საქართველოს საპატრიარქოს წმიდა ანდრია პირველწოდებულის
სახელობის ქართული უნივერსიტეტი

მ. მირიანაშვილი

ფარდობითობის თეორია

გამოცემა მეორე, სტერეოტიპული
შესწორებული

პროფესორ ანზორ ხელაშვილის რედაქციით

გამომცემლობა ნეკერი
თბილისი – 2008

100 წელი გავიდა აინშტაინის სახელგანთქმული ფარდობითობის თეორიის ჩამოყალიბებიდან. ამ ხნის მანძილზე მის გაშუქებას მიეძღვნა მრავალი ფუნდამენტალური თუ პოპულარული ნარკვევი როგორც უცხო, ისე რუსულ ენაზე. მიუხედავად ამისა, საზოგადოების დიდი ნაწილი შეუნელებელ ინტერესს იჩენს ყველა იმ ახალი წიგნის მიმართ, რომელიც იგივე მიზანს ემსახურება. წინამდებარე ნაშრომი ქართულ ენაზე ფარდობითობის თეორიის პირველ სისტემატურ, პოპულარულ გადმოცემას წარმოადგენს. მკითხველი ადვილად დაინახავს მის უაღრესად ორიგინალურ ღირსებებს.

წიგნი ძირითადად განკუთვნილია ფიზიკის მასწავლებელთათვის, რომლებსაც მალე, ახალი სასკოლო პროგრამების მიხედვით, ფარდობითობის თეორიის ელემენტების სწავლება მოუხდებათ. ის, ამასთანავე, დაეხმარება ფიზიკის ფაკულტეტის სტუდენტებს ფარდობითობის თეორიის პირველი გაცნობისათვის. მისი გამოყენება არ გაუძნელდებათ უფროსი კლასის დაინტერესებულ მოსწავლეებს და თვითგანვითარების მსურველ მკითხველებს, რომლებსაც საშუალო განათლება აქვთ.

ყდის დიზაინი და დაკაბადონება: გიორგი ბაგრატიონი

გამომცემლობა „ნეკერი", 2008

ISBN 978-9941-9018-9-8

შინაარსი

რედაქციის წინასიტყვაობა

წინამდებარე წიგნი აკადემიკოსმა მათე მირიანაშვილმა დაწერა 40 წლის წინ, ალბერტ აინშტაინის მიერ ფარდობითობის თეორიის შექმნის 60 წლისთავთან დაკავშირებით. წიგნი განკუთვნილი იყო, როგორც თვით ავტორი აღნიშნავს, ფარდობითობის თეორიის პირველი გაცნობისათვის. ამიტომ მას უფრო პოპულარული ხასიათი ჰქონდა. მიუხედავად ამისა, წიგნში მასალა გადმოცემულია უაღრესად მაღალ დონეზე და თავისი დანიშნულებით საკმაოდ სცილდება სამეცნიერო-პოპულარული ლიტერატურის ფარგლებს. ჩვენი აზრით, თეორიის სიღრმისეული საკითხების პირველი გაცნობისათვის ეს წიგნი საუკეთესო მეთოდურ სახელმძღვანელოს წარმოადგენს. ამ წიგნის ხელმეორე გამოცემა აუცილებლად ჩავთვალეთ ბევრი მიზეზის გამო: პირველ რიგში, იმიტომ, რომ ქართულ ენაზე თითქმის არ გვაქვს ასეთი სახის წიგნი, რომელიც გამოადგება ქართველ სტუდენტობას და დაინტერესებულ მოსწავლეებს ფარდობითობის თეორიის საფუძვლებში ორიენტირებისათვის. გარდა ამისა, სიძველის გამო დღეს ეს წიგნი ბიბლიოგრაფიულ იშვიათობას წარმოადგენს და მისი გამოცემა საგრძნობლად ამოავსებს ამ დანაკლისს. ამასთან ერთად ქართველი მკითხველი შეიქმნის წარმოდგენას აკად. მათე მირიანაშვილზე, როგორც ღრმა ერუდიციის მქონე მეცნიერსა და პედაგოგზე, რომელსაც, როგორც არავის, ძალუძს ფარდობითობის თეორიის ურთულესი საკითხების გადმოცემა მარტივი, ლაკონური ენით და უტყუარი ლოგიკით.

ამავე დროს, ქართველ მკითხველს გვსურს შევახსენოთ, რომ ფარდობითობის თეორიის შექმნის ისტორიის და კონკრეტული ამოცანების ამოხსნის მეთოდების შემდგომი გაცნობისათვის შეუძლია ისარგებლოს დამხმარე სახელმძღვანელოთი, გურამ ჭილაშვილი, “რელატივისტური მექანიკა”, თსუ

გამომცემლობა, 1997.

ჩვენ არ ჩავთვალეთ საჭიროდ რაიმე ცვლილებების შეტანა მეორე გამოცემის მომზადების პერიოდში, რადგან წიგნში განხილული მასალის შესახებ პრინციპული შეხედულებები ამ ხნის განმავლობაში არსებითად არ შეცვლილა, მიუხედავად ფარდობითობის ზოგადი თეორიის სწრაფი განვითარებისა უკანასკნელ ოცწლეულში. ბუნებრივია, რომ ყოველივე ამან ასახვა უნდა ჰპოვოს ახალ მონოგრაფიებსა და სახელმძღვანელოებში, რომლებიც ასე უხვად გამოდის საზღვარგარეთ. ალბათ დროთა განმავლობაში ისინიც ხელმისაწვდომი გახდება ქართველი მკითხველისათვის.

აღვნიშნოთ, რომ მეორე გამოცემის მომზადებაში აქტიური როლი შეასრულა ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის თეორიული ფიზიკის კათედრამ (სამწუხაროდ, ყოფილმა!), განსაკუთრებით მისმა უფროსმა მასწავლებელმა ბატონმა ილია ლომიძემ, რისთვისაც რედაქცია მას დიდ მადლობას უძღვნის.

აღსანიშნავია, რომ ამ წიგნის გამოცემა დაგეგმილი იყო ორი წლის წინ, 2005 წელს, რომელიც აინშტაინის 1905 წლის ფუნდამენტური ნაშრომების აღსანიშნავად გამოცხადებული იყო ფიზიკის წლად. ეს წელი მსოფლიომ აღნიშნა მაღალი რანგის ინტელექტუალური ღონისძიებებით. საქართველოშიც ამ წელს მიეძღვნა სპეციალური კონფერენცია 2005 წლის 19 ოქტომბერს, რომლის ორგანიზატორი იყო საქართველოს მეცნიერებათა ისტორიის საზოგადოება ფიზიკის ინსტიტუტთან და ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკის ფაკულტეტთან ერთად. პარალელურად ჩატარდა ფიზიკის დღისადმი მიძღვნილი ახალგაზრდა მეცნიერ-თანამშრომელთა და ასპირანტთა სამეცნიერო კონფერენცია.

ანალოგიური კონფერენცია ჩაატარა საქართველოს მეცნიერების ისტორიის საზოგადოების ქუთაისის განყოფილებამ

ქუთაისის აკ. წერეთლის სახელობის უნივერსიტეტში 2005 წლის 8 ნოემბერს. (ჩატარებული კონფერენციების მასალები გამოცემულია წიგნის სახით *"და იყო დღე ფიზიკისა"*, გამომც. "უნივერსალი", თბ.2005).

ითვლება, რომ აინშტაინამდე კაცობრიობის ინტელექტუალურ ისტრიაში ადგილი ჰქონდა მხოლოდ სამ რევოლუციას:

პირველი მათგანისათვის უნდა დავუბრუნდეთ ძველი საბერძნეთის ეპოქას, როცა შემოვიდა ***ევკლიდური გეომეტრიის*** ცნება და დაიწყო მყარი სხეულებისა და სტატიკური კონფიგურაციების შესწავლა. აქედან დაედო სანყისი მათემატიკური წარმოდგენების კრიტიკულ როლს ბუნების შეცნობისათვის.

მეორე რევოლუციად უნდა ჩავთვალოთ უკვე მე-17 საუკუნე, როცა **გალილეიმ** და **ნიუტონმა** გვასწავლეს, რომ სხეულთა სისტემის მოძრაობის დასახასიათებლად უნდა შემოვიტანოთ ურთიერთქმედების ძალები მათ შემადგენელ ნაწილაკებს შორის.

მესამე რევოლუცია მოგვცა მე-19 საუკუნემ, როცა **ფარადეიმ და მაქსველმა** აჩვენეს, რომ მარტო ნაწილაკები არ არის საკმარისი, და რომ უნდა განვიხილოთ უწყვეტი გარემოც (*ველები*), რომლებიც ავსებენ სივრცეს და რომ მათი რეალურობა იმდენადვე აუცილებელია, როგორც ნაწილაკებისა. ეს ველები ერთიანდებიან ცალკე აღებულ სუბსტანციად **– ელექტრომაგნიტურ ველად და რომ სინათლე არის მისი რხევების გავრცელება.**

და აი, მე-20 საუკუნე გახდა კიდევ ორი რევოლუციის მოწმე, რომელთაც აინშტაინმა ჩაუყარა საფუძველი. ერთმა შეცვალა ჩვენი წარმოდგენები სივრცესა და დროზე, გააერთიანა რა ეს ორი ერთ კონცეფციად, რასაც ახლა ჩვენ ვუწოდებთ **დრო-სივრცეს.** დრო-სივრცე გამრუდებულია და ეს თავს იჩენს ისეთ ჯერ კიდევ მისტიკურ მოვლენაში, როგორიცაა გრავიტაცია.

მეორემ კი მთლიანად შეცვალა ჩვენი წარმოდგენა იმის შესახებ, თუ როგორ გვესმის მატერიისა და გამოსხივების ბუნება: ნაწილაკები ტალღებივით იქცევიან, ხოლო ტალღები – ნაწილაკებივით. ჩვენ დავიწყეთ გამოყენება ტერმინებისა **"ფარდობითი"** და **"კვანტური"**. უჩვეულო და შესანიშნავი სწორედ ის არის, რომ ორივეს წამომწყები არის ***ერთადერთი ფიზიკოსი –ალბერტ აინშტაინი.*** მან დაუდო ყოველივე ამას საფუძველი ერთსა და იმავე 1905 წელს. ამასთან ერთად მანვე მოგვცა ფუნდამენტურად ახლებური გაგება კიდევ სხვა ორ სფეროში, ესაა მოლეკულების ზომების განსაზღვრის მეთოდი და ბროუნის მოძრაობის თეორია. 1905 წელს ალბერტ აინშტაინმა თითქმის ერთდროულად გამოაქვეყნა 5 ნაშრომი, რომლებმაც მოიცვა 3 ძირითადი სფერო: ფოტოელექტრული ეფექტი, ბროუნის მოძრაობა და ფარდობითობის სპეციალური თეორია. ეს სამი დიდი თეორია თითქმის ერთდროულად დაიბადა ერთ თავში. მაშინ ა. აინშტაინი სულ ახალგაზრდა, 26 წლისა იყო (!). სწორედ ამიტომ **იუნესკოს** გადაწყვეტილებით საიუბილეო წელს ეწოდა

Einstein's
Annus mirabilis = Miraculos Year,

რაც ქართულად ნიშნავს **აინშტაინის საკვირველ (ზებუნებრივ) წელს.**

რედაქცია სიამოვნებით აღნიშნავს, რომ ქართველ ფიზიკოსთა შორის ყოველთვის იყვნენ ისეთნი, რომლებიც არა მარტო ბრწყინვალედ ეუფლებოდნენ თანამედროვე ფიზიკის მიღწევებს, არამედ თავისი ნაშრომებით საკმაოდ მნიშვნელოვანი წვლილი შეჰქონდათ დარგის განვითარებაში. მათ შორის აკადემიკოსი მათე მირიანაშვილი ერთ-ერთი თვალსაჩინო ფიგურა იყო.

აკადემიკოსი მათე მირიანაშვილი

ქართველ ფიზიკოსთა დიდი მოძღვარი, მასწავლებელი და მოამაგე, აკადემიკოსი მათე მირიანაშვილი ქართველ მეცნიერთა იმ პლეადას ეკუთვნის, რომელსაც წილად ხვდა მეტად მძიმე ტვირთი — საქართველოში, თუ შეიძლება ასე ითქვას, ფიზიკის წამოწყება. ჯერ კიდევ თბილისის უნივერსიტეტის პედაგოგიური ფაკულტეტის სამათემატიკო-საბუნებისმეტყველო განყოფილების სტუდენტი, რომელზეც იგი ჩაირიცხა 1924 წელს, მათე მირიანაშვილი გვერდით ამოუდგა ფიზიკის კათედრის თანამშრომლებს, რომელსაც განაგებდა ცნობილი ინჟინერი ელექტროტექნიკის დარგში პროფ. ა. დიდებულიძე. მუშაობდა ფიზიკის სასწავლო ლაბორატორიების შექმნაზე, ფიზიკის ქართული ტერმინების დადგენაზე, პარალელურად ეცნობოდა თეორიული ფიზიკის საფუძვლებს დოცენტ ნიკოლოზ აკინფიევის ხელმძღვანელობით.

1930 წელს უნივერსიტეტის წარმატებით დამთავრების შემდეგ მათე მირიანაშვილი დაინიშნა ფიზიკის კათედრის ასისტენტად. სწორედ ამ წელს დაარსდა ფიზიკა- მათემატიკის ფაკულტეტი, რომელიც მიზნად ისახავდა სპეციალისტების მომზადებას ფიზიკის დარგშიც და დაისვა საკითხი ფიზიკის კათედრაზე მეცნიერული მუშაობის გაშლის შესახებ. ახალგაზრდა ნიჭიერი ქართველი ფიზიკოსები გაიგზავნენ საბჭოთა კავშირის მსხვილ სამეცნიერო ცენტრებში კვალიფიკაციის ამაღლების მიზნით. 1931 წლის სექტემბერში მათე მირიანაშვილი მივლიებულ იქნა ხარკოვის ფიზიკა-ტექნიკის ინსტიტუტში, რომელიც იმ დროს იყო ფიზიკის ერთ-ერთი ძირითადი ცენტრი. აქ მოღვაწეობდნენ ატომის ბირთვისა და კოსმოსური სხივების ფიზიკის სფეროს ცნობილი მეცნიერები. ამ ცენტრის ხშირი სტუმრები იყვნენ გამოჩენილი საზღვარგარეთელი და საბჭოთა ფიზიკოსები. სწორედ ასეთ ძლიერ და

ნიჭიერ კოლექტივში ჩამოყალიბდა პროფესორი მათე მირიანაშვილი, სწორედ აქ მიიღო მან ის დალაგებული, მრავალმხრივი, სისტემაში მოყვანილი ცოდნა. 1933 წელს მ. მირიანაშვილი გამოწვეულ იქნა საქართველოში და დაინიშნა უნივერსიტეტის ზოგადი ფიზიკის კათედრისა და შეთავსებით ქუთაისის პედაგოგიური ინსტიტუტის ფიზიკის კათედრის გამგედ.

მისი დაბრუნებით იწყება საქართველოში ფიზიკის სწავლების აღმასვლის პროცესი. მან პირველსავე წლებში მოიხვეჭა დიდი ავტორიტეტი, პატივისცემა და სიყვარული, რაც უპირველეს ყოვლისა აიხსნება მისი დიდი ერუდიციით, პირადი ადამიანური თვისებებით და უბრწყინვალესი პედაგოგიური ნიჭით, რომლითაც ასე უხვად იყო დაჯილდოებული ახალგაზრდა მეცნიერი.

თვალსაჩინო ქართველი ფიზიკოსი აკადემიკოსი ელეფთერ ანდრონიკაშვილი თავის 60 წლის იუბილეზე აღნიშნავდა, რომ მან ფიზიკა ისწავლა საქართველოში დაბრუნების შემდეგ მათესგან. ნუ დაგვავიწყდება, რომ ბ-ნი ელეფთერი საქართველოში დაბრუნდა როგორც უკვე სახელგანთქმული ფიზიკური ექსპერიმენტების ავტორი დაბალი ტემპერატურების ფიზიკაში.

"მრავალმხრივი და ფასდაუდებელია მათე მირიანაშვილის პედაგოგიური მოღვაწეობა. დაუღალავი შრომით, საკუთარ თავზე განუწყვეტელი მუშაობით ის მთელი სისრულით ჩამოყალიბდა აღმზრდელისა და მასწავლებლის ძლიერ ფიგურად. მასში თვითგანსჯისა და განვითარების განსაკუთრებული ნიადაგი პოვა მადლიანმა პედაგოგიურმა მემკვიდრეობამ, რომელსაც პედაგოგიური ფაკულტეტის გამოჩენილმა მეცნიერებმა ანდრია რაზმაძემ და ნიკო მუსხელიშვილმა, შესანიშნავმა პედაგოგმა ნიკოლოზ აკინფიევმა დაუდეს სათავე. მათე მირიანაშვილი ჩვენი უნივერსიტეტის იმ რჩეულ მოღვაწეთა ჯგუფს ეკუთვნის, რომლებსაც ღრმა

სპეციალურ ცოდნასთან ერთად ახალგაზრდობაში მისი გავრცელების უბადლო უნარიც მოეპოვებოდათ.

ვინც კი იცნობს გამოჩენილი ქართველი ფიზიკოსის პედაგოგიურ საქმიანობას, მან კარგად იცის თუ რამდენად მარტივი, ლოგიკური, ნათელი და განუმეორებელი იყო მისი ლექციის, თხრობის, საუბრის სტილი. აუდიტორიისა თუ ცალკეული მოსაუბრის სწრაფი და უტყუარი შეცნობის ალღო მას უადვილებდა აზრის გადაცემის პროცესის მართვას და აღწევდა უდიდეს ნაყოფიერებას მასწავლებლის რთულ შრომაში.

ლოგიკა იყო მისთვის პედაგოგიური ეფექტის მთავარი იარაღი, წყობასიტყვაობა და დამაჯერებელი ტონი კი — ფსიქოლოგიური ზემოქმედების ძირითადი ფაქტორები... ლექციაში ის გაურბოდა სიტყვებს, რომლებსაც მხოლოდ ემოციურ-კაზმულობის ფუნქცია გააჩნდათ, მასალის მირიანაშვილისეულ გადმოცემაში სიტყვასა და გრაფიკულ სიმბოლოს ყოველთვის აზრის რაღაც საჭირო ნიუანსის გამოხატვა ჰქონდა დაკისრებული. ამიტომაც იყო, რომ მისი ლექციები მსმენელს დიდ გონებრივ კმაყოფილებასა და თავისებურ ესთეთიკურ სიამოვნებას ანიჭებდა.

მსჯელობისა და საუბრის ასეთი უნარი, მისი ფართო ერუდიცია, თავმდაბლობა და კაცთმოყვარეობა, იყო ის თვისებები, რომლებიც ამშვენებდა მათეს, როგორც ადამიანს და უქმნიდა განსაკუთრებული პატივისცემით და სიყვარულით განმსჭვალულ ატმოსფეროს ყველგან, სადაც კი იგი ტრიალებდა. ამიტომ, ბუნებრივია, რომ მათეს სიტყვა მისი მოღვაწეობის პირველ წლებშივე ხშირად ყოფილა გადამწყვეტი ფაკულტეტის თუ უნივერსიტეტის საქმიანობაში" (ა.იშხნელი, ვ.პარკაძე, "მათე მირიანაშვილი", თსუ გამოცემლობა: თბილისი, 1966).

1941-43 წლებში მ..მირიანაშვილი დაინიშნა ფიზიკისა და გეოფიზიკის ინსტიტუტის დირექტორის მოადგილედ, ხოლო

1943 წლიდან — ამ ინსტიტუტის გაყოფის შემდეგ, მათე მირიანაშვილი იყო ფიზიკის ინსტიტუტის დირექტორი 1951 წლამდე. 1955-59 წლებში მ.მირიანაშვილი იყო ფიზიკის ფაკულტეტის დეკანი, 1959-61 წლებში — უნივერსიტეტის პრორექტორი სასწავლო დარგში, ხოლო 1961 წლიდან გარდაცვალებამდე (1974) მ. მირიანაშვილი მუშაობდა უნივერსიტეტის პრორექტორად სამეცნიერო დარგში.

ძნელია ერთ წერილში მეტნაკლები სიზუსტით მოიცვა მათე მირიანაშვილის მოღვაწეობის ყველა მხარე. ის ხომ მთელი საქართველოსთვის იყო ფიზიკის მოძღვარი. მუდმივ კონტაქტში იმყოფებოდა ქუთაისის, ბათუმის, სოხუმის, თელავის, გორის პედაგოგიური ინსტიტუტების ფიზიკის კათედრათა თანამშრომლებთან, რომლებიც მისგან ღებულობდნენ მეცნიერულ კონსულტაციებს და იმაღლებდნენ კვალიფიკაციას.

მათე მირიანაშვილის მდიდარი სამეცნიერო მოღვაწეობიდან აღსანიშნავია მისი გამოკვლევები თეორიული ფიზიკის ისეთ აქტუალურ დარგში, როგორიცაა ველების კვანტური თეორია. 1951- 55 წლებში მათე მირიანაშვილი მოღვაწეობდა მ. ლომონოსოვის სახელობის მოსკოვის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკის ფაკულტეტზე, სადაც იგი ველების კვანტური თეორიის სემინარის ერთ-ერთი წამყვანი ფიგურა იყო (დ. ივანენკოსთან ერთად). ის აქ სიღრმისეულად დაეუფლა ველების კვანტური თეორიის იმდროინდელ უკანასკნელ მიღწევებს და შეასრულა მნიშვნელოვანი გამოკვლევები ველის არაწრფივ თეორიაში. მან დაადგინა კავშირი ველების არაწრფივ განტოლებებსა და ვაკუუმის პოლარიზაციის ეფექტებს შორის. სიცოცხლის ბოლო პერიოდში აკად. მ. მირიანაშვილი მოღვაწეობდა გრავიტაციისა და კოსმოლოგიის სფეროში. მის ნაშრომებს და მაღალ მეცნიერულ ავტორიტეტს უნდა მივაწეროთ ის ფაქტი, რომ თბილისში ჩატარდა საკავშირო და საერთაშორისო გრავიტაციული კონ-

ფერენციები.

მათე მირიანაშვილის მეცნიერული ერუდიციის დიდ ნაყოფს წარმოადგენს მისი ბრწყინვალე სახელმძღვანელოები მექანიკასა და მოლეკულურ ფიზიკაში. ამ სახელმძღვანელოებმა განსაზღვრა ზოგადი ფიზიკის სწავლების მაღალი დონე ჩვენს უნივერსიტეტში. ამ შესანიშნავ ორტომეულზე აღიზარდა და კიდევ აღიზრდება ფიზიკოსთა არაერთი თაობა. მათე მირიანაშვილმა ზოგადი ფიზიკის კურსის, როგორც ფუნდამენტური ფიზიკის, გააზრებით საკმაოდ გაუსწრო თანამედროვეებს, როგორც საბჭოთა კავშირში, ასევე საზღვარგარეთ. მხოლოდ რამდენიმე ათეული წლების შემდეგ გაჩნდა ზოგადი ფიზიკის სახელმძღვანელოები ისეთი ინტერპრეტაციით, როგორც ჰქონდა მათე მირიანაშვილს გასული საუკუნის 30-იანი წლების ბოლოს.

სწორედ მისი დიდი ერუდიცია, ფიზიკის ღრმა ცოდნა აძლევდა მ. მირიანაშვილს გასაკუთრებულ უფლებას ემოღვაწა თანამედროვე ბუნებისმეტყველებისა და ფილოსოფიის ურთიერთკავშირის პრობლემებზე. მ.მირიანაშვილი იყო ერთ-ერთი წამყვანი მეცნიერი სპეციალისტ ფიზიკოსთა შორის, რომელიც ადგილს უთმობდა ფილოსოფიისა და ფიზიკის მომიჯნავე და საკვანძო საკითხების კვლევას. ამიტომაა, რომ მათე მირიანაშვილის სამეცნიერო მოღვაწეობასთან მჭიდროდაა დაკავშირებული არა მარტო ფიზიკის მეცნიერების განვითარება საქართველოში, არამედ სწორი ფილოსოფიური მსოფლმხედველობის ჩამოყალიბება ბუნებისმეტყველების ერთ-ერთი წამყვანი და ერთადერთი მაინტეგრირებელი დარგის შესახებ.

ძნელია ქართველ ფიზიკოსთა შორის მოიძებნოს ადამიანი, რომელიც თავის მასწავლებლად არ თვლიდეს მათე მირიანაშვილს. მისი უჭკნობი სახელმძღვანელოების წყალობით კი მათი რიცხვი კვლავაც მატულობს.

ქართულ ენაზე აკად. მათე მირიანაშვილის შესახებ

სამეცნიერო-პოპულარული ლიტერატურა გამოქვეყნებულია მთელ რიგ წიგნებში თუ სამეცნიერო ჟურნალებში, აგრეთვე პერიოდულ პრესაში. ა.იშხნელისა და დ.ჯიქიას ზემოხსენებული ბროშურის გარდა მკითხველისათვის საინტერესო იქნება მ.მირიანაშვილის დაბადებიდან 100 წლისთავის იუბილესათვის გამოქვეყნებული ფუნდამენტალური მონოგრაფია, რომლის ავტორებია პროფესორი თორნიკე ეფრემიძე და დოცენტი იზოლდა ლაგვილაძე, „აკადემიკოსი მათე მირიანაშვილი“ (ქუთაისის სახ. უნივერსიტეტის გამომცემლობა, 2006). ამ წიგნში მკითხველი გაეცნობა როგორც მათე მირიანაშვილის ბიოგრაფიას და მისი ცხოვრების სახელოვან გზას, ასევე ძირითადი სამეცნიერო ნაშრომების მიმოხილვას და ანალიზს, მისი ნაშრომების სრულ ბიბლიოგრაფიას.

ანზორ ხელაშვილი
ფიზიკა-მათემატიკურ მეცნიერებათა დოქტორი,
პროფესორი,
საქ. მეცნიერებათა ეროვნული აკადემიის წევრი

ბ-ნი მათე: ფიზიკა, როგორც მსოფლმხედველობა და დიალოგი სამყაროსთან

ვისაც ერთხელ მაინც მოუსმენია ბ-ნი მათეს ლექცია, არ დაავიწყდება მისი აზრის გადმოცემის საოცრად ნათელი, ზუსტი და მიზანდასახული ფორმა. რთული, ბუნდოვანი, ერთი შეხედვით მიუწვდომელი მეცნიერული მასალა მასთან ხდებოდა მარტივი, გასაგები და სრულიად მისაწვდომი. ყოველთვის, როდესაც მას უსმენდით, ერთის მხრივ, გაოცებდათ ბუნების მოვლენათა იდუმალი ხასიათი, ხოლო, მეორეს მხრივ, მეცნიერების ძალა. ბ-ნი მათეს მსოფლმხედველობის მთავარი საფუძველი იყო შემმეცნებელი სუბიექტისაგან დამოუკიდებელი ობიექტური სამყაროს არსებობისა და მისი შეცნობადობის ღრმა რწმენა.

მის ნაშრომებში მეცნიერული მასალა ყოველთვის წარმოდგენილია ფილოსოფიურ ასპექტშიც; იგი სისტემატურად ხაზს უსვამდა იმ გარემოებას, რომ მე-20 საუკუნის ფიზიკამ წინა პლანზე წამოსწია გნოსეოლოგიური ხასიათის პრობლემები, რომ ერთი რომელიმე ფუნდამენტური მეცნიერული თეორიიდან მეორე უფრო ახალ და ღრმა თეორიაზე გადასვლა საჭიროებს სერიოზულ მსოფლმხედველობრივ ანალიზსა და შეფასებას, რამაც უნდა გამოავლინოს შემეცნების ახალი ფორმები და მეთოდები, გაგვააზრებინოს განვითარებადი ცოდნის დინამიკა, შინაარსი და დაგვანახოს ის, რომ ყოველ უდიდეს იდეას, ისევე როგორც ადამიანებს, გააჩნია თავისი ბიოგრაფია. გენიალური იდეები არასოდეს არ აღმოცენდებიან ცარიელ ნიადაგზე; ისინი თავიანთი ფესვებით დაკავშირებულნი არიან ყოველთვის წარსულთან და წარმოადგენენ ამ წარსული კულტურის რთული და წინააღმდეგობრივი განვითარების ნაყოფს. ამიტომ არის, რომ ღირებულებათა რევოლუციური გადაფასების პერიოდში განსაკუთრებით იზრდება ინტერესი ფილოსოფიის მიმართ.

ისეთი დიდი მოაზროვნეები, როგორებიც არიან გალილეო, ნიუტონი, მახი, ბორი, აინშტაინი და სხვ. მეცნიერებია ამ სიტყვის სრული მნიშვნელობით სწორედ იმიტომ, რომ ყველაფერ სხვასთან ერთად მათ ახასიათებდათ კვლევის ობიექტთან ფილოსოფიური მიდგომა. ისინი კარგად გრძნობდნენ, რომ დიდი ძვრები მეცნიერებაში ყოველთვის დაკავშირებულია სამყაროზე ყოველდღიური, ტრადიციული შეხედულებების რადიკალურ ცვლილებებთან და რომ ბუნების ახალი, უჩვეულო მოვლენების ცნობილი, დამკვიდრებული შეხედულებების ბაზაზე ინტერპრეტირების სურვილი ადამიანში ხშირად აღძრავს მეცნიერებისადმი ინტერესს, არანაკლებ ვიდრე ტექნიკური პროგრესი. სწორედ შემოქმედებითი პროცესისადმი ამ დიდ ინტერესს ნერგავდა ბ-ნი მათე თავის მსმენელთა და მკითხველთა წრეში.

იგი ცდილობდა ყველასათვის ეჩვენებინა სამყაროს ის განსაკუთრებელი ხედვა, რაც განასხვავებდა ახალ თეორიას ძველისაგან და პასუხი გაეცა იმ ფილოსოფიური ხასიათის კითხვებზე, რასაც ბადებდა რევოლუციური ძვრები ფიზიკაში. წლების მანძილზე ბ-ნი მათე კითხულობდა "ფიზიკის ფილოსოფიური პრობლემების" კურსს ფილოსოფიის ფაკულტეტის სტუდენტებისათვის და ყოველთვის, როგორც წესი, ამახვილებდა ყურადღებას იმ გარემოებაზე, რომ თანამედროვე მეცნიერული აზროვნება მიმდინარეობს აბსტრაქციის უმაღლეს დონეზე, რის გამოც ახალი ცნებები შორდებიან ყოველდღიურ წარმოდგენებს და ჰკარგავენ სიცხადეს. ამიტომ დღეს განსაკუთრებით საჭირო იყო ამ ცნებათა ფიზიკური შინაარსის დაზუსტება.

ბ-ნი მათე ცდილობდა ერთმანეთთან დაეკავშირებინა მეცნიერების ორი, თვისებრივად საკმაოდ განსხვავებული დონე: უშუალოდ დაკვირვებადი ცდისეული მონაცემები და მეცნიერების ზოგადი პრინციპები. ამ კავშირის კვლევა წარმოადგენს სწორედ გნოსეოლოგიის ერთ-ერთ ცენტრალურ

პრობლემას; მეცნიერების არსს განსაზღვავენ აქ ზოგადი პრინციპები, ხოლო გნოსეოლოგიური ხასიათის კითხვები კი თავს იჩენენ მაშინ, როდესაც იწყება ლოგიკის სფეროში მოქცეული თეორიულიდან ემპირიულზე გადასვლის ცდა.

პირველი, რითაც იწყებდა ბ-ნ მათე ფიზიკის ფილოსოფიური პრობლემების განხილვას, ეს იყო ზოგადი პრინციპების ფიზიკური შინაარსის ანალიზი და მათი გამოყენების საზღვრის დადგენა. ცნობილია, რომ ადამიანის გონება მოწყობილია ისე, რომ ადამიანი ყოველთვის ცდილობს ძველი, მიჩვეული ცნებების საშუალებით ახსნას ახალი მოვლენა თუ პროცესი. იყენებდა რა ამ მომენტს, ბ-ნი მათე აჩვენებდა, რომ მეცნიერული რევოლუციების შედეგთა ანალიზის დროს ნებისმიერი უცხო მოვლენის თვისობრივი სიახლე ყველაზე კარგად შეიმჩნევა მაშინ, როდესაც ძველი ცოდნის ბაზაზე მისი ახსნის ყველა ცდა ამოიწურება. ამიტომაც ყოველი ახალი მეცნიერული ფაქტი მას, როგორც წესი, შემოჰქონდა ისე, რომ კარგად ყოფილიყო წარმოდგენილი როგორც ძველი, ისე ახალი თვალსაზრისები, რათა შემდგომ მათ ურთიერთდაპირისპირებაში გამოკვეთილიყო მოცემული მოვლენის ძირითადი არსი და თვისებრივი სიახლე.

ასე განიხილავდა იგი პლანკის კვანტურ ჰიპოთეზას, ჰაიზენბერგის განუზღვრელობის პრინციპს თუ ბორის დამატებითობის მეთოდს. მის კურსში, რომელიც ფიზიკის ფილოსოფიურ პრობლემებს ეხება, საფუძვლიანი ასახვა ჰპოვა ყველა იმ მნიშვნელოვანმა გნოსეოლოგიურმა საკითხმა, რომელიც თანამედროვე ფიზიკამ წამოჭრა: იყო ეს რეალობის პრობლემა ფიზიკაში, მიზეზობრიობის საკითხი, მასისა და ენერგიის ურთიერთობა თუ სხვა. ყველა ამ მასალის განხილვისას ბ-ნი მათე ხელმძღვანელობდა დიალექტიკის თეორიის ღრმა ცოდნით, ილაშქრებდა მეტაფიზიკური დოგმატიზმის წინააღმდეგ და იძლეოდა შესანიშნავ მაგალითს

იმისა, თუ როგორ უნდა განვითარდეს ფილოსოფია ახალი მეცნიერული აღმოჩენების საფუძველზე.

ეჭვგარეშეა, რომ თანამედროვე მეცნიერება, ცნებათა ძლიერი ფორმალური აპარატით და ახალი ექსპერიმენტული საშუალებებით, გაცილებით ახლოს მიდის რეალობასთან და უფრო მეტად სწვდება მის კანონზომიერებას, ვიდრე ეს ხდებოდა დასაკვირვებელი ობიექტის უშუალო გრძნობადი ჭვრეტის დროს; მაგრამ აშკარაა ისიც, რომ ამ გზით მიღებული ცოდნის ობიექტური ხასიათის ჩვენება გაცილებით ძნელია, ვიდრე ეს იყო ადრე. ამან წარმოშვა სწორედ გნოსეოლოგიური ხასიათის უამრავი პრობლემა და მოითხოვა სუბიექტისა და ობიექტის ახალი ურთიერთობის ანალიზი, რამაც, თავის მხრივ, აჩვენა, რომ მეცნიერული კვლევა არ არის თურმე მონოლოგი, რომ როგორც ჰაიზენბერგმა თქვა:„დამთავრდა ეპოქა, როდესაც შეიძლებოდა ობიექტზე ლაპარაკი სუბიექტის გარეშე", ხოლო ბორის სიტყვებით: „ყოფიერების სცენაზე ჩვენ ერთდროულად ვართ მსახიობებიც და მაყურებლებიც".

ამრიგად, ჩვენი ეპოქის ადამიანმა დაინახა ახალი, რელატიური და პოლიფონიური სამყარო, სტატისტიკური კანონებით და ალბათობით, რომელსაც ღრმა ფილოსოფიური ანალიზი და შეფასება სჭირდებოდა. ამიტომაც იყო, რომ ამ პერიოდში ბ-ნ მათეს ძალისხმევით ფიზიკის ფაკულტეტზე ჩამოყალიბდა და წლების მანძილზე ფუნქციონირებდა ფილოსოფიური სემინარი, რომელსაც მჭიდრო კავშირი ჰქონდა ქართული ფილოსოფიური სკოლის ისეთ ბრწყინვალე წარმომადგენლებთან, როგორებიც იყვნენ კ.ბაქრაძე, ს.წერეთელი, ზ.კაკაბაძე და სხვ. ამ დროს და მათი უშუალო ხელმძღვანელობით დაიწყო ფიზიკის ფაკულტეტზე ფილოსოფიის სწავლება პროფილის მიხედვით, რის შემდეგაც წლების მანძილზე თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკის ფაკულტეტის სტუდენტთა ბაზაზე ტარდებოდა

საინტერესო საკავშირო კონფერენციები "ფიზიკის ფილოსოფიურ პრობლემებზე". ამ ხაზით მუშაობის დეტალური ანალიზი კარგად გვიჩვენებს სხვათაშორის იმას, თუ როგორ უნდა წარიმართოს რეალური რეფორმები განათლების სისტემაში.

მეცნიერთა და ფილოსოფოსთა ამგვარი მჭიდრო კავშირის შედეგი იყო ის, რომ საქართველოში სტუმრად ჩამოსული ნილს ბორი აღფრთოვანებული დარჩა ქართული თეორიული აზრის კულტურით და განსაკუთრებით კი იმით, რომ აქ ბრწყინვალედ იყო ინტერპრეტირებული მისი „დამატებითობის მეთოდი" — ეს ინტერპრეტაცია ძირეულად განსხვავდებოდა იმ პერიოდში საზღვარგარეთ გავრცელებული პოზიტივისტური ინტერპრეტაციისაგან, რასაც ბორმა „სულელური ფილოსოფია" უწოდა. პოზიტივიზმის მიმართ იგივე პოზიცია გამოხატა თავის დროზე აინშტაინმაც. ეს ფაქტი ქართული თეორიული აზრის უდიდესი გამარჯვება იყო.

რა თქმა უნდა, ახალი, დიალექტიკური აზროვნების ესოდენ მაღალი დონე ჩვენში თავისით არ შექმნილა. ეს იყო ჩვენი პედაგოგების დიდი თვისებრივად ახალი მუშაობის შედეგი, რაშიც ლომის წვლილი ბ-ნ მათეს ეკუთვნის. თეორიული აზროვნების ეს დიდი კულტურა უფლებას გვაძლევს ჩვენ დღესაც თამამად და ღირსეულად გავიდეთ მსოფლიო ფილოსოფიური აზროვნების ნებისმიერ ორბიტაზე. ჩვენი თაობა ბედნიერია იმით, რომ წლების მანძილზე გვიხდებოდა ამ საკითხებზე მუშაობა ბ-ნ მათესთან და მისი უშუალო ხელმძღვანელობით.

