უდრის; შეჯამებული ენერგია მისი შეადგენს 2.10^9 ელ. ვოლტს. ჩვენთვის საინტერესოა განსაკუთრებით ის გარემოება, რომ ამ ფოტოგრაფიაზე, როგორც კამერის ზედა ნახევრის სურათი ამას მოწმობს, არ ჩანს კვალი ნაწილაკისა, რომელსაც თქვეშის გამოწვევა შეეძლო. ამიტომ იძულებული ვართ დავუშვათ, რომ ეს თქვეში გამოწვეულია ფოტონით, რომლის ენერგია სულ მცირე 2.10^8 ელ. ვოლტს უდრის. შესაძლებელია ისიც, რომ თვითონ ფოტონი წარმოშობილია რომელიმე პირველადი ელექტრონის დამუხრუჭებით. მაშინ თქვეშში შემავალ ელექტრონების ნაწილმა შესაძლებელია წარმოშვას ახალი კვანტები, რომლებიც კვლავ გამოიწვევენ თქვეშებს და ასე შემდეგ.

პოზიტრონების მიღება მთელ რიგ მკვლევარებმა მოახერხა კოსმოსურ სხივების გამოუყენებლადაც. ამისათვის მათ გამოიყენეს პოლონიუმის α-ნაწილაკებით აღგზნებული ბერილიუმის გამოსხივება ე. ი. პრეპარატის (Be+Po). პირველად ყველა მკვლევარი იმ აზრისა იყო, რომ პოზიტრონების გამოფრქვევა გამოწვეულია ნევტრონების მოქმედებით, რომლებიც ბერილიუმიდან გამოიყოფა. მაგრამ ჟოლიომ და კიურიმ შემდეგი ხერხით დაამტკიცეს, რომ პოზიტრონებს წარმოშობს ბერილიუმის ხისტი γ-გამოსხივება და არა ნევტრონთა ნაკადი. თუ (Be+Po) წყაროსა და ტყვიას შორის, რომელიც პოზიტრონებს გამოაფრქვევს, მოვთავსებთ კიდევ 2 სმ. სისქის მქონე ტყვიის ეკრანს, მაშინ პოზიტრონთა რიცხვი კლებულობს 40%-ით, რაც სავსებით შეესაბამება ბერილიუმის γ-სხივების შთანქმას ტყვიის ეკრანის მიერ, რომელიც ნევტრონების მხოლოდ 10—20%-ის შთანთქმას ახერხებს. აღმოჩნდა აგრეთვე, რომ ზოგიერთ რადიოაქტიურ ნივთიერების γ-სხივებიც წარმოშობენ პოზიტრონებს. ამასთან დაკავშირებით შესანიშნავია ის გარემოება, რომ პოზიტრონები წარმოიშობა მხოლოდ მაშინ, როდესაც γ-სხივების კვანტის ენერგია აღემატება 1.10^6eV. ასე, მაგალითად, როდესაც პოლონიუმის γ-სხივები, რომლისათვის $h\nu = 0{,}8 \cdot 10^6$eV, კიდევ არ იწვევს არავითარ მოქმედებას, მაშინ γ-სხივები C რადიუმისა, რომლისათვის $h\nu = 1{,}2 \cdot 10^6$eV, უკვე იწვევს შესამჩნევ ეფექტს ტყვიაში.

მეტადრე შესანიშნავია ის, რომ პოზიტრონები და ელექტრონები წარმოიშობა ერთდროულად. მთელ რიგ მკვლევარებმა მიიღეს ვილსონის ფოტოგრაფიები, სადაც მოსჩანდა საკმაო რიცხვი წყვილადი კვალებისა, რომლებიც ერთი წერტილიდან გამოდიოდნენ, მაგრამ მაგნიტურ ველის ზეგავლენით გადაღუნული იყვნენ სწორედ ერთმანეთის საწინააღმდეგო მიმართულებით. გამოდის რომ γ-სხივები შესაფერ პირობებში გადადის წყვილად ნაწილაკებში ე. ი. მივიღებთ წყვილს: პოზიტრონი+ელექტრონი, ან, როგორც ფიზიკოსები ამბობენ, ხდება ენერგიის „მატერიალიზაცია". ამ წყვილის ერთერთი წევრი—ელექტრონი იმოძრავებს იმ დრომდე, ვიდრე არ მიუერთდება რომელიმე ატომს, მეორე წევრი—პოზიტრონი კი მოისპობა ელექტრონთან შეერთების დროს, რაც დირაკის თეორიული გამოანგარიშების თანახმად ჰაერში მოხდება საშუალოდ $3 \cdot 10^{-7}$ წამის შემდეგ. ასეთი შესაძლებლობა პოზიტრონის ელექტრონთან შე-

ერთებისა კიდევ უფრო მეტია უფრო მკვრივ ნივთიერებებში, რის გამო პოზიტრონის არსებობის ხანგრძლივობაც შესაბამისად შემცირდება. პოზიტრონის ეს რეკომბინირება ელექტრონთან გამოიწვევს γ-სხივების გაჩენას ე. ი. მოხდება, როგორც ამ შემთხვევაში ფიზიკოსები ამბობენ, დემატერიალიზაცია ანუ ანიჰილაცია (ლათ. nihil-არაფერი) მატერიისა. საჭიროდ მიგვაჩნია აქვე აღვნიშნოთ, რომ გამოთქმები: მატერიალიზაცია, დემატერიალიზაცია ან, მით უმეტეს, ანიჰილაცია სრულიად არ გამოხატავს შესაბამის პროცესების შინაარსს. მართლაც, თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ ფოტონი (კვანტი) ისეთივე მატერიალური ბუნებისაა, როგორც რომელიმე სხვა ნაწილაკი, მაშინ აბა რა აზრი აქვს ზემოთმოყვანილ გამოთქმებს.

ამნაირად ჩვენ ვხედავთ, რომ ელექტრონული წყვილის გაქრობა წარმოშობს კვანტებს, კვანტების გაქრობა კი წარმოშობს ნაწილაკებს. ელექტრონისა და პოზიტრონის მასების ენერგიაში გადასვლის დროს (ანიჰილაცია), თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ ელექტრონის მასა $1,8 \cdot 10^{-27}$ გრამს უდრის, უნდა მივიღოთ ერთი მილიონი eV ე. ი. $2mc^2$, სადაც m—ელექტრონის ან პოზიტრონის მასაა, c—სინათლის სიჩქარე. ახლა გასაგები ხდება, თუ რატომ გვქონდა ზემოთ სწორედ $1 \cdot 10^6$ eV. ანიჰილაციის დროს წარმოიშობა თურმე ორი ქვანტი, $0,5 \cdot 10^6$ eV ენერგიით თითოეული, რაც უშუალო ექსპერიმენტებით და ერთმანეთზე დამოუკიდებლად დამტკიცებულ იქნა ტიბო და ჟოლიოს მიერ, რომლებმაც ამისათვის გამოიყენეს რამოდენიმედ სხვადასხვა მეთოდი.