გილდა სიხარულიძე

ფილოსოფიურ მეცნ. კანდიდატი,

დოცენტი

შესავალი

ფარდობითობის თეორია წარმოიშვა იმ წინააღმდეგობის შედეგად, რომელსაც წააწყდა კლასიკური ფიზიკა ელექტრომაგნიტური და მექანიკური მოვლენების თეორიების ერთიმეორესთან და ექსპერიმენტის შედეგებთან შეგუების ცდის დროს. ეს წინააღმდეგობა იმდენად ღრმა აღმოჩნდა, რომ მისი დაძლევისათვის საჭირო გახდა კლასიკური ფიზიკის ძირითადი წარმოდგენების, ცნებების და დებულებების შეცვლა. ცვლილებები ყველაზე მეტად შეეხო ჩვენს წარმოდგენებს სივრცისა და დროის შესახებ და მათთან მატერიის კავშირს.

ფარდობითობის თეორიის მათემატიკური სირთულის და ყოველდღიური ტექნიკური ამოცანებისათვის მცირე მნიშვნელობის გამო, მის მიერ გამოწვეული ცვლილებანი შეიძლება საკმაოდ შესამჩნევი და საგრძნობი არ იყოს მაგრამ პრინციპული თვალსაზრისით ამ ცვლილებების მნიშვნელობა ძალიან დიდია.

მიუხედავად ფარდობითობის თეორიის სირთულისა, შესაძლებელია მისი ძირითადი შინაარსის ისეთნაირად გადმოცემა, რომ ადვილად გასაგები გახდეს თეორიის ძირითადი იდეა და შედეგები. ამის დამამტკიცებელია მდიდარი და, მრავალ შემთხვევაში, მშვენიერი სამეცნიერო-პოპულარული ლიტერატურის არსებობა ფარდობითობის თეორიის შესახებ. ფარდობითობის თეორიის შინაარსის გასაგებად საჭიროა ფიზიკის ელემენტების ცოდნა იმ ფარგლებში მაინც, რასაც საშუალო სკოლის კურსი ითვალისწინებს.

როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, ფარდობითობის თეორია წარმოიშვა მექანიკას, ელექტროდინამიკას და ცდებს შორის წარმოქმნილი წინააღმდეგობის შედეგად, ამიტომაც მოკლედ მაინც საჭიროა ჩამოვაყალიბოთ კლასიკური მექანიკის და ელექტროდინამიკის ძირითადი დებულებები და

ვაჩვენოთ, თუ რა ხასიათისაა ამ უკანასკნელთა და ცდების შედეგებს შორის შექმნილი წინააღმდეგობა. ჩვენ არ განვიხილავთ იმ ისტორიულ გზას, რომლითაც ფიზიკა ფაქტიურად მივიდა ფარდობითობის თეორიამდე, ვინაიდან ამ გზაზე ფიზიკა მრავალ ისეთ საკითხს არკვევდა, რომლებიც საბოლოოდ ფარდობითობის თეორიასთან კავშირში არ აღმოჩნდა. ასეთია, მაგალითად, საკითხი ეთერის უძრაობისა და მოძრაობის შესახებ – შეიძლება ითქვას, ისტორიულად ძირითადი საკითხი, რომლის განხილვის შედეგად წარმოიშვა ფარდობითობის თეორია. პირველი შეხედვით შეიძლება უცნაურად გვეჩვენოს, რომ საკითხი, რომელმაც ასეთი მნიშვნელოვანი როლი შეასრულა ფარდობითობის თეორიის წარმოშობაში, არ ყოფილა უშუალოდ დაკავშირებული ამ თეორიასთან, მაგრამ ასეთი შემთხვევები მეცნიერების განვითარების ისტორიაში საკმაოდ ხშირია. რასაკვირველია, იმ ისტორიული გზის ცოდნას, რომლითაც ფაქტიურად მოხდა ფარდობითობის თეორიის წარმოშობა, გარკვეული მნიშვნელობა აქვს, მაგრამ თანამედროვე თვალსაზრისით ეს გზა არ იყო არც მარტივი და არც თანმიმდევრული.

ამიტომაც ჩვენ გავარჩევთ კლასიკურ მექანიკასა და ელექტროდინამიკას და მათ შორის წარმოქმნილ წინააღმდეგობას სხვა მიდგომით, შევეცდებით თავიდან ჩამოვიშოროთ ის საკითხები, რომლებიც ჩვეულებრივად ზედმეტად ტვირთავენ მსჯელობას, ფარავენ ამ წინააღმდეგობის ნამდვილ შინაარსს (მკითხველს, რომელსაც აინტერესებს ფარდობითობის თეორიის წარმოშობისა და განვითარების ისტორიული გზა, შეუძლია მიმართოს ამ თეორიის შესახებ არსებულ საკმაოდ მდიდარ ლიტერატურას).

საკითხების განხილვის თანამიმდევრობა ასეთი იქნება: ჯერ გავარჩევთ კლასიკური მექანიკის ძირითად დებულებებს ჩვენთვის საინტერესო ფარდობითობის თვალსაზრისით და დავამტკიცებთ, რომ ეს დებულებები სავსებით ეთანხმება

ერთმანეთს და ცდებს, რასაკვირველია, მექანიკური ცდების სიზუსტის ფარგლებში, შემდეგ განვიხილავთ ელექტროდინამიკის დებულებებს და ვაჩვენებთ, რომ მექანიკის და ელექტროდინამიკის ერთდროული გამოყენების შედეგები ეწინააღმდეგება ცდის შედეგებს. ამის შემდეგ გამოვარკვევთ, კლასიკური ფიზიკის რომელი დებულების და როგორი შეცვლა არის საჭირო, რათა მივაღწიოთ ცდებთან თანხმობას. სწორედ ამ საკითხის გარკვევა მიგვიყვანს ფარდობითობის თეორიის დასაბუთებამდე.

I თავი
კლასიკური მექანიკა

1. კლასიკური მექანიკის მოძრაობის კანონები

ბუნების მოვლენებს შორის მექანიკური მოძრაობა, ე.ი. სხეულების გადაადგილება ერთიმეორის მიმართ გამოირჩევა თავისი განსაკუთრებული სიმარტივით. ამასთან ერთად მექანიკური მოძრაობა პირველი ფიზიკური მოვლენა იყო, რომელიც ადამიანმა გამოიყენა თავის პრაქტიკულ ცხოვრებაში და, ამიტომ, ცხადია, ბუნების შესწავლა სწორედ მექანიკური მოძრაობის შესწავლით დაიწყო.

ძირითადი საკითხი, რომელიც მოითხოვდა გადაჭრას, ასეთი იყო, რა კავშირია სხეულის მოძრაობის ხასიათსა და ამ სხეულზე მოქმედ ძალებს შორის. გარკვეული პასუხი ამ კითხვაზე პირველმა გასცა დიდმა ბერძენმა ფილოსოფოსმა არისტოტელემ ნაშრომში "ფიზიკა" (IV საუკ. ჩვენს წელთაღრიცხვამდე). აი, რას ამბობს იგი: "ვთქვათ, A არის მამოძრავებელი, B მოძრავი და C სიდიდე, რომლითაც ხასიათდება გადაადგილება. ვთქვათ, D არის დრო, რომლის განმავლობაშიაც სხეული მოძრაობდა. იმავე დროში სიმძლავრე (ძალა) A მიანიჭებს B -ს ნახევარს C-ზე ორჯერ მეტ მოძრაობას, C მანძილის გავლას კი ორჯერ ნაკლებ დროს მოანდომებს". ეს დებულება თანამედროვე ენაზე შემდეგნაირად შეიძლება გამოითქვას: არისტოტელეს მიხედვით მამოძრავებელი A არის ძალა; აღვნიშნოთ იგი F ასოთი. მოძრავი B შეიძლება გავაიგივოთ m მასასთან, C არის სხეულის მიერ გავლილი მანძილი s, D – მოძრაობის t დრო, მაშინ არისტოტელეს დებულება შემდეგი ფორმულის სახით დაიწერება:

$$F = m\frac{s}{t} = mv \ ,$$

სადაც v არის მოძრაობის სიჩქარე. როგორც ვხედავთ, არისტოტელესათვის ძალის საზომი არის სიჩქარე და ამიტომ, როდესაც სხეულზე არ მოქმედებს ძალა, იგი უძრავი უნდა იყოს, ე.ი. როდესაც ძალა შეწყვეტს მოქმედებას, სხეული უნდა გაჩერდეს. ეს კანონი კარგად ხსნის იმ ცნობილ ფაქტს, რომ უძრავი სხეულის ასამოძრავებლად საჭიროა ძალის მოქმედება; მაგრამ მეორე, არანაკლებ მნიშვნელოვან ფაქტს, რომ ძალის მოქმედების შეწყვეტის შემდეგ სხეული მაინც განაგრძობს მოძრაობას, ეს დებულება სრულებით ვერ ხსნის. განვიხილოთ, მაგალითად, ქვის გასროლა. ის გარემოება, რომ სანამ ხელი ეხება ქვას და მოქმედებს მასზე, ქვა გარკვეული სიჩქარით მოძრაობს, სავსებით გასაგებია არისტოტელეს დებულების მიხედვით, მაგრამ სრულიად გაუგებარია, რატომ განაგრძობს ქვა მოძრაობას, როდესაც იგი მოშორდება ხელს, ე.ი. როდესაც ძალის მოქმედება შეწყდება. ამიტომ არისტოტელე იძულებული გახდა დაეშვა, რომ ქვის მიერ ამოძრავებული ჰაერი განაგრძობს მასზე მოქმედებას და ამოძრავებს ქვას ხელიდან მოშორების შემდეგ. მიუხედავად ამ ახსნის ხელოვნურობისა და მრავალი სხვა შეუსაბამობისა, არისტოტელეს თვალსაზრისი მოძრაობისა და ძალებს შორის კავშირის შესახებ, გაბატონებული იყო მრავალი საუკუნის განმავლობაში. მხოლოდ მეჩვიდმეტე საუკუნეში, ძირითადად, გალილეისა და ნიუტონის შრომების შედეგად გამოირკვა არისტოტელეს თვალსაზრისის მცდარობა და ჩამოყალიბდა ის ახალი თვალსაზრისი, რომელიც ახლაც მართებულად ითვლება. პირველი ნაბიჯი ამ მიმართულებით გადადგა გალილეიმ, რომელმაც დაამტკიცა, რომ სხეული განაგრძობს მოძრაობას მის შემდეგაც, როცა წყდება მასზე ძალის მოქმედება. მისმა ცნობილმა ექსპერიმენტებმა ვარდნილ სხეულებზე და დახრილ სიბრტყეზე მოძრავ სხეულებზე ცხადჰყვეს, რომ ჰაერის არსებობა არა თუ ხელს უწყობს, არამედ ხელს უშლის მოძრაობას, საშუალება მისცეს გალი-

ლეის ჩამოყალიბებანა ინერციის პრინციპი და გამოეთქვა, მართალია, არა სავსებით გარკვეულად, მოსაზრება ძალასა და აჩქარებას შორის კავშირის შესახებ. გალილეის ეს მოსაზრებანი მნიშვნელოვნად განავითარა ნიუტონმა, რომელმაც უკვე სავსებით გარკვეულად ჩამოაყალიბა ახალი თვალსაზრისი მოძრაობასა და ძალებს შორის კავშირის შესახებ. ეს ახალი თვალსაზრისი ყველაზე ნათლად გამოხატულია მის სამ კანონში, რომლებიც წარმოადგენენ კლასიკური მექანიკის საფუძველს. მიუხედავად იმისა, რომ ნიუტონის კანონები მკითხველისათვის ალბათ ცნობილია, მაინც საჭიროა მათი განხილვა.

ნიუტონის პირველი კანონი — ინერციის პრინციპი — ჩვეულებრივად შემდეგნაირად გამოითქმის: სხეული უძრავია, ან მოძრაობს თანაბრად და წრფივად, სანამ რაიმე გარეშე ძალა არ გამოიყვანს მას ამ მდგომარეობიდან.

ამ კანონის პირველი ნაწილი — რომ სხეული უძრავია, სანამ მასზე არ იმოქმედებს გარეშე ძალა, სავსებით ეთანხმება არისტოტელეს დებულებას, მაგრამ მისი მეორე ნაწილი — რომ სხეული მოძრაობს თანაბრად და წრფივად მაშინაც, როდესაც მასზე ძალა არ მოქმედებს, სრულიად ახალია. იგი გვეუბნება, რომ სიჩქარე არ წარმოადგენს ძალის საზომს, რომ იმის გამოსარკვევად, თუ როგორი ძალა მოქმედებს სხეულზე, სიჩქარეს მნიშვნელობა არა აქვს. არისტოტელეს და გალილეი-ნიუტონის თვალსაზრისებს შორის განსხვავების უფრო ნათლად წარმოსადგენად, განვიხილოთ ასეთი მაგალითი. ვთქვათ, ორი სხეული მოძრაობს, ორივე თანაბრად და და წრფივად, მაგრამ სხვადასხვა სიჩქარით. არისტოტელეს მიხედვით ორივე სხეულზე უნდა მოქმედებდეს ძალები, მაგრამ უფრო მეტი იმ სხეულზე, რომელიც მეტი სიჩქარით მოძრაობს. გალილეის და ნიუტონის თვალსაზრისით არც ერთ სხეულზე არ მოქმედებს ძალები (ან უფრო

ზუსტად, ყოველ მათგანზე მოქმედი ძალების ჯამი ნულია), ვინაიდან ორივე თანაბრად და წრფივად მოძრაობს.

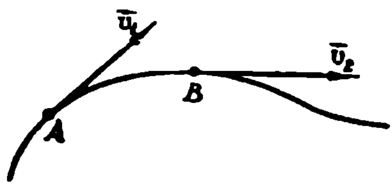
ცხადია, თუ სხეულზე მოქმედებს ძალა, იგი არ შეიძლება მოძრაობდეს თანაბრად და წრფივად, ე.ი. ასეთი სხეულის სიჩქარე არ შეიძლება უცვლელი იყოს. მაშასადამე, ძალა დაკავშირებულია სიჩქარის ცვლილებასთან და ვინაიდან სიჩქარის ცვლილება აჩქარებით ხასიათდება, უნდა არსებობდეს გარკვეული კავშირი ძალასა და აჩქარებას შორის. ეს კავშირი მოცემულია ნიუტონის მეორე კანონით, რომელიც ჩვეულებრივად, შემდეგნაირად ყალიბდება:

ს ხ ე უ ლ ი ს   ა ჩ ქ ა რ ე ბ ა   პ ი რ დ ა პ ი რ პ რ ო პ ო რ ც ი უ ლ ი ა   ძ ა ლ ი ს   დ ა   უ კ უ პ რ ო პ ო რ ც ი უ ლ ი ა   მ ა ს ი ს.

ეს კანონი გვეუბნება, რომ ძალის რამდენჯერმე გადიდება იწვევს აჩქარების იმდენჯერვე გადიდებას, თუ რასაკვირველია, სხეულის მასა უცვლელია. მეორეს მხრივ, ერთი და იგივე ძალა მით უფრო მეტ აჩქარებას ანიჭებს სხეულს, რაც უფრო ნაკლებია სხეულის მასა. სანამ ამ კანონის მათემატიკურ ფორმულირებას გავარჩევდეთ, განვიხილოთ უფრო დაწვრილებით აჩქარება და მასა. როგორც ვთქვით, აჩქარება ახასიათებს სხეულის სიჩქარის ცვლილებას, უფრო ზუსტად, იგი არის სიჩქარის ნაზრდი დროის ერთეულში. მაგრამ სხეულის სიჩქარე, გარდა სიდიდისა, მიმართულებითაც ხასიათდება, ე.ი., როგორც ამბობენ, სიჩქარე არის ვექტორი.

1-ლ ნახაზზე ნაჩვენებია მრუდწირულად მოძრავი სხეულის სიჩქარეები დროის სხვადასხვა მომენტებში. ეს სიჩქარეები გამოსახულია მონაკვეთებით, რომლებიც ეხება გზას სათანადო წერტილებში. მაგალითად, $\vec{v}_1$ არის სიჩქარე A წერტილში. მისი სიგრძე გვიჩვენებს, თუ რა სიდიდისაა სიჩქარე, ხოლო მიმართულება გვიჩვენებს მოძრაობის მიმართულებას A წერტილში. ცხადია, როდესაც ვლაპარაკობთ

სიჩქარის ცვლილებაზე,ყურადღება უნდა მივაქციოთ სიდიდე-საც და მიმართულებასაც. შეიძლება, მაგალითად, B წერტილში სიჩქარე, ე.ი. $\bar{v}_2$ სიდიდით $\bar{v}_1$-ის ტოლი იყოს მაგრამ მიმართულება მას სხვა ჰქონდეს. ამიტომ მათი სიდიდეების ტოლობის მიუხედავად, ჩვენ მაინც უნდა ვთქვათ, რომ A-დან B-ში გადასვლის დროს ნაწილაკის სიჩქარე შეიცვალა. აქედან ცხადია, რომ აჩქარებაც, როგორც ვექტორული სიდიდის (სიჩქარის) ცვლილება დროის ერთეულში, აგრეთვე ვექტორული სიდიდე უნდა იყოს.



ნახ. 1.

როგორც სიჩქარე, ისე აჩქარებაც უნდა გამოვსახოთ ისრიანი მონაკვეთით, რომლის სიგრძე გვიჩვენებს, თუ რა სიდიდით იცვლება სიჩქარე დროის ერთეულში, ხოლო მიმართულება გვიჩვენებს მოძრაობის მიმართულების შეცვლას.

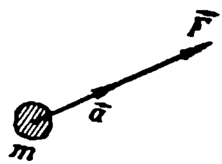
როგორც სიჩქარე და აჩქარება, ასევე ძალაც ვექტორულ სიდიდეს წარმოადგენს, ე.ი. მას აქვს გარკვეული სიდიდე და მიმართულება. გეომეტრიულად ისიც ისრიანი მონაკვეთით გამოისახება.

თუ ძალას აღვნიშნავთ F-ით, მასას m-ით და აჩქარებას a-თი, ნიუტონის მეორე კანონი შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$\bar{F} = m\bar{a} \text{ ან } \bar{a} = \frac{\bar{F}}{m}. \quad (1)$$

მე-2 ნახაზზე ნაჩვენებია სხეულზე მოქმედი ძალა და მის მიერ გამოწვეული აჩქარება. ვინაიდან მასა ყოველთვის

დადებითია, აჩქარება ყოველთვის ძალის გასწვრივ იქნება მიმართული. თვით მასა კლასიკურ მექანიკაში მუდმივ სიდიდედ არის მიჩნეული და წარმოადგენს, როგორც ხშირად ამბობენ, სხეულის ინერტულობის საზომს. იგი დამოკიდებულია თვით სხეულზე და არა მოძრაობის და ურთიერთქმედების ხასიათზე.

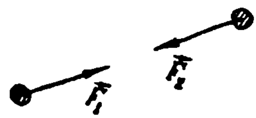


ნახ. 2.

დასასრულ, განვიხილოთ ნიუტონის მესამე კანონი, რომელიც ახასიათებს სხეულების ურთიერთქმედებას. ეს კანონი შემდეგნაირად გამოითქმება: რა ძალითაც ერთი სხეული მოქმედებს მეორეზე, ისეთივე, მხოლოდ საწინააღმდეგოდ მიმართული ძალით მოქმედებს მეორე სხეული პირველზე. თუ ძალა, რომლითაც პირველი სხეული მოქმედებს მეორეზე, არის $\bar{F}_1$ ხოლო ძალა, რომლითაც მეორე სხეული მოქმედებს პირველზე – $\bar{F}_2$ (ნახ. 3), ნიუტონის მესამე კანონი შემდეგი ფორმულით იქნება გამოსახული:

$$\bar{F}_1 = -\bar{F}_2. \quad (2)$$

ამ კანონის მნიშვნელობა ის არის, რომ იგი ახასიათებს სხეულების ურთიერთქმედებას და საშუალებას გვაძლევს ერთიმეორესთან დავაკავშიროთ ურთივრთმოქმედ სხეულთა მოძრაობანი. ამ კანონის დამამტკიცებელი ცდები მკითხველისათვის ალბათ ცნობილია, რის გამოც არ შევუდგებით მის გარჩევას და უშუალოდ გადავალთ ნიუტონის კანონებიდან გამომდინარე ზოგადი შედეგების განხილვაზე.



ნახ. 3.

პირველი შედეგი, რომელსაც გავარჩევთ, ცნობილია მოძრაობის რაოდენობის ანუ იმპულსის მუდმივობის კანონის სახელწოდებით. განვიხილოთ ორი ნაწილაკი m_1 და m_2 მასებით. ვთქვათ, სხვა სხეულები მათზე არ მოქმედებს და აღვნიშნოთ მათი სიჩქარეები დროის t' მომენტში $\vec{v}'_1$-ით და $\vec{v}'_2$-ით. ვინაიდან ეს ნაწილაკები ურთიერთმოქმედებს, მათი სიჩქარეები დროის განმავლობაში შეიცვლება და, ვთქვათ, t'' მომენტში გახდება შესაბამისად $\vec{v}''_1$ და $\vec{v}''_2$. ნაწილაკების აჩქარებებისათვის მივიღებთ:

$$\bar{a}_1=\frac{\vec{v}''_1-\vec{v}'_1}{t''-t'},\qquad \bar{a}_2=\frac{\vec{v}''_2-\vec{v}'_2}{t''-t'}$$

ვინაიდან ნიუტონის მესამე კანონის თანახმად ნაწილაკებზე მოქმედი ძალები ტოლია და ურთიერთსაწინააღმდეგო, ხოლო ნიუტონის მეორე კანონის თანახმად ძალა მასის და აჩქარების ნამრავლის ტოლია, გვექნება:

$$m_1\bar{a}_1=-m_2\bar{a}_2.$$

აჩქარებების მნიშვნელობების ჩასმა ამ განტოლებაში და მნიშვნელზე შეკვეცა მოგვცემს

$$m_1(\vec{v}_1''-\vec{v}_1')=-m_2(\vec{v}_2''-\vec{v}_2').$$

გადავაჯგუფოთ წევრები ისე, რომ ტოლობის ერთ მხარეს იყოს სიჩქარეები საწყის t' მომენტში, ხოლო მეორე მხარეს – სიჩქარეები ბოლო, ე.ი. t'' მომენტში. მივიღებთ

$$m_1\vec{v}_1'+m_2\vec{v}_2'=m_1\vec{v}_1''+m_2\vec{v}_2''.$$

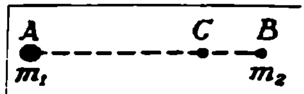
მასის ნამრავლს სიჩქარეზე მოძრაობის რაოდენობა ანუ იმპულსი ეწოდება და აღინიშნება $\vec{p}$-თი. მიღებული ტოლობის მარჯვენა მხარეში არის საწყის მომენტში ნაწილაკების მოძრაობის რაოდენობათა ჯამი, მარცხენა მხარეში კი – იმავე ნაწილაკების მოძრაობის რაოდენობათა ჯამი ბოლო მომენტში. ჩვენ ვხედავთ, რომ მოძრაობის რაოდენობათა ჯამი უცვლელია, მიუხედავად იმისა, რომ ცალკეული ნაწილაკების სიჩქარეები და მოძრაობის რაოდენობანი იცვლება ურთიერთქმედების შედეგად. ამიტომ მიღებული შედეგი შეიძლება შემდეგნაირად გამოვსახოთ:

$$\vec{p} = m_1\vec{\upsilon}_1 + m_2\vec{\upsilon}_2 = \text{const.} \quad (3)$$

ასეთივე შედეგს მივიღებთ, თუ განვიხილავთ სამი, ოთხი ან მეტი ნაწილაკისაგან შემდგარ სისტემას, საჭიროა მხოლოდ, რომ ამ სისტემის ნაწილაკებზე არ მოქმედებდეს სხვა გარეშე სხეულები. მიღებული კანონი შეიძლება შემდეგნაირად გამოვთქვათ: იზოლირებული სისტემის ნაწილაკთა მოძრაობის რაოდენობების (იმპულსების) ჯამი მუდმივი სიდიდეა (მოძრაობის რაოდენობის მუდმივობის კანონი).

ამ კანონის ძირითადი აზრი იმაში მდგომარეობს, რომ ყოველი ურთიერთქმედება დაკავშირებულია მოძრაობის რაოდენობის გადასვლასთან ერთი სხეულიდან მეორეზე. ურთიერთქმედება ნიშნავს სხეულების მოძრაობის რაოდენობის ცვლილებას, მაგრამ ეს ცვლილებები ისე წარმოებს, რომ საერთო მოძრაობის რაოდენობა უცვლელი რჩება. ამ კანონის დამადასტურებელი მოვლენები მრავალია და კარგად არის ცნობილი (ქვემეხის უკუცემა გასროლის დროს, ბირთვების დაჯახება, რაკეტის მოძრაობა და სხვ.) და ამიტომ მათი დაწვრილებითი განხილვა საჭირო არ არის. შევეხოთ მხოლოდ ამ კანონთან მჭიდროდ დაკავშირებულ ინერციის ცენტრის, ანუ მასების ცენტრის (ხშირად მას კიდევ სიმძიმის ცენტრს უწოდებენ) ცნებას. ორი ნაწილაკის მასათა ცენტრი არის

ნაწილაკებს შორის მდებარე წერტილი, რომელიც ამ ნაწილაკებიდან დაშორებულია მათი მასების უკუპროპორციული მანძილებით. მაგალითად, A და B ნაწილაკების მასათა ცენტრი (ნახ. 4) მდებარეობს AB მონაკვეთის ისეთ C წერტილში, რომ AC მანძილი იმდენჯერ მეტია BC მანძილზე, რამდენჯერაც B-ს მასა A-ს მასაზე მეტია, ე.ი. მასების ცენტრი იმ ნაწილაკთან უფრო ახლოსაა, რომელსაც მეტი მასა აქვს.



ნახ. 4.

მოძრაობის კანონების გამოყენება გვიჩვენებს, რომ იზოლირებული სისტემის მასების ცენტრი ან უძრავია, ან მოძრაობს თანაბრად და წრფივად. მის მოძრაობაზე გავლენას არ ახდენს სისტემის შიგნით მოქმედი ძალები, ხოლო გარეშე ძალების გავლენით არაიზოლირებული სისტემის მასების ცენტრი ისე მოძრაობს, თითქოს მასში თავმოყრილი იყოს მთელი სისტემის მასა და მასზე მოდებული იყოს ყველა გარეშე ძალა. ინერციის ცენტრის, ანუ მასათა ცენტრის მნიშვნელობა ის არის, რომ მისი მოძრაობა ასახავს სისტემის, როგორც მთლიანის მოძრაობას, მისი შემადგენელი ნაწილების მოძრაობისაგან დამოუკიდებლად.

განვიხილოთ ახლა მეორე მნიშვნელოვანი კანონი – ენერგიის მუდმივობის კანონი. მოძრავი ნაწილაკი გარკვეული ენერგიით ხასიათდება და ამ ენერგიას კინეტიკური ენერგია ენოდება. იგი შემდეგი ფორმულით განისაზღვრება:

$$E_k = \frac{m\upsilon^2}{2},$$

ე.ი. კინეტიკური ენერგია არის მასის და სიჩქარის კვადრატის ნამრავლის ნახევარი. იზოლირებული სხეულის შემთხვევაში კინეტიკური ენერგია მუდმივია, ვინაიდან მუდმივია სხეულის სიჩქარე. სულ სხვა შედეგს მივიღებთ ორი ურთიერთმოქმედი ნაწილაკის შემთხვევაში. თუ მათი სიჩქარეები არის $\vec{\upsilon}_1$ და $\vec{\upsilon}_2$, სათანადო კინეტიკური ენერგიები იქნება $\frac{m_1\upsilon_1^2}{2}$ და $\frac{m_2\upsilon_2^2}{2}$, მთელი სისტემის სრული კინეტიკური ენერგია კი იქნება

$$\frac{m_1\upsilon_1^2}{2}+\frac{m_2\upsilon_2^2}{2}.$$

ცდები გვიჩვენებს, რომ ორი ურთიერთმოქმედი ნაწილაკისაგან შემდგარი სისტემის საერთო კინეტიკური ენერგია მუდმივი არ იქნება, მათზე გარეშე სხეულებიც რომ არ მოქმედებდეს. მაშასადამე, იზოლირებული სისტემის კინეტიკური ენერგია არ არის მუდმივი. მაგრამ ყველა ცდა გვიჩვენებს, რომ ამ სრული კინეტიკური ენერგიის ცვლა სავსებით კანონზომიერად ხდება. სახელდობრ, ირკვევა, რომ იზოლირებული სისტემის სრული კინეტიკური ენერგია მხოლოდ ნაწილაკთა შორის მანძილზეა დამოკიდებული. როგორც კი ნაწილაკთა შორის მანძილი წინანდელი მნიშვნელობისა გახდება, კინეტიკური ენერგიაც წინანდელ მნიშვნელობას მიიღებს. ექსპერიმენტებით მიღებული ეს შედეგი გვიჩვენებს, რომ კინეტიკური ენერგიების ჯამს ყოველთვის შეიძლება დაემატოს ნაწილაკთა მანძილზე დამოკიდებული ისეთი სიდიდე $U(r)$ რომ მათი ჯამი არ იცვლებოდეს დროის განმავლობაში. ამ სიდიდეს ვუწოდოთ პოტენციალური ენერგია და მიღებული შედეგი შემდეგი სახით დავწეროთ:

$$\frac{m_1\upsilon_1^2}{2}+\frac{m_2\upsilon_2^2}{2}+U(r)=\text{const.} \quad (4)$$

იზოლირებული სისტემის კინეტიკური და პოტენციალური ენერგიების ჯამი მუდმივი სიდიდეა (ენერგიის მუდმივობის კანონი).

ამ კანონის აზრი იმაში მდგომარეობს, რომ ურთიერთქმედი ნერტილების კინეტიკური ენერგია და პოტენციალური ენერგია ცალ-ცალკე ცვალებადია, მაგრამ ეს ცვალებადობა ისე ნარმოებს, რომ მათი ჯამი უცვლელია. ურთიერთქმედების დროს ხდება ენერგიის ერთი სახის მეორეში გადასვლა, მისი ფორმის შეცვლა, ხოლო სრული ენერგიის სიდიდე უცვლელი რჩება.

მაგალითისათვის განვიხილოთ მზისა და დედამინისაგან შემდგარი სისტემა. თუ მხედველობაში არ მივიღებთ სხვა პლანეტებისა და ციური მნათობების მოქმედებას, ეს სისტემა შეიძლება იზოლირებულ სისტემად ჩავთვალოთ. აღვნიშნოთ მზის და დედამინის მასები m_1-ით და m_2-ით, სათანადო სიჩქარეები – $\vec{\upsilon}_1$-ით და $\vec{\upsilon}_2$-ით, მაშინ ენერგიის მუდმივობის კანონი შემდეგი სახით დაინერება:

$$\frac{m_1\upsilon_1^2}{2}+\frac{m_2\upsilon_2^2}{2}-\gamma\frac{m_1 m_2}{r}=\text{const.}$$

ნევრი $U(r)=-\gamma\frac{m_1 m_2}{r}$ გამოსახავს პოტენციალურ ენერგიას ორი ნანილაკისა, რომლებიც ურთიერთმოქმედებს მსოფლიო მიზიდულობის კანონის მიხედვით. როგორც ვხედავთ, იგი მხოლოდ მანძილზეა დამოკიდებული.

ენერგიის მუდმივობის კანონი ნარმოადგენს ბუნების ერთ-ერთ უმნიშვნელოვანეს კანონს. იგი არ შემოისაზღვრება იმ მარტივი სახით, რომელიც ზემოთ იყო მოყვანილი. გარდა ენერგიის მექანიკური სახეებისა (კინეტიკურის და პოტენციალურის), არსებობს ენერგიის სხვა სახეებიც: სითბური, ელექტრომაგნიტური, ქიმიური და სხვა, რომელნიც აგრეთვე გარდაიქმნება ერთიმეორეში და მექანიკურ ენერგიაში. თუ

მხედველობაში მივიღებთ ენერგიის ამ სახეებსაც, ენერგიის მუდმივობის კანონი შემდეგი ზოგადი სახით წარმოიდგინება: **იზოლირებული სისტემის სრული ენერგია მუდმივი სიდიდეა.**

ჩვენ აღარ გავაგრძელებთ მოძრაობის კანონების და მათი შედეგების განხილვას. გავარჩევთ მხოლოდ ურთიერთქმედე-ბის ერთერთ უმნიშვნელოვანეს სახეს – გრავიტაციულ ურთიერთქმედებას. ეს ურთიერთქმედება აღმოჩენილი და შესწავლილი იყო ნიუტონის მიერ და მისი ბუნების გარკვევამ მნიშვნელოვანი როლი შეასრულა მექანიკის განვითარებაში. ზოგადი ფარდობითობის თეორიაც ეყრდნობა გრავიტაციული ურთიერთქმედების შესწავლის შედეგებს და ამიტომაც არის საჭირო ამ ურთიერთქმედების დამახასიათებელი ნიშნების შესწავლა.

2. გრავიტაციული ურთიერთქმედება

გრავიტაციული ურთიერთქმედების ძირითადი კანონი არის ნიუტონის მსოფლიო მიზიდულობის კანონი, რომლის მიხედვით ყოველ ორ მატერიალურ ნაწილაკს შორის მოქმედი მიზიდვის ძალა პირდაპირპროპორციულია მათი მასების და უკუპროპორციულია მანძილის კვადრატისა:

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}, \qquad (5)$$

სადაც γ გრავიტაციული მუდმივაა, დამოკიდებული მხოლოდ დანარჩენი სიდიდეების საზომი ერთეულების არჩევაზე. ეს კანონი დიდი სიზუსტით არის შემოწმებული უამრავი ცდებითა და დაკვირვებებით, ამიტომ ბოლო დრომდე ითვლებოდა სავსებით ზუსტ კანონად. მხოლოდ ფარდობი-თობის ზოგადი თეორიის შექმნის შემდეგ ცხადი გახდა, რომ

იგი წარმოადგენს მიახლოებით კანონს, სამართლიანს მხოლოდ მცირე სიჩქარით მოძრავი სხეულებისათვის.

გრავიტაციული ურთიერთქმედება ხასიათდება ერთი ფრიად მნიშვნელოვანი თვისებით, რომელიც მკვეთრად განასხვავებს მას ყველა სხვა სახის ურთიერთქმედებებისაგან და რომლის ღრმა ანალიზმა აინშტაინი ფარდობითობის ზოგად თეორიამდე მიიყვანა. ეს თვისება შემდეგში მდგომარეობს.

ყურადღება მივაქციოთ იმ გარემოებას, რომ ნიუტონის მსოფლიო მიზიდულობის კანონში შემავალი m_1 და m_2 სიდიდეები, რომელთაც ჩვენ სხეულის მასები ვუწოდეთ, არ ახასიათებს სხეულების იმავე თვისებებს, რასაც ნიუტონის მეორე კანონში შემავალი m სიდიდე. მართლაც, სხეულის რა თვისების დამახასიათებელია ნიუტონის მეორე კანონში ($F = ma$) შემავალი m სიდიდე? რაც უფრო დიდია ეს სიდიდე, მით უფრო ნაკლებ აჩქარებას ღებულობს სხეული, ე.ი. მით უფრო ძნელია მისი გამოყვანა უძრავი ან თანაბრად და წრფივად მოძრაობის მდგომარეობიდან. ცხადია, რომ ეს m სიდიდე ახასიათებს სხეულის ინერტულობას, ე.ი. სხეულის თვისებას შეინარჩუნოს უძრაობის ან თანაბრად და წრფივად მოძრაობის მდგომარეობა. ამიტომაც მას, ე.ი. ნიუტონის მეორე კანონში შემავალ მასას, უწოდებენ ი ნ ე რ ტ უ ლ მ ა ს ა ს.

განვიხილოთ ახლა ნიუტონის მსოფლიო მიზიდულობის კანონში შემავალი m_1 და m_2 სიდიდეები. როგორც თვით კანონი გვიჩვენებს, ეს სიდიდეები ახასიათებს არა სხეულების ინერტულობას, არამედ მათ ურთიერთმიზიდულობას. რაც უფრო დიდია ეს სიდიდეები, მით უფრო დიდი ძალით მიიზიდება სხეულები ერთიმეორისაკენ. თავისთავად ცხადი არ არის, რატომ უნდა იყოს სხვა სხეულის მიზიდვის თვისების დამახასიათებელი სიდიდე იმ სიდიდის იგივური, რო-

მელიც ახასიათებს სხეულის ინერტულობას. რატომ უნდა იყოს სხეულის დიდი ინერტულობა, ე.ი. თვისება ნაკლები აჩქარება მიიღოს გარეშე ძალის მოქმედების შედეგად, იგივე, რაც დიდი გრავიტაციულობა, ე.ი. თვისება დიდი ძალით მიიზიდოს სხვა სხეული ან მიზიდულ იქნას სხვა სხეულის მიერ? თავისთავად ეს არსაიდან არ გამომდინარეობს. ამიტომ გრავიტაციული თვისების დამახასიათებელ სიდიდეებს ვუწოდოთ გრავიტაციული მასები და ალვნიშნოთ ისინი, ინერტული მასებისაგან განსხვავებით, μ_1-ით და μ_2-ით. მაშინ ნიუტონის მსოფლიო მიზიდულობის კანონი შემდეგი სახით უნდა დაიწეროს:

$$F = \gamma \frac{\mu_1 \mu_2}{r^2},$$

ე.ი. სხეულებს შორის მოქმედი მიზიდვის ძალა პირდაპირპროპორციულია მათი გრავიტაციული მასების და უკუპროპორციულია მანძილის კვადრატისა. რომ სხეულის გრავიტაციული მასა შეიძლება იგივე არ იყოს, რაც ინერტული მასა, თვით ნიუტონისათვისაც ცხადი იყო. ამიტომაც მან სპეციალური ცდები ჩაატარა იმის გამოსარკვევად, თუ რა კავშირია გრავიტაციულ და ინერტულ მასებს შორის. ვთქვათ, ერთ-ერთი სხეულთაგანი არის დედამიწა μ_0 გრავიტაციული მასით. განვიხილოთ მის მახლობლად მყოფი რაიმე სხეული m_1 ინერტული მასით და μ_1 გრავიტაციული მასით. მაშინ მსოფლიო მიზიდულობის კანონის თანახმად ამ სხეულზე იმოქმედებს დედამიწის მიზიდვის ძალა, გამოსახული შემდეგი ფორმულით:

$$F_1 = \gamma \frac{\mu_0 \mu_1}{r^2},$$

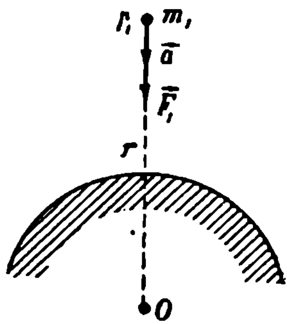
სადაც r არის მანძილი სხეულსა და დედამიწის ცენტრს შორის (ნახ. 5). ამ ძალის გავლენით სხეული იწყებს ვარდნას დედამიწის ზედაპირისაკენ აჩქარებით, რომელიც გა-

მოითვლება ნიუტონის მეორე კანონით

$$a_1 = \frac{F_1}{m_1}.$$

ცხადია, რომ ამ ფორმულაში შედის არა გრავიტაციული, არამედ ინერტული მასა. F_1-ის ჩასმა წინა ფორმულიდან გვაძლევს

$$a_1 = \frac{\gamma\mu_0}{r^2}\frac{\mu_1}{m_1}.$$



ნახ. 5.

შევცვალოთ ახლა ეს სხეული მეორე სხეულით m_2 ინერტული და μ_2 გრავიტაციული მასით. იმავე მსჯელობით ამ მეორე სხეულის აჩქარებისათვის მივიღებთ

$$a_2 = \frac{\gamma\mu_0}{r^2}\frac{\mu_2}{m_2}.$$

ანალოგიურ შედეგს მივიღებთ ყოველი სხვა სხეულისათვის. მაგრამ ყველა ჩატარებული ცდა, დაწყებული გალილეიდან, დამთავრებული ბოლო წლებამდე, გვიჩვენებს, რომ ყველა სხეული, მოთავსებული ერთსა და იგივე მანძილზე დედამიწიდან (ან რაიმე სხვა მიმზიდველი სხეულიდან) ზუს-

ტად ერთსა და იგივე აჩქარებას ღებულობს, მიუხედავად მისი გვარობისა და ინერტული მასისა. სწორედ ეს ფაქტი გამოხატავს გრავიტაციული ურთიერთქმედების იმ შესანიშნავ თვისებას, რომელზედაც ზემოთ იყო ლაპარაკი, და რომელიც მკვეთრად ასხვავებს ამ ურთიერთქმედებას ყველა სხვა სახის ურთიერთქმედებათაგან. **გ რ ა ვ ი ტ ა ც ი უ ლ ი უ რ თ ი - ე რ თ ქ მ ე დ ე ბ ი თ გ ა მ ო წ ვ ე უ ლ ი ა ჩ ქ ა რ ე ბ ა ე რ თ ი დ ა ი გ ი ვ ე ა ყ ვ ე ლ ა ს ხ ე უ ლ ი ს ა თ ვ ი ს.**

მაშასადამე, $a_1 = a_2$, რაც გვაძლევს შემდეგ დამოკიდებულებას სხეულების ინერტულ და გრავიტაციულ მასებს შორის:

$$\frac{\mu_1}{m_1} = \frac{\mu_2}{m_2}, \quad (6)$$

ე.ი. გრავიტაციული და ინერტული მასები ყოველთვის ერთიმეორის პროპორციულია. მეტი ინერტული მასის მქონე სხეულს პროპორციულად მეტი გრავიტაციული მასა აქვს. ცხადია, რომ ამ სიდიდეების ერთეულების სათანადო არჩევით ეს მასები რიცხობრივადაც ტოლი შეიძლება გავხადოთ და მიღებული დებულება შემდეგნაირად შეიძლება ჩამოვაყალიბოთ: **გ რ ა ვ ი ტ ა ც ი უ ლ ი მ ა ს ა ი ნ ე რ - ტ უ ლ ი მ ა ს ი ს ტ ო ლ ი ა.** ეს ტოლობა ძალიან დიდი სიზუსტით არის ცდებით შემოწმებული (გალილეი, ნიუტონი, ბესელი, ეტვეში); ბოლო წლებში ჩატარებულმა განმეორებითმა ცდებმა სავსებით დაადასტურა მისი სიმართლე. მაგრამ, მიუხედავად იმისა, რომ ეს შედეგი უკვე დიდი ხანია ცნობილი იყო, იგი სრულიად გაუგებარი და აუხსნელი რჩებოდა კლასიკური ფიზიკისათვის. იგი წარმოადგენდა ფრიად შესანიშნავ, მაგრამ სხვა მექანიკური ფაქტებისაგან განცალკევებულ შედეგს, სრულიად უცხო ელემენტს კლასიკური მექანიკის სისტემაში. მხოლოდ აინშტაინმა შესძლო გაერკვია მისი ფუნდამენტური მნიშვნელობა და დაედო იგი სა-

ფუძვლად ფარდობითობის ზოგადი თეორიისათვის, რომელიც მჭიდრო კავშირს ამყარებს მატერიას, სივრცესა და დროს შორის.

3. ათვლის ინერციული სისტემები და გალილეის გარდაქმნები

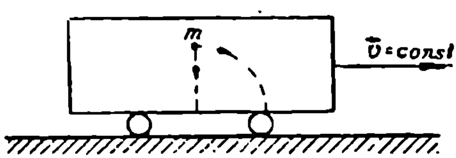
წინა პარაგრაფებში ჩამოვაყალიბეთ მოძრაობის ძირითადი კანონები, რომელთა საშუალებითაც აიწერება და აიხსნება სხეულების ურთიერთქმედების და მოძრაობის ხასიათი. ჩვენ გამოვარკვიეთ, რომ ძალა, რომელიც ახასიათებს ერთი სხეულის მეორეზე მოქმედებას, დაკავშირებულია არა სიჩქარესთან, არამედ აჩქარებასთან, რომ ძალის მოქმედება სხეულზე იწვევს ამ სხეულის აჩქარებას. თუ სხეულზე არავითარი სხვა სხეული არ მოქმედებს, იგი ან უძრავი იქნება, ან იმოძრავებს თანაბრად და წრფივად (ინერციის პრინციპი). ჩვენ განვიხილეთ აგრეთვე მოძრაობის რაოდენობის და ენერგიის მუდმივობის კანონები – შეიძლება ითქვას, მექანიკის ყველაზე უფრო მნიშვნელოვანი კანონები.

პირველი შეხედვით ჩვენს მიერ მიღებული შედეგები არავითარ გაურკვევლობას არ შეიცავს, მაგრამ ამ შედეგების უფრო ღრმა განხილვა დაგვარწმუნებს, რომ ერთი ძირითადი საკითხი გაურკვეველი დაგვრჩა. მართლაც, განვიხილოთ ინერციის პრინციპი, რომლის თანახმად იზოლირებული სხეული ან უძრავია, ან მოძრაობს თანაბრად და წრფივად. რას ნიშნავს გამოთქმა – სხეული უძრავია ან მოძრავია? თავისთავად ცხადია, რომ იგი ნიშნავს სხეულის მდებარეობის უცვლელობას ან ცვალებადობას; მაგრამ სხეულის მდებარეობა ხომ რაიმე სხეულის მიმართ განისაზღვრება? არ შეიძლება ლაპარაკი სხეულის მდებარეობაზე, მის უცვლელობაზე ან ცვალებადობაზე მანამ, სანამ არ არის

აღნიშნული, რომელი სხვა სხეულის მიმართ განისაზღვრება მდებარეობა. მაგალითად, როდესაც ვამბობთ, რომ მაგიდაზე მდებარე წიგნი ან რაიმე სხვა ნივთი უძრავია, ჩვენ ვგულისხმობთ, რომ მისი მდებარეობა მაგიდის მიმართ უცვლელია. ან როდესაც ვამბობთ, რომ მაგიდა უძრავია, ვგულისხმობთ, იგი არ იცვლის მდებარეობას ოთახის მიმართ. ცხადია, სანამ არ არის აღნიშნული, რომელი სხვა სხეულის მიმართ განისაზღვრება განსახილველი სხეულის მდებარეობა, არავითარი აზრი არა აქვს გამოთქმას — სხეული უძრავია ან მოძრავია. შეიძლება ერთი სხეულის მიმართ განსახილველი სხეული უძრავი იყოს, ხოლო მეორის მიმართ მოძრაობდეს. მაგალითად, თუ თქვენ მოძრავ მატარებელში ზიხართ, თქვენ უძრავი ხართ მატარებლის მიმართ, მაგრამ მოძრაობთ დედამიწის მიმართ. შეიძლება თქვენ უძრავი იყოთ დედამიწის მიმართ, მაგრამ მასთან ერთად მოძრაობდეთ მზის მიმართ.

ზემონათქვამი ცხადყოფს, რომ სხეულების უძრაობა და მოძრაობა მიმართებითია — დამოკიდებულია იმაზე, თუ რომელი სხვა სხეულის მიმართ განიხილება ამ სხეულების მდებარეობა და მოძრაობა. იმ არჩეულ სხეულს, რომლის მიმართაც განიხილება მდებარეობა და მოძრაობა ეწოდება ათვლის სხეული ან ათვლის სისტემა. თუ, მაგალითად, მოძრაობა მატარებლის მიმართ განიხილება, ათვლის სისტემა მატარებელი იქნება, თუ მოძრაობა განიხილება დედამიწის მიმართ — ეს უკანასკნელი იქნება ათვლის სისტემა და ა. შ. ათვლის სისტემად ნებისმიერი სხეული შეიძლება ავირჩიოთ. ყოველდღიურ ცხოვრებაში ათვლის სისტემად ჩვეულებრივად დედამიწის ზედაპირი განიხილება და სხეულის მდებარეობა და მოძრაობა ამ ზედაპირის მიმართ განისაზღვრება. რასაკვირველია, სხვა სხეულიც შეიძლება აირჩეს ათვლის სისტემად. მაგალითად, ასტრონომიაში ათვლის სისტემად ჩვეულებრივ ირჩევენ მზეს ან ეგრეთწოდებულ „უძრავ" ვარსკვლავებს.

სხეულის მოძრაობის ხასიათი ათვლის სისტემის არჩევაზეა დამოკიდებული. ათვლის ერთი სისტემის მიმართ სხეული შეიძლება მოძრაობდეს წრფივად და თანაბრად, მეორის მიმართ კი – მრუდწირულად და აჩქარებულად. მართლაც, მაგალითისათვის განვიხილოთ ათვლის შემდეგი სისტემები: ერთი იყოს დედამიწის ზედაპირი, მეორე კი თანაბრად მოძრავი მატარებელი. მატარებელში მყოფი დამკვირვებელი იღებს რაიმე სხეულს და უშვებს მას ხელს. მაშინ მის მიმართ ეს სხეული იწყებს თავისუფალ ვარდნას, ე.ი. წრფივ და თანაბრად აჩქარებულ მოძრაობას (ნახ. 6). თუ იმავე სხეულის მოძრაობას თვალყურს ადევნებს დედამიწის ზედაპირზე მდგომი დამკვირვებელი, ის იმ დასკვნამდე მივა, რომ სხეული მოძრაობს მრუდ წირზე, რომელსაც პარაბოლა ენოდება, ე.ი. მოძრაობს ისე, როგორც ჰორიზონტალურად გასროლილი სხეული. საბოლოო დასკვნა, რომელსაც ჩვენ ვღებულობთ ასეთია: სხეულის მდებარეობა და მოძრაობა მიმართებითია, ან, როგორც უფრო ხშირად ამბობენ – ფარდობითია, ე.ი. დამოკიდებულია ათვლის სისტემის არჩევაზე.



ნახ. 6.

ზემონათქვამიდან ცხადია, თუ რა არის გაურკვეველი ინერციის პრინციპში. ეს პრინციპი გვეუბნება, რომ სხეული, რომელზედაც სხვა სხეულები არ მოქმედებენან უძრავია, ან მოძრაობს თანაბრად და წრფივად. მაგრამ რადგანაც მოძრაობის ხასიათი დამოკიდებულია ათვლის სისტემის არჩევაზე, ისმის კითხვა, ათვლის რომელი სისტემის მიმართ არის იზოლირებული სხეული უძრავი, ან თანაბრად და წრფივად მოძრავი, რომელია ის ათვლის სისტემა,

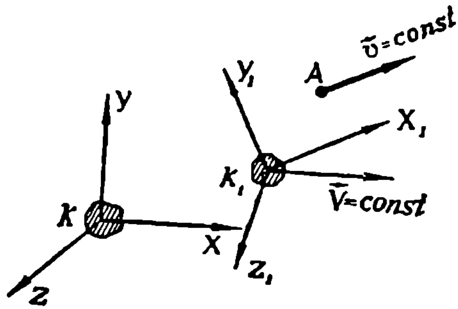
რომლისთვისაც გამოსაყენებელია ინერციის პრინციპი? ცხადია, რომ ყოველთვის შეიძლება შეირჩეს ისეთი ათვლის სისტემა, რომლის მიმართ იზოლირებული სხეული არ იმოძრავებს თანაბრად და წრფივად, რაც იმის მაჩვენებელი იქნება, რომ ამ ათვლის სისტემის მიმართ ინერციის პრინციპი დარღვეულია. ვთქვათ, მაგალითად, ათვლის K_1 სისტემის მიმართ A სხეული, რომელზედაც არავითარი ძალები არ მოქმედებენ, უძრავია. ეს იმას ნიშნავს, რომ ათვლის ამ სისტემისათვის ინერციის პრინციპი მართებულია. ავიღოთ K_2 ათვლის სისტემა, რომელიც K_1 სისტემის მიმართ მოძრაობს აჩქარებულად, სახელდობრ, ბრუნავს ღერძის ირგვლივ. ცხადია, ათვლის ამ სისტემის მიმართ A სხეული არ იქნება უძრავი, იგი იმოძრავებს წრეწირზე ისე,' როგორც ვარსკვლავები მოძრაობენ დედამიწის მიმართ. ვინაიდან K_1 სისტემის მიმართ განმხოლოებული A სხეული აჩქარებულია და მრუდწირულად მოძრაობს, ათვლის ამ სისტემის მიმართ ინერციის პრინციპი დარღვეული ყოფილა.

როგორც ვხედავთ, ინერციის პრინციპი არ ყოფილა მართებული ათვლის ყველა სისტემის მიმართ. არ დავიწყებთ იმის გარკვევას, თუ როგორ უნდა მოიძებნოს ათვლის ასეთი სისტემა, რომლისთვისაც მართებულია ინერციის პრინციპი. ასეთი სისტემა მოიძებნება თანდათანობით მიახლოებით. დაკვირვებები გვიჩვენებს, რომ სათანადო სიზუსტით ყოველთვის შეიძლება შეირჩეს ასეთი სისტემა და ჩვენთვის საკმარისი სიზუსტით ასეთ სისტემად შეიძლება ჩავთვალოთ „უძრავ" ვარსკვლავთა სისტემა.

ათვლის იმ სისტემას, რომლისთვისაც მართებულია ინერციის პრინციპი, ეწოდება ინერციული სისტემა. მხოლოდ ასეთ ათვლის სისტემაში მყოფ დამკვირვებელს შეუძლია მართებულად ჩათვალოს როგორც ინერციის პრინციპი, ისე მექანიკის სხვა, მასთან მჭიდროდ დაკავშირებული კანონები. ამრიგად, შეიძლება გარკვეულად ჩავთვალოთ ზემოდასმული

საკითხი იმის შესახებ, თუ ათვლის რომელი სისტემის მიმართ აქვს ძალა მექანიკის კანონებს.

კლასიკური მექანიკის კანონები მხოლოდ იმ შემთხვევაში გამოდგება მექანიკური მოვლენების ასახსნელად, თუ ისინი განიხილება ათვლის ინერციული სისტემის მიმართ.

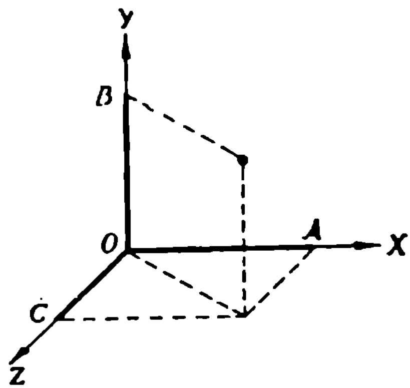


ნახ. 7.

განვიხილოთ ახლა საკითხი ასეთი ინერციული სისტემების რიცხვის შესახებ. ადვილი მისახვედრია, რომ ინერციული სისტემა მრავალი უნდა იყოს. მართლაც, ვთქვათ, ათვლის K სისტემა ინერციულია (ნახ. 7). განვიხილოთ მეორე, ათვლის K_1 სისტემა, რომელიც K სისტემის მიმართ მოძრაობს თანაბრად და წრფივად. ცხადია, თუ რაიმე განმხოლოებული A სხეული თანაბრად და წრფივად მოძრაობს K სისტემის მიმართ, იგი ასევე თანაბრად და წრფივად იმოძრავებს K_1 სისტემის მიმართაც, რაც იმას ნიშნავს, რომ ათვლის K_1 სისტემაც ინერციული იქნება. რასაკვირველია, A სხეულის სიჩქარე, მისი სიდიდე და მიმართულება K_1-ის მიმართ არ იქნება ისეთი, როგორც K-ს მიმართ, მაგრამ მთავარი ის არის, რომ K_1-ის მიმართაც იგი

მუდმივი სიჩქარით იმოძრავებს. როგორც ვხედავთ, ინერციულ სისტემათა რიცხვი უამრავია. ყოველი ათვლის სისტემა, რომელიც მუდმივი სიჩქარით მოძრაობს ინერციული სისტემის მიმართ, აგრეთვე ინერციულია.

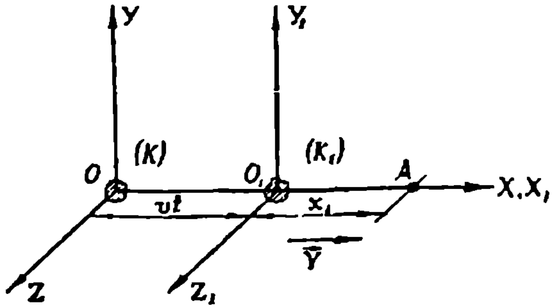
შემდგომი მსჯელობისათვის საჭირო იქნება, ყოველ ათვლის სისტემასთან დაკავშირებით, სხეულების მდებარეობის განმსაზღვრელი კოორდინატთა სისტემა. ჩვენ ავარჩევთ დეკარტის მართკუთხა კოორდინატთა სისტემას ($OXYZ$). მაშინ ყოველი წერტილის მდებარეობა სივრცეში განსაზღვრული იქნება სამი კოორდინატით x, y, z, რომლებიც მიიღებიან OB, OA და OC მონაკვეთების სიგრძეების გაზომვით (ნახ. 8). ცხადია, რომ ამ გაზომვისათვის საჭიროა სათანადო სიგრძის ეტალონის შერჩევა, რომლის სიგრძე ერთეულად იქნება მიღებული (მეტრი, სანტიმეტრი და ა.შ.). მაგრამ მოძრაობის დასახასიათებლად მარტო კოორდინატები საკმარისი არ არის. საჭიროა აგრეთვე დროის გაზომვა, რაც ჩვეულებრივად საათის საშუალებით წარმოებს.



ნახ. 8.

მაშასადამე, ათვლის ყოველ სისტემაში მყოფ დამკვირვებელს უნდა ჰქონდეს სიგრძის და დროის ეტალონები. დავუშვათ, რომ ყველა ინერციულ სისტემაში იმყოფება სრულიად ერთნაირი სიგრძის ეტალონები და საათები. ჩვენ არ შევუდგებით ახლა იმის გარკვევას, თუ როგორ უნდა მოხდეს სხვადასხვა სისტემებში მყოფი სიგრძის ეტალონების და საათების შედარება და იმის დადგენას, რომ ისინი სრულიად ერთნაირია. ამ საკითხს დაწვრილებით გავარჩევთ ფარდობითობის სპეციალური თეორიისადმი მიძღვნილ თავში, ვინაიდან სწორედ ამ საკითხის ანალიზით იწყება ფარდობითობის თეორიის დაფუძნება. ჯერჯერობით კი დავუშვებთ, რომ ათვლის ერთ სისტემაში დამზადებული და ერთმანეთთან შეთანხმებული სიგრძის და დროის ეტალონები გადატანილია სხვადასხვა ინერციულ სისტემაში და რომ ამ გადატანის შემდეგაც ისინი სრულიად ერთნაირი რჩება. ეს დაშვება დამახასიათებელია კლასიკური ფიზიკისათვის, რომელიც თვლის, რომ სხეულის სიგრძე და მოვლენის ხანგრძლივობა არ არის დამოკიდებული იმ სისტემის მოძრაობაზე, რომელშიც იმყოფება გასაზომი სხეული და რომელშიაც მიმდინარეობს განსახილველი მოვლენა. ჩვენი მიზანი იქნება, ამ დაშვებაზე დამყარებით შევადაროთ ერთმანეთს სხვადასხვა ინერციულ სისტემაში ჩატარებული გაზომვები.

ვთქვათ, გვაქვს ორი ინერციული სისტემა K და K_1. დავუშვათ, K_1 სისტემა მოძრაობს K სისტემის მიმართ მუდმივი $\vec{v}$ სიჩქარით, OX ღერძის გასწვრივ. გარდა ამისა, გამოთვლების გასამარტივებლად მივიღოთ, რომ ათვლის ამ სისტემების კოორდინატთა ღერძები ერთიმეორის პარალელურია (ნახ. 9). ვთქვათ, K სისტემის მიმართ, რომელიღაც t მომენტში და A წერტილში კოორდინატით z მოხდა რაღაც მოვლენა.



ნახ. 9.

(თუ მივიღებთ, რომ A წერტილი OX ღერძზეა, y და z კოორდინატები ნულის ტოლი იქნება). ცხადია, რომ, როგორც t დრო, ისე x მანძილი (ე.ი. OA მონაკვეთის სიგრძე) გაზომილია K სისტემაში მყოფი დამკვირვებლის მიერ მისი ეტალონის და საათის საშუალებით. იმავე მოვლენას აკვირდება K_1 სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი და თავისი საათით და სიგრძის ეტალონით ზომავს მოვლენის მოხდენის დროს და მის მანძილს კოორდინატთა სათავიდან. აღვნიშნოთ სათანადო სიდიდეები t_1-ით და x_1-ით. ჩვენი მიზანია გამოვარკვიოთ, თუ როგორ არის დაკავშირებული A მოვლენის დრო და კოორდინატი K_1 სისტემის მიმართ, ე.ი. t_1 და x_1 სიდიდეები, t დროსთან და x კოორდინატთან K სისტემის მიმართ. პირველი ძირითადი დაშვება, რომელსაც ემყარება კლასიკური ფიზიკა ამ საკითხის გადაწყვეტის დროს, მდგომარეობს შემდეგში: თუ ორივე დამკვირვებლის საათები ერთსა და იმავე დროს გვიჩვენებს, როდესაც K და K_1 სისტემები უძრავი იყო ერთიმეორის მიმართ, ეს საათები ისევ ერთნაირ დროს აჩვენებს ამ სისტემების ერთიმეორის მიმართ ამოძრავების შემდეგაც. თუ დავუშვებთ, რომ ორივე საათი ერთი და იგივე დროს გვიჩვენებდა, როდესაც O და O_1

წერტილები (კოორდინატთა სათავეები) თანხვდენილი იყო და ამ მომენტს ავარჩევთ დროის საწყის მომენტად ორივე სისტემისათვის, მაშინ წინა დაშვების თანახმად, მოვლენის მოხდენის დრო ერთი და იგივე იქნება ორივე დამკვირვებლისათვის, ე.ი.

$$t = t_1. \quad (7)$$

ეს შედეგი შემდეგნაირად ყალიბდება: დ რ ო ი ს მ ი მ დ ი ნ ა რ ე ო ბ ა დ ა მ ო უ კ ი დ ე ბ ე ლ ი ა ა თ ვ ლ ი ს ს ი ს ტ ე მ ი ს ა რ ჩ ე ვ ი ს ა გ ა ნ. ათვლის ყველა (ინერციულ) სისტემაში დრო ერთნაირად მიმდინარეობს ან, როგორც ხშირად ამბობენ, დ რ ო ა ბ ს ო ლ უ ტ უ რ ი ა.

განვიხილოთ ახლა კავშირი A მოვლენის x და x_1 კოორდინატებს შორის. K სისტემაში მყოფი დამკვირვებ-ლისათვის A მოვლენის x კოორდინატი არის OA მანძილი, რომელიც, ცხადია, წარმოადგენს OO_1 და O_1A მანძილების ჯამს:

$$OA = OO_1 + O_1A.$$

ყველა ეს მანძილი გაზომილი უნდა იყოს K სისტემის სიგრძის ეტალონის საშუალებით. ვინაიდან K სისტემის მიმართ K_1 სისტემა და, მაშასადამე მისი O_1 წერტილიც მოძრაობს მუდმივი $\vec{\upsilon}$ სიჩქარით OX ღერძის გასწვრივ, OO_1 მანძილი υt-ს ტოლი იქნება, სადაც t არის მოძრაობის დაწყებიდან გავლილი დრო (საწყის მომენტში O თანხვდენილი იყო O_1 წერტილთან), რის გამოც ტოლობა შემდეგნაირად დაიწერება:

$$x = \upsilon t + O_1A \text{ (გაზომილი } K \text{ სისტემის მიმართ).}$$

მეორე მხრივ, იგივე O_1A მონაკვეთის სიგრძე, გაზომილი K_1 სისტემაში მყოფი დამკვირვებლის სიგრძის ეტალონით, არის A მოვლენის x_1 კოორდინატი ათვლის ამ სისტემის მიმართ

$$x_1 = O_1A \text{ (გაზომილი } K_1 \text{ სისტემის მიმართ).}$$

კლასიკური ფიზიკის მეორე ძირითადი დაშვება, რომლის საშუალებითაც იგი აკავშირებს x და x_1 კოორდინატებს შემდეგია: მონაკვეთის სიგრძე არ არის დამოკიდებული ათვლის სისტემის არჩევაზე–იგი აბსოლუტურია.

O_1A (გაზომილი K მიმართ) = O_1A (გაზომილს K_1 მიმართ). აქედან ვღებულობთ შემდეგ კავშირს x და x_1 სიდიდეებს შორის:

$$x = x_1 + \upsilon t.$$

მაგრამ, რადგანაც $t = t_1$, ეს ტოლობა შემდეგი სახით შეიძლება დაიწეროს:

$$x = x_1 + \upsilon t_1.$$

ჩვენ არ გავარჩევთ y და z კოორდინატების გარდაქმნას. ცხადია, რომ სიგრძის აბსოლუტურობის გამო

$$y = y_1 \text{ და } z = z_1.$$

მაშასადამე, კოორდინატების და დროის გარდაქმნის ფორმულები ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლის დროს შემდეგია:

$$x = x_1 + \upsilon t_1, \;\; y = y_1, \;\; z = z_1 \text{ და } t = t_1.$$

ამ ფორმულებს ეწოდება გალილეის გარდაქმნის ფორმულები. სწორედ ამ ფორმულების მიხედვით წარმოებს, კლასიკური ფიზიკის თანახმად, ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლა. როგორც ამ ფორმულების გამოყვანიდან ჩანს, მათ საფუძველს წარმოადგენს შემდეგი დებულება:

სხეულის სიგრძე და მოვლენის ხანგრძლივობა აბსოლუტურია, ე.ი. ისინი არ არის დამოკიდებული ათვლის სისტემაზე.

კლასიკური ფიზიკის ეს ძირითადი დებულება იმდენად

ნათელი და თავისთავად ცხადი იყო, რომ არც კი თვლიდნენ საჭიროდ მისი ცხადი სახით გამოთქმას და ანალიზს. მხოლოდ აინშტაინმა მიაქცია მათ ყურადღება, მოახდინა მისი ღრმა ანალიზი და გამოარკვია, რომ სწორედ ეს დებულება არის მიზეზი წინააღმდეგობისა, რომელიც წარმოიშვა, ერთი მხრივ, ცდებსა და, მეორე მხრივ, კლასიკური მექანიკის და ელექტროდინამიკის შედეგებს შორის.

ვინაიდან მექანიკური სიდიდეები სიგრძისა და დროის საშუალებით განისაზღვრება, გალილეის გარდაქმნები ამ სიდიდეთა გარდაქმნის ფორმულების გამოყვანის საშუალებასაც იძლევა. წინასწარ შემოვიღოთ შემდეგი ტერმინები: სიდიდეს, რომლის მნიშვნელობა ათვლის სისტემის არჩევაზეა დამოკიდებული, ვ ა რ ი ა ნ ტ უ ლ ი სიდიდე ვუწოდოთ. სიდიდეს, რომელსაც ერთი და იგივე მნიშვნელობა აქვს ათვლის ყველა სისტემაში, ი ნ ვ ა რ ი ა ნ ტ უ ლ ი სიდიდე ვუწოდოთ. კლასიკური ფიზიკის თანახმად, წერტილის სივრცული კოორდინატები ვარიანტული სიდიდეებია, ვინაიდან მათი მნიშვნელობა ათვლის სისტემაზეა დამოკიდებული. მაგრამ, ორ წერტილს შორის მანძილი ინვარიანტული სიდიდეა, ინვარიანტულია აგრეთვე მოვლენის ხანგრძლივობა, ვინაიდან, დროის აბსოლუტურობის გამო, იგი არ არის დამოკიდებული ათვლის სისტემის არჩევაზე[1].

გამოვარკვიოთ ახლა, როგორი ხასიათისაა სხვა მექანიკური სიდიდეები: სიჩქარე, აჩქარება, მოძრაობის რაოდენობა (იმპულსი), კინეტიკური და პოტენციალური ენერგია

---

[1] ცხადია, რომ ამა თუ იმ სიდიდის ვარიანტობა თუ ინვარიანტობა იმაზეა დამოკიდებული, თუ ათვლის სისტემათა რა ჯგუფია არჩეული. როგორც შემდეგ ვნახავთ, აჩქარება ინვარიანტულია ათვლის ინერციულ სისტემათა ჯგუფისათვის მაგრამ არ არის ინვარიანტული ათვლის ნებისმიერი სისტემების ჯგუფისათვის. შემდეგში ჩვენ ყოველთვის ვიგულისხმებთ, რომ განხილულია ინერციული სისტემების ჯგუფი, ე.ი. ვარიანტობას თუ ინვარიანტობას განვიხილავთ გალილეის გარდაქმნების მიმართ.

და სხვ., ე.ი. გამოსარკვევია, იცვლება თუ არა მათი მნიშვნელობა, როდესაც ერთი ინერციული სისტემიდან გადავდივართ (გალილეის ფორმულების საშუალებით) მეორე ინერციულ სისტემაზე.

განვიხილოთ ამ თვალსაზრით ნაწილაკის სიჩქარე. ვთქვათ, ნაწილაკი მოძრაობს K_1 სისტემის მიმართ u_1 სიჩქარით და სიმარტივისათვის დავუშვათ, რომ ეს მოძრაობა OX_1 ღერძის გასწვრივ წარმოებს. მაშინ, როგორც ცნობილია, u_1 შემდეგნაირად გამოითვლება: ნაწილაკის მიერ მცირე Δt_1 დროის განმავლობაში გავლილი Δx_1 მანძილი იყოფა Δt_1 დროზე. ეს მოგვცემს ნაწილაკის საშუალო სიჩქარეს, ე.ი. დროის ერთეულში გავლილ მანძილს:

$$u_{1\,\text{საშ.}} = \frac{\Delta x_1}{\Delta t_1}.$$

მყისი სიჩქარის გამოსათვლელად საჭიროა თანდათან ვამციროთ Δt_1 დრო და გამოვითვალოთ შეფარდების ზღვარი, როდესაც Δt_1 ნულისაკენ მიისწრაფვის:

$$u_1 = \lim_{\Delta t_1 \to 0} \frac{\Delta x_1}{\Delta t_1}.$$

როგორც ცნობილია, ეს ზღვარი წარმოადგენს კოორდინატის წარმოებულს დროის მიმართ და შემდეგნაირად აღინიშნება:

$$u_1 = \lim_{\Delta t_1 \to 0} \frac{\Delta x_1}{\Delta t_1} = \frac{dx_1}{dt_1}. \quad (9)$$

იმავე ნაწილაკის სიჩქარე K სისტემის მიმართ (x კოორდინატი და t დრო) ანალოგიურად იქნება გამოსახული:

$$u = \frac{dx}{dt}. \quad (10)$$

u და u_1-ს შორის კავშირის დასამყარებლად გამოვიყენოთ

გალილეის გარდაქმნის ფორმულები:

$$x = x_1 + \upsilon t_1, \quad t = t_1,$$

საიდანაც მივიღებთ $\Delta x = \Delta x_1 + \upsilon \Delta t_1$, $\Delta t = \Delta t_1$, ვინადან υ, როგორც ერთი ინერციული სისტემის საჩქარე მეორის მიმართ, მუდმივი სიდიდეა. ამ ტოლობების ერთმანეთზე გაყოფით მივიღებთ

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\Delta x_1}{\Delta t_1} + \upsilon.$$

ზღვარზე გადასვლა და (9), (10) ფორმულების გამოყენება გვაძლევს:

$$u = u_1 + \upsilon. \qquad (11)$$

ეს ფორმულა გვიჩვენებს, რომ ნაწილაკის სიჩქარე K სისტემის' მიმართ (u) არის ჯამი იმავე ნაწილაკის სიჩქარისა K_1 სისტემის მიმართ (u_1) და K_1 სისტემის სიჩქარისა K სისტემის მიმართ (υ). ეს შედეგი არის კლასიკური მექანიკის სიჩქარეთა შეკრების ცნობილი კანონი. როგორც ვხედავთ, ნაწილაკის სიჩქარე არ არის ინვარიანტული გალილეის გარდაქმნების მიმართ, მას სხვადასხვა მნიშვნელობა აქვს სხვადასხვა ინერციულ სისტემაში. სიჩქარე ფარდობითი სიდიდეა და ამიტომ კითხვაზე, თუ როგორია ამა თუ იმ სხეულის სიჩქარე, არ შეიძლება გაიცეს გარკვეული პასუხი, სანამ არ არის აღნიშნული, რომელი ათვლის სისტემის მიმართ განიხილება მოძრაობა.

ცხადია, რომ სიჩქარის არაინვარიანტობის გამო, არაინვარიანტული იქნება მოძრაობის რაოდენობაც (იმპულსი). სიჩქარეთა შეკრების ფორმულის ნაწილაკის m მასაზე გადამრავლებით მივიღებთ:

$$m u = m u_1 + m\upsilon.$$

$m u_1$ არის ნაწილაკის მოძრაობის რაოდენობა K_1 სის-

ტემის მიმართ, mu კი – მოძრაობის რაოდენობა K სისტემის მიმართ. ჩვენ ვხედავთ, რომ ნაწილაკის მოძრაობის რაოდენობა სხვადასხვაა სხვადასხვა ინერციული სისტემის მიმართ – იგი ვარიანტული სიდიდეა.

ვარიანტულია, აგრეთვე, ნაწილაკის კინეტიკური ენერგია. სიჩქარეთა შეკრების ფორმულის თანახმად ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ მისი გარდაქმნის ფორმულა ასეთია:

$$\frac{mu^2}{2}=\frac{mu_1^2}{2}+mu_1\upsilon+\frac{m\upsilon^2}{2}.$$

სიჩქარისაგან განსხვავებით, აჩქარება ინვარიანტულია გალილეის გარდაქმნების მიმართ. მართლაც, დავწეროთ სიჩქარეთა გარდაქმნის კანონი

$$u=u_1+\upsilon.$$

ვთქვათ, $\Delta t=\Delta t_1$ დროის განმავლობაში სიჩქარე K_1 სისტემის მიმართ Δu_1 სიდიდით შეიცვალა, მაშინ სიჩქარე K სისტემის მიმართ შეიცვლება $\Delta u=\Delta u_1$ სიდიდით, ვინაიდან υ სიჩქარე მუდმივია. $\Delta t=\Delta t_1$-ზე გაყოფით მივიღებთ

$$\frac{\Delta u}{\Delta t}=\frac{\Delta u_1}{\Delta t_1}.$$

აქედან ცხადია, $a=a_1$ ე.ი. აჩქარება ინვარიანტულია გალილეის გარდაქმნების მიმართ.

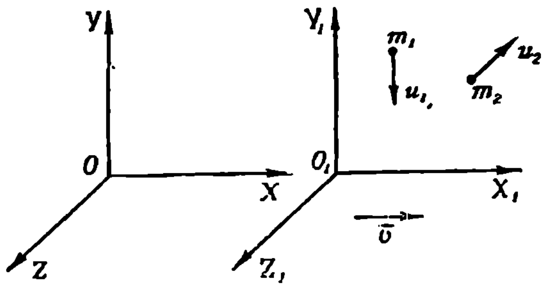
აგრეთვე ინვარიანტულია გალილეის გარდაქმნების მიმართ პოტენციალური ენერგია და ძალა, ვინაიდან ისინი დამოკიდებულია მხოლოდ ნაწილაკთა შორის მანძილზე, მანძილი კი ინვარიანტულია ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლის დროს.

4. კლასიკური მექანიკის მოძრაობის კანონების ინვარიანტობა გალილეის გარდაქმნების მიმართ

ზემოთ ჩვენ დავინახეთ, რომ სხვადასხვა მექანიკური სიდიდე სხვადასხვანაირად იქცევა ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლის დროს. სიჩქარე, მოძრაობის რაოდენობა, კინეტიკური ენერგია სხვადასხვაა სხვადასხვა ინერციული სისტემის მიმართ, ე.ი. იცვლის თავის მნიშვნელობას გალილეის გარდაქმნების დროს. ისინი ვარიანტულ სიდიდეებს წარმოადგენენ. მეორე მხრივ, ისეთი სიდიდეები, როგორიცაა, მაგალითად, სხეულის სიგრძე, მოვლენის ხანგრძლივობა, ნაწილაკის აჩქარება, პოტენციალური ენერგია და ძალა ერთი და იგივეა ყველა ინერციულ სისტემაში — ისინი ინვარიანტულია გალილეის გარდაქმნების მიმართ.