§ 6. ხელოვნური რადიოაქტივობა

მეუღლეებმა კიურიმ და ჟოლიომ 1934 წ. აღმოაჩინეს ხელოვნური რადიოაქტივობის მოვლენა. სხვადასხვა ელემენტის გულებზე სწრაფი ნაწილაკების ზედმოქმედებით მათ ხელოვნურად შოახერხეს ატომის ისეთი გულის მიღება, რომელიც განიცდიდა რადიოაქტიურ პროცესებს. ასეთი ცდები α-ნაწილაკების ბომბარდირებით აღნიშნულმა ავტორებმა მოახდინეს ბერილიუმზე, ბორზე, ალიუმინიუმზე და მაგნიუმზე. შეიძლება დაშვებულ იქნეს, რომ ალიუმინიუმისათვის შესაბამისი გულითი რეაქცია ბომბარდირების მომენტის დროს ასეთია:

$$^{27}_{13}Al + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{30}_{15}P + ^{1}_{0}n \qquad (24)$$

ფოსფორის იზოტოპი $^{30}_{15}P$ (რადიოფოსფორი) ბუნებრივ პირობებში, როგორც ჩანს, არ უნდა არსებობდეს, რის გამო მისი დაშლის რეაქცია ასეთი უნდა იყოს:

$$^{30}_{15}P \rightarrow ^{30}_{14}Si + \overset{+}{\varepsilon}, \qquad (24')$$

სადაც $\overset{+}{\varepsilon}$-ით პოზიტრონია აღნიშნული.

ამნაირადვე ბორისათვის გვექნება:

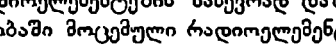
$$^{10}_{5}B + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{13}_{7}N + ^{1}_{0}n \qquad (25)$$

რადიო-აზოტი კი იშლება შემდეგი რეაქციის მიხედვით:

$$^{13}_{7}N \rightarrow ^{13}_{6}C + \overset{+}{\varepsilon} \qquad (25),$$

ანალოგიურად მაგნიუმისათვის მივიღებთ:

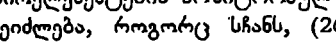
$$^{24}_{12}Mg + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{27}_{14}Si + ^{1}n \quad (26)$$



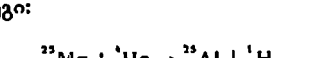
$$^{27}_{14}Si \rightarrow ^{27}_{13}Al + \overset{+}{\varepsilon}, \quad (26')$$

სადაც $^{27}_{14}Si$ რადიოსილიციუმია.

ჩვეულებრივად რადიოელემენტების ნახევრად დაშლის პერიოდი ე. ი. ის დრო, რომლის განმავლობაში მოცემული რადიოელემენტის ნახევარი იშლება, არ არის დიდი. ალუმინიუმისა, ბორისა და მაგნიუმისათვის ნახევრად დაშლის პერიოდი უდრის შესაბამისად 3,25 წუთს, 14 წუთს და 2,5 წუთს. ამ ხნის განმავლობაში თითქმის ყოველთვის შესაძლებელია სხვადასხვა ქიმიურ მანიპულაციის ჩატარება მიღებულ ნივთიერებათა ქიმიურ ბუნების შესასწავლად. ასეთი გამოკვლევის შედეგს წარმოადგენს ზემონაჩვენები რეაქციები, რომლებიც ამტკიცებენ მიღებულ რადიოელემენტების პოზიტრონულ აქტივობას. ელექტრონულ აქტივობისათვის შეიძლება, როგორც სჩანს, (26) და (26′) რეაქციების მაგიერ დაიწეროს შემდეგი:



$$^{23}_{12}Mg + ^{1}_{1}He \rightarrow ^{23}_{13}Al + ^{1}_{1}H \quad (27)$$

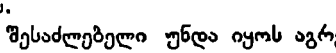


$$^{28}_{13}Al \rightarrow ^{28}_{14}Si + \overset{-}{\varepsilon}, \quad (27')$$

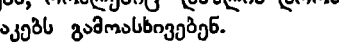
სადაც $\overset{-}{\varepsilon}$ — ასოთი ელექტრონია აღნიშნული. უკანასკნელ რეაქციაში ჩვენ ვხედავთ რადიო-ალუმინიუმს.

ანალოგიური გზით შესაძლებელი უნდა იყოს აგრეთვე ისეთი ხელოვნური რადიოელემენტების მიღება, რომლებიც დაშლის დროს მძიმე ნაწილაკებსაც— ნეიტრონებს და α-ნაწილაკებს გამოასხივებენ.

განსაკუთრებული წარმატებით შეიძლება რადიოელემენტების მიღება ნეიტრონებით ბომბარდირების დროს, როგორც ეს ფერმიმ და მისმა თანამშრომლებმა დაამტკიცეს: პერიოდული სისტემის თითქმის ყველა ელემენტი ამ შემთხვევაში შეიძლება გადაქცეულ იქნეს რადიოაქტიურ იზოტოპად; ამასთან აღსანიშნავია, რომ ეს უკანასკნელი იჩენს ელექტრონულ აქტივობას. მაგალითად, ფოსფორისათვის ფერმი გვაძლევს რეაქციას:

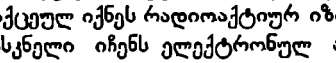


$$^{31}_{15}P + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{31}_{14}Si + ^{1}_{1}H \quad (28)$$

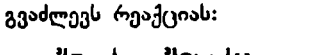


$$^{31}_{14}Si \rightarrow ^{31}_{15}P + \overset{-}{\varepsilon} \quad (28')$$

რადიო სილიციუმის $^{31}_{13}Si$ ნახევრად დაშლის პერიოდი აღმოჩნდა 3 საათის ტოლი. ფოსფორისათვის ანალოგიური რეაქციები ასეთი სახისაა:



$$^{31}_{15}P + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{30}_{13}Al + ^{4}_{2}He \quad (29)$$



$$^{30}_{13}Al \rightarrow ^{30}_{14}Si + \overset{-}{\varepsilon} \quad (29')$$

რადიოელემენტების წარმოშობის მოვლენას ართულებს ზოგჯერ ის გარემოება,

რომ ზოგიერთ ელემენტისათვის არსებობს რამდენიმე იზოტოპი, რომლებიც ნეიტრონებით ბომბარდირების შედეგად გვაძლევს ამდენივე უმდგრად იზოტოპს. მაგალითად, გალიუმს აქვს 2 იზოტოპი $^{69}_{31}Ga$ და $^{71}_{31}Ga$, რომლებიც გვაძლევენ უმდგრად იზოტოპებს ნახევრად დაშლის პერიოდებით შესაბამისად 20 წუთი და 23 საათი.