მექანიკური სიდიდეების ვარიანტობის თუ ინვარიანტობის საკითხთან მჭიდროდ არის დაკავშირებული მეორე, არანაკლებ მნიშვნელოვანი საკითხი — მოძრაობის კანონების დამოკიდებულებისა გალილეის გარდაქმნებზე. სახელდობრ, საჭიროა გაირკვეს, თუ რა ემართებათ მოძრაობის კანონებს, როდესაც ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადავდივართ. რჩება ეს კანონები ძალაში, თუ იცვლის სახეს გალილეის გარდაქმნების შედეგად? ჩვენ ვიცით, რომ ერთ-ერთ ინერციულ სისტემაში სამართლიანია ნიუტონის მეორე კანონი — ძალა ტოლია მასის და აჩქარების ნამრავლისა. დარჩება თუ არა ძალაში ეს კანონი სხვა ინერციულ სისტემაში გადასვლის დროს? ასეთი გადასვლის შემდეგ დარჩება თუ არა ძალაში მექანიკის სხვა კანონები — იმპულსის და ენერგიის მუდმივობის და სხვ.

დავიწყოთ მოძრაობის რაოდენობის მუდმივობის კანონის განხილვით. ვთქვათ, რომელიმე ინერციულ სისტემაში განიხილება ორი მატერიალური ნაწილაკისაგან



ნახ. 10.

შემდგარი განმხოლოებული სისტემა (ნახ. 10). ნაწილაკთა მასები აღვნიშნოთ m_1-ით და m_2-ით; სათანადო სიჩქარეები K სისტემის მიმართ იყოს u_1 და u_2. სიმარტივისათვის დავუშვათ, რომ ნაწილაკები OX ღერძის გასწვრივ მოძრაობენ და მათი სიჩქარეები ჩავთვალოთ დადებითად ან უარყოფითად იმისდა მიხედვით, თუ OX ღერძის რა მიმართულებით წარმოებს მათი მოძრაობა. მოძრაობის რაოდენობის მუდმივობის კანონის თანახმად K სისტემაში მივიღებთ

$$m_1u_1 + m_2u_2 = \text{const}.$$

ე.ი. ნაწილაკთა მასების და სათანადო სიჩქარეების ნამრავლთა ჯამი მუდმივი სიდიდეა.

გადავიდეთ ახლა მეორე, K_1 სისტემაზე, რომელიც K-ს მიმართ მოძრაობს OX ღერძის გასწვრივ მუდმივი v სიჩქარით. წინათ მიღებული შედეგის თანახმად, ამ ახალი სისტემის მიმართ ნაწილაკებს უკვე სხვა სიჩქარეები ექნება და ეს ახალი სიჩქარეები, რომელთაც ჩვენ u_1'-ით და u_2'-ით აღვნიშნავთ, შემდეგი ფორმულებით არის დაკავშირებული სიჩქარეებთან K-ს მიმართ:

$$u_1 = u_1' + \upsilon,$$

$$u_2 = u_2' + \upsilon.$$

წინა ფორმულაში ჩასმა გვაძლევს

$$m_1u_1' + m_2u_2' + (m_1 + m_2)\upsilon = \text{const},$$

ან

$$m_1u_1' + m_2u_2' = \text{const} - (m_1 + m_2)\upsilon.$$

ამ განტოლების მარცხენა მხარეში დგას ნაწილაკთა მოძრაობის რაოდენობათა ჯამი ახალი, K_1 სისტემის მიმართ, მარჯვენა მხარეში კი, გარდა წინანდელი მუდმივისა, შედის კიდევ სიდიდე $(m_1 + m_2)\upsilon$. მაგრამ ეს სიდიდე მუდმივია, ვინაიდან ნაწილაკების მასები არ იცვლება ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლის დროს; მუდმივი სიდიდეა υ სიჩქარეც, როგორც ერთი ინერციული სისტემის სიჩქარე მეორის მიმართ. მაშასადამე, განტოლების მარჯვენა მხარე მუდმივი სიდიდეა და, ამიტომ, ახალ K_1 სისტემაშიც ძალაში რჩება მოძრაობის რაოდენობის მუდმივობის კანონი:

$$m_1u_1' + m_2u_2' = \text{const}.$$

მოძრაობის რაოდენობის (იმპულსის) მუდმივობის კანონი ინვარიანტულია გალილეის გარდაქმნების მიმართ.

ახლა განვიხილოთ ენერგიის მუდმივობის კანონი, რომლის თანახმად განმხოლოებული სისტემის კინეტიკური და პოტენციალური ენერგიების ჯამი მუდმივი სიდიდეა:

$$\frac{m_1u_1^2}{2} + \frac{m_2u_2^2}{2} + U(x_2 - x_1) = \text{const}.$$

სადაც $U(x_2 - x_1)$ არის ნაწილაკთა პოტენციალური ენერგია, დამოკიდებული ნაწილაკთა შორის მანძილზე. გალილეის გარდაქმნის ფორმულების გამოყენება გვაძლევს:

$$\frac{m_1u_1'^2}{2}+\frac{m_2u_2'^2}{2}+(m_1u_1'+m_2u_2')\upsilon+\frac{m_1+m_2}{2}\upsilon^2+U(x'_2-x'_1)=\text{const}$$

ან

$$\frac{m_1u_1'^2}{2}+\frac{m_2u_2'^2}{2}+U(x_2'-x_1')=\text{const}-(m_1u_1'+m_2u_2')\upsilon-\frac{m_1+m_2}{2}\upsilon^2.$$

Aამ განტოლების მარცხენა მხარეში დგას ნაწილაკთა კინეტიკური და პოტენციალური ენერგიების ჯამი ახალი K_1 სისტემის მიმართ. მარჯვენა მხარეში შემავალი წევრებიდან სიდიდე $(m_1+m_2)\upsilon^2/2$ მუდმივია, მასებისა და υ სიჩქარის მუდმივობის გამო. სიდიდე $(m_1u_1'+m_2u_2')\upsilon$ აგრეთვე მუდმივია მოძრაობის რაოდენობის მუდმივობის კანონის თანახმად. მაშასადამე, განტოლების მთელი მარჯვენა მხარე მუდმივია და ამიტომ შეიძლება დაიწეროს განტოლება

$$\frac{m_1u_1'^2}{2}+\frac{m_2u_2'^2}{2}+U(x_2'-x_1')=\text{const}.$$

როგორც ვხედავთ, ახალ ინერციულ სისტემაშიც კინეტიკურ და პოტენციალურ ენერგიათა ჯამი მუდმივია, რაც იმას ნიშნავს, რომ ენერგიის მუდმივობის კანონი ინვარიანტულია გალილეის გარდაქმნების მიმართ.

დასასრულ, განვიხილოთ მექანიკის ძირითადი განტოლება, რომელიც აკავშირებს ერთიმეორესთან ნაწილაკის აჩქარებას და მასზე მოქმედ ძალას. როგორც ვიცით, ყოველი ძალა რაღაც სხვა სხეულით არის გამოწვეული და კლასიკური მექანიკის მიხედვით, იგი მხოლოდ ნაწილაკთა შორის მანძილზეა დამოკიდებული. თუ m_1 მასის მქონე ნაწილაკის აჩქარებას a_1-ით აღვნიშნავთ, ხოლო მეორე ნაწილაკიდან მასზე მოქმედ ძალას $F_1(x_2-x_1)$-ით, მივიღებთ

$$m_1a_1=F_1(x_2-x_1).$$

როგორც აჩქარება, ისე x_2 და x_1 კოორდინატები გაზომილია K სისტემის მიმართ. გადავიდეთ ახლა K_1 სისტემაზე. ზემოთ ვნახეთ, რომ ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლის დროს არც აჩქარება და არც ნაწილაკთა შორის მანძილი არ იცვლება. გალილეის გარდაქმნების მიმართ ისინი ინვარიანტულნი არიან, მაშასადამე,

$$a_1 = a_1',$$

$$x_2 - x_1 = x_2' - x_1',$$

საიდანაც ვღებულობთ

$$m_1 a_1' = F_1(x_2' - x_1').$$

ეს შედეგი გვიჩვენებს, რომ K_1 სისტემაშიც მასის და აჩქარების ნამრავლი ნაწილაკზე მოქმედი ძალის ტოლია. ნიუტონის მეორე კანონი არ იცვლის სახეს ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლის დროს – იგი ინვარიანტულია გალილეის გარდაქმნების მიმართ.

ჩვენ არ გავაგრძელებთ იმის განხილვას, თუ როგორია მექანიკის სხვა კანონების დამოკიდებულება გალილეის გარდაქმნების მიმართ. მოყვანილი მაგალითები სავსებით ცხადყოფს და სრულიად საკმარისია იმის დასამტკიცებლად, რომ კლასიკური მექანიკის მოძრაობის კანონები არ იცვლიან სახეს ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლის დროს, ე.ი. ისინი ინვარიანტული არიან გალილეის გარდაქმნების მიმართ. კარგად უნდა გვახსოვდეს, რომ კანონების ინვარიანტობას ადგილი აქვს მიუხედავად იმისა, რომ მათში შემავალი სიდიდეები შეიძლება ვარიანტული იყოს, ე.ი. იცვლიდეს მნიშვნელობებს გალილეის გარდაქმნების დროს.

მიღებული შედეგი მოძრაობის კანონების ინვარიანტობის შესახებ (გალილეის გარდაქმნების მიმართ) ფრიად მნიშვ-

ნელოვანია. იგი გვიჩვენებს, რომ ყველა ინერციული სისტემა ერთიმეორის ექვივალენტურია მოძრაობის კანონების ჩამოყალიბების თვალსაზრისით. სხვადასხვა ინერციულ სისტემებში მყოფი დამკვირვებლები, მექანიკურ მოვლენებზე დაკვირვების დროს ზომავენ სხვადასხვა მექანიკურ სიდიდეებს და ზოგჯერ ღებულობენ სხვადასხვა მნიშვნელობებს, მაგრამ ამ სიდიდეებს შორის არსებული კანონზომიერებანი მათთვის სავსებით ერთნაირია.

5. მექანიკური მოვლენების მიმდინარეობის იგივურობა სხვადასხვა ინერციულ სისტემაში (კლასიკური მექანიკის ფარდობითობის პრინციპი)

წინა პარაგრაფში დამტკიცებული დებულება – კლასიკური მექანიკის ინვარიანტობა გალილეის გარდაქმნის მიმართ, შესაძლებლობას იძლევა გარკვეული დასკვნები გამოვიტანოთ სხვადასხვა ინერციულ სისტემებში მექანიკური მოვლენების მიმდინარეობის შესახებ. მართლაც, თუ მოძრაობის კანონები სწორად აღწერს და ხსნის მექანიკურ მოვლენებს და თუ ეს კანონები ინვარიანტულია გალილეის გარდაქმნების მიმართ, მექანიკური მოვლენები სავსებით ერთნაირად (იგივურად) უნდა მიმდინარეობდეს ყველა ინერციულ სისტემაში. მექანიკური მოვლენების მიმდინარეობის თვალსაზრისით ინერციულ სისტემებს შორის არავითარი განსხვავება არ უნდა იყოს. ამ დასკვნის სიზუსტე ცდებით არის შემოწმებული და იგი წარმოადგენს კლასიკური მექანიკის ერთ-ერთ ძირითად დებულებათაგანს. სხვადასხვა ინერციული სისტემის ეს თვისება (ექვივალენტობა) უკვე გალილეის მიერ იყო შემჩნეული. აი, რას ამბობს იგი თავის შესანიშნავ ნაშრომში "დიალოგები სამყაროს ორი უმთავრესი სისტემის შესახებ": "თუ გემის მოძრაობა თანაბარია, თქვენ ვერ

შეამჩნევთ ვერავითარ ცვლილებას ირგვლივ მიმდინარე მოვლენებში და არ გექნებათ არავითარი საშუალება გამოარკვიოთ, მოძრაობს გემი თუ ერთ ადგილზე დგას. ამხანაგისათვის რაიმე ნივთის გადასაგდებად თქვენ არ დაგჭირდებათ მისი (ნივთის) მეტი ძალით გასროლა, თუ ამხანაგი იგი (ამხანაგი) დგას გემის კიჩოსთან, ვიდრე წინააღმდეგ შემთხვევაში...". ცხადია, დედამიწის მიმართ თანაბრად მოძრავ გემს გალილეი განიხილავს როგორც ათვლის მეორე ინერციულ სისტემას და აღნიშნავს, რომ ამ სისტემაში ყველა მოვლენა ისევე მიმდინარეობს, როგორც უძრავ გემში. ინერციული სისტემების იგივურობის ფაქტი ყოველდღიური ცხოვრებიდან კარგად არის ცნობილი. თანაბრად მოძრავ მატარებელში ყველა მოძრაობა ისე წარმოებს, როგორც უძრავ მატარებელში: ვარდნილი სხეული იატაკზე ვარდება თანაბრად აჩქარებული წრფივი მოძრაობით, საქანის რხევა, გასროლილი სხეულის მოძრაობა და სხვ. ისეთივეა, როგორც უძრავ მატარებელში. თანაბრად მოძრავ მატარებელში ყოფნის დროს ხშირად ისეთი შთაბეჭდილება იქმნება, თითქოს მოძრაობს არა მატარებელი, არამედ მის გარეთ მყოფი ყოველი სხეული. ამავე ფაქტის, ე.ი. ინერციული სისტემების ექვივალენტობის დამამტკიცებელია აგრეთვე ის გარემოება, რომ მიუხედავად დედამიწის სწრაფი მოძრაობისა მზის მიმართ[2], ჩვენ სრულებით ვერ ვამჩნევთ ამ მოძრაობას.

ინერციული სისტემების ეს შესანიშნავი თვისება, გამოთქმული გალილეის მიერ, ზემოთ მოყვანილი შენიშვნის სახით, სავსებით გარკვეული დებულების სახით ჩამოყალიბებული იყო ნიუტონის მიერ მის ცნობილ შრომაში „ბუნების ფილოსოფიის მათემატიკური საფუძვლები" (1686 წ.): "რაიმე სივრცეში მყოფი სხეულების ფარდობითი მოძრაობანი ერთ-

[2] მიუხედავად იმისა. რთმ დედამიწა მზის მიმართ მრუდწირულად მოძრაობს, მისი ორბიტის გამრუდება და მაშასადამე, აჩქარებაც იმდენად მცირეა, რომ დიდი მიახლოებით დედამიწა შეიძლება ინერციულ სისტემად მივიჩნიოთ.

ნაირია, უძრავია ეს სივრცე, თუ მოძრაობს თანაბრად და წრფივად ბრუნვის გარეშე" (მოძრაობის აქსიომების მეხუთე შედეგი). ნიუტონის ფორმულირებაში გამოთქმა „რაიმე სივრცეში" ჩვენი ტერმინოლოგიის მიხედვით ნიშნავს „რაიმე ათვლის სისტემაში".

როგორც უკვე აღვნიშნეთ, კლასიკური მექანიკის ეს დებულება ცდებით ყოველმხრივ შემოწმებულია და კლასიკური ფიზიკის ერთ-ერთ ძირითად დებულებად ითვლება. მას ეწოდება "კლასიკური მექანიკის ფარდობითობის პრინციპი" და შემდეგნაირად ყალიბდება:

მექანიკური მოვლენები სავსებით ერთნაირად (იგივურად) მიმდინარეობს ყველა ინერციულ სისტემაში.

ამ დებულების შინაარსის სწორად გაგებისათვის ერთ გარემოებას უნდა მიექცეს ყურადღება. მექანიკური მოვლენის (მოძრაობის) მიმდინარეობის ხასიათი მარტო მოძრაობის კანონებით არ განისაზღვრება. მოძრაობის ხასიათის დადგენა მექანიკის კანონების საშუალებით შემდეგნაირად წარმოებს. თუ ცნობილია ნაწილაკზე მოქმედი ძალა, ნიუტონის მეორე კანონის საშუალებით მოიძებნება აჩქარება. ამის შემდეგ შეიძლება განისაზღვროს მოძრაობის ტრაექტორია და ამ ტრაექტორიაზე მოძრაობის ხასიათი, მაგრამ ამისათვის საჭიროა ე.წ. საწყისი პირობების ცოდნა, ე.ი. საჭიროა ვიცოდეთ, თუ სად იმყოფებოდა და როგორი სიჩქარე ჰქონდა ნაწილაკს საწყის მომენტში. მაგალითად, თუ სხეული დედამიწის მახლობლად იმყოფება, ჩვენთვის ცნობილია მასზე მოქმედი სიმძიმის ძალა P, საიდანაც ვპოულობთ $g = P/m$ აჩქარებას. მაგრამ ამ აჩქარების ცოდნა არ არის საკმარისი მოძრაობის განსაზღვრისათვის. თუ საწყის მომენტში სხეული უძრავი იყო, სიმძიმის ძალის გავლენით იგი g აჩქარებით იწყებს ვარდნას შვეულად, მაგრამ თუ საწყის მომენტში მას მინიჭებული ჰქონდა ჰორიზონტალური სიჩქარე, იგი იმოძ-

რავებს დედამიწის ზედაპირისაკენ პარაბოლაზე. მიუხედავად იმისა, რომ ორივე შემთხვევაში მოქმედი ძალა — სიმძიმის ძალა — ერთი და იგივეა, მოძრაობის ხასიათი (ტრაექტორია) სხვადასხვაა, იმისდა მიხედვით, თუ როგორია საწყისი პირობები. ამიტომაც სხვადასხვა ინერციულ სისტემაში მექანიკური მოვლენების იგივურობისათვის საჭიროა ყველა მათგანში ერთნაირი საწყისი პირობების განხორციელება. ამიტომაც ფარდობითობის პრინციპი უფრო სრულად ასე უნდა ჩამოყალიბდეს: თუ სხვადასხვა ინერციულ სისტემაში განვახორციელებთ ერთნაირ საწყის პირობებს, მექანიკური მოვლენების მიმდინარეობა სავსებით ერთნაირი იქნება.

შეიძლება ამ პრინციპს კიდევ ასეთი სახე მივცეთ. როგორც ზემოთ ვთქვით, ათვლის სისტემა, რომელიც უძრავია ,,უძრავი" გარსკვლავების მიმართ, ინერციული სისტემა იქნება. განვიხილოთ ახლა ათვლის მეორე სისტემა, რომელიც მოძრაობს მუდმივი სიჩქარით ამ „უძრავი" ათვლის სისტემის მიმართ. მაშინ, ფარდობითობის პრინციპის თანახმად, ყველა მექანიკური მოვლენის მიმდინარეობა მეორე ათვლის სისტემაში ისეთივე იქნება, როგორც პირველ ,,უძრავ" სისტემაში. ამიტომაც, თუ ამ მეორე სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი ვერ ხედავს „უძრავ" ვარსკვლავებს, იგი ვერავითარი მექანიკური ცდებით ვერ გამოარკვევს, უძრავია იგი ,,უძრავი" ვარსკვლავების მიმართ, თუ მოძრაობს თანაბრად და წრფივად. სისტემაში ჩატარებული მექანიკური ცდებით უძრაობის და თანაბარი და წრფივი მოძრაობის გარჩევის სწორედ ეს შეუძლებლობა ამტკიცებს კლასიკური მექანიკის ფარდობითობის არინციპს. ფარდობითობის პრინციპი სავსებით ეთანხმება მექანიკის კანონების ინვარიანტობას ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლის დროს, ვ.ი. გალილეის გარდაქმნების დროს, მაგრამ იგი გაცილებით უფრო ზოგადია და მისი შემოწმება შესაძლებელია უშუალო

ცდებით. როგორც შემდეგში ვნახავთ, ფარდობითობის ეს პრინციპი ძალაში დარჩება და კიდევ უფრო განზოგადდება აინშტაინის ფარდობითობის თეორიაში, მაშინ, როდესაც საჭირო გახდება როგორც მოძრაობის კანონების, ისე გალილეის გარდაქმნების ფორმულების შეცვლა.

დასასრულ, ჩამოვაყალიბოთ მექანიკური მოვლენების განხილვის დროს მიღებული შედეგები შემდეგი ხუთი დებულების სახით:

1. სივრცე და დრო აბსოლუტურია – მონაკვეთის სიგრძე და მოვლენის ხანგრძლივობა არ არის დამოკიდებული ათვლის სისტემის არჩევაზე.

2. ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლა წარმოებს გალილეის გარდაქმნის ფორმულების საშუალებით.

3. მექანიკური მოვლენები ემორჩილება კლასიკური მექანიკის მოძრაობის კანონებს.

4. კლასიკური მექანიკის მოძრაობის კანონები ინვარიანტულია გალილეის გარდაქმნების მიმართ.

5. მექანიკური მოვლენები იგივურად მიმდინარეობს ყველა ინერციულ სისტემაში.

ჩვენი მიზანი იყო კლასიკური მექანიკის იმ დებულებების განხილვა და წინა პლანზე წამოწევა, რომელთაც განსაკუთრებული მნიშვნელობა აქვს ფარდობითობის თეორიის შინაარსის გარკვევისათვის. ზემოთ ჩამოყალიბებული დებულებები მჭიდროდ არის დაკავშირებული ერთიმეორესთან, ხოლო ზოგიერთი მათგანი დანარჩენების შედეგს წარმოადგენს. ვინაიდან შემდეგში, მექანიკის, ელექტროდინამიკისა და ცდებს შორის არსებული წინააღმდეგობების'განხილვისას, ჩვენ დაგვჭირდება ზოგი ამ დებულების უკუგდება ან

შეცვლა, საჭიროა ახლავე უფრო ნათლად წარმოვიდგინოთ მათ შორის არსებული კავშირი.

პირველი დებულება გამოსახავს კლასიკური ფიზიკის თვალსაზრისს სივრცის და დროის თვისებების შესახებ. როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ეს დებულება კლასიკურ ფიზიკაში ცხადად არასოდეს არ გამოითქმებოდა, ვინაიდან მისი სისწორე თავისთავად ცხადად ითვლებოდა. მხოლოდ ფარდობითობის თეორიის განვითარებამ საჭირო გახადა მისი ცხადი სახით გამოთქმა.

მეორე დებულება გვეუბნება, რომ ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლა გალილეის გარდაქმნის ფორმულების საშუალებით წარმოებს. გარდაქმნის ეს ფორმულები ემყარება პირველი დებულებით გამოსახულ თვალსაზრისს სივრცის და დროის თვისებების შესახებ და ამიტომ იმდენად არიან სწორი, რამდენადაც სწორია პირველი დებულება სივრცის და დროის აბსოლუტურობის შესახებ.

მესამე დებულება განსაზღვრავს მექანიკური მოვლენების მიმდინარეობის კანონებს. სახელდობრ, იგი გვეუბნება, რომ სხეულების მოძრაობა აიწერება და აიხსნება კლასიკური მექანიკის კანონებით, ე.ი. ნიუტონის ცნობილი კანონებით, რომლებიც მრავალმხრივ შემოწმებულია რამდენიმე საუკუნის განმავლობაში წარმოებული ცდებით და დაკვირვებებით. უნდა გვახსოვდეს აგრეთვე ისიც, რომ ეს კანონები მხოლოდ იმ შემთხვევაშია გამოსაყენებელი, თუ ათვლის სისტემად ინერციული სისტემაა არჩეული.

მეოთხე დებულება არის მეორე და მესამე დებულებათა შედეგი, ვინაიდან, მას შემდეგ, რაც ჩამოყალიბებულია მოძრაობის კანონები რომელიმე ინერციულ სისტემაში და მოცემულია ინერციულ სისტემებს შორის გადასვლის ფორმულები, ადვილად გამოსარკვევია, თუ როგორ იცვლება ეს კანონები ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლის დროს. დებულება გვეუბნება, რომ მოძრაობის კანონები არ იცვლის

სახეს გალილეის გარდაქმნების დროს.

მაგრამ ცხადია, თუ მოძრაობის კანონები ინვარიანტულია გალილეის გარდაქმნების მიმართ, მექანიკური მოვლენები, რომელთა მიმდინარეობასაც ეს კანონები განსაზღვრავს, ერთნაირად უნდა მიმდინარეობდეს ყველა ინერციულ სისტემაში. ცდები სავსებით ადასტურებს ამ დებულებას (კლასიკური მექანიკის ფარდობითობის პრინციპს) და ამით გვიჩვენებს ზემოთ ჩამოყალიბებული ყველა დებულების თანხმობას, როგორც ერთიმეორესთან, ისე ცდებთანაც.

II თავი
ელექტროდინამიკა

6. ელექტრომაგნიტური ველის კანონები

ელექტრომაგნიტური მოვლენების შესწავლა გაცილებით უფრო გვიან დაიწყო, ვიდრე მექანიკური მოვლენებისა. ამ მოვლენგბის უჩვეულობა და სირთულე მნიშვნგლოვნად აძნელებდა მათი ბუნების გაგებას და სათანადო კანონზომიერებათა დადგენას. მხოლოდ მეცხრამეტე საუკუნის მეორე ნახევარში მოხერხდა წინათ მიღებული შედეგების თავმოყრა და ერთი მთლიანი სისტემის გამომუშავება: ჩამოყალიბდა ელექტრომაგნიტური მოვლენების ძირითადი კანონები, რომელთა საშუალებითაც შესაძლებელი გახდა თითქმის ყველა ელექტრომაგნიტური მოვლენის ახსნა და, რაც არა ნაკლებ მნიშვნელოვანია, ახალი, მანამდე უცნობი მოვლენების წინასწარმეტყველება.

ჩვენ შევეცდებით, რაც შეიძლება მარტივად, ჩამოვაყალიბოთ ელექტრომაგნიტური მოვლენების ძირითადი კანონები. განსაკუთრებულ ყურადღებას მივაქცევთ აღნიშნული მოვლენების იმ მხარეს, რომელიც მნიშვნელოვანია ჩვენთვის საინტერესო ფარდობითობის თვალსაზრისით. რასაკვირველია, ჩვენ დავუშვებთ, რომ მკითხველს უკვე აქვს ელექტრომაგნიტური მოვლენების ცოდნის გარკვეული მარაგი (ვთქვათ, ის მარაგი, რომელიც მან საშუალო სკოლაში მიიღო).

მკითხველმა იცის, რომ ბუნებაში არსებობს დადებითი და უარყოფითი ელექტრული მუხტები, რომლებიც ურთიერთმოქმედებენ კულონის კანონით გამოხატული ძალით. განვიხილოთ მცირე ზომის ორი დამუხტული სხეული, რომლებიც მოთავსებული არიან ერთიმეორისაგან r - მანძილზე. მათ შორის მოქმედი ძალა შემდეგი სახით დაიწერება (ვაკუუმში):

$$F = \frac{e_1 e_2}{r^2}, \qquad (12)$$

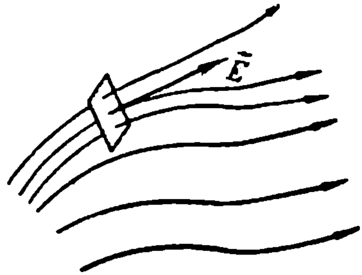
სადაც e_1 და e_2 არის სხეულების მუხტები. ერთნაირი ნიშნის მუხტები განიზიდება, სხვადასხვა ნიშნისა კი – მიიზიდება. დამუხტული ნაწილაკების ეს ურთიერთქმედება თანამედროვე თვალსაზრისით შემდეგნაირად წარმოიდგინება: ყოველი დამუხტული ნაწილაკი გარშემორტყმულია ელექტრული ველით და ეს ველი, კულონის კანონის თანახმად, მოქმედებს მასში მოთავსებულ მეორე მუხტზე განსაზღვრული ძალით. ელექტრულ ველს ახასიათებენ $\vec{E}$ დაძაბულობით, რომელიც განისაზღვრება, როგორც ველში მოთავსებულ ერთეულოვან დადებით მუხტზე მოქმედი ძალა. აქედან ცხადია, რომ ველში, რომლის დაძაბულობაა $\vec{E}$, e მუხტზე მოქმედი ძალა იქნება

$$\vec{F} = e\vec{E}.$$

თუ ველის გამომწვევი მუხტი არის e_0, მაშინ

$$\vec{E} = \frac{e_0}{r^3}\vec{r}.$$

განსაკუთრებით თვალსაჩინო და ხელსაყრელია ელექტრული ველის დახასიათება ძალწირების საშუალებით. ამისათვის ველში ატარებენ წირებს, რომლებიც გვიჩვენებს, თუ როგორია ველის ყოველ წერტილში დაძაბულობა. ძალწირი ისეა გატარებული, რომ დაძაბულობა მის ყოველ წერტილში ამ წირის მხები იყოს (ნახ.11). აქედან ცხადია, რომ თუ ველში გავლებულია ძალწირები, დაძაბულობის მიმართულება განსაზღვრული იქნება ყოველ წერტილში. ძალწირის მიმართულებად მიღებულია



ნახ. 11.

მიმართულება დადებითი მუხტიდან უარყოფითისაკენ. ძალწირებით შეიძლება გამოვსახოთ არა მარტო დაძაბულობის მიმართულება, არამედ სიდიდეც. ამისათვის შემდეგნაირად იქცევიან: ვთქვათ, ველის აღებულ წერტილში დაძაბულობა არის $\vec{E}$. ამ წერტილთან აიღებენ დაძაბულობისადმი პერპენდიკულარულ ერთეულოვან ფართობს და გაავლებენ მასში იმდენ ძალწირს, რამდენ ერთეულსაც უდრის დაძაბულობა (ნახ.11). თუ, მაგალითად, დაძაბულობა 5 ერთეულია, ერთეულოვან ფართობში უნდა გავატაროთ 5 ძალწირი (წილადი მნიშვნელობის შემთხვევაში საჭიროა დამრგვალება მთელ რიცხვამდე). ადვილად შეიძლება დამტკიცდეს, რომ ამ შეთანხმების თანახმად, e მუხტიდან გამოსული ძალწირების რიცხვი იქნება $4\pi e$. თუ e მუხტს შემოვარტყამთ r რადიუსიან სფეროს, ამ სფეროს ზედაპირის ყოველ კვადრატულ სანტიმეტრში გაივლის E ძალწირი (ნახ. 12). მთელ ზედაპირში გავლილი ძალწირების რიცხვი იქნება $E \cdot 4\pi r^2$.

მეორე მხრივ, წერტილოვანი მუხტისათვის ჩვენ გვაქვს დაძაბულობის შემდეგი ფორმულა

$$E = \frac{e}{r^2}. \qquad (13)$$

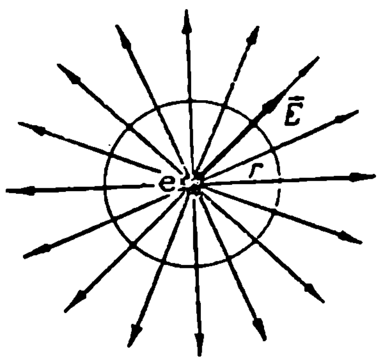
სფეროს ზედაპირში გავლილი ძალწირების რიცხვისათვის ჩასმა მოგვცემს:

$$E \cdot 4\pi r^2 = \frac{e}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = 4\pi e.$$

ჩაკეტილ ზედაპირში გავლილი ძალწირების რიცხვი ალვ-ნიშნოთ N-ით და ვუწოდოთ მას ელექტრული დაძაბულობის ნაკადი. მაშინ მიღებული შედეგი შემდეგი ფორმულით გამოისახება:

$$N = 4\pi e. \quad (14)$$

ე.ი. ჩაკეტილ ზედაპირში ელექტრული დაძაბულობის ნაკადი უდრის ზედაპირის შიგნით მყოფ მუხტს, გამრავ-ლებულს 4π -ზე. ეს ფორმულა ჩვენ გამოვიყვანეთ სფერული



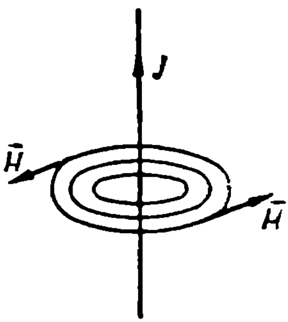
ნახ. 12.

ზედაპირისათვის, მაგრამ, როგორც ირკვევა, იგი სამართ-ლიანია ნებისმიერი ფორმის ზედაპირისათვის. შეიძლება, აგრეთვე, რომ ზედაპირის შიგნით იყოს არა ერთი წერტი-ლოვანი, არამედ სხვადასხვა ზომის მუხტი. ეს კანონი მაინც ძალაში დარჩება.

მიღებული დებულების ძირითადი აზრი იმაში მდგო-მარეობს, რომ იგი აკავშირებს ელექტრულ ველს მუხტთან. იგი გვეუბნება, რომ ელექტრული ველის არსებობის ერთ-

ერთ მიზეზს წარმოადგენს უძრავი ელექტრული მუხტი. ჩვენ ვამბობთ ერთ-ერთს და არა ერთადერთს, ვინაიდან, როგორც შემდეგში ვნახავთ, ელექტრული ველი შეიძლება სხვა მიზეზითაც იყოს გამოწვეული.

განვიხილოთ ახლა მოძრავი ელექტრული მუხტის ირგვლივ არსებული ველი. ვინაიდან ელექტრული დენი არის სწორედ მოძრავი მუხტების ერთობლიობა, ხელსაყრელია გავარჩიოთ დენის ირგვლივ არსებული ველი. უკვე XIX საუკუნის 20-იან წლებში ერსტედის მიერ იყო აღმოჩენილი, რომ ელექტრული დენი მოქმედებს მაგნიტურ ისარზე, რაც იმის მაჩვენებელია, რომ დენის ირგვლივ არსებობს მაგნიტური ველი. მე-13 ნახაზზე ნაჩვენებია წრფივი ელექტრული დენის მაგნიტური ველი, გამოსახული ძალწირების საშუალებით. როგორც ვხედავთ, ეს ძალწირები წარმოადგენს წრეწირებს, რომელთა ცენტრები თვით დენიან გამტარზე მდებარეობს.



ნახ. 13.

აღვნიშნოთ H-ით მაგნიტური ველის დაძაბულობა. მაშინ ელექტრომაგნიტური მოვლენების ერთ-ერთი ძირითადი კანონის – ბიო-სავარის კანონის – თანახმად, ეს დაძაბულობა შემდეგნაირად არის დაკავშირებული დენის ძალასთან:

$$H = \frac{2J}{cr}, \quad (15)$$

სადაც J არის დენის ძალა, r – მანძილი გამტარიდან აღებულ წერტილამდე, ხოლო c პროპორციულობის კოეფიციენტი, რომლის მნიშვნელობა შემდეგ გამოირკვევა. ამ კანონს შეიძლება ისეთი სახე მივცეთ, რომ იგი სამართლიანი იქნეს ყველა სახის და არა მხოლოდ წრფივი დენისათვის. განვიხილოთ ერთ-ერთი ძალწირი (მაგალითად, r რადიუსიანი წრეწირი) და ამ ძალწირის სათანადო დაძაბულობა გავამრავლოთ ძალწირის სიგრძეზე, რომელიც $2\pi r$-ის ტოლია. მივიღებთ:

$$H \cdot 2\pi r = \frac{2Je}{cr} \cdot 2\pi r = \frac{4\pi}{c} J.$$

მარცხენა მხარეში მდგომ სიდიდეს შეიძლება მაგნიტომამოძრავებელი ძალა ვუწოდოთ. თუ მას M-ით აღვნიშნავთ, მივიღებთ

$$M = \frac{4\pi}{c} J. \qquad (16)$$

ეს ფორმულა, რომელიც აკავშირებს მაგნიტური ველის დაძაბულობას დენთან, სამართლიანია ნებისმიერი დენისათვის და არა მხოლოდ წრფივისათვის, ოღონდ, ზოგად შემთხვევაში, ძალწირი არ იქნება წრეწირი და ამიტომ მის სხვადასხვა წერტილში დაძაბულობა სხვადასხვა იქნება. ამიტომ ამ შემთხვევაში მაგნიტომამოძრავებელი ძალა არ შეიძლება გამოთვლილ იქნას დაძაბულობის გამრავლებით ძალწირის სიგრძეზე. M-ის გამოსათვლელად მთელი ძალწირი იმდენად მცირე ნაწილებად უნდა დავყოთ, რომ ყოველი ამ ნაწილის სხვადასხვა წერტილისათვის H შეიძლებოდეს ერთსა და იმავედ ჩავთვალოთ. ყოველი ასეთი მცირე Δl ნაწილისათვის მაგნიტური დაძაბულობა უნდა გამრავლდეს ამ ნაწილის სიგრძეზე და შემდეგ მოხდეს მიღებული ნამრავლების შეკრება: შედეგი მოგვცემს მაგნიტომამოძრავებელ ძალას

$$M = \sum_{\text{ჩაკ.}} H \cdot \Delta l = \frac{4\pi}{c} J. \qquad (17)$$

მიღებული კანონი წარმოადგენს ელექტრომაგნიტური მოვლენების ერთ-ერთ ძირითად დებულებას და გამოსახავს კავშირს, რომელიც არსებობს დენსა და მის ირგვლივ წარმოქმნილ მაგნიტურ ველს შორის. მისი არსი იმაშია, რომ ყოველი დენი (მოძრავი მუხტი) წარმოშობს მაგნიტურ ველს, რომლის ძალწირები წარმოადგენს ჩაკეტილ წირებს და გარს ერტყმის დენს. იმავე დროს იგი გვეუბნება, რომ მაგნიტური ველის ერთ-ერთ წყაროს მოძრავი მუხტი წარმოადგენს. შემდეგში ჩვენ ვნახავთ, რომ მაგნიტური ველი შეიძლება წარმოიშვას სხვა მიზეზითაც.