(28) რეაქციაში ნეიტრონის ჩათრევა იწვევს პროტონის ამოტყორცნას, (29)-ში კი—α-ნაწილაკის ამოტყორცნას; არის შემთხვევა, როდესაც გული ნეიტრონის ჩათრევის შემდეგ გადაიქცევა იმავე ელემენტის უმდგრად იზოტოპად, როგორც, მაგალითად, შემდეგ რეაქციაში:

$$^{197}_{79}Au + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{198}_{79}Au \qquad (30)$$

$$^{198}_{79}Au \rightarrow ^{198}_{80}Hg + \bar{\varepsilon} \qquad (30')$$

აღსანიშნავია ის გარემოება, რომ რა გზითაც არ უნდა იყოს მიღებული რადიოელემენტი, მისი ნახევრად დაშლის პერიოდი ყოველთვის ერთი და იგივე რჩება. მაგალითად, რადიოვანადიუმისათვის (28), (29) და (30) ტიპის რეაქციები ასეთია:

$$\left.\begin{array}{l} ^{53}_{24}Cr + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{53}_{23}V + ^{1}_{1}H \\ ^{55}_{25}Mn + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{53}_{23}V + ^{4}_{2}He \\ ^{51}_{23}V + ^{2}_{0}n \rightarrow ^{53}_{23}V \end{array}\right\} \qquad (31)$$

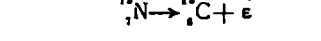
ყველა ამ 3 რეაქციის დროს მივიღეთ ერთი და იგივე უმდგრადი რადიოვანადიუმი $^{53}_{23}V$, რომელიც დაიშლება ერთდაიმავე ნახევრად დაშლის პერიოდით შემდეგი რეაქციის მიხედვით:

$$^{53}_{23}V \rightarrow ^{53}_{24}Cr + \bar{\varepsilon} \qquad (31')$$

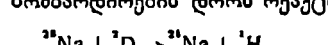
მეტად საინტერესოა ის გარემოება, რომ ურანი და თორიუმი, რომელთაც ახასიათებს ბუნებრივი რადიოაქტივობა, ნეიტრონებით ბომბარდირების დროს იჩენს ხელოვნურ რადიოაქტივობასაც ე. ი. ისინი გადაიქცევა ახალ რადიოურანად და რადიოთორიუმად. ურანი გვაძლევს 5 ხელოვნურ რადიოურანს, რომელთა დაშლის ნახევრად პერიოდებია 10 წამი, 40 წამი, 13 წუთი, 100 წუთი და 5,5 დღე. განსაკუთრებით საინტერესოა ის გარემოება, რომ ამ რადიოურანებიდან სამს შეესაბამება ატომური ნომრები [უფრო მაღალი ვიდრე 92, რაც დამტკიცებულ იქნა სათანადო ქიმიური ანალიზებით. ამ ხელოვნურად მიღებულ ელემენტებს ტრანსურანებს უწოდებენ, რადგანაც ისინი პერიოდულ სისტემაში ურანის შემდეგ უნდა იყვნენ მოთავსებული. მაშასადამე, ამჟამად ჩვენ გვაქვს ხელოვნურად მიღებული ელემენტები 93, 94, და 95 რიგობრივი ნომრებიდ.

ხელოვნურ რადიოელემენტების მიღება შეიძლება აგრეთვე პროტონებით და დეიტონებით ბომბარდირების დროსაც. ნახშირბადის ფირფიტის პროტონებით ბომბარდირების დროს მიღებულ იქნა რადიოაზოტი, რომლის ნახევრად

დაშლის პერიოდი 10,5 წუთის ტოლი აღმოჩნდა. რეაქცია შემდეგნაირად უნდა მიმდინარეობდეს:

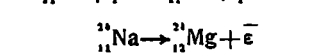


$$^{13}_{6}C + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{13}_{7}N \qquad (32)$$

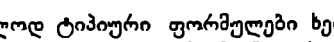


$$^{13}_{7}N \rightarrow ^{13}_{6}C + \overset{+}{\varepsilon} \qquad (32')$$

ნატრიუმის დეუტონებით ბომბარდირების დროს რეაქცია ასეთია:



$$^{23}_{11}Na + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{24}_{11}Na + ^{1}_{1}H \qquad (33)$$



$$^{24}_{11}Na \rightarrow ^{24}_{12}Mg + \overset{-}{\varepsilon} \qquad (33')$$

ზემოთ მოცემულია მხოლოდ ტიპიური ფორმულები ხელოვნურ რადიოაქტიურ პროცესებისათვის; უნდა აღინიშნოს, რომ ამჟამად რიცხვი ანალოგიურ ექსპერიმენტულად შემოწმებულ გულითი რეაქციებისა გაცილებით დიდია.

გადავიდეთ ახლა ატომის გულის აგებულობის საკითხზე. ნეიტრონებისა და პოზიტრონების აღმოჩენამდე მიღებული იყო ატომის მოდელი შემდგარი პროტონებისა, α-ნაწილაკებისა და ელექტრონებისაგან. ასეთი მოდელის ჩამოყალიბებას ხელს უწყობდა ის გარემოება, რომ ბუნებრივ რადიოაქტიურ პროცესის დროს, როგორც ვიცით, ატომის გულიდან ამოიტყორცნება α-ნაწილაკები და ელექტრონები და, გარდა ამისა, ყველაზე მარტივი მძიმე ელემენტური ნაწილაკებიდან იმ დროს ცნობილი იყო მხოლოდ პროტონი. მაგრამ ნეიტრონებისა და პოზიტრონების აღმოჩენის შემდეგ ასეთი ატომის მოდელი, რა თქმა უნდა, არ გამოდგებოდა. ამჟამად მიღებულია ატომის მოდელი, რომელიც მხოლოდ პროტონებისა და ნეიტრონებისაგან შედგება. ამ მოდელის თანახმად წყალბადის გული მხოლოდ ერთი პროტონისაგან $^{1}_{1}H$ შედგება. დეუტონის გული შედგება ერთი პროტონისა და ერთი ნეიტრონისაგან $^{1}_{1}H + ^{1}_{0}n = ^{2}D$. ჰელიუმის გული (α-ნაწილაკი) შედგება ორი პროტონისა და ორი ნეიტრონისაგან: $2^{1}_{1}H + 2^{1}_{0}n = ^{4}_{2}He$. ლითიუმის ორი იზოტოპისათვის გვექნება შესაბამისად

$$3^{1}_{1}H + 3^{1}_{0}n = ^{6}_{3}Li \text{ და } 3^{1}_{1}H + 4^{1}_{0}n = ^{7}_{3}Li.$$

უკანასკნელ შემთხვევაში ვხედავთ, რომ ნეიტრონების რიცხვი მეტია პროტონების რიცხვზე. მდგრადი გულისათვის შებრუნებით მდგომარეობას არასდროს არა აქვს ადგილი, თუ წყალბადის გულს არ მივიღებთ მხედველობაში, რომელიც მხოლოდ ერთი პროტონისაგან შედგება. რაც უფრო მაღალია ატომური ნომერი ელემენტისა, მით უფრო დიდია ნეიტრონების რიცხვსა და პროტონების რიცხვს შორის სხვაობა. მაგალითად, ეს სხვაობა იოდისათვის $^{127}_{53}J$ შეადგენს 21, ტყვიასათვის $^{206}_{82}Pb$—42, ურანისათვის $^{238}_{92}U$—55.

განვიხილოთ ახლა საკითხი იმის შესახებ, თუ რამდენად შეესაბამება პროტონ-ნეიტრონებისაგან შემდგარი ატომის გულის მოდელი ძირითად მონაცემებს, რომლებიც ექსპერიმენტულად მიღებულია ხელოვნური რადიოაქტივობის შესწავლის დროს. უნდა აღინიშნოს, რომ ეს მონაცემები თითქოს არ ეწინააღმდეგება ასეთ მოდელს. ამავე დროს არ უნდა ვიფიქროთ, რომ ეს მოდელი უნაკ-

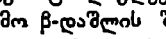
ლოა და მისი დახმარებით შეიძლება დამაკმაყოფილებლად აიხსნას ყველა ის მოვლენა, რომლებიც დღეს ცნობილია ატომის ფიზიკაში. მიუხედავად ამისა, ატომის გულის პროტონ-ნეიტრონულ მოდელს აქვს მთელი რიგი უპირატესობანი, რის გამო ის ამჟამად შემოღებულია ფიზიკაში.

რადიოაქტიურ ელემენტების β-დაშლა ყოველთვის წარმოადგენდა ატომურ ფიზიკის ერთერთ ურთულეს ამოცანას. ატომის გულის პროტონ-ელექტრონულ მოდელში ელექტრონები შეტანილ იქნა სწორედ იმიტომ, რომ ბუნებრივი რადიოაქტიური ელემენტები β-დაშლის დროს, როგორც ვიცით, უარყოფით ელექტრონებს ამოაფრქვევენ, მაგრამ, როგორც ხელოვნურ რადიოაქტიურ ელემენტთა დაშლამ გვიჩვენა, ატომის გულიდან თუ ერთ შემთხვევაში ელექტრონები ამოიფრქვევა, სამაგიეროდ მეორე შემთხვევაში—პოზიტრონები. ასე რომ, ელექტრონებთან ერთად ატომის მოდელის შემადგენლობაში პოზიტრონებიც უნდა შედიოდეს. საბოლოოდ ჩვენ იძულებული გავხდებოდით ატომის მოდელის შემადგენლობაში შეგვეტანა პროტონები, ნეიტრონები, პოზიტრონები და ელექტრონები. მაგრამ, რადგანაც პოზიტრონებისა და ელექტრონების მუხტები ერთმანეთს წყვილწყვილად აბათილებს, გადაუწყვეტელი დაგვრჩებოდა საკითხი იმის შესახებ, თუ რამდენი უნდა აგვეღო პოზიტრონი და ელექტრონი ატომის გულის ასაგებად. აქედან ცხადია, რომ პოზიტრონებისა და ელექტრონების გამოყენება ატომის გულის მოდელის ასაგებად შექმნიდა გადაულახველ სიძნელეებს. საკმარისია თურმე ამ მოდელის ასაგებად მხოლოდ პროტონებისა და ნეიტრონების გამოყენება. მაშინ პოზიტრონებისა და ელექტრონების ატომის გულიდან ამოტყორცნის პროცესი შეიძლებოდა აგვეხსნა კვანტების ამოტყორცნის მოვლენის ანალოგიურად. მართლაც, სხივადი ენერგიის კვანტებს ატომი მაშინ ამოაფრქვევს, როდესაც ის გადადის უფრო დაბალი ენერგიის მდგომარეობაში ე. ი. უფრო მდგრად მდგომარეობაში. მაგრამ ჩვენ (24′)—(33′) ფორმულით გამოსახულ რეაქციების გაცნობის დროს დავინახეთ, რომ რადიოელემენტები წარმოადგენს უმდგრად შენაერთებს და გადადის შესაბამ მდგრად მდგომარეობაში ან პოზიტრონის, ან ელექტრონის ამოტყორცნის შედეგად ე. ი. სხვანაირად რომ ვთქვათ, ელექტრომუხტის კვანტის ამოტყორცნის შემდეგ. თუ ატომი სხივადი ენერგიის კვანტებს გამოასხივებს, არ ნიშნავს თითქოს იმას, რომ ასეთი კვანტები ატომის შიგნით მზა-მზარეულად არის. იგივე ხდება პოზიტრონებისა და ელექტრონების ამოფრქვევის დროსაც: თუ ატომის გული პოზიტრონებს და ელექტრონებს ამოაფრქვევს, ეს კიდევ იმას არ ნიშნავს, რომ ეს ნაწილაკები მზა-მზარეულად არის მოცემული ატომის შიგნით.

ზემოთ დავინახეთ, რომ ელექტრონულ აქტიურობას შეესაბამება ატომის გულიდან ელექტრონის ამოტყორცნა, პოზიტრონულ აქტივობას კი—პოზიტრონის ამოტყორცნა. მაგრამ, თუ ატომის გული მხოლოდ პროტონებისა და ნეიტრონებისაგან შედგება, მაშინ გულიდან ელექტრონის ამოტყორცნა ნიშნავს ამ უკანასკნელის გულში შემავალ ერთერთ ნეიტრონიდან მოწყვეტას ე. ი. ამ ნეიტრონის პროტონად გადაქცევას თანახმად შემდეგისა:

$$ {}_0^1n \rightarrow {}_1^1H + \bar{\varepsilon} \qquad (34) $$

ანალოგიური მსჯელობით დავინახავთ, რომ ატომის გულიდან პოზიტრონის ამოტყორცნა ნიშნავს ატომის გულში შემავალ ერთერთ პროტონის ნეიტრონად გადაქცევას შემდეგი სქემით:



$$ {}_1^1H \rightarrow {}_0^1n + \overset{+}{\epsilon} \qquad (35) $$

(34) სქემის მიხედვით იძულებული ვართ პროტონი ჩავთვალოთ მარტივ ნაწილაკად და ნეიტრონი კი—რთულ ნაწილაკად, რომელიც პროტონისა და ელექტრონისაგან შედგება. (35) სქემის მიხედვით გამოდის პირიქით: ნეიტრონი მარტივი ნაწილაკი უნდა იყოს და პროტონი ნეიტრონისა და პოზიტრონის შენაერთს უნდა წარმოადგენდეს. ასეთი წინააღმდეგობიდან გამოსავალის მონახვა ჯერჯერობით მაინც ვერ მოხერხდა. ყოველ შემთხვევაში არსებულ ფიზიკური თეორიის თვალსაზრისით პროტონები და ნეიტრონები ელემენტურ ნაწილაკებად უნდა ჩაითვალოს, თუმცა ეს ნაწილაკები ზოგიერთ შემთხვევაში გადადის ერთმანეთში ელექტრონის ან პოზიტრონის ამოტყორცნის დროს. როგორც ვხედავთ, საკითხი იმის შესახებ, თუ საიდან ჩნდება β-ნაწილაკი გულის ბეტა-დაშლის დროს, დღესაც არ არის დამაკმაყოფილებლად გადაწყვეტილი.