გამოვარკვიოთ ახლა, თუ რა განზომილება უნდა ჰქონდეს c კოეფიციენტს იმისათვის, რომ მაგნიტური და ელექტრული ველების დაძაბულობებს ერთნაირი განზომილება ჰქონდეს. რაიმე სიდიდის განზომილება აღვნიშნოთ კვადრატულ ფრჩხილებში ჩასმული იმავე ასოთი, რითაც თვით სიდიდეა აღნიშნული. მაგალითად, E-ს განზომილება აღინიშნება შემდეგნაირად – $[E]$. თუ E და H სიდიდეებს ერთნაირი განზომილება უნდა ჰქონდეს, გვექნება

$$[E] = [H].$$

მაგრამ (13) და (15) ფორმულების თანახმად

$$[E] = \frac{[e]}{[r^2]}, \quad [H] = \frac{[J]}{[c][r]},$$

საიდანაც ვღებულობთ:

$$\frac{[e]}{[r^2]} = \frac{[J]}{[c][r]}.$$

ვინაიდან რაიმე სიდიდის კვადრატის განზომილება იგივეა, რაც ამავე სიდიდის განზომილების კვადრატი, წინა ფორმულა შემდეგი სახით დაიწერება

$$\frac{[e]}{[r]}=\frac{[J]}{[c]}.$$

მეორეს მხრივ, ჩვენ ვიცით, რომ დენის ძალა არის დროის ერთეულში გავლილი მუხტების რაოდენობა" ე.ი.

$$J=\frac{e}{t},$$

საიდანაც მივიღებთ

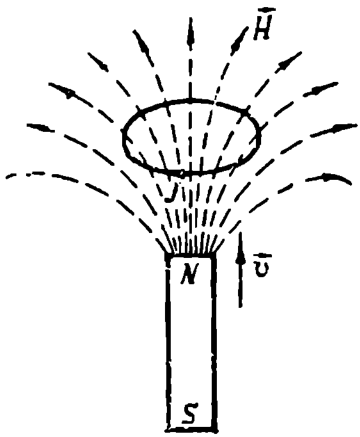
$$[J]=\frac{[e]}{[t]}.$$

წინა ფორმულაში ჩასმა საბოლოოდ გვაძლევს

$$[c]=\frac{[r]}{[t]}=LT^{-1}, \qquad (18)$$

სადაც L და T წარმოადგენს მანძილის და დროის განზომილების აღნიშვნას. როგორც ვხედავთ, იმისათვის, რომ E და H სიდიდეებს ერთნაირი განზომილება ჰქონდეს, საჭიროა, რომ c კოეფიციენტს ჰქონდეს სიჩქარის განზომილება. შემდეგში ჩვენ დავამკიცებთ, რომ ეს კოეფიციენტი იქნება სიცარიელეში ელექტრომაგნიტური ტალღების, ანუ სინათლის გავრცელების სიჩქარის ტოლი.

ჩვენს მიერ ჩამოყალიბებული კანონები გვეუბნება, თუ რა არის მიზეზი ელექტრული და მაგნიტური ველების წარმოშობისა. პირველ მათგანს წარმოშობს უძრავი, მეორეს კი – მოძრავი მუხტი. მაგრამ შემდგომმა გამოკვლევებმა (ფარადეი, მაქსველი) ცხადჰყვეს, რომ ელექტრული და მაგნიტური ველები სხვა მიზეზებითაც შეიძლება წარმოიშვას. პირველ ყოვლისა, ფარადეიმ აღმოაჩინა, რომ ელექტრული ველის წარმოქმნა შეიძლება ცვალებადი მაგნიტური ველის საშუალებით (ელექტრომაგნიტური ინდუქცია).



ნახ. 14.

ამ მოვლენის შინარსის გასარკვევად განვიხილოთ უმარტივესი შემთხვევა. ვთქვათ NS მაგნიტის მახლობლად იმყოფება ჩაკეტილი მავთული (ნახ. 14). მაგნიტური ველის ძალწირები გადის მავთულის მიერ შემოფარგლულ ფართობში ისე, რომ ამ ფართობში გვაქვს მაგნიტური დაძაბულობის ნაკადი. თუ მავთული და მაგნიტი ერთიმეორის მიმართ უძრავია, აღნიშნულ ფართობში გამავალი მაგნიტური ნაკადი უცვლელი იქნება და მავთულში ვერავითარ დენს ვერ შევნიშნავთ. მაგრამ საკმარისია ავამოძრაოთ მაგნიტი ან მავთული ისეთნაირად, რომ იცვლებოდეს მაგნიტური ნაკადი მავთულით შემოფარგლულ ფართობში, რომ მაშინვე მავთულში გაჩნდება ელექტრული დენი. თუ, მაგალითად, მაგნიტს ვამოძრავებთ მავთულისაკენ, ისე როგორც ეს ნაჩვენებია ნახაზზე, მავთულში გაჩნდება ისრით ნაჩვენები მიმართულების დენი (ცნობილი ლენცის წესის თანახმად). ცდები გვიჩვენებს, რომ ეს დენი მხოლოდ მაშინ არსებობს, როდესაც მავთულით შემოფარგლულ ფართობში გამავალი მაგნიტური ნაკადი იცვლება დროის განმავლობაში. დენის გაჩენა ნიშნავს

მავთულში მყოფი უძრავი მუხტების ამოძრავებას, ე.ი. ელექტრომამოძრავებელი ძალის გაჩენას, რაც, თავის მხრივ, მაჩვენებელია ელექტრული ველის გაჩენისა, თანაც ისეთისა, რომლის ძალწირები ჩაკეტილ წირებს წარმოადგენს.

ვთქვათ, ერთ-ერთი ძალწირი თანხვდება მავთულს, მაშინ მავთულში აღძრული ელექტრომამოძრავებელი ძალა ისევე გამოითვლება, როგორც ზემოთ განხილული მაგნიტომამოძრავებელი ძალა. მავთული, ან, რაც იგივეა. ძალწირი უნდა დავანაწილოთ მცირე Δl ნაწილებად, ყოველი ნაწილის სიგრძე უნდა გავამრავლოთ სათანადო ელექტრულ დაძაბულობაზე E და შევკრიბოთ; მივიღებთ $\mathsf{E} = \sum_{\text{ჩაკ.}} E \cdot \Delta l$, სადაც E-თი აღნიშნულია მავთულში შექმნილი ელექტრომამოძრავებელი ძალა. ელექტრომამოძრავებელი ძალის გაჩენის მიზეზია მაგნიტური ნაკადის ცვალებადობა მავთულის მიერ შემოსაზღვრულ ფართობში. როგორც ფარადეიმ დაადგინა, ინდუქციის ელექტრომამოძრავებელი ძალა პირდაპირპროპორციულია მაგნიტური ნაკადის ცვლილებისა დროის ერთეულში. თუ Δt დროში მაგნიტური ნაკადი $\Delta\Phi$-ით შეიცვალა, დროის ერთეულში ცვლილებისათვის მივიღებთ

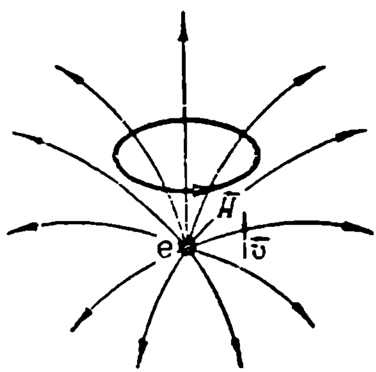
$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$$

ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონი ამყარებს პროპორციულობას ელექტრომამოძრავებელ ძალასა და დროის ერთეულში მაგნიტური ნაკადის ცვლილებას შორის. მათემატიკურად ეს კანონი შემდეგი ფორმულით გამოისახება:

$$\mathsf{E} = \sum_{\text{ჩაკ.}} E \cdot \Delta l = -\frac{1}{c}\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}, \qquad (19)$$

სადაც c იგივე კოეფიციენტია, რომელიც შესული იყო ბიო-სავარის ფორმულაში. ნიშანი « – » იმიტომ არის

დაწერილი, რომ, თუ მავთულს დავხედავთ მაგნიტური ნაკადის ზრდის მიმართულებიდან (ჩვენ შემთხვევაში ზემოდან), დენი, ან რაც იგივეა, ელექტრომამოძრავებელი ძალა მიმართული იქნება საათის ისრის მოძრაობის მიმართულებით. შეთანხმების თანახმად კი, დადებით მიმართულებად მიღებულია საათის ისრის მოძრაობის საწინააღმდეგო მიმართულება.'ინდუქციის კანონი გვეუბნება, რომ რაიმე კონტურით (ჩაკეტილი წირით) შემოსაზღვრულ ფართობში მაგნიტური ნაკადის ცვლილება აუცილებლად შექმნის ჩაკეტილ ძალწირებიან ელექტრულ ველს, რომლის ძალწირები, ზემოთ მოყვანილი წესის თანახმად, გარს ერტყმიან მაგნიტური ნაკადის ცვლილების მიმართულებას. მაშასადამე მაგნიტური ველის ყოველი ცვლილება იწვევს ელექტრულ ველს, რომელიც მხოლოდ მანამდე არსებობს, სანამ მაგნიტური ველი იცვლება. როგორც ვხედავთ, გარდა მუხტისა, არსებობს ელექტრული ველის კიდევ ერთი წყარო, სახელდობრ, ცვალებადი მაგნიტური ველი.



ნახ. 15.

ელექტრომაგნიტური ველის კანონების ჩამოყალიბება მიღებული შედეგებით არ მთავრდება. მაქსველის მიერ ნაჩვენები იყო, რომ, როგორც ცვალებადი მაგნიტური ველი

წარმოშობს ელექტრულ ველს, ისე ცვალებადი ელექტრული ველიც წარმოშობს მაგნიტურ ველს, ე.ი. რომ, გარდა მოძრავი მუხტისა, მაგნიტური ველი შეიძლება წარმოიქმნას ცვალებადი ელექტრული ველითაც. განვიხილოთ რაიმე მუხტის ელექტრული ველი (ნახ. 15) და მოვათავსოთ მასში რაიმე ჩაკეტილი კონტური. ვთქვათ, ელექტრული ველის დაძაბულობა შეიცვალა, ე.ი. შეიცვალა კონტურში გამავალი ელექტრული ნაკადი (ძალწირების რიცხვი). მაშინ ცდები გვიჩვენებს, რომ კონტურში გაჩნდება მაგნიტომამოძრავებელი ძალა, ე.ი. გაჩნდება გრიგალური (ანუ ჩაკეტილი ძალწირების მქონე) მაგნიტური ველი. ამ ველის ძალწირები ისევე შემოერტყმიან ცვალებად ელექტრულ ველს, როგორც ელექტრომაგნიტური ინდუქციის შემთხვევაში ელექტრული ძალწირები გარს ერტყმიან ცვალებად მაგნიტურ ველს. მხოლოდ ძალწირების მიმართულება იქნება საწინააღმდეგო იმისა, რაც იყო ელექტრომაგნიტური ინდუქციის შემთხვევაში. აქედან გამომდინარეობს, რომ, თუ კონტურის ფართობში გამავალი ელექტრული ძალწირების რიცხვი იზრდება, ჩნდება მაგნიტური ძალწირი, რომელიც მიმართულია საათის ისრის მოძრაობის საწინააღმდეგო მიმართულებით (იმ შემთხვევაში, თუ ვუყურებთ ნაკადის ზრდის მიმართულებიდან). კანონი, რომელიც განსაზღვრავს წარმოშობილ მაგნიტომამოძრავებელ ძალას, ისეთივეა, როგორც წინა შემთხვევაში, იმ განსხვავებით, რომ მარჯვენა მხარეში არ არის ნიშანი მინუსი:

$$M = \sum_{\text{ჩაკ.}} H \cdot \Delta l = \frac{1}{c}\frac{\Delta N}{\Delta t}, \qquad (20)$$

სადაც M არის კონტურში წარმოშობილი მაგნიტომამოძრავებელი ძალა, სოლო ΔN – ელექტრული დაძაბულობის ნაკადის ნაზრდი Δt დროის განმავლობაში. c იგივე პროპორციულობის კოეფიციენტია, რაც წინათ.

დასასრულ აღვნიშნოთ, რომ, ელექტრული ველისაგან განსხვავებით, მაგნიტური ველის ძალწირები ყოველთვის ჩაკეტილია, დამოუკიდებლად იმისაგან, თუ რითი არის გამოწვეული ეს ველი – მოძრავი მუხტით, თუ ცვალებადი ელექტრული ველით. ცხადია, რომ თუ ეს ასეა, ყოველ ჩაკეტილ ზედაპირში მაგნიტური დაძაბულობის ნაკადი (ე.ი. ამ ზედაპირის გამჭოლი ძალწირების რიცხვი) ნულის ტოლი იქნება, ვინაიდან ყოველი შემავალი ძალწირი უნდა გამოვიდეს ამ ზედაპირიდან. მათემატიკურად ეს შედეგი შემდეგი ფორმულით გამოისახება:

$$\Phi_{\text{ჩაკ.}} = \sum_{\text{ჩაკ.}} H \cdot \Delta s = 0. \qquad (21)$$

ასეთია ის ძირითადი ფაქტები და მათი გამომსახველი კანონები, რომლებიც წარმოადგენენ ყველა ელექტრომაგნიტური მოვლენის საფუძველს (ჩვენ არ შევეხებივართ კანონებს, რომლებიც განსაზღვრავენ ელექტრომაგნიტური ველის მოქმედებას ნივთიერებაზე). მიღებული შედეგები შემდეგნაირად შეიძლება ჩამოყალიბდეს:

1) **პირველი კანონი.** ნებისმიერი ელექტრული მუხტი წარმოშობს ელექტრულ ველს, რომლის დაძაბულობის ნაკადი (ძალწირების რიცხვი) რაიმე ჩაკეტილ ზედაპირში დაკავშირებულია ზედაპირის შიგნით მყოფ მუხტთან შემდეგი ფორმულით:

$$N_{\text{ჩაკ.}} = \sum_{\text{ჩაკ.}} E \cdot \Delta s = 4\pi e. \qquad (22)$$

2) **მეორე კანონი.** ნებისმიერი მაგნიტური ველის დაძაბულობის ნაკადი (ძალწირების რიცხვი) რაიმე ჩაკეტილ ზედაპირში ნულის ტოლია

$$\Phi_{\text{ჩაკ.}} = \sum_{\text{ჩაკ.}} H \cdot \Delta s = 0. \qquad (23)$$

3) **მესამე კანონი.** ცვალებადი მაგნიტური ველი

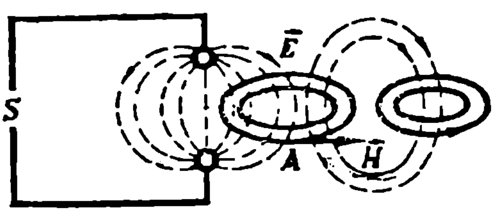
წარმოშობს ელექტრულ ველს, რომლის ელექტრომამოძრავებელი ძალა დაკავშირებულია მაგნიტური ნაკადის ცვლილებასთან შემდეგი ფორმულით

$$\mathrm{E} = \sum_{\text{ჩაკ.}} E \cdot \Delta l = -\frac{1}{c}\frac{\Delta \Phi}{\Delta t}, \tag{24}$$

4) **მეოთხე კანონი.** მოძრავი მუხტი (დენი) და ცვალებადი ელექტრული ველი წარმოშობს მაგნიტურ ველს, რომლის მაგნიტომამოძრავებელი ძალა დაკავშირებულია დენის ძალასთან და ელექტრული ნაკადის ცვლილებასთან შემდეგი ფორმულით

$$M = \sum_{\text{ჩაკ.}} H \cdot \Delta l = \frac{1}{c}\frac{\Delta N}{\Delta t} + \frac{4\pi}{c} J. \tag{25}$$

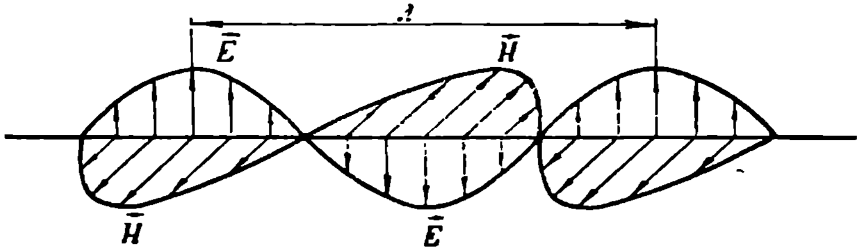
ჩვენთვის განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია ორი უკანასკნელი კანონი, ვინაიდან ისინი განსაზღვრავს ელექტრომაგნიტური ველის გავრცელების ხასიათს. მართლაც, ვთქვათ, ლითონის ორი ბირთვი შეერთებულია ცელადი დენის წყაროსთან (ნახ. 16).



ნახ. 16.

წყაროს ცვალებადი ელექტრომამოძრავებელი ძალის გავლენით ეს ბირთვები პერიოდულად იმუხტება, განიმუხტება და ისევ იმუხტება საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტებით. როდესაც ბირთვები დამუხტულია, მათ შორის არსებობს ელექტრული ველი, რომლის ძალწირები ნახაზზე ნაჩვენებია პუნქტირით. როგორც კი დაიწყება განმუხტვა, ველის

დაძაბულობა დაიწყებს შემცირებას, ე.ი. ელექტრული ველი ცვალებადი იქნება. მაგალითად, *A* კონტურში გამავალი ძალწირების რიცხვი შემცირდება, ე.ი. შემცირდება კონტურში გამავალი ელექტრული დაძაბულობის ნაკადი. ეს კი, მეოთხე კანონის თანახმად, წარმოშობს მაგნიტურ ველს, ე.ი. მაგნიტომამოძრავებელ ძალას კონტურში. ამ მაგნიტური ველის ძალწირები იქნება ელექტრული ძალწირების პერპენდიკულარული და გარს შემოერტყმება მათ (მთლიანი ძალწირები ნახაზზე). მაგრამ თვით ეს მაგნიტური ველიც ცვალებადი იქნება, რაც, მესამე კანონის თანახმად, გამოიწვევს ელექტრულ ველს აგრეთვე ჩაკეტილი ძალწირებით. როგორც ნახაზი გვიჩვენებს, პირვანდელმა ელექტრულმა ველმა, მისი ცვალებადობით წარმოქმნილი მაგნიტური ველის საშუალებით, გამოიწვია ახალი ელექტრული ველი, რომელიც გადანაცვლებულია წინანდელი ელექტრული ველისაგან გარკვეული მანძილით. მაგნიტური და ელექტრული ველების მიერ ერთიმეორის წარმოქმნა სივრცის მეზობელ ადგილებში არის ის, რასაც ელექტრომაგნიტური ტალღა ეწოდება. ახლა უკვე საბოლოოდ დამტკიცებულია, რომ ჩვეულებრივი ხილული სინათლე, ულტრაიისფერი და ინფრაწითელი სხივები, რენტგენის სხივები და რადიოტალღები წარმოადგენენ ელექტრომაგნიტური ტალღების კერძო სახეებს, განსხვავებულს ერთიმეორისაგან მხოლოდ ტალღის სიგრძით. მე-17 ნახაზზე ნაჩვენებია უმარტივესი სახის (სინუსოიდალური)



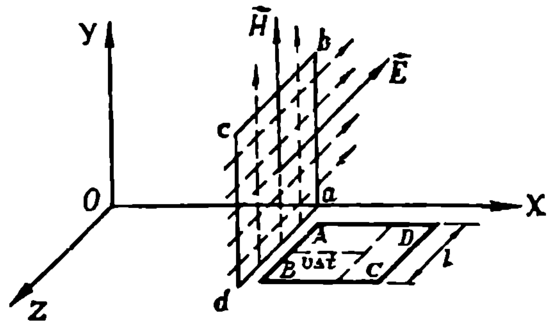
ნახ. 17.

ტალღა და იქვე აღნიშნულია ის მანძილი λ, რომელსაც ტალღის სიგრძე ეწოდება. $\bar{E}$ და $\bar{H}$ ვექტორები ყოველთვის ერთმანეთის პერპენდიკულარულად არის მიმართული და აგრეთვე პერპენდიკულარულია ტალღის გავრცელების მიმართულებისა. ორივე ერთდროულად აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას და პერიოდულად იცვლება გარკვეული სიხშირით, რომელიც დაკავშირებულია ტალღის λ სიგრძესთან შემდეგი დამოკიდებულებით:

$$\nu = \frac{\lambda}{c},$$

სადაც ν არის სიხშირე, ე.ი. რხევათა რიცხვი დროის ერთეულში.

გამოვარკვიოთ ახლა, თუ რა სიჩქარით ვრცელდება სიცარიელეში ელექტრომაგნიტური ტალღა. სიმარტივისათვის დავუშვათ, რომ ტალღა ვრცელდება OX ღერძის გასწვრივ და განსახილველ მომენტში მოსულია $abcd$ სიბრტყემდე, რომელიც OX ღერძის პერპენდიკულარულია. აღვნიშნოთ ტალღის გავრცელების სიჩქარე υ-თი. განვიხილოთ მართკუთხედის ფორმის ჩაკეტილი კონტური, რომელიც მდებარეობს XOZ სიბრტყეში, ისე როგორც ნაჩვენებია' ნახაზზე (ნახ. 18). OX ღერძის პერპენდიკულარული მისი გვერდის



ნახ. 18.

სიგრძე აღვნიშნოთ l-ით. ვთქვათ, $t=0$ მომენტში ტალღის წინა ფრონტი იწყებს შესვლას ამ კონტურით შემოფარგლულ ფართობში, ისე, რომ კონტურში გამავალი მაგნიტური ნაკადი ამ მომენტში ნულის ტოლია. Δt დროის შემდეგ ველის ფრონტი წაინაცვლებს წინ $\upsilon\Delta t$ მანძილით, რის შედეგად მაგნიტური ნაკადი გაიზრდება შემდეგი სიდიდით

$$\Delta\Phi = Hl\upsilon\Delta t\,,$$

სადაც H არის მაგნიტური დაძაბულობა, მიმართული OY ღერძის გასწვრივ. ინდუქციის კანონის თანახმად, მაგნიტური ნაკადის ზრდა გამოიწვევს კონტურში ელექტრომამოძრავებელ ძალას, რომლის სიდიდე იქნება

$$\sum_{\text{ჩაკ.}} E\cdot\Delta l = \frac{1}{c}\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = \frac{1}{c}Hl\upsilon, \tag{26}$$

(ნიშანს « – » არ ვწერთ, ვინაიდან ჩვენ გვაინტერესებს მხოლოდ სიდიდე და არა მიმართულება). ნახაზზე ნაჩვენებია ინდუცირებული ელექტრული ველის დაძაბულობის მიმართულება კონტურის გვერდებისათვის. საერთო ელექტრომამოძრავებელი ძალა წარმოვიდგინოთ, როგორც ცალკეულ გვერდებში აღძრული ელექტრომამოძრავებელი ძალების ჯამი:

$$\sum_{\text{ჩაკ.}} E\Delta l = \sum_{AB} E\Delta l + \sum_{BC} E\Delta l + \sum_{CD} E\Delta l + \sum_{DA} E\Delta l.$$

ვინაიდან მაგნიტურ ნაკადს არ მიუღწევია CD გვერდისათვის, მასში ელექტრული დაძაბულობა ნული იქნება. გარდა ამისა, BC და DA გვერდებში ელექტრომამოძრავებელი ძალები ერთმანეთს გააბათილებენ, რადგანაც მათი მიმართფლეპა ერთმანეთის საწინააღმდეგოა. რჩება მხოლოდ AB გვერდი, რომლის სიგრძე არის l და რომლის გასწვრივ ველის დაძაბულობა ერთი და იგივეა, ამიტომ მივიღებთ

$$\sum_{\text{ჩაკ.}} E\Delta l = E\Delta l.$$

(26) ფორმულაში ჩასმა მოგვცემს

$$E = \frac{\upsilon}{c} H.$$

სრულიად ანალოგიურად გამოითვლება ელექტრული ველის ნაკადის ცვლილებით გამოწვეული მაგნიტური ველი, მხოლოდ, ვინაიდან $\bar{E}$ მიმართულია OZ ღერძის გასწვრივ, კონტური უნდა ავირჩიოთ XOY სიბრტყეში (ნახ. 19). (25) ფორმულის გამოყენებით $(J = 0)$ მივიღებთ

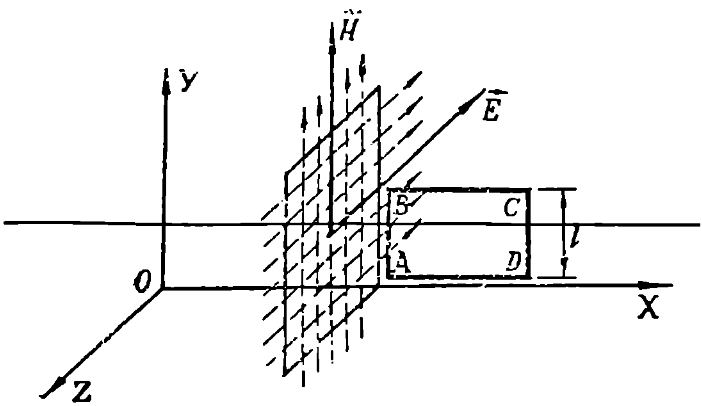
$$H = \frac{\upsilon}{c} E. \qquad (27)$$

მიღებული ფორმულებიდან ადვილად დავასკვნით, რომ

$$\upsilon = c. \qquad (28)$$

მაშასადამე, c კოეფიციენტი ყოფილა სიცარიელეში ელექტრომაგნიტური ტალღის გავრცელების სიჩქარე. ჩვენ ზემოთ უკვე აღვნიშნეთ, რომ ამ კოეფიციენტს აქვს სიჩქარის განზომილება და სიდიდით იგი უდრის სინათლის სიჩქარეს. პირველად ეს შედეგი მიღებული იყო მაქსველის მიერ და მან იგი საფუძვლად დაუდო სინათლის ელექტრომაგნიტურ თეორიას.

ზემოთქმულიდან გამომდინარეობს ფრიად მნიშვნელოვანი შედეგი: ელექტრომაგნიტური ტალღის, ან, რაც იგივეა, სინათლის გავრცელების სიჩქარე არ არის დამოკიდებული წყაროს სიჩქარეზე. მართლაც, სინათლის სიჩქარე განისაზღვრება ელექტრული და მაგნიტური ველების მიერ ერთიმეორის წარმოშობით და მისი გავრცელების სიჩქარისათვის წყაროს, ე.ი. ამ ველების გამომწვევი მუხტების სიჩქარეს, არავითარი მნიშვნელობა არა აქვს. ეს დებულება ელექტრომაგნიტური



ნახ. 19.

მოვლენების ძირითადი

კანონების (მაქსველის კანონების) შედეგია: თუ დავუშვებთ მაქსველის კანონების სამართლიანობას, მაშინ სწორად უნდა ჩავთვალოთ ეს კანონიც, რომელიც, ელექტრომაგნიტური მოვლენების ძირითადი კანონების მსგავსად, ძალიან დიდი სიზუსტით არის შემოწმებული ცდებით. შემდეგში ჩვენ მოკლედ აღვწერთ იმ ცდებს და დაკვირვებებს, რომლებიც განსაკუთრებით ცხადად ამტკიცებენ ამ კანონს.

7. ელექტრომაგნიტური ველის კანონების არაინვარიანტობა გალილეის გარდაქმნების მიმართ

წინა პარაგრაფში ჩამოყალიბებული ელექტროდინამიკის კანონების შესახებ თავისთავად ისმება ისეთივე კითხვა, როგორიც კლასიკური მექანიკის კანონების მიმართ: თუ ელექტროდინამიკის კანონები სამართლიანია რომელიმე ერთი ინერციული სისტემის მიმართ, იქნებიან თუ არა ისინი სამართლიანი სხვა ინერციული სისტემის მიმართ? ე.ი. არიან თუ არა ელექტროდინამიკის კანონები ინვარიანტულნი გალილეის გარდაქმნების მიმართ? ეს საკითხი ფრიად მნიშვნელოვანია. მართლაც, თუ ელექტრომაგნიტური მოვლენების კანონები გალილეის—გარდაქმნების მიმართ არ არიან ინვარიანტულნი, თვით მოვლენებიც სხვადასხვანაირად უნდა მიმდინარეობდნენ სხვადასხვა ინერციულ სისტემაში. ეს კი საშუალებას მოგვცემს განვასხვაოთ ერთიმეორისაგან ინერციული სისტემები, მათში ჩატარებული ელექტრომაგნიტური ან ოპტიკური ცდებით. ინერციულ სისტემას, რომლის მიმართაც სამართლიანია მაქსველის კანონები, ვუწოდოთ ძირითადი ინერციული სისტემა. საკმაოდ დიდი სიზუსტით ასეთ სისტემად შეიძლება მივიღოთ „უძრავ" ვარსკვლავთა სისტემა. თუ მაქსველის კანონები არაინვარიანტულია გალილეის გარდაქმნების მიმართ, მაშინ მეორე ინერციულ სისტემაში, რომელიც ძირითადი სისტემის მიმართ მუდმივი სიჩქარით მოძრაობს, მაქსველის კანონები სამართლიანი ალარ' იქნება. ამ' სისტემაში მიმდინარე ელექტრომაგნიტურ მოვლენებზე დაკვირვება' საშუალებას მოგვცემს დავადგინოთ, რომ ეს სისტემა მოძრაობს ძირითადი სისტემის მიმართ და გავზომოთ ამ სისტემის სიჩქარე. როგორც ზემოთ ვთქვით, ძირითად სისტემად შეიძლება ჩავთვალოთ ,,უძრავი" ვარსკვლავების სისტემა. ვინაიდან დედამიწა მოძრაობს ამ სისტემის მიმართ გარკვეული სიჩქარით, მასზე მიმდინარე

ელექტრომაგნიტურ მოვლენებზე დაკვირვებამ საშუალება უნდა მოგვცეს გავზომოთ დედამიწის სიჩქარე.

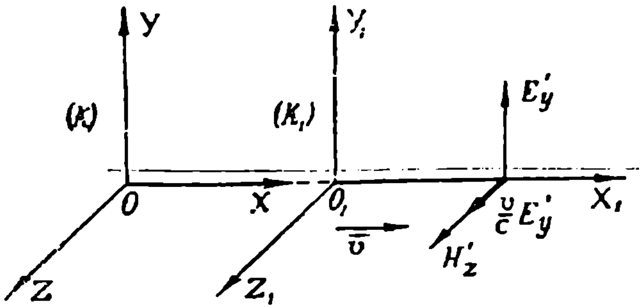
მეორე მხრივ, თუ მაქსველის კანონები ინვარიანტულია გალილეის გარდაქმნების მიმართ, მაშინ შეუძლებელი იქნება, ელექტრომაგნიტურ მოვლენებზე დაკვირვებით, გავარჩიოთ ერთიმეორისაგან სხვადასხვა ინერციული სისტემები, ვინაიდან, ამ შემთხვევაში, ელექტრომაგნიტური მოვლენები ყველა ინერციულ სისტემაში იგივურად უნდა მიმდინარეობდეს. ცხადია, რომ ამ შემთხვევაში ფარდობითობის პრინციპი, რომელიც სამართლიანია მექანიკური მოვლენებისათვის, სამართლიანი იქნება აგრეთვე ელექტრომაგნიტური მოვლენებისთვისაც.

გადავიდეთ ახლა დასმული კითხვის განხილვაზე: არიან თუ არაინვარიანტულნი გალილეის გარდაქმნების მიმართ ელექტრომაგნიტური ველის კანონები? ვინაიდან თვით მაქსველის განტოლებების ინვარიანტობის თუ ვარიანტობის გამორკვევა საკმაოდ რთულია, თუმცა, რასაკვირველია შესაძლებელია, ჩვენ გავარჩევთ დასმულ კითხვას ზოგიერთი მარტივი შემთხვევისათვის.

იმის დასამტკიცებლად, რომ ელექტროდინამიკის განტოლებები არ არიან ინვარიანტული გალილეის გარდაქმნების მიმართ, განვიხილოთ საკითხი, თუ როგორ გარდაიქმნებიან ელექტრული და მაგნიტური დაძაბულობანი ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლის დროს.

ვთქვათ, K_1 სისტემაში ჩვენ გვაქვს ელექტრომაგნიტური ველი, რომლის ელექტრული დაძაბულობა E'_y მიმართულია OY_1 ღერძის გასწვრივ, ხოლო H'_z მაგნიტური დაძაბულობა OZ_1 ღერძის გასწვრივ (ნახ. 20). ავიღოთ ათვლის მეორე სისტემა K, რომლის OX ღერძის გასწვრივ K_1 სისტემა თავის ველებთან ერთად მოძრაობს $\vec{v}$ სიჩქარით. ჩვენი მიზანია გა-

მოვარკვიოთ, თუ როგორია ველების E_y და H_z დაძაბულობანი ამ სისტემის მიმართ. ვინაიდან



ნახ. 20.

E'_y დაძაბულობის ველი მოძრაობს v სიჩქარით, იგი გამოიწვევს დამატებით მაგნიტურ ველს (მეოთხე კანონის თანახმად), რომლის დაძაბულობა, (27) ფორმულის თანახმად,[3] იქნება $\frac{v}{c}E'_y$ და მიმართული იქნება იმავე მიმართულებით, როგორც H'_z ველი. ამიტომ K სისტემის მიმართ მაგნიტური ველის დაძაბულობა იქნება

$$H_z = H'_z + \frac{v}{c}E'_y.$$

ანალოგიურად H'_z დაძაბულობის მაგნიტური ველის გადანაცვლება c სიჩქარით გამოიწვევს ინდუქციის ელექტრულ ველს, რომელიც მიმართული იქნება E'_z-ის გასწვრივ და სიდიდით იქნება $\frac{v}{c}E'_z$. ამიტომ მთლიანი ელექტრული

[3] 6-საგან განსხვავებით აქ $\vec{v}$ არის არა თვით ელექტრომაგნიტური ველის გავრცელების სიჩქარე, არამედ სიჩქარე ამ ველების და, მაშასადამე, მათი წყაროების გადატანისა K_1 სისტემასთან ერთად.

დაძაბულობის მნიშვნელობა K-ს თვალსაზრისით იქნება

$$E_y = E'_y + \frac{\upsilon}{c} H'_z .$$

ელექტრული ველი რომ მიმართული ყოფილიყო OZ_1 ღერძის გასწვრივ, ხოლო მაგნიტური OY_1-ის გასწვრივ, ანალოგიური მსჯელობით მივიღებდით შემდეგ ფორმულებს:

$$H_y = H'_y - \frac{\upsilon}{c} E'_z .$$

$$E_z = E'_z - \frac{\upsilon}{c} H'_y .$$

თუ როგორც ელექტრული, ისე მაგნიტური ველის დაძაბულობანი მიმართული იქნებოდა OX-ის გასწვრივ, არც ერთი მათგანის მოძრაობა არ გამოიწვევდა დამატებითი ველების წარმოშობას და ამიტომ E_x და H_x-ისათვის გვექნება

$$E_x = E'_x, \; H_x = H'_x . \quad (30)$$

ასეთია ელექტრული და მაგნიტური ველების გარდაქმნის ფორმულები გალილეის გარდაქმნის ფორმულების თანახმად. მაგრამ ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ გარდაქმნის ეს ფორმულები არ ეთანხმება ერთმანეთს, თუ მოვითხოვთ, რომ დაკმაყოფილებული იყოს ფარდობითობის პრინციპის ერთი აუცილებელი შედეგი. ვინაიდან K და K_1 სისტემები სრულიად ექვივალენტურია ერთმანეთისა და მათ შორის განსხვავება მხოლოდ იმაშია, რომ თუ K_1 მოძრაობს K-ს მიმართ υ სიჩქარით, K იმოძრავებს K_1-ის მიმართ $-\upsilon$ სიჩქარით, ზემოთ მოყვანილი გარდაქმნის ფორმულების შებრუნებული ფორმულები მიღებული უნდა იქნას ამ ფორმულებიდან უშტრიხო და შტრიხიანი სიდიდეების გადასმით და υ-ს მაგიერ $-\upsilon$-ს ჩასმით. მაშასადამე, შებრუნებულ

ფორმულებს შემდეგი სახე უნდა ჰქონდეს:

$$E'_x = E_x, \quad H'_x = H_x, \quad (31\ ა)$$

$$E'_y = E_y - \frac{\upsilon}{c} H_z, \quad H'_y = H_y + \frac{\upsilon}{c} E_z, \quad (31\ ბ)$$

$$E'_z = E_z + \frac{\upsilon}{c} H_y, \quad H'_z = H_z - \frac{\upsilon}{c} E_y, \quad (31\ გ)$$

მაგრამ სწორედ ეს შებრუნებული გარდაქმნის ფორმულები ეწინააღმდეგება ზემოთ მოყვანილ ფორმულებს. მართლაც, ჩავსვათ, მაგალითად, E'_y და H'_z მნიშვნელობანი E_y-ის ფორმულაში. მივიღებთ

$$E_y = E_y - \frac{\upsilon}{c} H_z + \frac{\upsilon}{c}\left(H_z - \frac{\upsilon}{c} E_y\right) = \left(1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}\right) E_y.$$

მაგრამ ასეთი ტოლობა შეუძლებელია, თუ υ, ე.ი. K_1-ის სიჩქარე K-ს მიმართ ნული არ არის, რაც ეწინააღმდეგება დაშვებას, რომ K_1 მოძრაობს K-ს მიმართ. იგივე წინააღმდეგობას მივიღებთ, თუ პირდაპირ ამოვხსნით (31 ბ) და (31 გ) განტოლებებს E_y და H_z-ისათვის. მაგალითად, E_y-სათვის მივიღებთ

$$E_y = \frac{E'_y + \frac{\upsilon}{c} H'_z}{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}},$$

რაც ეწინააღმდეგება (31) ფორმულებს. აქ ერთი გარემოებაა აღსანიშნავი: თუ უგულებელვყოფთ $\frac{\upsilon^2}{c^2}$ სიდიდეს, როგორც ძალიან მცირეს 1-თან შედარებით, ე.ი. შემოვისაზ-

ღერებით $\frac{\upsilon}{c}$-ს მიმართ პირველი რიგის სიდიდეებით, შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ ელექტროდინამიკის განტოლებები ინვარიანტული არიან გალილეის გარდაქმნების მიმართ.

გავარჩიოთ ახლა ელექტროდინამიკის კანონების ინვარიანტობის საკითხი სინათლის სხივის გავრცელების შემთხვევისათვის.

განვიხილოთ ორი ინერციული სისტემა, ერთი ძირითადი K, რომლის მიმართ სინათლე ერთი და იგივე სიჩქარით ვრცელდება ყველა მიმართულებით, დამოუკიდებლად წყაროს სიჩქარისაგან, და მეორე – K_1, რომელიც K-ს მიმართ მოძრაობს OX ღერძის გასწვრივ მუდმივი υ სიჩქარით (ნახ. 21).