ბეტა-დაშლის დროს ამოტყორცნილ ელექტრონს თან მიაქვს განსაზღვრული ბრუნვითი იმპულსი, რის გამო β-დაშლის შემდეგ გულის ბრუნვითი მომენტი სათანადოდ უნდა შემცირდეს. დამტკიცებულია, რომ რადიოაქტიურ ელემენტების გულის β-დაშლამდე და β-დაშლის შემდეგ ბრუნვითი მომენტების სხვაობა არ უდრის გულიდან ამოტყორცნილ β-ნაწილაკის ბრუნვით მომენტს. გარდა ამისა, ცდებით დამტკიცებულია ის გარემოებაც, რომ β-დაშლის დროს ელექტრონები ამოიტყორცნება სხვადასხვა სიჩქარით, რის გამო მათი ენერგია ცვალებადი ყოფილა.

β-დაშლის დროს გული გარკვეულ საწყისი მდგომარეობიდან გადადის გარკვეულ საბოლოო მდგომარეობაში, რის გამო ამ მდგომარეობათა შესაბამისი ენერგიათა სხვაობა მუდამ წარმოადგენს სავსებით განსაზღვრულ სიდიდეს. ამიტომ β-ნაწილაკის მიერ თანწარტაცებული ენერგიაც მუდამ გარკვეულ სიდიდეს უნდა უდრიდეს, სახელდობრ, ენერგიათა ზემოხსენებულ სხვაობას. ასე რომ, თუ ზემოთ, ჩვენ გვქონდა მოძრაობის რაოდენობის მომენტის მუდმივობის კანონის დარღვევის შემთხვევა, აქ საქმე გვაქვს ენერგიის მუდმივობის კანონის დარღვევასთან. მეტად უჩვეულო შედეგი იყო მიღებული ფიზიკოსებისათვის. ამიტომ მათ დაუშვეს, რომ ყველა ელექტრონი გულიდან ამოიტყორცნება ერთნაირი სიჩქარით, მაგრამ შემდეგ კი სხვა ელექტრონზე და ატომზე დაჯახებისა და γ სხივების ამოტყორცნის დროს მათ უხდებათ თავის ენერგიის ამა თუ იმ ნაწილის დახარჯვა, რის გამო β-ნაწილაკების სიჩქარე გულიდან განსაზღვრულ მანძილზე ერთნაირი არ უნდა იყოს. ამ ჰიპოთეზის შესამოწმებლად ელისმა და ვუსტერმა გაზომეს სრული კალორიმეტრული ეფექტი β-დაშლისა RaE-სათვის. კალორიმეტრის კედლებს უნდა შთაენთქა აღნიშნული პრეპარატის ყოველგვარი გამოსხივება, რომელიც საბოლოოდ სითბოდ გადაიქცეოდა, რის გამო კალორიმეტრის ტემპერატურა გაიზრდებოდა. განსაზღვრული დროის განმავლობაში პრეპარატიდან ამოტყორცნილ β-ნაწილაკების რიცხვი ცნობილი იყო

ავტორებისათვის. მათ გამოიანგარიშეს საშუალო ენერგიის სიდიდე თითოეულ β-ნაწილაკისათვის და მიიღეს 0,35 მილიონი eV. ეს იმ დროს, როდესაც β-სპექტრის ანალიზის მიხედვით β-ნაწილაკის ენერგია მერყეობდა ძლიერ მცირე სიდიდიდან 1,07 მილიონ eV-მდე. სხვა ავტორების მიერაც მიღებულ იქნა ფაქტიურად ისეთივე შედეგი, როგორიც ელისმა და ვუსტერმა მიიღეს. ამის შემდეგ ცხადი გახდა, რომ β-ნაწილაკები ატომის გულიდან ამოიტყორცნება სხვადასხვა სიჩქარით, რაც, როგორც ზემოთ დავინახეთ, ცხადად ეწინააღმდეგება ენერგიის მუდმივობის კანონს. ნაწილი ფიზიკოსებისა კიდეეაც შეურიგდა იმ აზრს, რომ β-დაშლის დროს ხდება ენერგიის მუდმივობის კანონის დარღვევა: მაგ: RaE-ს გული RaF-ის გულად გარდაქმნის დროს გარეთ გამოასხივებს ენერგიის სხვადასხვა რაოდენობას ე. ი. ამოტყორცნილ ელექტრონს შეუძლია თანწარიტაცოს როგორც ენერგიის მაქსიმალური სიდიდე—1,07 მილიონ eV, ისე ნაკლები რაოდენობის ენერგიაც, რის გამო ნაშთი ენერგიისა, რომელიც თან ვერ წარიტაცა ელექტრონმა, სრულიად უკვალოდ იკარგება. მდგომარეობიდან გამოსავლის პოვნა თითქოს მოხერხდა პაულის მიერ დაშვებულ ჰიპოთეზის დახმარებით. მან დაუშვა, რომ β-დაშლის დროს გულიდან ელექტრონებთან ერთად ამოიტყორცნება ნეიტრინები, რომლებიც თან იტაცებენ ამოტყორცნილ ელექტრონების კუთვნილ ენერგიების ნაწილს. ნეიტრინის მასა იმავე რიგისაა, როგორც ელექტრონის მასა და ამავე დროს მას ელექტრომუხტი არ გააჩნია. ჩედვიკისა და ლის აზრით ასეთი თვისების მქონე ნაწილაკს—ნეიტრინს ჰაერში მოძრაობის დროს შეუძლია სულ დიდი ერთი იონის წარმოშობა 150 კილომეტრის მანძილზე. ამიტომაც არ არის გასაკვირველი, რომ ნეიტრინი დღემდე ვერ აღმოაჩინეს.

იზოტოპების ცხრილი *

ელემენტი	Z	N	A	მასა	ფარდობითი სიხშირე %-ში	რადიოაქტივობა	
						ტიპი	პერიოდი (ნახევრად დაშლისა)
n .	0	1	1	1.0090	—	?	
H .	1	0	1	1.0081	99,98	—	
		1	2	2.0147	0,02	—	
		2	3	3.0171	$< 10^{-7}$	—	
He .	2	1	3	3.0171	—	?	
		2	4	4.0039	100	—	
Li . .	3	3	6	6.0167	7,9	—	
		4	7	7.0180	92,1	—	
		5	8	^{8}Be+ 0.01	—	β—	0,5 წამი
Be . . .	4	4	8	8.0078	?	?	
		5	9	9 0149	~100	—	
		6	10	10.0164	—	?	
B .	5	5	10	10.0161	20,6	—	
		6	11	11.0128	79,4	—	
		7	12	^{12}C+ 0.012	—	β—	0,02 წამი
C .	6	5	11	^{11}B+ 0.0016	—	β+	21 წუთი
		6	12	12.0036	99,0	—	
		7	13	13.0073	~ 1	—	
N .	7	6	13	^{13}C+ 0.002	—	β+	11 წუთი
		7	14	14.0073	99,7	—	
		8	15	15.0048	0,3	—	
		9	16	^{16}O+ 0.007	—	β—	10 წამი
O .	8	7	15	^{15}N+ 0.0022	—	β+	2,1 წუთი
		8	16	16.0000	99,8	—	
		9	17	17.0046	0,03	—	
		10	18	18.0065	0,16	—	
		11	19		—	β—	8 წამი
F .	9	8	17	^{17}O+ 0.0026	--	β+	1,2 წუთი
		10	19	19.0045	100	—	
		11	20	^{20}Ne+ 0.0055	—	β—	12 წამი
Ne .	10	10	20	19.9967	90,0		
		11	21		0,27		
		12	22	21.9947	9,73	—	
		13	23		—	—	40 წამი
Na . . .	11	12	23		100	—	
		13	24		—	β—	15,5 საათი
Mg .	12	12	24		78		
		13	25		11		
		14	26		11		
		15	27		—	—	10,25 წუთი
Al .	13	13	26		—	β+	7 წამი
		14	27		100	—	
		15	28		—	β—	2,6 წუთი
		16	29		—	β—	~11 წუთი

*) ამოღებულია Weizsäcker'-ის წიგნიდან „Die Atomkerne. Grundlagen und Anwendungen ihres Theorie". Berlin 1937. ამ ცხრილში N არის ნეიტრონების რიცხვი.

ელემენტი	Z	N	A	მასა	ფარდობითი სიხშირე %-ში	რადიოაქტიურობა	
						ტიპი	პერიოდი (ნახევრად დაშლისა)
Si . .	14	13	27		—	β+	— 6 წუთი
		14	28	27,9818	89,6	—	
		15	29		6,2	—	
		16	30		4,2	—	
		17	31		—	β—	— 2,7 საათი
P .	15	15	30		—	β+	3,25 წუთი
		16	31	30,9825	100	—	
		17	32		—	β—	14,5 დღე
S .	16	16	32		97	—	
		17	33		0,8	—	
		18	34		2,2	—	
Cl .	17	17	34		—	β+	— 40 წუთი
		18	35	34,983	75	—	
		19	36		—	β—	— 40 წუთი
		20	37	36,980	25	—	
		21	38		—	—	37 წუთი
A .	18	18	36	35,976	0,33	—	
		20	38		0,05	—	
		22	40	39,971	99,62	—	
		23	41		—	β—	1,4 საათი
K .	19	20	39		93.4	—	
		21	40		0.01	β—	$\sim 10^{-7}$ წელიწ.
		22	41		6,6	—	
		23	42		—	β—	16 საათი
Ca . . .	20	20	40		96,76	—	
		22	42		0,77	—	
		23	43		0.17	—	
		24	44		2,30	—	
Sc . . .	21	23	44		—	β+	3 საათი
		24	45		100		
Ti . .	22	24	46		8,5	—	
		25	47		7,8	—	
		26	48		78,3	—	
		27	49		5,5	—	
		28	50		6,9	—	
V .	23	28	51		100	—	
		29	52		—	β—	3,75 წუთი
Cr . . .	24	26	50		4,9	—	
		28	52	51,948	81,6	—	
		29	53		10,4	—	
		30	54		3,1	—	
Mn .	25	30	55		100	—	
		31	56		—	β—	2,5 საათი
Fe . . .	26	28	54		6,5	—	
		30	56		90,7	—	
		31	57		2,8	—	
Co . . .	27	27	59		100	—	
Ni . . .	28	28	58	57,942	67,5	—	
			60		27,0		
			61		1,7	—	
			62		3,8	—	

ელემენტი	Z	N	A	მ ა ს ა	ფარდობითი სიხშირე %-ში	რადიოაქტივობა	
						ტიპი	პერიოდი (ნახევრად დაშლისა)
Cu . . .	29	34	63	—	70	—	
		35	64	—	—	β—	10 საათი
		36	65	—	30	—	
		37	66	—	—	β—	5 წუთი
Zn . . .	30	34	64	63,937	50,4	—	
		36	66		27,2	—	
		37	67		4,2	—	
		38	68		17,8	—	
		40	70		0,4	—	
Ga . . .	31	38	69		61,5	—	
		40	71		38,5	—	
Ge . . .	32	38	70		21,2	—	
		40	72		27,3	—	
		41	73		7,9	—	
		42	74		37,1	—	
		44	76		6,5	—	
As . . .	33	42	75	74,934	100	—	
		43	76		—	β—	26 საათი
Se . . .	34	40	74		0,9	—	
		42	76		9,5	—	
		43	77		8,3	—	
		44	78	77,937	24,0	—	
		46	80	79,941	48,0	—	
		48	82		9,3	—	
Br . . .	35	44	79	78,929	50,0	—	
		46	81	80,926	50,0	—	
Kr . . .	36	42	78	77,926	0,42	—	
		44	80	79,926	2,45	—	
		46	82	81,927	11,79	—	
		47	83	82,927	11,79	—	
		48	84	83,928	56,85	—	
		50	86	85,929	16,70	—	
Kb . . .	37	48	85		72,7	—	
		50	87		27,3	β—	−10° წელიწადი
Sr . . .	38	48	86		10	—	
		49	87		6,6	—	
		50	88		83,4	—	
Y .	39	50	89		100	—	
Zr . . .	40	50	90		48	—	
		51	91		11,5	—	
		52	92		22	—	
		54	64		17	—	
		56	96		1,5	—	
Nb . . .	41	52	93	92,926	100	—	
Mo .	42	50	92		14,2	—	
		52	94		10,0	—	
		53	95		15,5	—	
		54	96		17,8	—	
		55	97		9,6	—	
		56	98	97,946	23,0	—	
		58	100	99,945	9,8	—	

ელემენტი	Z	N	A	მასა	ფარდობითი სიხშირე %-ში	რადიოაქტიურობა	
						ტიპი	პერიოდი (ნახევრად დაშლისა)
Ru	44	52	96		5	—	
		54	98		—	—	
		55	99		12	—	
		56	100		14	—	
		57	101		22	—	
		58	102		30	—	
		60	104		17	—	
Rh . . .	45	58	103		100	—	
Pd . . .	46	56	102		იშვიათად	—	
		58	104		ხშირად	—	
		59	105		ხშირად	—	
		60	106		ხშირათ	—	
		62	108		ხშირად	—	
		64	110		საკმაოდ იშვია-	—	
					თად	—	
Ag .	47	60	107		52,5	—	
		62	109		47,5	—	
Cd . . .	48	58	106		1,5	—	
		60	108		1,0	—	
		62	110		15,2	—	
		63	111		15,2	—	
		64	112		21,8	—	
		65	113		14.9	—	
		66	114		23,7	—	
		67	115		0,8	—	
		68	116		5,9	—	
		70	118		—	—	
Id . .	49	64	113		4,5	—	
		66	115		95,5	—	
Sn . . .	50	62	112		1.07	—	
		64	114		0,74	—	
		65	115		0,44	—	
		66	116		14,19	—	
		67	117		9,81	—	
		68	118		21,48	—	
		69	119		11,02	—	
		70	120	119,912	27,04	—	
		71	121		2,96	—	
		72	122		5,03	—	
		74	124		6,19	—	
Sb . . .	51	70	121		56	—	
		72	123		44	—	
Te	52	70	122		2,9	—	
		71	123		1,6	—	
		72	124		4,5	—	
		73	125		6,0	—	
		74	126		19,0	—	
		75	127		—	—	
		76	128		32,8	—	
		78	130		33,1	—	
J .	53	74	127	126,932	100	—	
		75	128		—	β—	25 წუთი