ვთქვათ, იმ მომენტში, როდესაც K_1-ის სათავე ემთხვეოდა K-ს სათავეს, OX ღერძის გასწვრივ და საწინააღმდეგოდ O წერტილიდან გამოშვებული იყო სინათლის ორი სხივი. K სისტემის მიმართ t დროის შემდეგ ეს სხივები გაივლის ტოლ მანძილებს საპირისპირო მიმართულებით და მიაღწევს წერტილებს კოორდინატებით $x = ct$ და $x = -ct$. ვთქვათ, ამ სხივების გავრცელებას თვალყურს ადევნებს K_1 სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი. გავიგოთ, როგორი იქნება სხივების გავრცელების კანონები ამ დამკვირვებლისათვის. ამის გასაგებად გამოვიყენოთ გალილეის გარდაქმნის ფორმულები:

$$x = x_1 + \upsilon t_1,$$

$$t = t_1.$$

წინა ფორმულებში ჩასმა მოგვცემს

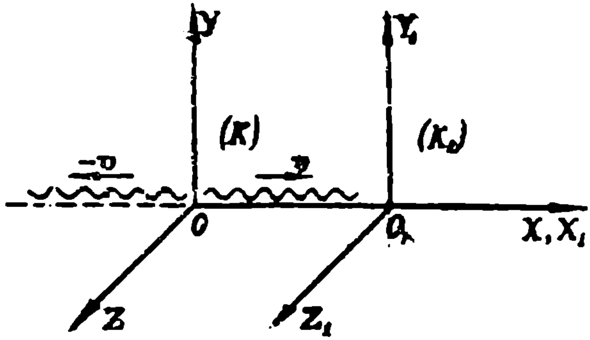
$x_1 + \upsilon t_1 = ct_1$, ან $x_1 = (c - \upsilon)t_1$ მარჯვენა სხივისათვის

და

$x_1 + \upsilon t_1 = -ct_1$, ან $x_1 = -(c + \upsilon)t_1$ მარცხენა სხივისათვის.

როგორც ვხედავთ, K_1 დამკვირვებლის მიმართ სხივები

სხვადასხვა სიჩქარით ვრცელდება, მარჯვენა სხივი $c-v$ სიჩქარით, მარცხენა კი $c+v$ სიჩქარით.



ნახ. 21.

ამ დამკვირვებლისათვის სინათლის წყარო მოძრაობს OX ღერძის საწინააღმდეგოდ $-v$ სიჩქარით და ჩვენ ვხედავთ, რომ სინათლის სიჩქარე მისთვის აღმოჩნდა წყაროს სიჩქარეზე დამოკიდებული. მაშასადამე, ელექტროდინამიკის ერთ-ერთი ძირითადი კანონი – სინათლის სიჩქარის დამოუკიდებლობა წყაროს სიჩქარისაგან — არ არის ინვარიანტული გალილეის გარდაქმნების მიმართ. თუ ეს კანონი სამართლიანია ერთ-ერთი (ძირითადი) ინერციული სისტემის მიმართ, იგი აღარ იქნება სამართლიანი სხვა ინერციული სისტემის მიმართ.

მიღებული შედეგი იმდენად ნათელია, რომ შეიძლება არც კი იყოს საჭირო მისი მიღება გარდაქმნების საშუალებით. მართლაც, თუ სინათლის სხივი OX ღერძის გასწვრივ c სიჩქარით ვრცელდება და იმავე მიმართულებით v სიჩქარით მოძრაობს სისტემა K_1, ცხადია, რომ სინათლის სიჩქარე K_1-ის მიმართ უნდა იყოს $c-v$. აქ მდგომარეობა იგივეა, რაც მარტივი მექანიკური მოძრაობის შემთხვევაში: თუ ლიანდაგის მიმართ მოძრაობს მატარებელი სიჩქარით 60 კმ/სთ და იმავე

მიმართულებით მოძრაობს ავტომანქანა სიჩქარით 40 კმ/სთ, მატარებელი ავტომანქანის მიმართ იმოძრავებს სიჩქარით 60 – 40 = 20 კმ/სთ. აგრეთვე ადვილი გასაგებია, რომ თუ სინათლე ვრცელდება c სიჩქარით OX ღერძის საწინააღმდეგოდ, K_1-ის მიმართ იგი გავრცელდება $c+v$ სიჩქარით.

როგორც ვხედავთ, ელექტროდინამიკის განხილული კანონი არ არის ინვარიანტული გალილეის გარდაქმნების მიმართ. მაგრამ ეს კანონი არის მაქსველის კანონების უშუალო შედეგი და ამიტომ ცხადია, რომ არც მაქსველის კანონები იქნება ინვარიანტული გალილეის გარდაქმნების მიმართ. აქედან გამომდინარე, შეიძლება ზოგადი სახით გამოვთქვათ შემდეგი დებულება:

ე ლ ე ქ ტ რ ო მ ა გ ნ ი ტ უ რ ი მ ო ვ ლ ე ნ ე ბ ი ს კ ა ნ ო ნ ე ბ ი ა რ ა ი ნ ვ ა რ ი ა ნ ტ უ ლ ი ა გ ა ლ ი ლ ე ი ს გ ა რ დ ა ქ მ ნ ე ბ ი ს მ ი მ ა რ თ.

ეს შედეგი ჩვენ მივიღეთ სინათლის სხივის გავრცელების მოვლენის განხილვის შედეგად, მაგრამ შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ არამარტო სინათლის გავრცელების კანონები, არამედ ელექტროდინამიკის არც ერთი ძირითადი კანონი არ არის ინვარიანტული გალილეის გარდაქმნების მიმართ.

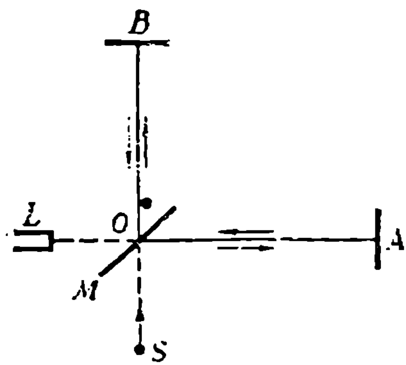
8. ელექტრომაგნიტური მოვლენების იგივურობა სხვადასხვა ინერციულ სისტემაში

იმის შემდეგ, რაც გამოირკვა, რომ ელექტრომაგნიტური მოვლენების კანონები არაინვარიანტულია გალილეის გარდაქმნების მიმართ, ცხადი გახდა, რომ ეს მოვლენები არ უნდა მიმდინარეობდეს იგივურად სხვადასხვა ინერციულ სისტემებში. ელექტრომაგნიტურ მოვლენებზე დაყენებული ცდებით უნდა შეგვეძლოს გამოვარკვიოთ, არის თუ არა აღებული ინერციული სისტემა ძირითადი, თუ იგი მოძრაობს ძირითადი სისტემის მიმართ გარკვეული სიჩქარით.

მეტი კონკრეტულობისათვის ავირჩიოთ შემდეგი ორი ინერციული სისტემა: ერთი ძირითადი, რომელიც „უძრავ" ვარსკვლავების სისტემას წარმოადგენს და რომელშიაც სამართლიანია მაქსველის კანონები, და მეორე – დედამიწა, რომელიც ძირითადი სისტემის მიმართ მოძრაობს გარკვეული სიჩქარით. ძირითადი სისტემის მიმართ სინათლე ყველა მიმართულებით ერთი და იგივე სიჩქარით ვრცელდება, მაგრამ დედამიწის მიმართ ეს კანონი აღარ იქნება სამართლიანი. თუ სინათლის სხივი ვრცელდება დედამიწის მოძრაობის მიმართულებით, სინათლის სიჩქარე დედამიწის მიმართ იქნება $c-v$, სადაც v არის დედამიწის სიჩქარე ძირითადი სისტემის მიმართ. დედამიწის მოძრაობის საწინააღმდეგოდ სინათლე გავრცელდება $c+v$ სიჩქარით. ამიტომ დედამიწაზე მყოფმა დამკვირვებელმა უნდა შეამჩნიოს სინათლის სხვადასხვა მიმართულებით გავრცელებაში განსხვავება, რაც საშუალებას მისცემს მას განსაზღვროს დედამიწის სიჩქარე ძირითადი ინერციული სისტემის მიმართ. სწორედ ასეთნაირად იყო დასმული საკითხი მაქსველის მიერ 1878 წელს, და მის მიერვე იყო მოცემული სათანადო ცდის იდეა. თვით ცდა ჩაატარა ამერიკელმა ფიზიკოსმა მაიკელსონმა (1881 და 1888 და შემდგომი წლები). ამ ცდის შედეგმა უდიდესი როლი

შეასრულა ფარდობითობის თეორიის შექმნაში, ვინაიდან, როგორც ვნახავთ, მან სრული სიცხადით გამოააშკარავა მექანიკას, ელექტროდინამიკასა და ცდებს შორის არსებული წინააღმდეგობა.

აღვწეროთ მაიკელსონის ცდა, მაგრამ არა ყველა ექსპერიმენტული დეტალით. წყაროდან გამოსული სხივი ეცემა ნახევრად გამჭვირვალე M სარკეს, ე.ი. სარკეს, რომელიც დაცემული სინათლის ნაწილს (დაახლოებით ნახევარს) ირეკლავს, ნაწილს კი – გაატარებს (ნახ. 22). ეს სარკე დაყენებულია დაცემული სხივისადმი 45°-ით, რის გამოც არეკლილი და გასული სხივები ერთიმეორის პერპენდიკულარულად გავრცელდება. გარკვეული მანძილების გავლის შემდეგ ისინი ეცემა მათდამი პერპენდიკულარულად დაყენებულ A და B სარკეებს და ისევ M სარკისაკენ აირეკლება; A-დან არეკლილი სინათლის სხივის ნაწილი გაივლის M სარკეში და



ნახ. 22.

მოხვდება L ჭოგრში. ასევე, B-დან არეკლილი სხივის ნაწილი აირეკლება M სარკიდან და ისევ L ჭოგრში მოხვდება. როგორც ვხედავთ, M სარკის მიერ გაყოფილი ორი სხივი,

რომელნიც A და B სარკეებიდან აირეკლება, ერთად ხვდება L ჭოგრში. სინათლის ინტერფერენციის მოვლენა საშუალებას იძლევა გამოვარკვიოთ, როგორ ჩამორჩა ერთი სხივი მეორეს M სარკის მიერ მათი გაყოფის შემდეგ. ეს ჩამორჩენა იმით იქნება გამოწვეული, რომ OA და OB მანძილები შეიძლება არ იყვნენ ტოლი. ამ ჩამორჩენის შედეგად ჭოგრში ჩვენ დავინახავთ ე.წ. ინტერფერენციულ ზოლებს, ე.ი. ბნელ და ნათელ ზოლებს, რომლებიც გამოწვეულია იმით, რომ ჭოგრში მოხვედრილმა სინათლის ორმა ტალღამ შეიძლება ზოგ ადგილას გააძლიეროს, ზოგ ადგილას კი შეასუსტოს ერთმანეთი. ცდა შემდეგნაირად ტარდება: მას შემდეგ, რაც ხელსაწყო დაყენებულია და მიღებულია გარკვეული ინტერფერენციული სურათი, ხელსაწყო შემობრუნდება O წერტილის ირგვლივ 90°-ზე ისე, რომ OA და OB სხივები უცვლის ერთიმეორეს ადგილებს. ცდის მიზანი იმაში მდგომარეობს, რომ გამოირკვეს, რა გავლენას ახდენს ეს მობრუნება სინათლის სხივების ერთიმეორის მიმართ ჩამორჩენაზე, ე.ი. ინტერფერენციულ სურათზე.

სანამ ცდის შედეგებს გავარჩევდეთ, გავარკვიოთ, თუ რა არის მოსალოდნელი იმ შემთხვევაში, როდესაც ცდას ვახდენთ ძირითად ინერციულ სისტემაში და იმ შემთხვევაში, როდესაც ცდა ტარდება დედამიწაზე. მსჯელობის გასამარტივებლად დავუშვათ აგრეთვე, რომ $OA=OB$.

განვიხილოთ ჯერ ძირითად ინერციულ სისტემაში ჩატარებული ცდის მოსალოდნელი შედეგი. ვთქვათ, OA და OB მონაკვეთები l სიგრძისაა. ვინაიდან ძირითად სისტემაში სინათლე ყველა მიმართულებით ერთი და იგივე სიჩქარით ვრცელდება, O-დან A-საკენ წასული და დაბრუნებული სხივი ამ გავრცელებას მოანდომებს

$$t_1 = \frac{2l}{c}$$

დროს. O-დან B-საკენ წასული და უკან დაბრუნებულ სხივს ამისათვის დასჭირდება

$$t_2 = \frac{2l}{c}$$

დრო.

როგორც ვხედავთ, თუ მხარეების სიგრძეები ტოლია, ჩამორჩენა არ იქნება

$$t_2 - t_1 = 0.$$

მოვაბრუნოთ ახლა ხელსაწყო 90°-ით. ვინაიდან ძირითად სისტემაში სინათლე ყველა მიმართულებით ერთი და იგივე სიჩქარით ვრცელდება, სხივების გავრცელების დრო არ შეიცვლება, ჩამორჩენაც არ იქნება და ამიტომ ინტერფერენციული სურათი უცვლელი დარჩება. მაშასადამე, ძირითად სისტემაში ხელსაწყოს მობრუნება არ იწვევს ინტერფერენციული სურათის რაიმე ცვლილებას.

ვთქვათ, რომ ხელსაწყო დედამიწაზეა მოთავსებული (რასაკვირველია, მხოლოდ ეს შემთხვევა შეიძლება განხორციელდეს პრაქტიკულად). დავაყენოთ ხელსაწყო ისე, რომ მისი OA მხარი მიმართული იყოს დედამიწის მოძრაობის გასწვრივ, OB კი – ამ მოძრაობის პერპენდიკულარულად და გამოვითვალოთ სათანადო სხივების გავრცელებისათვის საჭირო დრო. ვინაიდან OA მხარი დედამიწასთან ერთად OA მიმართულებით მოძრაობს, O წერტილიდან გამოსული სინათლის სხივი გავრცელდება $c - v$ სიჩქარით. ამიტომ O-დან A-მდე მანძილის გავლას იგი მოანდომებს $\dfrac{l}{c-v}$ დროს.

A-დან არეკლილი იგივე სხივი ვრცელდება დედამიწის მოძრაობის საწინააღმდეგოდ და ამიტომ მისი სიჩქარე ხელსაწყოს მიმართ იქნება $c + v$. მთელი დრო, რომელიც დასჭირდება ამ სხივს O-დან A-ში მოსვლისა და უკან

დაბრუნებისათვის, იქნება

$$t_1 = \frac{l}{c-\upsilon} + \frac{l}{c+\upsilon} = \frac{2lc}{c^2-\upsilon^2},$$

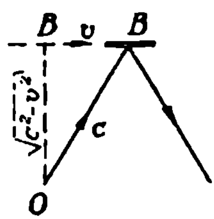
ან

$$t_1 = \frac{2l}{c}\frac{1}{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}. \qquad (32)$$

განვიხილოთ ახლა მეორე სხივი. ეს სხივი ვრცელდება ხელსაწყოს მოძრაობის პერპენდიკულარულად და მისი სიჩქარე ხელსაწყოს მიმართ მიიღება c სიჩქარიდან υ სიჩქარის გეომეტრიული გამოკლებით (ნახ. 23). ამიტომ მისი სიჩქარე, როგორც O-დან B-სკენ, ისე B-დან O-სკენ გავრცელებისას, იქნება

$$\sqrt{c^2-\upsilon^2}.$$

O-დან B-ში მისვლის და უკან დაბრუნებისათვის საჭირო დროისათვის მივიღებთ:



ნახ. 23.

$$t_2 = \frac{2l}{\sqrt{c^2 - \upsilon^2}} = \frac{2l}{c}\frac{1}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}. \qquad (33)$$

როგორც ვხედავთ, სხივების გავრცელების დრო დამოკიდებულია ხელსაწყოს მხრების ორიენტაციაზე დედამიწის მოძრაობის მიმართ. ტოლი მხრების შემთხვევაშიც ერთ-ერთი სხივთაგანი (სახელდობრ, დედამიწის მოძრაობის გასწვრივი სხივი) დააგვიანებს. გამოვთვალოთ დაგვიანება $t_2 - t_1$. ამისათვის მხედველობაში მივიღოთ, რომ υ ძალიან მცირეა c-სთან შედარებით და ამიტომ შეიძლება გამოვიყენოთ მიახლოებითი ფორმულები:

$$\frac{1}{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}} \approx 1 + \frac{\upsilon^2}{c^2}, \qquad \frac{1}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}} \approx 1 + \frac{\upsilon^2}{2c^2}.$$

t_2 და t_1- სათვის მივიღებთ:

$$t_1 \approx \frac{2l}{c}\left(1 + \frac{\upsilon^2}{c^2}\right), \quad t_2 \approx \frac{2l}{c}\left(1 + \frac{\upsilon^2}{2c^2}\right),$$

საიდანაც დაგვიანებისათვის გვექნება

$$t_1 - t_2 \approx \frac{l\upsilon^2}{c^3} \qquad (34)$$

ამრიგად, OA სხივი მეტ დროს ანდომებს გავრცელებას, ვიდრე OB სხივი, და ამიტომ ჭოგრში მივიღებთ ამ ჩამორჩენის სათანადო ინტერფერენციულ სურათს.

შემოვაბრუნოთ ახლა ხელსაწყო 90°-ით. მაშინ OA სხივი მიმართული იქნება დედამიწის მოძრაობის მართობულად და ამიტომ სათანადო დრო იქნება

$$t'_1 \approx \frac{2l}{c}\left(1 + \frac{\upsilon^2}{2c^2}\right).$$

OB მხარი მობრუნების შემდეგ მიმართული იქნება დედამიწის მოძრაობის გასწვრივ და სათანადო გავრცელების დრო იქნება

$$t'_2 \approx \frac{2l}{c}\left(1+\frac{\upsilon^2}{c^2}\right).$$

OA სხივის ჩამორჩენა OB სხივთან შედარებით ახლა ასეთი იქნება:

$$t'_1 - t'_2 \approx -\frac{l\upsilon^2}{c^3} \qquad (35)$$

როგორც ვხედავთ, მობრუნებამდე OA სხივი ჩამორჩებოდა OB სხივს, მობრუნების შემდეგ კი OB სხივი ჩამორჩება OA სხივს. ამიტომაც ხელსაწყოს მობრუნების შემდეგ ინტერფერენციული სურათი უნდა შეიცვალოს, ე.ი. ბნელმა და ნათელმა ზოლებმა უნდა შეიცვალონ მდებარეობა. მიღებული შედეგი სავსებით ეთანხმება წინა პარაგრაფის დასკვნას, რომ ელექტრომაგნიტური მოვლენების კანონები არაინვარიანტულია გალილეის გარდაქმნების მიმართ და ამიტომ მოვლენებიც სხვადასხვანაირად უნდა მიმდინარეობდეს სხვადასხვა ინერციულ სისტემაში. მაიკელსონის ცდის შემთხვევაში ძირითად სისტემაში ხელსაწყოს მობრუნება არავითარ ცვლილებას არ იწვევს მაშინ, როდესაც დედამიწაზე ამ მობრუნებამ უნდა გამოიწვიოს ინტერფერენციული სურათის შეცვლა.

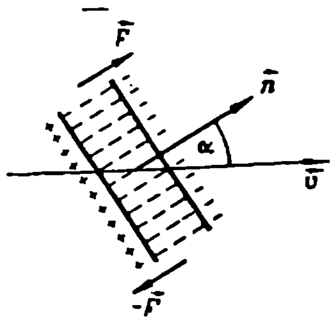
მაიკელსონის მიზანი სწორედ იმაში მდგომარეობდა, რომ აღმოეჩინა ინტერფერენციული სურათის ცვლილება (ზოლების გადანაცვლება) ხელსაწყოს მობრუნების შედეგად და ამ ცვლილების საშუალებით გამოეთვალა დედამიწის სიჩქარე ძირითადი ინერციული სისტემის მიმართ.

მაგრამ ცდამ სრულიად მოულოდნელი შედეგი მოგვცა. ხელსაწყოს მობრუნებამ არ გამოიწვია ინტერფერენციული

ზოლების რაიმე შესამჩნევი ცვლილება. ცდის სიზუსტე სრულიად საკმარისი იყო იმისათვის, რომ შემჩნეული ყოფილიყო მოსალოდნელი გადანაცვლების მეხუთასედი ნაწილი (იმ დაშვებით, რომ დედამიწის სიჩქარე არის 30 კმ/წმ). მიუხედავად ამისა, ვერავითარი ცვლილება ვერ იქნა შემჩნეული. ეს ცდა გამეორებულ იქნა მრავალჯერ, როგორც თვით მაიკელსონის, ისე სხვა მეცნიერთა მიერ (იოსი გერმანიაში, კენედი ამერიკაში და სხვები), მაგრამ ყოველთვის უარყოფით შედეგს იძლეოდა. ცდას იმეორებდნენ წელიწადის სხვადასხვა დროს იმის გამო, რომ ეჭვობდნენ, ხომ არ შეიძლება ერთ რომელიმე მომენტში დედამიწა უძრავი იყოს ძირითადი ინერციული სისტემის მიმართ და ამიტომ მიიღება უარყოფითი შედეგი. მაგრამ ცხადია, რომ, ვინაიდან დედამიწა განუწყვეტლივ იცვლის თავისი მოძრაობის მიმართულებას, იგი არ შეიძლება ყოველთვის უძრავი იყოს ძირითადი სისტემის მიმართ. მაგრამ ცდის შედეგი ყოველთვის უარყოფითი იყო.

გარდა მაიკელსონის ცდისა, მოწყობილი იყო სხვა, წმინდა ელექტრომაგნიტური ხასიათის ცდები, მაგალითად, ტრუტონის და ნობლის ცდა (1903 წელი). გალილეის გარდაქმნის ფორმულების თანახმად, დამუხტული ბრტყელი კონდენსატორი უნდა გაჩერდეს დედამიწის მოძრაობის მიმართულების პერპენდიკულარულად, ვინაიდან, ძირითადი სისტემის მიმართ მოძრავ ათვლის სისტემაში, ელექტრომაგნიტური ველი იწვევს მაბრუნებელ ძალთა მომენტს, რომელიც ცდილობს შემოაბრუნოს კონდენსატორი. გამოთვლებით გამოირკვა, რომ თუ კონდენსატორის ფირფიტებს შორის ველის ენერგია არის E, ხოლო კუთხე ფირფიტების ნორმალსა და დედამიწის მოძრაობის მიმართულებას შორის α (ნახ. 24), მაბრუნებელი ძალების მომენტი გამოისახება შემდეგი ფორმულით

$$M = \frac{\upsilon^2}{c^2}\mathrm{E}\sin 2\alpha. \qquad (36)$$



ნახ. 24.

ტრუტონმა და ნობლმა დააყენეს სათანადო ცდა. ცდის სიზუსტე სრულიად საკმარისი იყო იმის დასადგენად, არსებობს თუ არა ეს მაბრუნებელი მომენტი, მაგრამ ვერავითარი მობრუნება ვერ იქნა აღმოჩენილი. მოვლენა ისე მიმდინარეობდა, ვითომ დედამიწა უძრავი ყოფილიყო ძირითადი სისტემის მიმართ.

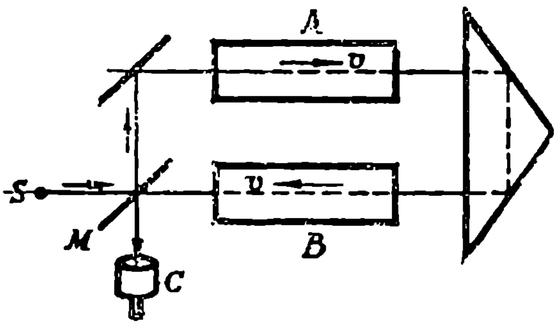
ამ და ყველა ანალოგიურმა ცდამ ისევ უარყოფითი შედეგი მოგვცეს. ვერავითარი ცდით ვერ იქნა აღმოჩენილი ელექტრომაგნიტურ მოვლენებზე დედამიწის მოძრაობის გავლენა. ეს ფაქტი ახლა იმდენად ზუსტად დადგენილად ითვლება, რომ უკვე შეუძლებელია რაიმე ეჭვის შეტანა მის სისწორეში.

ზემოთქმულიდან გამომდინარე შეიძლება სავსებით დამტკიცებულად ჩავთვალოთ შემდეგი დებულება:

ელექტრომაგნიტური მოვლენები სავსებით იგივურად მიმდინარეობენ ყველა ინერციულ სისტემაში.

დასასრულ, განვიხილოთ რამდენიმე ოპტიკური მოვლენა (ცხადია, ესეც ელექტრომაგნიტური მოვლენებია), რომელთა ახსნა კლასიკური ფიზიკის კანონებით შეუძლებელია, თუ არ იქნა დაშვებული სპეციალური სახის ჰიპოთეზები. პირველი მათგანი არის მოძრავ სხეულში სინათლის გავრცელების

მოვლენა (ფიზოს ცდა). ამ ცდის მიზანი იყო იმის გამორკვევა, თუ როგორი სიჩქარით ვრცელდება სინათლე მოძრავ სხეულში. ცდის სქემა 25-ე ნახაზზეა ნაჩვენები. ნახევრად გამჭვირვალე სარკის მიერ გაყოფილი სინათლის სხივები ვრცელდება *A* და *B* მილებში და პრიზმის საშუალებით უკან დაბრუნებული ერთად ხვდება *C* ჭოგრში. *A* მილი გავსებულია წყლით, რომელიც მიედინება სანათლის სხივის გავრცელების მიმართულებით. *B* მილში წყალი მიედინება მასში გამავალი სინათლის სხივის გავრცელების



ნახ. 25.

საწინააღმდეგოდ. თუ წყლის დინება გავლენას ახდენს სინათლის გავრცელებაზე, უნდა მოხდეს ჭოგრში მიღებული ინტერფერენციული ზოლების გადანაცვლება. ფიზოს მიერ დაყენებული ცდის შედეგად გამოირკვა, რომ თუ წყალი მოძრაობს v სიჩქარით სინათლის გავრცელების გასწვრივ, სინათლის სიჩქარე გარე დამკვირვებლის მიმართ იქნება

$$c_1 = \frac{c}{n} + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right), \qquad (37)$$

სადაც n არის ნივთიერების (წყლის) გარდატეხის მაჩვენებელი. ცხადია, რომ ეს შედეგი არ ეთანხმება კლასიკური ფიზიკის წარმოდგენებს. მართლაც, როგორც ვიცით, უძრავ წყალში, ე.ი. იმ დამკვირვებლის მიმართ, რომლისთვისაც

წყალი უძრავია, სინათლის სიჩქარე უნდა იყოს $\frac{c}{n}$. ვინაიდან წყალი მოძრაობს გარე დამკვირვებლის მიმართ υ სიჩქარით, ამ დამკვირვებლისათვის სინათლის სიჩქარე, თანახმად კლასიკური მექანიკის სიჩქარეთა შეკრების კანონისა, უნდა იყოს

$$c_1 = \frac{c}{n} + \upsilon.$$

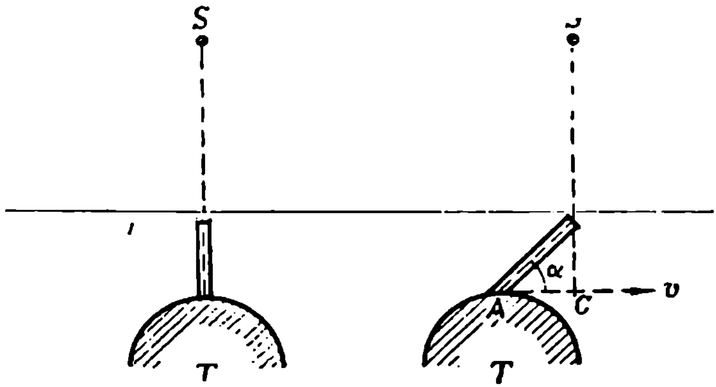
სრულიად გაუგებარია, თუ საიდან არის შემოსული კოეფიციენტი $\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$. (37)-ე ფორმულა გვიჩვენებს, რომ სინათლის სიჩქარეს უძრავ წყალში ემატება არა წყლის მთელი სიჩქარე, არამედ მხოლოდ მისი ნაწილი, რაც სრულებით არ ეგუება სიჩქარეთა შეკრების ჩვეულებრივ კანონს. ფრენელს და შემდეგ ლორენცს დასჭირდათ სპეციალური ჰიპოთეზების მიღება, რათა აეხსნათ ფიზოს ცდის ეს შედეგი. ვინაიდან მათი თვალსაზრისით სინათლე ვრცელდება ეთერში – ჰიპოთეტურ გარემოში, რომელიც ავსებს მთელ სამყაროს – შეიძლება დავუშვათ, რომ წყლის მოძრაობის დროს უკანასკნელი ნარიტაცებს ეთერს ნაწილობრივ, არა მთლიანად, არამედ ისე, რომ სინათლის სიჩქარე მოძრავ წყალში იქნება არა $\frac{c}{n}$ არამედ $\frac{c}{n} - \frac{\upsilon}{n^2}$. მაშინ, სიჩქარეთა შეკრების (კლასიკური) კანონის თანახმად, სინათლის სიჩქარისათვის გარე დამკვირვებლის მიმართ მივიღებთ შემდეგ გამოსახულებას

$$c_1 = \frac{c}{n} + \upsilon\left(1 - \frac{1}{n^2}\right),$$

რაც ეთანხმება ფიზოს ცდის შედეგს. შემდეგში ჩვენ ვნახავთ, თუ როგორ მარტივად ხსნის ფიზოს ცდის შედეგს ფარდობითობის თეორია, ყოველგვარი სპეციალური დაშვებების გა-

რეშე.

მეორე მოვლენა არის სინათლის აბერაცია. ეს მოვლენა აღმოაჩინა ინგლისელმა ასტრონომმა ბრედლიმ 1728 წელს და იგი შემდეგში მდგომარეობს. ვთქვათ, S არის ვარსკვლავი და T დედამიწა (ნახ. 26). თუ დედამიწა უძრავია ვარსკვლავის მიმართ, ჭოგრი, რომლითაც ხდება ვარსკვლავის დამზერა უნდა მივმართოთ სხივის გასწვრივ.



ნახ. 26.

მაგრამ, თუ დედამიწა მოძრაობს ვარსკვლავის მიმართ (და სინამდვილეში ასეც არის), მის დასანახავად დაგვჭირდება ჭოგრის დახრა დედამიწის მოძრაობის მიმართულებით. თუ ჭოგრს არ დავხრით, მაშინ, სანამ ჭოგრში შემოსული სხივი გაივლის ჭოგრის მთელ სიგრძეს, თვით ჭოგრი გადაინაცვლებს და სხივი არ მოხვდება ოკულარის ცენტრში. ჭოგრი უნდა დავხაროთ ისეთი კუთხით, რომ სანამ სინათლე გაივლის ჭოგრის მთელ სიგრძეს, ჭოგრმა უნდა გადაინაცვლოს ისეთი AC მანძილით, რომ ოკულარი დახვდეს სინათლის სხივს; ეს მოვლენა, არა სინათლის სხივისათვის, არამედ წვიმის წვეთების შემთხვევაში, უთუოდ კარგად არის ცნობილი მკითხველისათვის. ცნობილია, რომ, თუ უძრავი ადამიანისათვის წვიმის წვეთები ვერტიკალურად ეცემა, მოძრავი ადამიანისათვის მათი ვარდნა დახრილად წარმოებს და ეს

დახრა მით უფრო მეტია, რაც უფრო სწრაფად მოძრაობს ადამიანი. წვიმის წვეთების ეს დახრა კარგად ემჩნევა მოძრავი ვაგონის ფანჯრის მინაზე ჩამოდენილ წვეთებს.

სინათლის სხივის შემთხვევაში ადვილად შეიძლება დამტკიცდეს, რომ დახრის კუთხის ტანგენსი შემდეგი ფორმულით გამოისახება:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\upsilon}{c}, \qquad (38)$$

სადაც υ არის დედამიწის სიჩქარე.

აბერაციის მოვლენის მოყვანილი ახსნა არ ეთანხმება სინათლის ელექტრომაგნიტურ თეორიას და გალილეის გარდაქმნებს. ამის დამტკიცებას აქ არ მოვიყვანთ მისი სირთულის გამო, აღვნიშნავთ მხოლოდ, რომ ზემოთ მოყვანილი ახსნა ემყარება წარმოდგენას სინათლეზე, როგორც ნაწილაკების ნაკადზე და არა როგორც ელექტრომაგნიტურ ტალღაზე (დაინტერესებულ მკითხველს შეუძლია გაეცნოს ამ საკითხს გ. ჭილაშვილის წიგნში „რელატივისტური მექანიკა", თსუ, 1997. *რედ. შენიშვნა*)

9. წინააღმდეგობა კლასიკურ მექანიკასა, ელექტროდინამიკასა და ცდებს შორის

ჩამოვაყალიბოთ ზემოთ მიღებული ყველა შედეგი დებულებების სახით, რაც საშუალებას მოგვცემს უფრო ნათლად წარმოვიდგინოთ მათ შორის არსებული დამოკიდებულება.

მექანიკა

1. სივრცის და დროის აბსოლუტურობა,
2. გალილეის გარდაქმნის ფორმულები,
3. კლასიკური მექანიკის მოძრაობის კანონები,
4. მექანიკის კანონების ინვარიანტობა გალილეის გარდაქმნების მიმართ,
5. მექანიკური მოვლენების იგივურობა ყველა ინერციულ სისტემაში.

ელექტროდინამიკა

1^1. სივრცის და დროის აბსოლუტურობა,

2^1. გალილეის გარდაქმნის ფორმულები,

3^1. ელექტროდინამიკის კანონები,

4^1. ელექტროდინამიკის კანონების არა ინვარიანტობა გალილეის გარდაქმნების მიმართ,

5^1. ელექტრომაგნიტური მოვლენების იგივურობა ყველა ინერციულ სისტემაში.

ელექტროდინამიკის დებულებების ცხრილიდან ნათლად ჩანს 4^1 და 5^1 დებულებებს შორის არსებული წინააღმდეგობა. 4^1 დებულება, რომელიც 2^1 და 3^1 დებულებების შედეგია, გვეუბნება, რომ ელექტროდინამიკის კანონები იცვლის სახეს, როდესაც ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადავდივართ. ამიტომ შეუძლებელია ყველა ინერციულ სისტემაში ელექტრომაგნიტური მოვლენები ერთნაირად (იგივურად) მიმდინარეობს. 5^1 დებულება კი, რომელიც ზემოთ განხილული ყველა ცდის (მაიკელსონის და სხვების) შედეგია, გვეუბნება, რომ ელექტრომაგნიტური მოვლენების მიმდინარეობის თვალსაზრისით არავითარი განსხვავება სხვადასხვა ინერციულ სისტემას შორის არ არის. მაშასადამე, თუ სამართლიანია 5^1 დებულება (და ეს დებულება იმდენად ზუსტად არის დადასტურებული ცდებით, რომ მის სისწორეში არავის ეჭვი არ ეპარება), შეუძლებელია სამართლიანი იყოს 4^1 დებულება. მაგრამ, როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, 4^1 დე-

ბულება არის 2^1 და 3^1 დებულებების აუცილებელი შედეგი, ვინაიდან თუ სამართლიანია ელექტროდინამიკის კანონები (მაქსველ-ლორენცის განტოლებები) და გალილეის გარდაქმნის ფორმულები, აუცილებლად სამართლიანი უნდა იყოს 4^1 დებულება. აქედან გამომდინარეობს, რომ არ უნდა იყოს სწორი ან მაქსველის ელექტროდინამიკის კანონები, ან გალილეის გარდაქმნის ფორმულები. ასეთია შედეგი, რომლამდეც მივყავართ 5^1 დებულებას, ე.ი. ელექტროდინამიკის ფარდობითობის პრინციპს. იმისათვის, რომ დავაკმაყოფილოთ ფადობითობის პრინციპი, უნდა უარვყოთ ან ელექტროდინამიკის ცნობილი კანონები, ან გალილეის გარდაქმნის ფორმულები.

გამოვარკვიოთ ახლა, თუ რა შედეგებამდე მივყავართ პირველ ან მეორე არჩევანს. აღნიშნული წინააღმდეგობის დაძლევის პირველი გზა მდგომარეობს ელექტროდინამიკის კანონების შეცვლაში, ე.ი. ელექტროდინამიკის ისეთი ახალი კანონების ჩამოყალიბებაში, რომლებიც ინვარიანტული იქნება გალილეის გარდაქმნების მიმართ და რომელთა საშუალებითაც შესაძლებელი იქნება, ისევე, როგორც მაქსველ-ლორენცის განტოლებების საშუალებით, ყველა ელექტრომაგნიტური მოვლენის ახსნა. თუ მოხერხდა ასეთი კანონების ჩამოყალიბება, 4^1 დებულება შეიცვლება დებულებით, რომ ელექტროდინამიკის კანონები ინვარიანტული არიან გალილეის გარდაქმნების მიმართ, და ყველა დებულება სრულ თანხმობაში იქნება, როგორც ერთიმეორესთან, ისე ცდებთან. მაშინ დებულების ცხრილები შემდეგ სახეს მიიღებს:

მექანიკა

1. სივრცის და დროის აბსოლუტურობა,
2. გალილეის გარდაქმნის ფორმულები,
3. კლასიკური მექანიკის მოძრაობის კანონები,
4. მექანიკის კანონების ინვარიანტობა გალილეის გარდაქმნების მიმართ,
5. მექანიკური მოვლენების იგივურობა ყველა ინერციულ სისტემაში.

ელექტროდინამიკა

1^1. სივრცის და დროის აბსოლუტურობა,
2^1. გალილეის გარდაქმნის ფორმულები,
3^1. ელექტროდინამიკის ახალი კანონები, (?)
4^1. ელექტროდინამიკის ახალი კანონების ინვარიანტობა გალილეის გარდაქმნების მიმართ,
5^1. ელექტრომაგნიტური მოვლენების იგივურობა ყველა ინერციულ სისტემაში.