ელემენტი	Z	N	A	მასა	ფარდობითი სიხშირე %-ში	რადიოაქტივობა	
						ტიპი	პერიოდი (ნახევრად დაშლისა)
X . .	54	70	124		0,08	—	
		72	126		0,08	—	
		74	128		2,30	—	
		75	129		27,13	—	
		76	130		4,18	—	
		77	131		20,67	—	
		78	132		26,45	—	
		80	134	133,929	10,31	—	
		82	136		8,79	—	
Cs .	55	78	133	132,933	100	—	
Ba . . .	56	79	135		5,9	—	
		80	136		8,9	—	
		81	137		11,1	—	
		82	138	137,916	74,1	—	
La . . .	57	82	139		100	—	
Ce . . .	58	82	140		89,	—	
		84	142		11	—	
Pr . . .	59	82	141		100	—	
Nd . . .	60	82	142		36	—	
		83	143		11	—	
		84	144		30	—	
		85	145		5	β—	~ 10^3 წელიწადი?
		86	146		18	—	
Sm .	62	82	144		3	—	
		85	147		17	—	
		86	148		14	—	
		87	149		15	—	
		88	150		5	β ?	~ 10^9 წელიწადი?
		90	152		26	—	
		92	154		20	—	
Eu . . .	63	88	151		50,6	—	
		90	153		49,4	—	
Gd .	64	91	155		21	—	
		92	156		23	—	
		93	157		17	—	
		94	158		23	—	
		96	160		16	—	
Tb . . .	65	94	159		100	—	
Dy . . .	66	95	161		22	—	
		96	162		25	—	
		97	163		25	—	
		98	164		28	—	
Ho . . .	67	98	165		100	—	
Er . . .	68	98	166		36	—	
		99	167		24	—	
		100	168		30	—	
		102	170		10	—	
Tm .	69	100	169		100	—	
Yb . . .	70	101	17[illegible]		9	—	
		102	172		24	—	
		103	173		17	—	
		104	174		38	—	
		106	176		12	—	

ელემენტი	Z	N	A	მასა	ფარდობითი სიხშირე %-ში	რადიოაქტიურობა	
						ტიპი	პერიოდი (ნახევრად დაშლისა)
Cp	71	104	175		100	—	
Hf	72	104	176		5	—	
		105	177		19	—	
		106	178		28	—	
		107	179		18	—	
		108	180		30	—	
Ta	73	108	181	180,928	100	—	
W	74	108	182		22,6	—	
		109	183		17,3	—	
		110	184	184,0	30,2	—	
		112	186		29,9	—	
Re	75	110	185		38,2	—	
		112	187	186,951	61,8	—	
Os	76	110	186		1,0	—	
		111	187		1,6	—	
		112	188		13,4	—	
		113	189		17,4	—	
		114	190	189,98	25,1	—	
		116	192	191,98	42,5	—	
Ir	77	114	191		33	—	
		116	193		67	—	
Pt	78	114	192		იშვიათად	—	
		116	194		~38	—	
		117	195		~38	—	
		118	196		~24	—	
		120	198			—	
Au	79	118	197		100	—	
Hg	80	116	196		0,10	—	
		117	197		—	—	
		118	198		9,89	—	
		119	199		16,45	—	
		120	200	200,016	23,77	—	
		121	201		13,67	—	
		122	202	—	29,27	—	
		123	203	—	—	—	
		124	204		6,85	—	
Tl	81	122	203	203,037	29,4	—	
		124	205	205,037	70,6	—	
Ac C″	81	126	207			β—	4,76 წუთი
Th C″	81	127	208			β—	3,16 წუთი
Ra C″	81	129	210			β—	1,32 წუთი
Pb	82	122	204		1,52	—	
		124	206		28,03	—	
		125	207		20,40	—	
		126	208	208,010	50,05	—	
Ra D	82	128	210			β—	22 წელიწადი
Ac B	82	129	211			β—	36 წუთი
Th B	82	130	212			β—	10,6 საათი
Ra B	82	132	214			β—	26,8 წუთი
Bi	83	126	209		100	—	
Ra E	83	127	210			β—	5,0 დღე
Ac C	83	128	211			99,68%α; 0,32%β—	2,16 წუთი

ელემენტი	Z	N	A	მასა	ფარდობითი სიხშირე %-ში	რადიოაქტივობა	
						ტიპი	პერიოდი (ნახევრად დაშლისა)
ThC . .	83	129	212			35%α; 65%β—	61 წუთი
RaC . .	83	131	214			0,04%α; 99,96%β—	19,7 წუთი
Po .	84	126	210			α	137 დღე
AcC' .	84	127	211			α	~ $5,10^{-3}$ წამი
ThC' .	84	128	212			α	~ 10^{-6} წამი
RaC' .	84	130	214			α	~ $1,7.10^{-6}$ წამი
AcA .	84	131	215			α	2.10^{-3} წამი
ThA .	84	132	216			α	0,14 წამი
RaA . .	84	134	218			α	3,05 წუთი
AcEm .	86	133	219			α	3,92 წამი
ThEm .	86	134	220			α	54,6 წამი
RaEm .	86	136	222			α	3,82 დღე
AcX . .	88	135	223			α	11,3 დღე
ThX . .	88	136	224			α	3,6 დღე
Ra . .	88	138	226			α	159 წელიწადი
$MsTh_1$ . .	88	140	228			β—	6,7 წელიწადი
Ac . .	89	138	227			β—	13,5 წელიწადი
$MsTh_2$ . .	89	139	228			β—	6,14 საათი
RaAc .	90	137	227			α	19,0 დღე
RaTh .	90	138	228			α	1,90 წელიწადი
Io . .	90	140	230			α	$8,3.10^4$ წელიწადი
Th .	90	142	232			α	$1,7.10^{10}$ წელიწადი
UX_1 . .	90	144	234			β—	24,5 დღე
Pa .	91	140	231			α	$3,2.10^4$ წელიწადი
UX_2 .	91	143	234			β—	70 წამი
UII . .	92	142	234			α	$3,10^5$ წელიწადი
AcU . .	92	143	235		< 1	α	—
UI . .	92	146	238		> 99	α	$4,6\ 10^9$ წელიწადი

შ ი ნ ა ა რ ს ი

წინასიტყვა ქართული გამოცემისათვის	V
პროფ. ო. დ. ხვოლსონის დაბადებიდან 80 წლის თავის გამო	VII
პირველი და შემდეგ გამოცემათა წინასიტყვანი	IX

თავი პირველი

	გვ.
შესავალი	1

თავი მეორე

მატერია, ელექტრობა, ენერგია და მასა

§ 1. მატერია	5
§ 2. მენდელეევის სისტემა . . .	11
§ 3. მოლეკულურ-კინეტიკური მსოფლგაგება	20
§ 4. ელექტრობა .	23
§ 5. ენერგია და მასა	28

თავი მესამე

სხივადი ენერგია

§ 1. შესავალი	36
§ 2. უწყვეტი სპექტრი. აბსოლუტურად შავი სხეული	41
§ 3. კვანტების ცნება	46
§ 4. ხაზოვანი და ზოლოვანი სპექტრები	51
§ 5. ხაზოვანი და ზოლოვანი სპექტრები (გაგრძელება)	61