წინააღმდეგობის დაძლევის მეორე გზა – ელექტროდინამიკის კანონების უცვლელად შენარჩუნება, გალილეის გარდაქმნების უკუგდება და მათ მაგიერ გარდაქმნის ახალი ფორმულების შემოღება გაცილებით უფრო რთულია. იგი მოითხოვს ძირფესვიანი ცვლილებების შეტანას მექანიკაში, სივრცის და დროის შესახებ წარმოდგენებში და საერთოდ მთელ კლასიკურ ფიზიკაში. მართლაც, თუ გალილეის გარდაქმნის ფორმულები სამართლიანი არ არის ელექტროდინამიკისათვის, ისინი არც მექანიკისათვის უნდა იყოს სამართლიანი, ვინაიდან კოორდინატების და დროის გარდაქმნის ფორმულები არ უნდა იყოს დამოკიდებული იმაზე, თუ რომელ მოვლენებს ვიხილავთ – ელექტრომაგნიტურს, თუ მექანიკურს. მაგრამ, თუ გალილეის გარდაქმნის ფორმულები არც მექანიკაში არის სამართლიანი, მაშინ სრულიად ირღვევა თანხმობა, რომელიც არსებობდა მექანიკის დებულებებს შო-

რის. რას ნიშნავს გალილეის გარდაქმნების უარყოფა? ეს ნიშნავს, ერთი მხრივ, ისეთი ახალი გარდაქმნის ფორმულების შემოღებას, რომელთა მიმართ ინვარიანტულია ელექტროდინამიკის ცნობილი კანონები, მაგრამ ამ ახალი გარდაქმნის ფორმულების მიმართ აღარ იქნება ინვარიანტული მექანიკის კანონები და ამის გამო წარმოიშვება წინააღმდეგობა მე-5 დებულებასთან, ე.ი. მექანიკის ფარდობითობის პრინციპთან, ეს უკანასკნელი კი იმდენად კარგად არის შემოწმებული ცდებით, რომ მის სისწორეში არავის ეჭვი არ ეპარება, ამიტომ, მექანიკაში წარმოშობილი წინააღმდეგობის დაძლევისათვის რჩება მხოლოდ ერთი გამოსავალი: უნდა შეიცვალოს არა მარტო გალილეის გარდაქმნის ფორმულები, არამედ კლასიკური მექანიკის მოძრაობის კანონები, მათ მაგიერ უნდა მოიძებნოს ისეთი ახალი კანონები, რომლებიც ინვარიანტული იქნება ელექტროდინამიკიდან შემოტანილი, ახალი გარდაქმნის ფორმულების მიმართ, მხოლოდ ამის შემდეგ მოისპობა წინააღმდეგობა მექანიკას, ელექტროდინამიკას და ცდებს შორის.

მეორეს მხრივ, გალილეის გარდაქმნის ფორმულები ემყარება დებულებას სივრცის და დროის აბსოლუტურობის შესახებ და ამიტომ მათი უარყოფა ნიშნავს ამ უკანასკნელი დებულების უარყოფასაც, ე.ი. სივრცის და დროის შესახებ ჩვენი წარმოდგენების ძირფესვიან შეცვლას.

თუ ავარჩევთ წინააღმდეგობის დაძლევის მეორე გზას, დებულებების ცხრილები შემდეგ სახეს მიიღებს:

მექანიკა

1. სივრცის და დროის არააბსოლუტურობა,
2. გარდაქმნის ახალი ფორმულები,
3. მექანიკის ახალი კანონები,
4. მექანიკის ახალი კანონების ინვარიანტობა გარდაქმნის ახალი ფორმულების მიმართ,
5. მექანიკური მოვლენების იგივურობა ყველა ინერციულ სისტემაში.

ელექტროდინამიკა

1^1. სივრცის და დროის არააბსოლუტურობა,

2^1. გარდაქმნის ახალი ფორმულები,

3^1. ელექტროდინამიკის კანონები,

4^1. ელექტროდინამიკის კანონების ინვარიანტობა გარდაქმნის ახალი ფორმულების მიმართ,

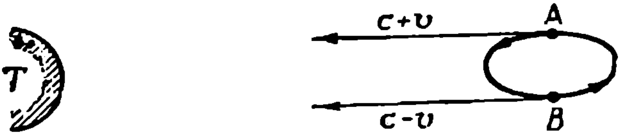
5^1. ელექტრომაგნიტური მოვლენების იგივურობა ყველა ინერციულ სისტემაში.

ასეთ შედეგებამდე მივყავართ მექანიკას, ელექტროდინამიკას და ცდებს შორის არსებული წინააღმდეგობის დაძლევის მეორე გზას. ცხადია, რომ მხოლოდ ცდას შეუძლია გამოარკვიოს, თუ რომელი ამ გზათაგანია მისაღები. ამისათვის საჭიროა აირჩეს ერთი მათგანი, განვითარდეს სათანადო თეორია და შემოწმდეს იგი ცდების საშუალებით.

პირველი ამ გზათაგანი არჩეული და განვითარებული იყო გერმანელი ფიზიკოსის რიტცის მიერ მას შემდეგ, რაც აინშტაინმა აირჩია მეორე გზა და ჩამოაყალიბა ფარდობითობის თეორია. რიტცი შეეცადა ისეთნაირად შეეცვალა ელექტროდინამიკის კანონები, რომ ისინი შეგუებოდა გალილეის გარდაქმნის ფორმულებს და ფარდობითობის პრინციპს. ეს მან მოახერხა, მაგრამ ამისათვის დასჭირდა ელექტროდინამიკის ზოგიერთი ძირითადი კანონის უარყოფა. სახელდობრ, მან დაუშვა, რომ დებულება წყაროს სიჩქარისაგან სინათლის სიჩქარის დამოუკიდებლობის შესახებ არ არის

სწორი. რიტცის მიხედვით, თუ უძრავი წყაროდან გამოსული სინათლე c სიჩქარით ვრცელდება, მოძრავი წყაროდან გამოსული სინათლის სიჩქარე იქნება $c+v$, თუ წყარო მოძრაობს სინათლის გავრცელების მიმართულებით, და $c-v$, თუ მოძრაობა საწინააღმდეგო მიმართულებისაა. მაგრამ, როგორც შემდეგ გამოირკვა, რიტცის ეს დაშვება მიუღებელია, ვინაიდან ცდები და დაკვირვებები მას ეწინააღმდეგება.

განვიხილოთ ერთი მაგალითი. ცნობილია, რომ ვარსკვლავთა შორის ხშირად გვხვდება ე.წ. ორმაგი ვარსკვლავები, რომლებიც ერთ ფიზიკურ სისტემას შეადგენს და ურთიერთმიზიდვის გამო მოძრაობს ერთი მეორის მიმართ ელიფსურ ორბიტებზე. განვიხილოთ ასეთი ორი ვარსკვლავი (ნახ. 27). ვთქვათ, აღებულ მომენტში ერთი



ნახ. 27.

მათგანი (A) მოძრაობს ჩვენსკენ (დედამიწისკენ), მეორე კი (B) – საწინააღმდეგო მიმართულებით. ვინაიდან A ვარსკვლავი ჩვენსკენ მოძრაობს, მისგან გამოსული სინათლის სხივი, რიტცის თანახმად, იმოძრავებს $c+v$ სიჩქარით, სადაც v არის A ვარსკვლავის სიჩქარე. B-დან გამოსული სხივი კი გავრცელდება დედამიწისაკენ $c-v$ სიჩქარით. ამიტომ პირველი ამ სხივთაგანი უფრო ადრე მოაღწევს ჩვენამდე, ვიდრე მეორე. ერთ გარკვეულ მომენტში ჩვენამდე მოსული სხივები კი გამოსული იქნება ვარსკვლავებიდან სხვადასხვა დროს. აქედან ცხადია, რომ ვარსკვლავების ხილული განლაგება ერთი მეორის მიმართ არ იქნება ისეთი, როგორც ამას მოითხოვს ასტრონომიული გამოთვლები და, თუ რიტცის

დაშვება სწორია, ჩვენ უნდა შევძლოთ ამის შემჩნევა. ორმაგ ვარსკვლავებზე მრავაჯერ დაკვირვებამ ცხადჰყო, რომ ვარსკვლავების ურთიერთგანლაგების არავითარი გადახრა არ არსებობს ასტრონომიის მიერ მოთხოვნილი განლაგებიდან. საკმაოდ ზუსტი ცდებით შემოწმებული ეს შედეგი გარკვეულად ეწინააღმდეგება რიტცის დაშვებას. რიტცის დაშვება ეწინააღმდეგება, აგრეთვე, ვარსკვლავებიდან მოსული სინათლის სხივის საშუალებით ჩატარებულ მაიკელსონის ცდას. მართლაც, თუ მაიკელსონის ცდაში სინათლე გამოსულია დედამიწაზე მყოფი წყაროდან, მისი სიჩქარე *OA* მიმართულებით (ნახ. 27) იქნება $c+v$, მაგრამ, ვინაიდან თვით *OA* მხარი v სიჩქარით მოძრაობს იმავე მიმართულებით, სინათლის სიჩქარე *A* სარკის მიმართ იქნება $c+v-v$, ე.ი. ისეთივე, როგორიც იქნებოდა დედამიწის უძრაობის შემთხვევაში. იგივე შედეგს მივიღებთ *OB* სხივისათვის. ამიტომაც, მაიკელსონის ცდის უარყოფითი შედეგი სავსებით ეთანხმება რიტცის დაშვებას იმ შემთხვევაში, როდესაც წყაროდ გამოყენებულია დედამიწაზე მყოფი სხეული. სულ სხვა შედეგს მივიღებთ, თუ ცდა ვარსკვლავიდან მიღებული სინათლის საშუალებით ტარდება. ამ შემთხვევაში რიტცის დაშვების მიხედვითაც, მაიკელსონის ცდამ დადებითი შედეგი უნდა მოგვცეს. ასეთი ცდა იყო კიდეც ჩატარებული და ისეთივე უარყოფითი შედეგი მოგვცა, როგორც დედამიწაზე მყოფი წყაროს საშუალებით ჩატარებულმა ცდამ.

ზემოთ აღნიშნულიდან ცხადი ხდება, რომ რიტცის მიერ არჩეული პირველი გზა — ელექტროდინამიკის კანონების შეცვლა და გალილეის გარდაქმნების შენარჩუნება — არ იძლევა წინააღმდეგობის დაძლევის შესაძლებლობას. რიტცის თეორია გარკვეულად ეწინააღმდეგება ცდებს და ამიტომ იგი უარყოფილი უნდა იქნეს. რჩება მხოლოდ მეორე გამოსავალი: გალილეის გარდაქმნების უარყოფა, მათი მაგიერი გარდაქმნის ფორმულების დადგენა და კლასიკური მექანიკის ისეთ-

ნაირად გადამუშავება, რომ დამყარდეს სრული თანხმობა ამ ახალ მექანიკას, ელექტროდინამიკასა და ცდებს შორის. სწორედ ეს გზა იყო არჩეული აინშტაინის მიერ, როდესაც მან 1905 წელს, თავის შესანიშნავ ნაშრომში “მოძრავი სისტემების ელექტროდინამიკისათვის“, საფუძველი ჩაუყარა ფარდობითობის თეორიას.

III თავი

ფარდობითობის სპეციალური თეორიის საფუძვლები

10. ძირითადი დებულებები

თუ დავაკვირდებით წინა პარაგრაფში ჩამოყალიბებული დებულებების ცხრილს, ადვილად მივხვდებით, თუ რომელი დებულებები უნდა დაედოს საფუძვლად ფარდობითობის თეორიას. პირველ ყოვლისა ეს ითქმის 5 და 5^1 დებულებებზე, რომლებიც გამოსახავს მექანიკური და ელექტრომაგნიტური მოვლენების მიმდინარეობის იგივურობას ყველა ინერციულ სისტემაში. ეს დებულებები აინშტაინმა გააერთიანა ერთი დებულების სახით, რომელსაც ეწოდება ფარდობითობის სპეციალური პრინციპი და რომელიც შემდეგნაირად ყალიბდება:

1. ფიზიკური მოვლენები იგივურად მიმდინარეობს ყველა ინერციულ სისტემაში.

მეორე დებულება, რომელიც საფუძვლად დაედო ფარდობითობის თეორიას, არის 3^1 დებულება, ე.ი. დებულება ელექტროდინამიკის კანონების სამართლიანობისა რომელიმე ერთ ინერციულ სისტემაში (კერძოდ, ,,უძრავი" ვარსკვლავების ძირითად სისტემაში). ვერც გარდაქმნის ფორმულები და ვერც მექანიკის კანონები ვერ გამოდგება ფარდობითობის თეორიის საფუძვლად, ვინაიდან ძველი (გალილეის) გარდაქმნების ფორმულებისა და კლასიკური მექანიკის კანონების სისწორე კითხვის ქვეშ არის დაყენებული, ხოლო გარდაქმნის ახალი ფორმულები და მოძრაობის კანონები ჩვენთვის ჯერჯერობით უცნობია. გარდა ფარდობითობის პრინციპისა, ერთადერთი უეჭველია ელექტროდინამიკის კანონები და სწორედ ისინი უნდა დაედოს საფუძვლად შემდგომ მსჯელობას. უნდა აღინიშნოს, რომ ჩვენი მიზნისათვის სრულიად არ არის საჭირო ელექტროდინამიკის ზოგადი კანონების გამო-

ყენება. ჩვენი მიზანია გარდაქმნის ისეთი ახალი ფორმულების დადგენა, რომელთა მიმართ ელექტროდინამიკის კანონები ინვარიანტული იქნება. მაგრამ ელექტროდინამიკის კანონების ერთიმეორესთან სრული შეთანხმებულობის გამო, საკმარისია ერთ-ერთი ამ კანონთაგანის არჩევა. თუ მოიძებნება გარდაქმნის ისეთი ფორმულები, რომელთა მიმართ ეს კანონი ინვარიანტული იქნება, მაშინ ელექტროდინამიკის სხვა კანონებიც ინვარიანტული იქნება ამ გარდაქმნების მიმართ.

ამ თვალსაზრისით, ყველაზე ხელსაყრელია ელექტროდინამიკის ისეთი კანონის არჩევა, რომელიც უშუალოდ არის დამოკიდებული სივრცისა და დროისაგან და არ შეიცავს ელექტრომაგნიტურ სიდიდეებს (დაძაბულობას, მუხტს, პოტენციალს და სხვ.), რომელთა გარდაქმნის ხასიათი ჩვენთვის ჯერჯერობით უცნობია. ასეთ კანონს წარმოადგენს სინათლის სიჩქარის მიმართულებისაგან და წყაროს სიჩქარისაგან დამოუკიდებლობის კანონი. სწორედ ეს კანონი იყო არჩეული აინშტაინის მიერ, როგორც ფარდობითობის თეორიის მეორე ძირითადი დებულება.

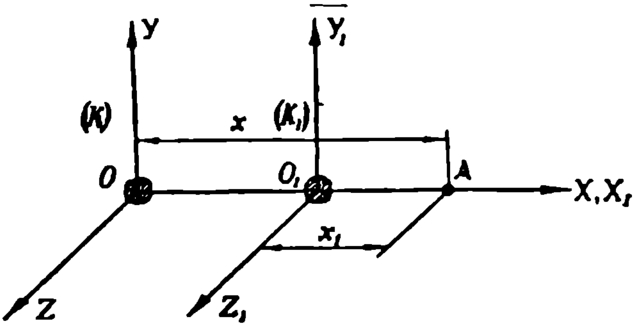
2. ძირითად ინერციულ სისტემაში სინათლის სიჩქარე არ არის დამოკიდებული გავრცელების მიმართულებასა და წყაროს სიჩქარეზე.

ასეთია ფარდობითობის თეორიის ძირითადი დებულებები. მათზე დამყარებით ჩვენ გამოვიყვანთ გარდაქმნის ახალ ფორმულებს და განვავითარებთ ახალ მექანიკას. როგორც ვნახავთ, გარდაქმნის ეს ფორმულები გვაიძულებენ სავსებით შევცვალოთ ჩვენი წარმოდგენები სივრცის და დროის შესახებ, უარვყოთ დებულება სხეულების სიგრძის და მოვლენათა ხანგრძლივობის აბსოლუტურობის შესახებ და ჩავთვალოთ ვარიანტულ, ე.ი. ფარდობით სიდიდეებად ისეთი მექანიკური სიდიდეები, რომლებიც კლასიკური ფიზიკის თანახმად ინვარიანტულ, ე.ი. აბსოლუტურ სიდიდეებს წარმოადგენდა.

11. ლორენცის გარდაქმნის ფორმულები

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ჩვენ მიზანს წარმოადგენს გალილეის გარდაქმნის ფორმულების მაგიერი ფორმულების გამოყვანა. ამისათვის უნდა დავემყაროთ ზემოთ მოყვანილ ორ დებულებას: ფარდობითობის პრინციპს და სინათლის სიჩქარის წყაროს სიჩქარისაგან დამოუკიდებლობის პრინციპს. პირველი პრინციპი გვეუბნება, რომ ფიზიკური მოვლენები იგივურად მიმდინარეობს ყველა ინერციულ სისტემაში და, მაშასადამე, მათი კანონებიც სავსებით იგივური უნდა იყოს ინერციული სისტემებისათვის, მეორე პრინციპის თანახმად სინათლის სიჩქარე ძირითადი ინერციული სისტემის მიმართ არ არის დამოკიდებული წყაროს სიჩქარეზე და ერთი და იგივეა ყველა მიმართულებით. მაგრამ, ცხადია, რომ თუ ეს უკანასკნელი დებულება სამართლიანია ერთ-ერთი გარკვეული ინერციული სისტემის მიმართ, ფარდობითობის პრინციპის თახახმად, იგი სამართლიანი უნდა იყოს ყველა ინერციული სისტემის მიმართ. ამიტომ ყველა ინერციულ სისტემაში სინათლის სიჩქარე ერთნაირი უნდა იყოს.

ვთქვათ K_1 არის ინერციული სისტემა, რომელიც მოძრაობს K ძირითადი ინერციული სისტემის მიმართ OX ღერძის გასწვრივ მუდმივი v სიჩქარით (ნახ. 28). ცხადია, რომ K_1 სისტემის მიმართ K სისტემა მოძრაობს იმავე v სიდიდის სიჩქარით, მაგრამ საწინააღმდეგო მიმართულებით, ე.ი. K სისტემის სიჩქარე K_1-ის მიმართ არის



ნახ. 28.

$-\upsilon$. დროის საწყის მომენტად ათვლის ორივე სისტემისათვის ავილოთ მათი O და O_1 სათავეების თანხვდენის მომენტი. ვთქვათ, OX ღერძის (რომელიც თანხვდენილია (O_1X_1 ღერძთან) რომელიმე წერტილში მოხდა რაიმე მოვლენა. ამ მოვლენის კოორდინატი და მოხდენის დრო K სისტემის მიმართ იყოს x და t, ხოლო K_1 სისტემის მიმართ – x_1 და t_1. ჩვენი მიზანია დავაკავშიროთ ეს სიდიდეები ერთიმეორესთან, ე.ი. გამოვიყვანოთ K და K_1 სისტემებს შორის გარდაქმნის ფორმულები. ვთქვათ, ამ ფორმულებს შემდეგი სახე აქვს:

$$\begin{aligned} x &= Ax_1 + Bt_1, \\ t &= Dx_1 + Et_1, \end{aligned} \qquad (39)$$

სადაც A, B, D და E ჯერ-ჯერობით უცნობი კოეფიციენტებია. ის გარემოება, რომ გარდაქმნა წრფივი იყოს, შეიძლება გამოყვანილ იქნას შემდეგი მოთხოვნიდან: წრფივი და თანაბარი მოძრაობა ერთ ინერციულ სისტემაში ასეთივე უნდა იყოს მეორე სისტემაშიც. ჩვენ არ განვიხილავთ ამ საკითხს, მხოლოდ აღვნიშნავთ, რომ გარდაქმნის ფორმულების წრფივი ხასიათი შეიძლება საკმაოდ მკაცრად დასაბუთდეს.

ჩვენი ამოცანაა განვსაზღვროთ ეს უცნობი კოეფიციენტები, რისთვისაც უნდა დავემყაროთ ფარდობითობის თეორიის ორ ძირითად დებულებას. ცხადია, რომ ეს გარდაქმნის ფორმულები უფრო ზოგადია, ვიდრე გალილეის ფორმულები,

ვინაიდან უკანასკნელნი მიიღება (39) ფორმულებიდან იმ კერძო შემთხვევაში, როდესაც $A=1$, $B=\upsilon$, $D=0$ და $E=1$.

დავიწყოთ ამ კოეფიციენტების თანდათანობითი განსაზღვრა. განვიხილოთ K_1 სისტემის O_1 სათავე. მისი სივრცული კოორდინატი თვით ამ სისტემის მიმართ ნულია $(x_1=0)$. K სისტემის მიმართ კი იგი მოძრაობს OX ღერძის გასწვრივ υ სიჩქარით და ამიტომ t დროის შემდეგ იგი დაშორებული იქნება O წერტილიდან $x=\upsilon t$ მანძილით, მაშასადამე, როდესაც $x_1=0$, x ტოლი უნდა იყოს υt-სი. ჩავსვათ ეს მნიშვნელობანი (39) ფორმულებში. მივიღებთ

$$\upsilon t=Bt_1,$$

$$t=Et_1,$$

საიდანაც, პირველი განტოლების მეორეზე გაყოფით, მივიღებთ:

$$\upsilon=\frac{B}{E}, \qquad B=\upsilon E. \qquad (40)$$

განვიხილოთ ახლა K სისტემის O სათავე. მისი კოორდინატი თვით ამ სისტემის მიმართ ნულია $(x=0)$, მაგრამ K_1 სისტემის მიმართ იგი მოძრაობს $-\upsilon$ სიჩქარით და ამიტომ t_1 დროის შემდეგ დაშორებული იქნება O_1 წერტილიდან $x_1=-\upsilon t_1$ მანძილით. აქედან გამომდინარეობს, რომ როცა $x=0$, x_1 უნდა იყოს $-\upsilon t_1$-ის ტოლი. (39) ფორმულებში ჩასმა მოგვცემს

$$0=-A\upsilon t_1+Bt_1,$$

საიდანაც

$$B=\upsilon A.$$

(40) ფორმულასთან შედარება გვაძლევს

$$E = A. \quad (41)$$

გარდაქმნის (39) ფორმულებში ჩასმა მოგვცემს

$$x = A(x_1 + \upsilon t_1),$$
$$t = Dx_1 + At_1. \quad (42)$$

დარჩენილი A და D კოეფიციენტების განსაზღვრისათვის მივმართოთ სინათლის გავრცელების მოვლენას. ვთქვათ, დროის საწყის მომენტში, როდესაც O და O_1 თანხვდენილი იყო, კოორდინატთა სათავიდან OX ღერძის გასწვრივ გავრცელდა სინათლის სხივი. K სისტემის მიმართ ეს სხივი ვრცელდება c სიჩქარით და ამიტომ t_1 დროის განმავლობაში იგი გაივლის $x = ct$ მანძილს. მაგრამ ზემოთ ჩამოყალიბებული დებულების თანახმად, ეს სხივი K_1 სისტემის მიმართ იგივე c სიჩქარით ვრცელდება და ამიტომ t_1 დროის განმავლობაში K_1-ის მიმართ იგი გაივლის $x_1 = ct_1$ მანძილს. მაშასადამე, როდესაც $x = ct$, x_1 უნდა იყოს ct_1-ის ტოლი. წინა ფორმულებში ჩასმა მოგვცემს:

$$x = A(c + \upsilon)t_1 \text{ და } t = (Dc + A)t_1$$

და ვინაიდან $x = ct$, გვექნება

$$Ac + A\upsilon = Dc^2 + Ac.$$

აქედან მივიღებთ D-სათვის შემდეგ მნიშვნელობას:

$$D = A\frac{\upsilon}{c^2},$$

რის შედეგად გარდაქმნის ფორმულები შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$x = A(x_1 + \upsilon t_1),$$
$$t = A\left(\frac{\upsilon}{c^2}x_1 + t_1\right) \quad (43)$$

როგორც ვხედავთ, განსასაზღვრი დარჩა მხოლოდ A კოეფიციენტი. მისი განსაზღვრა არ იქნება ძნელი, თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ შებრუნებული გარდაქმნის ფორმულები, რომელნიც x_1 და t_1-ს გამოსახავს x-სა და t-ს საშუალებით, ისითივე უნდა იყოს, როგორც (43) ფორმულები იმ ერთადერთი განსხვავებით, რომ υ-ს მაგიერ ჩაწერილი უნდა იყოს $-\upsilon$. მართლაც, ერთადერთი განსხვავება K და K_1-ს შორის ის არის, რომ თუ K_1 მოძრაობს K-ს მიმართ υ სიჩქარით, K მოძრაობს K_1-ის მიმართ $-\upsilon$ სიჩქარით. მაშინ შებრუნებული გარდაქმნის ფორმულები შემდეგი სახისა იქნება:

$$x_1 = A(x - \upsilon t),$$

$$t_1 = A\left(-\frac{\upsilon}{c^2}x + t\right) \qquad (44)$$

(დაშვებულია, რომ A კოეფიციენტი არ არის დამოკიდებული υ-ს ნიშანზე, რაც აგრეთვე შეიძლება მკაცრად დასაბუთდეს). ჩავსვათ x_1 და t_1-ის ეს მნიშვნელობები (43) ფორმულაში. მივიღებთ:

$$x = A\left\{A(x - \upsilon t) + A\upsilon\left(-\frac{\upsilon}{c^2}x + t\right)\right\},$$

ან

$$x = A^2\left\{x - \upsilon t - \frac{\upsilon^2}{c^2}x + \upsilon t\right\} = A^2\left(1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}\right)x,$$

საიდანაც მივიღებთ A-ს შემდეგ მნიშვნელობას

$$A = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}, \qquad (45)$$

მაშასადამე, უკანასკნელი კოეფიციენტიც განისაზღვრა

და გარდაქმნის ფორმულები შემდეგ საბოლოო სახეს მიიღებს:

$$x = \frac{x_1 + \upsilon t_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}},$$

$$t = \frac{t_1 + \frac{\upsilon}{c^2} x_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}. \qquad (46)$$

ასეთია ის ახალი გარდაქმნის ფორმულები, რომლებმაც უნდა შეცვალოს გალილეის გარდაქმნის ფორმულები. მათ ენოდება ლ ო რ ე ნ ც ი ს გ ა რ დ ა ქ მ ნ ი ს ფ ო რ მ უ ლ ე ბ ი.

გარდაქმნის ეს ფორმულები გაცილებით უფრო რთული სახისაა, ვიდრე გალილეის ფორმულები. ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ უკანასკნელნი მიიღებიან ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებიდან, თუ დავუშვებთ, რომ ერთი ინერციული სისტემის სიჩქარე მეორის მიმართ მცირეა სინათლის სიჩქარესთან შედარებით. ამ შემთხვევაში შეიძლება უგულებელვყოთ შეფარდება $\frac{\upsilon}{c}$, რის გამოც უგულებელყოფილი იქნება აგრეთვე $\frac{\upsilon^2}{c^2}$ და $\frac{\upsilon}{c^2}$. ცხადია, რომ ამის შემდეგ მიიღება გალილეის გარდაქმნის ფორმულები:

$$x = x_1 + \upsilon t_1,$$

$$t = t_1.$$

როგორც ვხედავთ, გალილეის გარდაქმნის ფორმულები წარმოადგენს ზუსტი (ლორენცის) გარდაქმნის ფორმულების კერძო შემთხვევას, გამოსაყენებელს მაშინ, როდესაც განსახილველი სხეულების სიჩქარეები მცირეა სინათლის

სიჩქარესთან შედარებით. ვინაიდან სინათლის სიჩქარე ძალიან დიდია ჩვეულებრივი სხეულების სიჩქარეებთან შედარებით, ცხადი ხდება ის გარემოება, თუ რატომ არ იყო შემჩნეული ბოლო ხანებამდე გალილეის ფორმულების არასიზუსტე. სინათლის სიჩქარე არის დაახლოებით 300 000 კმ/წმ ჩვეულებრივი სიჩქარეები კი, რომელთანაც საქმე გვაქვს პრაქტიკულ ცხოვრებაში, იშვიათად აღემატება 300 მ/წმ. რომ ავიღოთ ისეთი დიდი სიჩქარე, როგორიცაა დედამიწის სიჩქარე მზის ირგვლივ მოძრაობის დროს (30 კმ/წმ), $\frac{\upsilon}{c}$ შეფარდებისათვის მივიღებთ 10^{-4} ცხადია, რომ ეს სიდიდე და, მით უმეტეს, მისი კვადრატი, იმდენად მცირეა ერთთან შედარებით, რომ ისინი თავისუფლად შეიძლება უგულებელვყოთ.

შემდგომი მსჯელობისათვის დაგვჭირდება შებრუნებული გარდაქმნის ფორმულები:

$$x_1 = \frac{x - \upsilon t}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}},$$

$$t_1 = \frac{t - \frac{\upsilon}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}. \qquad (47)$$

რომლებიც მიიღებიან (46) ფორმულებიდან უშუალო ამოხსნით, ან x, t და x_1, t_1 სიდიდეების გადასმით და υ-ს ნიშნის შეცვლით.

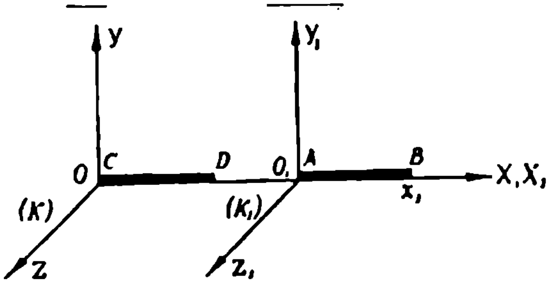
დასასრულ აღვნიშნოთ, რომ y და z კოორდინატებისათვის, რომლებიც მართობული არის მოძრაობის მიმართულებისა, გარდაქმნის ფორმულები ისეთივეა, როგორც კლასიკურ მექანიკაში:

$$y = y_1, \quad z = z_1. \qquad (48)$$

12. სიგრძის და ხანგრძლივობის ფარდობითობა

იმის შემდეგ, რაც გამოყვანილია ახალი, ლორენცის გარდაქმნის ფორმულები, საჭიროა გამოვარკვიოთ, თუ რა ცვლილებები უნდა იქნას შეტანილი კლასიკური ფიზიკის წარმოდგენებში სივრცისა და დროის შესახებ გალილეის გარდაქმნის ფორმულების ლორენცის ფორმულებით შეცვლასთან დაკავშირებით. როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, გალილეის ფორმულები მიიღება მხოლოდ შემდეგი დაშვების საფუძველზე: მონაკვეთის სიგრძე და მოვლენების ხანგრძლივობა ერთი და იგივეა ყველა ინერციული სისტემის მიმართ. თუ სამართლიანია ლორენცის და არა გალილეის გარდაქმნის ფორმულები, ეს დაშვება აღარ უნდა იყოს სწორი.

განვიხილოთ ჯერ საკითხი სხეულის სიგრძის შესახებ. ვთქვათ, K_1 სისტემაში უძრავად მდებარეობს რაიმე AB ღერო, რომელიც ძევს OX_1 ღერძის (და მაშასადამე, OX ღერძის) გასწვრივ ისე, რომ მისი A ბოლო მდებარეობს O_1 სათავეში, ხოლო B ბოლო — წერტილში კოორდინატით x_1 (ნახ. 29). მაშინ მისი სიგრძე K_1 სისტემის



ნახ. 29.

მიმართ, რომელსაც l_1^{AB}-თი აღვნიშნავთ, x_1-ის ტოლი იქნება. გამოვარკვიოთ ახლა, თუ როგორია მისი სიგრძე K სისტემის მიმართ. ამ სისტემის თვალსაზრისით AB ღეროს B ბოლოს კოორდინატი არის x, A ბოლოს კოორდინატი კი არის OO_1 მონაკვეთი, რომელიც υt-ს ტოლია. ვინაიდან სხეულის სიგრძე მისი ბოლო კოორდინატების სხვაობის ტოლია, AB ღეროს სიგრძე K-ს მიმართ იქნება:

$$l^{AB} = x - \upsilon t.$$

მაგრამ (47) ფორმულის თანახმად

$$x - \upsilon t = x_1 \sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}},$$

ე.ი.

$$l^{AB} = l_1^{AB} \sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}. \qquad (49)$$

ამ ფორმულაში l_1^{AB} არის ღეროს სიგრძე K_1 სისტემის, ე.ი. ათვლის იმ სისტემის მიმართ, რომლის მიმართ ღერო უძრავია. მაშასადამე, l_1^{AB} არის უძრავი ღეროს სიგრძე. l^{AB} კი არის იმავე ღეროს სიგრძე K სისტემის მიმართ, ე.ი. ისეთი სისტემის მიმართ, რომლის მიმართაც ღერო υ სიჩქარით მოძრაობს. როგორც ვხედავთ, მოძრავი ღეროს სიგრძე განსხვავდება უძრავი ღეროს სიგრძისაგან, სახელდობრ, იგი ნაკლებია უძრავი ღეროს სიგრძეზე $\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}$-ჯერ. რაც უფრო მეტია ღეროს სიჩქარე, მით უფრო ნაკლებია ღეროს სიგრძე.

ჩვენს მიერ მიღებული შედეგი იმის მაჩვენებელია, რომ სხეულის სიგრძე არ არის ინვარიანტული ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლის დროს, იგი ფარდობითი

სიდიდეა და არა აბსოლუტური, როგორც ამას გულისხმობდა კლასიკური ფიზიკა. თუ ერთი და იგივე სხეულის სიგრძე იზომება სხვადასხვა სიჩქარით მოძრავი ინერციული სისტემის მიმართ, მიიღება სხვადასხვა სიდიდე, მით უფრო ნაკლები, რაც უფრო მეტია სხეულის სიჩქარე განსახილველი ათვლის სისტემის მიმართ. სხეულის სიგრძე მაქსიმალურია ისეთი ათვლის სისტემის მიმართ, რომლის მიმართაც სხეული უძრავია. სხეულის სიგრძის შემცირება მისი სიჩქარის ზრდასთან ერთად წარმოადგენს ფარდობითობის თეორიის ერთ-ერთ უმნიშვნელოვანეს შედეგს და ცნობილია სიგრძის შემოკლების მოვლენის სახელწოდებით. (49) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ რაც უფრო ახლოსაა სხეულის სიჩქარე სინათლის სიჩქარესთან, მით უფრო ნაკლებია მისი სიგრძე და თუ სხეულის სიჩქარე სინათლის სიჩქარეს გაუტოლდება, მისი სიგრძე ნულის ტოლი გახდება. ეს შედეგი იმის მაჩვენებელია, რომ არც ერთი მატერიალური სხეული არ შეიძლება მოძრაობდეს სინათლის სიჩქარის ტოლი სიჩქარით[4].

 აღსანიშნავია, რომ, თუ K_1 სისტემაში მყოფი ღერო დამოკლებულია K სისტემაში მყოფი დამკვირვებლისათვის, ასევე დამოკლებული იქნება K_1 სისტემაში მყოფი დამკვირვებლისათვის K-ში მყოფი ღერო. მართლაც, ვთქვათ, K სისტემაში იმყოფება (უძრავად) CD ღერო (ნახ. 29). მისი სიგრძე K დამკვირვებლისათვის იქნება $l^{CD} = x$. იმავე CD ღეროს სიგრძე K_1 დამკვირვებლისათვის გამოითვლება, როგორც მისი ბოლო წერტილების კოორდინატების სხვაობა. ღეროს C ბოლოს კოორდინატი K_1 სისტემის მიმართ არის $-vt_1$ ხოლო D წერტილისა – x_1; ამიტომ CD ღეროს სიგრძე K_1 დამკვირვებლისათვის იქნება

---

1 ამ საკითხის უფრო დაწვრილებით განხილვას შემდეგ დავუბრუნდებით

$$l_1^{CD} = x_1 - (-\upsilon t_1) = x_1 + \upsilon t_1.$$

(46) ფორმულის თანახმად

$$x_1 + \upsilon t_1 = x\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}},$$

ე.ი.

$$l_1^{CD} = l^{CD}\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}, \qquad (50)$$

რაც იმას ნიშნავს, რომ K სისტემაში უძრავი ღერო K_1 დამკვირვებლისათვის დამოკლებულია. ამ შედეგთან დაკავშირებით ასეთი კითხვა შეიძლება დაისვას: თუ ორივე, როგორც K, ისე K_1 სისტემაში იმყოფება სათანადოდ უძრავი ღეროები, K სისტემის დამკვირვებლის თვალსაზრისით K_1 სისტემაში მყოფი ღერო უფრო მოკლეა K სისტემაში მყოფ ღეროსთან შედარებით, მაშინ როდესაც K_1 სისტემის დამკვირვებლისათვის K სისტემაში მყოფი ღერო უფრო მოკლეა, ვიდრე K_1 სისტემაში მყოფი ღერო; როგორ შეიძლება, რომ ერთი ღერო იყოს მეორეზე მოკლე და იმავე დროს მეორე ღერო იყოს პირველზე მოკლე? ცხადია, რომ ასეთი კითხვის დასმისას გაუგებრობასთან გვაქვს საქმე. ღეროს თავისთავად, ათვლის სისტემისაგან დამოუკიდებლად, არა აქვს გარკვეული სიგრძე, ისე როგორც რაიმე სხეულს არა აქვს გარკვეული სიჩქარე ათვლის სისტემის მითითების გარეშე. K სისტემაში მყოფ ღეროს აქვს ორი სიგრძე, ერთი – თვით K სისტემის მიმართ და მეორე – K_1 სისტემის მიმართ. ფარდობითობის თეორიის თანახმად

l^{CD} (K სისტემის მიმართ) > l_1^{CD} (K_1 სისტემის მიმართ).

მეორე მხრივ, K_1 სისტემაში მყოფ AB ღეროს აქვს აგრეთვე ორი'სიგრძე, ერთი – K_1 სისტემის მიმართ და მეორე – K სისტემის მიმართ. იმავე ფარდობითობის თეორიის

თანახმად

$$l_1^{AB}\ (K_1 \text{ სისტემის მიმართ}) > l^{AB}\ (K \text{ სისტემის მიმართ}).$$

შეიძლება CD ღეროს K სისტემის მიმართ ჰქონდეს ისეთივე სიგრძე, როგორც AB ღეროს K_1 სისტემის მიმართ. ეს იმას ნიშნავს, რომ ორივე სისტემაში მყოფ უძრავ ღეროებს ერთნაირი სიგრძეები აქვთ. მაგრამ ეს სრულიად არ ეწინააღმდეგება ზემოთ მიღებულ შედეგს. ამ ღეროების სიგრძეები მათ მიმართ მოძრავი ათვლის სისტემებისათვის ნაკლები იქნება.