თავი მეოთხე

ატომის აგებულება და სპექტრების წარმოშობა

§ 1. საკითხის ისტორია	69
§ 2. ბორის თეორია. ორი პირველი დებულება	74
§ 3. ბორის თეორიის მესამე დებულება	78
§ 4. ატომის აგებულების დეტალები	84
§ 5. ატომის აგებულება და მენდელეევის სისტემა. ენერგიის დონეები. მაგნიტონი	90
§ 6. ალფა-ნაწილაკი. ატომის გულის აგებულება და მისი დაშლა	96
§ 7. ხაზოვან სპექტრების წარმოშობა	110
§ 8. ელიფსური ორბიტები. თანამგზავრები. დაკვანტება. ტერმები . . .	115
§ 9. მრავალელექტრონიანი ატომები. შთანთქმის სპექტრები	121
§ 10. ზოლებიანი სპექტრების წარმოშობა	126
§ 11 ნიბელიუმის საკითხის საიდუმლოება	130

თავი მეხუთე

რენტგენის სხივები

§ 1. წესავალი 137
§ 2. ბოხლის შრომები. K, L, M, N ჯგუფების მიმოხილვა α-სხივები, როლორც აღმგზნებელნი 141
§ 3. რენტგენის სხივების წარმოშობა 147
§ 4. ენერგიის დონეები. რენტგენის სხივების სისტემატიკა 155
§ 5. რენტგენის სხივების შთაითქმა. ულტრაიისფერი სხივები 159
§ 6. რენტგენის სხივები და კრისტალები . . . 165
§ 7. რენტგენის სხივების ტალღის სიგრძის გაზომვა რენტგენის სხივების გადატეხა 170

თავი მეექვსე

აირების აღგზნება და იონიზაცია, ელექტრონების დარტყმით გამოწვეული

§ 1. წესავალი . . . 177
§ 2. ექსპერიმენტული გამოკვლევანი . 181

თავი მეშვიდე

სინათლის კვანტური თეორია; კომპტონის და რამანის მოვლენა.

§ 1. სინათლის კვანტური თეორია . 188
§ 2. ა. ჰ. კომპტონის მოვლენა 194
§ 3. რამანის, მანდელშტამის და ლანდსბერგის მოვლენა 200

თავი მერვე

ფოტოელექტრობა

§ 1. ფოტოელექტრულ მოვლენის კანონები . 209
§ 2. ფოტოელექტრული ეფექტის ექსპერიმენტული გამოკვლევა 213
§ 3. სელექციური ეფექტი 217
§ 4. შიდაელექტრული ეფექტი. სხივადი ენერგიის მიერ აირის იონიზაცია. 219

თავი მეცხრე

ფოტოლუმინესცენცია

§ 1. ფოტოლუმინესტენციის ძირითადი მოვლენები 223
§ 2. ფოტოლუმინესცენცია ერთატომიან აირებში 227
§ 3. ერთატომიან აირების გამოკვლევა 230
§ 3. ფოტოლუმინესცია მოლეკულებში 234

თავი მეათე

ბორის მოძღვრება და ქიმია

§ 1. ქიმიური თვისობა . . 240
§ 2. მოლეკულების წარმოშობა . . 243
§ 3. ფოტოქიმიური მოვლენები. დასკვნა 245

თავი მეთერთმეტე

რადიოაქტიური ელემენტები. იზოტოპები.

§ 1. რადიოაქტიური ნივთიერებანი 249
§ 2. რადიოაქტიურ ელემენტთა მწკრივები. მათი ზოგიერთი თვისება 255
§ 3. არარადიოაქტიური იზოტოპები 262
§ 4. ასტონის გამოკვლევები. იზოტოპთა თვისებანი 265

თავი მეთორმეტე

გამა-სხივები და ჰესის სხივები

§ 1. გამა-სხივების წარმოშობა და მათ ტალღათა სიგრძე 276
§ 2. გამა-სხივების სხვადასხვა თვისება 281
§ 3. ჰესის (კოსმოსური) სხივები . 283

თავი მეცამეტე

თხევადი და მყარი ჰელიუმი. ზეგამტარები

§ 1. თხევადი და მყარი ჰელიუმი . . . 295
§ 2. ზეგამტარები. ძირითადი მოვლენები 300
§ 3. ზეგამტარები 304

თავი მეთოთხმეტე

სხვადასხვა საკითხი

§ 1, ზეემანის მოვლენა. ნორმალური მოვლენა 311
§ 2. ზეემანის ანორმალური მოვლენა 315
§ 3. შტარკის მოვლენა 320
§ 4. ეოლსონის ხერხი 325

თავი მეთხუთმეტე

ლითონების ელექტრონული თეორია

§ 1. შესავალი 330
§ 2. დრუდეს თეორია 334
§ 3. გ. ა. დორენცის, ბ. ფრენკელის და ჯ. ჯ. ტომსონის ზრომები 339
§ 4. ზომერფელდის ნაშრომები 341
§ 5. ელექტრონთა გამოფრქვევა ცხელ და ცივ სხეულებიდან 334

თავი მეთექვსმეტე

ახალი მიკრომექანიკა

§ 1. შესავალი 352
§ 2. ძველი თეორიის შეუსაბამობანი 354
§ 3. ელემენტური გადმოცემის სიმნელე 356
§ 4. ზოგიერთი წინასწარი ცნობა . 357
§ 5. ახალი მიკრომექანიკის დახასიათება 362
§ 6. მიზეზობრიობის კანონი 370
§ 7. დე-ბროილის მოძღვრება 375
§ 8. შრედიგერისა და ჰაიზენბერგის მოძღვრება 381
§ 9. მიკრომექანიკის ზოგიერთი შედეგი . . . 385
§ 10. ელექტრონების დიფრაქცია. რამზაუერის მოვლენა.

დამატება

პროფ. მ. ნოდია

§ 1. ახალი იდეები ატომის გულის ფიზიკაში 396
§ 2. მძიმე წყალი. დეუტონი. ტრიტონი . 398
§ 3. ატომის გულის დაშლა პროტონებითა და დეუტონებით 400
§ 4. ნეუტონები და მათი დახმარებით ატომის გულის დაშლა 404
§ 5. პოზიტრონები . . 409
§ 6. ხელოვნური რადიოაქტივობა 413

პ/მგ. რედაქტორი—პროფ. მ. ნ ო დ ი ა და დოც. ვ. ყ ი ფ შ ი ძ ე.
კორექტორი—თ. ა ს ა თ ი ა ნ ი.
გამომშვები—ნ. მ ა ლ ა ნ ი ა
გადაეცა წარმოებას—26/I—38 წ.
ხელმოწერილია დასაბეჭდად—5/VIII—38 წ.
მთავლიტის № ი—3568
შეკვეთა № 110
ტირაჟი—2500
ზომა — 7 × 11.

გამომცემლობა „ტექნიკა და შრომა"-ს სტამბა, ფურცელაძის ქ. № 5.