უნდა აღინიშნოს, რომ სხეულის სიგრძის შემცირება დაკავშირებულია მის მოძრაობასთან ათვლის სისტემის მიმართ და არა თვით ათვლის სისტემაში მყოფი დამკვირვებლის თავისებურებებთან. არ უნდა გვეგონოს, რომ სიგრძის შემცირება მოჩვენებითი მოვლენაა, რომ აქ რაღაც სუბიექტურობასთან გვაქვს საქმე. ერთი და იგივე სხეულთს სიგრძე სხვადასხვაა ათვლის სხვადასხვა სისტემის მიმართ, მაგრამ ეს სხვადასხვა სიგრძეები სავსებით ნამდვილი, ობიექტური სიგრძეებია. არც ერთი მათგანი არ არის მოჩვენებითი, ისევე, როგორც ნამდვილია და არა მოჩვენებითი სხეულის სხვადასხვა სიჩქარე სხვადასხვა ათვლის სისტემის მიმართ.

ადვილად შეიძლება დადგინდეს, რომ, ვინაიდან ლორენცის გარდაქმნების თანახმად, მოძრაობის პერპენდიკულარული კოორდინატები არ იცვლება:

$$y = y_1, \quad z = z_1,$$

მოძრაობის პერპენდიკულარულად მყოფი ღეროს სიგრძე არ შეიცვლება. მაშასადამე, სამი განზომილებიდან, რომელიც აქვს ყოველ მატერიალურ სხეულს, მოძრავი ინერციული სისტემის თვალსაზრისით მოკლდება მოძრაობის მიმართულების გასწვრივი განზომილება, ხოლო ორი დანარჩენი განზომილება უცვლელი რჩება. ცხადია, რომ ამის გამო

სხეულის მოცულობა მცირდება. თუ იმ ათვლის სისტემის მიმართ, რომელშიც სხეული უძრავია, მისი მოცულობა იყო V, ათვლის მეორე სისტემის მიმართ, რომლის მიმართ სხეული υ სიჩქარით მოძრაობს, მოცულობა იქნება

$$V_1 = V\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}. \qquad (51)$$

ვინაიდან მხოლოდ ერთი განზომილების დამოკლება ხდება, სხეულის ფორმაც შეიცვლება. თუ ერთ სისტემაში იგი წარმოადგენდა კუბს, მეორეში იგი იქნება პარალელეპიპედი, სფერო გადაიქცევა ელიფსოიდად და ა.შ. ყოველივე ეს გვიჩვენებს, რომ სხეულის მოცულობა და გეომეტრიული ფორმა არ წარმოადგენს ინვარიანტულ სიდიდეებს ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლისას.

განვიხილოთ ახლა მოვლენის ხანგრძლივობის ვარიანტობის საკითხი. ვთქვათ, K_1 სისტემის O_1 სათავეში მოხდა რაღაც მოვლენა. ამ მოვლენის საწყისი მომენტი იყოს t'_1, ბოლო მომენტი კი t''_1. მაშინ მოვლენის ხანგრძლივობა K_1-ის მიმართ იქნება

$$T = t''_1 - t'_1.$$

ამავე მოვლენის დასაწყისი და დასასრული K სისტემის მიმართ იყოს t' და t''. სათანადო ხანგრძლივობა იქნება

$$T = t'' - t'.$$

ვინაიდან მოვლენა O_1 წერტილში ხდება, მისი კოორდინატი K_1-ის მიმართ იქნება $x = 0$. (46) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ

$$t' = \frac{t'_1}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}} \text{ და } t'' = \frac{t''_1}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}.$$

აქედან მივიღებთ

$$t''-t'=\frac{t''_1-t'_1}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}},$$

ე.ი.

$$T=\frac{T_1}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}. \quad (52)$$

განსაზღვრის თანახმად, T_1 არის მოვლენის ხანგრძლივობა K_1 სისტემაში, ე.ი. იმ სისტემაში, რომლის ერთ გარკვეულ წერტილში ხდება მოვლენა. T კი არის იმავე მოვლენის ხანგრძლივობა იმ სისტემისათვის, რომლის მიმართაც ადგილი, სადაც ხდება მოვლენა, მოძრაობს υ სიჩქარით. როგორც ვხედავთ, იმ ათვლის სისტემის თვალსაზრისით, რომლის მიმართ მოვლენა (უფრო სწორად, სხეული, რომელშიც ხდება მოვლენა) მოძრაობს, მოვლენის ხანგრძლივობა გადიდებულია. ყოველი პროცესი, რომელიც K_1 სისტემაში ხდება, უფრო ნელა მიმდინარეობს K სისტემაში, ვიდრე K_1 სისტემის თვალსაზრისით; თუ, მაგალითად, K_1 სისტემის თვალსაზრისით ამ სისტემაში მომხდარი მოვლენა ერთ საათს გრძელდება, K სისტემის თვალსაზრისით იმავე მოვლენის ხანგრძლივობა $\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}$ -ჯერ მეტია; მაგრამ, ისევე როგორც სიგრძის შემთხვევაში, აქაც ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ, ამ მხრივ K და K_1 სისტემები სავსებით ტოლფასია, ე.ი. K სისტემაში მომხდარი მოვლენა აგრეთვე უფრო ნელა მიმდინარეობს K_1 სისტემის თვალსაზრისით.

როგორც ვხედავთ, მოვლენის ხანგრძლივობა არ არის ინვარიანტული ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლისას. იგი არა აბსოლუტური, არამედ ფარდობითი

სიდიდეა. ამიტომაც არ შეიძლება გარკვეული პასუხის გაცემა კითხვაზე მოვლენის ხანგრძლივობის შესახებ, სანამ არ არის მითითებული, თუ რომელი ათვლის სისტემის თვალსაზრისით გაიზომება ამ მოვლენის ხანგრძლივობა.

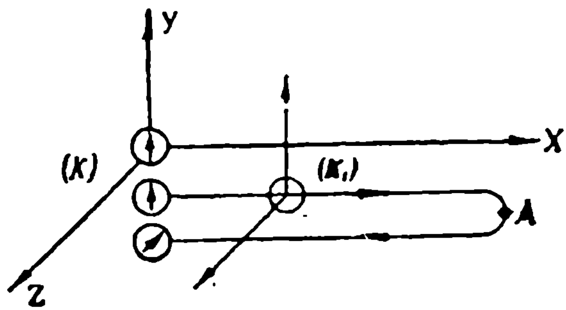
საათის პარადოქსი. დროის ფარდობითობას ერთ საინტერესო შედეგამდე მივყავართ. განვიხილოთ ათვლის ორი ინერციული სისტემა K და K_1 და დავუშვათ, რომ K_1 სისტემა მოძრაობს K სისტემის მიმართ υ სიჩქარით. ვთქვათ, K_1 სისტემაში მიმდინარეობს რაიმე მოვლენა და მისი ხანგრძლივობა ამ სისტემის მიმართ არის T_1, მაშინ იმავე მოვლენის ხანგრძლივობა K სისტემის მიმართ იქნება

$$T = \frac{T_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}.$$

ეს ფორმულა გვიჩვენებს, რომ K სისტემის თვალსაზრისით K_1 სისტემაში მიმდინარე მოვლენის ხანგრძლივობა მეტია, ვიდრე თვით K_1 სისტემის თვალსაზრისით და მოვლენის მიმდინარეობის ეს გახანგრძლივება მით უფრო მეტია, რაც უფრო დიდია K_1 სისტემის სიჩქარე K სისტემის მიმართ. შეიძლება, მაგალითად, ისეთი სიდიდის სიჩქარე შეირჩეს ($\upsilon = 0{,}865\,c$), რომ, თუ K_1 სისტემის მიმართ მოვლენის ხანგრძლივობა იყო ერთი საათი, K სისტემის მიმართ იმავე მოვლენის ხანგრძლივობა ორი საათი იქნეს.

გავარჩიოთ ასეთი ცდა. ვთქვათ, K სისტემის O სათავეში გვაქვს ორი უძრავი საათი, რომლებიც ერთსა და იგივე დროს გვიჩვენებს (ნახ. 30). დავუშვათ, რომ $t = 0$ მომენტში (ორივე საათისათვის) ერთ-ერთი მათგანი ამოძრავდა υ სიჩქარით OX ღერძის გასწვრივ, გაიარა გარკვეული მანძილი, შეჩერდა A წერტილში და ისევ დაბრუნდა K სისტემის სათავეში. გვიჩვენებს თუ არა დაბრუნების შემდეგ ეს საათი იგივე

დროს, რასაც K სისტემის სათავეში უძრავად მყოფი საათი? ცხადია, რომ არა. მართლაც, განვიხილოთ მოძრავი საათი, როგორც ათვლის K_1 სისტემა და აღვნიშნოთ T_1-ით დრო, რომელიც გავიდა ამ საათის მიხედვით მოძრაობის დაწყებიდან დაბრუნებამდე. ვინაიდან K_1 სისტემა υ სიჩქარით მოძრაობს K სისტემის



ნახ. 30.

მიმართ, როგორც O-დან A-მდე, ისე A-დან O-მდე (სიჩქარის ნიშანს მნიშვნელობა არ აქვს), K სისტემაში უძრავად მყოფი საათის მიხედვით გავლილი დრო იქნება

$$T = \frac{T_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}},$$

რაც იმას ნიშნავს, რომ ამოძრავებული და უკან დაბრუნებული საათი ჩამორჩება უძრავად მყოფ საათს, ე.ი. მის მიხედვით ნაკლები დრო გაივლის, ვიდრე უძრავი საათის მიხედვით.

ზემოთ მოყვანილი მაგალითის მიხედვით, თუ $\upsilon = 0,865\,c$, $T = 2T_1$, ე.ი. თუ ამოძრავებული და უკან დაბრუნებული საათის მიხედვით ერთი საათი გავიდა, უძრავი საათის მიხედვით ორი საათი იქნება გავლილი. მიღებული შედეგი არ შემოისაზღვრება მხოლოდ საათების შემთხვევით,

იგი სამართლიანია ყოველგვარი მოვლენისათვის, როგორი ბუნებისაც არ უნდა იყოს იგი, ვინაიდან ფიზიკის კანონებს ემორჩილება როგორც არაორგანულ, ისე ორგანულ ბუნებაში მიმდინარე ყოველი მოვლენა. ამიტომაც ჩვენი მაგალითი შეიძლება შემდეგი მაგალითითაც შევცვალოთ. დედამიწიდან გარკვეული υ სიჩქარით გატყორცნილია რაკეტა (მასში მყოფი კოსმონავტით), რომელიც გარკვეული მანძილის გავლის შემდეგ ბრუნდება დედამიწაზე. ვთქვათ, კოსმონავტისთვის ამ მოგზაურობამ გასტანა ერთი წელიწადი, ე.ი. მასში მიმდინარე ბიოლოგიური პროცესების მიხედვით იგი მოხუცდა ერთი წლით. დედამიწაზე დარჩენილი ადამიანისათვის კოსმონავტის ეს მოგზაურობა გაგრძელდება უფრო მეტი დროის განმავლობაში (მაგალითად, ორი წელიწადი, თუ კოსმონავტის სიჩქარე არის $\upsilon = 0{,}865\,c$) და ამიტომ კოსმონავტის დაბრუნებისას დედამიწაზე დარჩენილი ადამიანები უფრო მეტად იქნებიან მოხუცებულნი.

ფარდობითობის თეორიის ეს უცნაური შედეგი (მოძრავ სისტემაში მიმდინარე მოვლენების დროში ჩამორჩენა) პირველად თვით აინშტაინის მიერ იყო აღნიშნული პირველივე შრომაში ფარდობითობის თეორიის შესახებ, ხოლო ცოცხალი ორგანიზმის მაგალითზე ეს შედეგი გადაიტანა ცნობილმა ფრანგმა ფიზიკოსმა ლანჟევენმა. თუ თვით აინშტაინის მაგალითს იმდენად დიდი ყურადღება არ მიექცა, სულ სხვა რეაქცია გამოიწვია ლანჟევენის მაგალითმა. დაიწყო კამათი მეცნიერთა შორის იმის შესახებ, თუ რამდენად მართებულია ფარდობითობის თეორიის ეს შედეგი, რა უფლებით შეიძლება საათების მაგალითზე მიღებული შედეგი გადავიტანოთ ცოცხალ ორგანიზმზე და მის მიერ დროის მიმდინარეობის აღქმაზე და სხვ. ეს კამათი ახლაც გრძელდება, მიუხედავად იმისა, რომ უკანასკნელი წლების განმავლობაში ეს შედეგი ექსპერიმენტულად საკმაო სიზუსტით არის შემოწმებული. პირველი კრიტიკული

შენიშვნა, რამაც გამოიწვია თვით სახელწოდება — ს ა ა თ ი ს პ ა რ ა დ ო ქ ს ი — შემდეგ გარემოებას შეეხებოდა. ჩვენ ვამბობთ, რომ ამოძრავებული და უკან დაბრუნებული საათი ჩამორჩება უძრავ საათს, მაგრამ ფარდობითობის პრინციპის თანახმად, მთელი პროცესი იგივურად უნდა მიმდინარეობდეს, თუ მას განვიხილავთ K_1 სისტემის, ე.ი. მოძრავი საათის თვალსაზრისით. ამ სისტემის თვალსაზრისით მასში მყოფი საათი უძრავია, ხოლო წინ და უკან მოძრაობს K სისტემა და მასში მყოფი საათი. მაშასადამე, მოძრაობის დამთავრების შემდეგ უნდა ჩამორჩეს K სისტემაში მყოფი საათი და არა K_1-ის საათი, როგორც ეს იყო K სისტემის თვალსაზრისით. რასაკვირველია, ყოვლად შეუძლებელია, რომ პროცესის დამთავრების შემდეგ ორივე საათი ჩამორჩებოდეს ერთი მეორეს. სწორედ ამაში მდგომარეობს „საათის პარადოქსი".

მაგრამ აინშტაინმა მაშინვე ახსნა ეს, პირველი შეხედვით, პარადოქსალური შედეგი. საქმე იმაშია, რომ ფარდობითობის თეორიის თანახმად, ტოლფასია მხოლოდ ინერციული სისტემები, ე.ი. მხოლოდ ასეთი სისტემები შეიძლება შევცვალოთ ერთიმეორით ისე, რომ არაფერი არ შეიცვალოს მოვლენის მიმდინარეობის ხასიათში, ვინაიდან მხოლოდ ინერციული სისტემების მიმართ მიმდინარეობს იგივურად ყველა ფიზიკური მოვლენა. მაგრამ, თუ K სისტემა ინერციულია, მაშინ K_1 სისტემა არ შეიძლება იყოს ინერციული, ვინაიდან ამოძრავების ან გაჩერების დროს იგი მოძრაობს აჩქარებულად K სისტემის მიმართ. ამიტომაც K_1 სისტემაში მყოფი საათის ჩამორჩენა K სისტემაში მყოფ საათთან შედარებით არ ეწინააღმდეგება სპეციალურ ფარდობითობის თეორიას. K სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი დაადგენს, რომ ჩ ა მ ო რ ჩ ე ბ ა ყ ო ვ ე ლ თ ვ ი ს ი ს ს ა ა თ ი, რომელიც იმყოფება არაინერციულ სისტემაში. ამით

სავსებით იხსნება „საათის პარადოქსი", მაგრამ წარმოიშვება ახალი საკითხი: აღმოაჩენს თუ არა მისი საათის ასეთივე ჩამორჩენას K_1 სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი, და როგორ ახსნის იგი ამ მოვლენას? ცხადია, ვინაიდან მთელი პროცესის დამთავრების შემდეგ ორივე საათი ერთადაა, ორივე დამკვირვებელი (როგორც K, ისე K_1 სისტემაში) ერთი და იგივე დასკვნამდე მივა, რომ ჩამორჩება K_1 სისტემის საათი, მაგრამ ამ ჩამორჩენის ახსნა K_1 სისტემის თვალსაზრისით შეუძლებელი იქნება, სანამ არ გამოვარკვევთ, თუ როგორ ხდება გადასვლა ინერციული სისტემიდან არაინერციულ სისტემაზე; ამისათვის კი საჭიროა ფარდობითობის თეორიის განზოგადება არაინერციულ სისტემაზე, რაც თვით აინშტაინის მიერ იყო განხორციელებული 1915-16 წლებში. ამ ზოგად ფარდობითობის თეორიას ჩვენ განვიხილავთ VI თავში და მისი საშუალებით საბოლოოდ გავარჩევთ საათის პარადოქსს, როგორც ინერციული, ისე არაინერციული სისტემის თვალსაზრისით.

13. ერთდროულობის ფარდობითობა

ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებიდან გამომდინარეობს ერთი ფრიად მნიშვნელოვანი შედეგი, რომელიც მჭიდროდ არის დაკავშირებული მოვლენის ხანგრძლივობის ფარდობითობასთან. ეს შედეგი შეეხება ორი მოვლენის ერთდროულობის საკითხს: ვთქვათ, ერთი ათვლის სისტემის მიმართ ორი მოვლენა ერთდროულია. იქნება თუ არა ეს ორი მოვლენა ერთდროული მეორე ათვლის სისტემის მიმართ, რომელიც პირველის მიმართ მუდმივი სიჩქარით მოძრაობს?

ვთქვათ, K_1 სისტემის A და B წერტილებში კოორდინატებით x'_1 და x''_1 ერთსა და იმავე t_1 მომენტში მოხდა ორი მოვლენა (ნახ. 31). გამოვარკვიოთ, თუ როდის

მოხდა ეს მოვლენები K სისტემის მიმართ. პირველი მოვლენისათვის ლორენცის გარდაქმნის ფორმულის მიხედვით მივილებთ

$$t' = \frac{t_1 + \frac{v}{c^2} x'_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

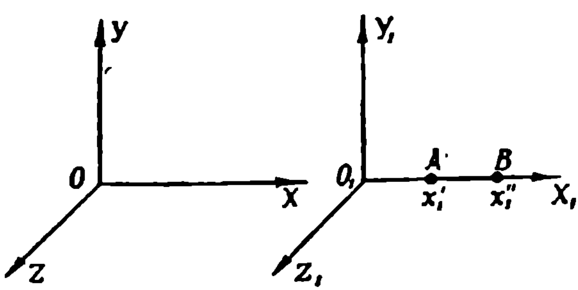
მეორე მოვლენისათვის

$$t'' = \frac{t_1 + \frac{v}{c^2} x''_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

საიდანაც მივილებთ

$$t'' - t' = \frac{\frac{v}{c^2}(x''_1 - x'_1)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

ვინაიდან x'_1 არ უდრის x''_1-ს (K_1 სისტემის მიმართ მოვლენები სხვადასხვა ადგილას



ნახ. 31.

მოხდა) t'' არ იქნება t'-ის ტოლი, რაც იმას ნიშნავს, რომ აღნიშნული მოვლენები არ იქნება ერთდროული K სისტემის მი-

მართ, მიუხედავად იმისა, რომ ისინი ერთდროული იყო K_1 სისტემის მიმართ.

ორი მოვლენა, ერთდროული ერთი ინერციული სისტემის მიმართ, საზოგადოდ არ იქნება ერთდროული ამ სისტემის მიმართ მუდმივი სიჩქარით მოძრავი მეორე ინერციული სისტემის მიმართ.

ეს მნიშვნელოვანი შედეგი იმის მაჩვენებელია, რომ მოვლენების ერთდროულობის ცნება არ არის ინვარიანტული ლორენცის გარდაქმნების მიმართ, არ შეიძლება ლაპარაკი მოვლენების ერთდროულობაზე, სანამ არ არის მითითებული, თუ რომელი ათვლის სისტემის მიმართ განისაზღვრება იგი.

ერთდროულობის ფარდობითობასთან მჭიდროდ არის დაკავშირებული საკითხი ორი მოვლენის დროში მიმდევრობის შეცვლის შესაძლებლობის შესახებ. ვთქვათ, K_1 სისტემაში მოხდა ორი მოვლენა, ერთი – t'_1 მომენტში A წერტილში კოორდინატით x'_1 და მეორე – t''_1 მომენტში B წერტილში კოორდინატით x''_1. გამოვარკვიოთ, თუ რა მომენტებში მოხდება ეს ორი მოვლენა K სისტემის მიმართ. ლორენცის გარდაქმნის ფორმულების თანახმად ეს მომენტებია სათანადოდ:

$$t' = \frac{t'_1 + \frac{v}{c^2} x'_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{და} \quad t'' = \frac{t''_1 + \frac{v}{c^2} x''_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

ამ მომენტებში ხდება ეს ორი მოვლენა K სისტემის თვალსაზრისით. გამოვაკლოთ მეორე ფორმულას პირველი, მივიღებთ:

$$t''-t'=\frac{t''_1-t'_1+\frac{\upsilon}{c^2}(x''_1-x'_1)}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}. \tag{54}$$

ვთქვათ, $t''_1 > t'_1$, ე.ი. K_1 სისტემის თვალსაზრისით B წერტილში მოვლენა მოხდა უფრო გვიან, ვიდრე A წერტილში. შეიძლება თუ არა, რომ K სისტემის თვალსაზრისით მოვლენა A წერტილში მოხდეს უფრო გვიან, ვიდრე B წერტილში, ე.ი. რომ A და B წერტილებში მოვლენების დროში მიმდევრობა შეიცვალოს? (54) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ ამისათვის მარჯვენა მხარის მრიცხველი უარყოფითი უნდა იყოს:

$$t''_1-t'_1+\frac{\upsilon}{c^2}(x''_1-x'_1)<0.$$

აქედან ვღებულობთ პირობას მანძილისათვის A და B წერტილებს შორის:

$$x''_1-x'_1<-\frac{\upsilon}{c^2}(t''_1-t'_1)<-c(t''_1-t'_1), \tag{55}$$

ვინაიდან $\upsilon<c$.

ჩვენ ვხედავთ, რომ პირველ ყოვლისა $x''_1<x'_1$, ე.ი. B წერტილი უფრო ახლოს უნდა იყოს კოორდინატთა სათავესთან, ვიდრე A წერტილი, და მეორე, რაც უფრო მნიშვნელოვანია, მანძილი A და B წერტილებს შორის მეტი უნდა იყოს, ვიდრე სინათლის სიჩქარის ნამრავლი მოვლენებს შორის გავლილ დროზე (K_1 სისტემის მიმართ).

$$|x''_1-x'_1|>c|t''_1-t'_1|. \tag{55*}$$

თუ ეს პირობები შესრულებულია, მაშინ t''_1 იქნება t'_1-ზე ნაკლები, ე.ი. K სისტემის მიმართ B მოვლენა მოხდება უფრო ადრე, ვიდრე A მოვლენა. როგორც ვხედავთ, ფარდობითობის

თეორიის მიხედვით, ორი მოვლენის მიმდევრობა დროში შეიძლება შეიცვალოს ერთი ათვლის სისტემიდან მეორეზე გადასვლის შედეგად. ერთი სისტემის მიმართ A მოვლენა მოხდება B მოვლენაზე ადრე, მეორეში კი შებრუნებით – B მოვლენა მოხდება A მოვლენაზე ადრე. ამ უცნაურმა შედეგმა გამოიწვია მძაფრი კამათი მეცნიერთა შორის. ბევრისათვის სრულიად გაუგებარი იყო, როგორ შეიძლება დროში მოვლენების მიმდევრობის შეცვლა, განსაკუთრებით მაშინ, როდესაც ერთი მოვლენა არის მეორის შედეგი. მაგალითად, ვთქვათ, A მოვლენა არის თოფის გასროლა, ხოლო B მოვლენა – ტყვიის მოხვედრა მიზანში. ცხადია, რომ K_1 სისტემის მიმართ B მოვლენა უნდა მოხდეს A მოვლენის შემდეგ. თუ გადავალთ K სისტემაზე და თუ შესრულებულია ზემოთ მოყვანილი პირობები, B მოვლენა, ე.ი. ტყვიის მიზანში მოხვედრა, მოხდება უფრო ადრე, ვიდრე თოფის გასროლა (A მოვლენა), რაც სრულიად შეუძლებელია, ვინაიდან ეს ეწინააღმდეგება მიზეზობრიობის კანონს, რომლის თანახმად შედეგი არ შეიძლება მოხდეს მიზეზზე ადრე. გამოდის, რომ ფარდობითობის თეორია ეწინააღმდეგება მიზეზობრიობის კანონს, რაც, რასაკვირველია, სრულიად დაუშვებელია.

მაგრამ, როგორც ახლა ვნახავთ, თუ ერთი მოვლენა არის მეორე მოვლენის მიზეზი, ფარდობითობის თეორიის მიხედვით, არც ერთ ათვლის სისტემაში არ შეიძლება მეორე მოვლენა (შედეგი) მოხდეს უფრო ადრე, ვიდრე პირველი (მიზეზი). მართლაც, თუ A წერტილში მომხდარი მოვლენა არის B წერტილში მომხდარი მოვლენის მიზეზი, A მოვლენის მოხდენით გამოწვეული მოქმედება უნდა გავრცელდეს OX ღერძის გასწვრივ და როდესაც ეს მოქმედება მიაღწევს B წერტილს, მაშინ მოხდება B მოვლენა. მაგრამ, ფარდობითობის თეორიის თანახმად, არცერთი მოქმედება არ

შეიძლება გავრცელდეს სინათლის სიჩქარეზე, ე.ი. c-ზე მეტი სიჩქარით. ეს იმას ნიშნავს, რომ თუ A არის B-ს მიზეზი, მანძილი A და B-ს შორის უნდა იყოს ნაკლები ან, უკიდურეს შემთხვევაში, ტოლი c-ს ნამრავლისა მოვლენებს შორის გავლილ დროზე, ე.ი.

$$x'_1 - x''_1 \leq c(t''_1 - t'_1). \quad (56)$$

მაგრამ ეს პირობა ეწინააღმდეგება (55), (55*) პირობას, რომელიც საჭიროა იმისათვის, რომ შესაძლებელი იყოს მოვლენების მიმდევრობის შეცვლა დროში.

აქედან გამომდინარეობს, რომ, თუ ერთი მოვლენა არის მეორე მოვლენის მიზეზი, შესაძლებელი უნდა იყოს სათანადო მოქმედების გადაცემა სინათლეზე ნაკლები ან ტოლი სიჩქარით. ამ შემთხვევაში კი არ შეიძლება შესრულდეს (55) პირობა და, მაშასადამე, არ შეიძლება შეირჩეს ისეთი ათვლის სისტემა, რომელშიც შედეგი მოხდება მიზეზზე ადრე. როგორც ვხედავთ, ფარდობითობის თეორიაში ძალაშია მიზეზობრიობის პრინციპი და ამის საფუძველია ძირითადი დებულება იმის შესახებ, რომ არავითარი მოქმედება არ შეიძლება გავრცელდეს სინათლის სიჩქარეზე მეტი სიჩქარით.

14. მოვლენათა შორის ინტერვალი და სივრცისა და დროის გარდაქმნების გრაფიკული წარმოდგენა

როგორც ზემოთ ვნახეთ, ფარდობითობის თეორიის თანახმად, ორ სხვადასხვა ადგილას და სხვადასხვა დროს მომხდარ მოვლენათა შორის მანძილი და განვლილი ხანგრძლივობა სხვადასხვაა სხვადასხვა ათვლის სისტემის მიმართ. ეს ნათლად ჩანს ლორენცის გარდაქმნების ფორმულებიდან. მართლაც, ვთქვათ, K_1 სისტემის მიმართ

მოხდა ორი მოვლენა, რომელთა მოხდენის კოორდინატები და დროის მომენტებია სათანადოდ x'_1, x''_1 და t'_1, t''_1; იმავე მოვლენების მოხდენის კოორდინატები და დროის მომენტები K სისტემის მიმართ იქნება x', x'' და t', t'', რომლებიც მიიღება ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებით:

$$x' = \frac{x'_1 + \upsilon t'_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}, \qquad x'' = \frac{x''_1 + \upsilon t''_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}},$$

$$t' = \frac{t'_1 + \frac{\upsilon}{c^2} x'_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}, \qquad t'' = \frac{t''_1 + \frac{\upsilon}{c^2} x''_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}.$$

აქედან მივიღებთ:

$$x'' - x' = \frac{x''_1 - x'_1 + \upsilon(t''_1 - t'_1)}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}, \tag{57}$$

$$t'' - t' = \frac{t''_1 - t'_1 + \frac{\upsilon}{c^2}(x''_1 - x'_1)}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}. \tag{58}$$

როგორც ვხედავთ,

$$x'' - x' \neq x''_1 - x'_1, \quad t'' - t' \neq t''_1 - t'_1.$$

სულ სხვა მდგომარეობაა კლასიკური ფიზიკის მიხედვით. როგორც ვიცით, გალილეის გარდაქმნის ფორმულები მიიღება ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებიდან, თუ დავუშვებთ, რომ $c \to \infty$. ამ შემთხვევაში (58) ფორმულიდან მივიღებთ:

$$t'' - t' = t''_1 - t'_1,$$

საიდანაც გვექნება

$$x'' - x' = x''_1 - x'_1.$$

დავამტკიცოთ ახლა, რომ თუმცა მანძილი და დრო ორ მოვლენას შორის იცვლება, როდესაც ერთი ათვლის სისტემიდან მეორეზე გადავდივართ, მაგრამ შემდეგი გამოსახულება'(K სისტემაში)

$$-(x'' - x')^2 + c^2(t'' - t')^2$$

იგივეა, რაც მსგავსი გამოსახულება K_1 სისტემაში

$$-(x''_1 - x'_1)^2 + c^2(t''_1 - t'_1)^2.$$

მართლაც, გავამრავლოთ (58) განტოლება c-ზე, ავიყვანოთ კვადრატში და გამოვაკლოთ მას (57) ფორმულის კვადრატი:

$$c^2(t'' - t')^2 - (x'' - x')^2 =$$

$$= \frac{c^2(t''_1 - t'_1)^2 + 2\upsilon(x''_1 - x'_1)(t''_1 - t'_1) + \dfrac{\upsilon^2}{c^2}(x''_1 - x'_1)^2}{1 - \dfrac{\upsilon^2}{c^2}} -$$

$$- \frac{(x''_1 - x'_1)^2 - 2\upsilon(x''_1 - x'_1)(t''_1 - t'_1) - \upsilon^2(t''_1 - t'_1)^2}{1 - \dfrac{\upsilon^2}{c^2}} =$$

$$= c^2(t''_1 - t'_1)^2 - (x''_1 - x'_1)^2,$$

ე.ი.

$$c^2(t'' - t')^2 - (x'' - x')^2 = c^2(t''_1 - t'_1)^2 - (x''_1 - x'_1)^2. \quad (59)$$

ვხედავთ, რომ რომელ ათვლის სისტემაშიც არ უნდა გამოვითვალოთ ორ მოვლენას შორის გავლილი დროის კვადრატის c^2-ზე ნამრავლის და მანძილის კვადრატის სხვაობა, ყოველთვის ერთსა და იმავე სიდიდეს მივიღებთ. ეს იმას ნიშნავს, რომ გამოსახულება

$$c^2(t'' - t')^2 - (x'' - x')^2 \quad (59')$$

წარმოადგენს ი ნ ვ ა რ ი ა ნ ტ ს ლორენცის გარდაქმნების მიმართ, თუმცა მისი შემადგენელი ორი წევრისაგან არც ერთი არ არის ინვარიანტი. შემოვიღოთ შემდეგი აღნიშვნები

$$x''-x'=\Delta x,$$

$$t''-t'=\Delta t,$$

მაშინ (59') სიდიდის ინვარიანტობა შემდეგი სახით ჩაიწერება

$$c^2\Delta t^2-\Delta x^2=\text{inv.}$$

სიდიდეს

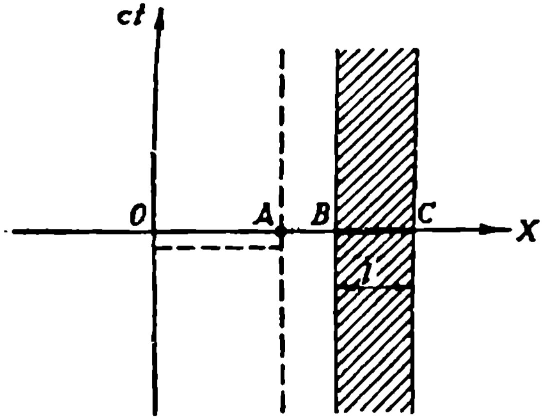
$$\Delta s=\sqrt{c^2\Delta t^2-\Delta x^2} \qquad (60)$$

ეწოდება მოვლენათა შორის ი ნ ტ ე რ ვ ა ლ ი , და მისი ინვარიანტობა არის ფარდობითობის თეორიის ერთ-ერთი უმნიშვნელოვანესი შედეგი. (61) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ იმის მიხედვით, თუ რა თანაფარდობაა Δt და Δx სიდიდეებს შორის, ორ მოვლენას შორის ინტერვალი შეიძლება იყოს ნამდვილი, წარმოსახვითი ან ნულის ტოლი. თუ $c\Delta t>\Delta x$, ე.ი. Δs ნამდვილია, ინტერვალს ეწოდება დ რ ო ი ს - მ ა გ ვ ა რ ი, თუ $c\Delta t<\Delta x$, Δs წარმოსახვითია და მას ეწოდება ს ი ვ რ ც ი ს მ ა გ ვ ა რ ი. განსაკუთრებულ შემთხვევაში, როდესაც $c\Delta t=\Delta x$, $\Delta s=0$ და ინტერვალი ნულოვანია.

ინტერვალის ფიზიკური მნიშვნელობის გარკვევისათვის და მისი ზემოთ მოყვანილი კლასიფიცირების დასაბუთებისათვის ხელსაყრელია მოვლენების გრაფიკული გამოსახვა. ეს გრაფიკული გამოსახვა ფრიად სასარგებლოა, ვინაიდან იგი ნათელ წარმოდგენას გვაძლევს მოვლენების მიმდინარეობაზე და სივრცისა და დროის ხასიათზე ფარდობითობის თეორიაში.

სიმარტივისათვის განვიხილოთ ერთი სივრცული კოორდინატი, კერძოდ, x და დრო. გავავლოთ სიბრტყეზე ორი ურთიერთმართობი ღერძი და გადავზომოთ მათზე x

კოორდინატი და ct ნამრავლი (ამ ნამრავლის გადაზომვა უფრო ხელსაყრელია, ვიდრე თვით დროის) (ნახ. 32). ამ სიბრტყის ყოველი წერტილი გამოსახავს რაიმე



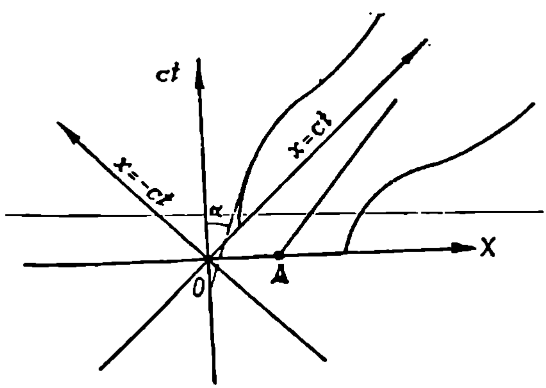
ნახ. 32.

მოვლენის მოხდენის ადგილს და დროის მომენტს. მაგალითად, O წერტილი გამოსახავს მოვლენას, რომელიც მოხდა კოორდინატთა სათავეში ($x=0$) და საწყის მომენტში ($t=0$). OX ღერძის წერტილები გამოსახავს მოვლენებს, რომლებიც საწყის მომენტში მოხდა, მაგრამ სხვადასხვა ადგილას. OX ღერძი აწმყოს ღერძია. OX ღერძის ზემოთ მდებარე წერტილები გამოსახავენ საწყისი მომენტის შემდეგ, ე.ი. მომავალში ($t>0$) მომხდარ მოვლენებს, ხოლო OX ღერძის ქვემოთ მდებარე წერტილები – წარსულში ($t<0$) მომხდარ მოვლენებს. Oct ღერძი გამოსახავს მოვლენებს, რომლებიც ერთ წერტილში, სახელდობრ, კოორდინატთა სათავეში მოხდა, მაგრამ სხვადასხვა დროს. იგი არის კოორდინატთა სათავის დროის ღერძი.

ვნახოთ, როგორ გამოისახება ამ სიბრტყეზე ნაწილაკის მოძრაობა. ჯერ განვიხილოთ უძრავი ნაწილაკის შემთხვევა.

ვთქვათ, $t=0$ მომენტში x მანძილზე სათავიდან იყოფება მატერიალური ნაწილაკი. ეს მოვლენა (x მანძილზე ყოფნა $t=0$ მომენტში) გამოსახული იქნება OX ღერძზე მდებარე A წერტილით, რომლის კოორდინატია x. თუ დროის განმავლობაში მატერიალური წერტილი არც წარსულში იცვლიდა და არც მომავალში არ შეიცვლის მდებარეობას, მისი წარსული და მომავალი მოვლენები (x მანძილზე ყოფნა წარსულში და მომავალში) გამოსახული იქნება A წერტილზე გამავალი და დროის ღერძის პარალელური წრფით. განვიხილოთ ახლა OX ღერძზე უძრავად მდებარე ღერო, რომლის სიგრძე არის l. საწყის მომენტში მისი ბოლოების მდებარეობანი გამოსახული იქნება B და C წერტილებით, თვით ღერო კი BC მონაკვეთით. თუ ღერო უძრავია, მისი ყველა წარსული და მომავალი მდებარეობა გამოსახული იქნება დროის ღერძის პარალელური და $BC=l$ სიგანის ზოლით.

განვიხილოთ მოძრავი ნაწილაკი. რაკი ნაწილაკი მოძრავია, მისი დაშორება სათავიდან ცვალებადი იქნება და ამიტომ სათანადო მოვლენები აღარ იქნება გამოსახული დროის ღერძის პარალელური წრფით. თუ, მაგალითად, ნაწილაკი



ნახ. 33.

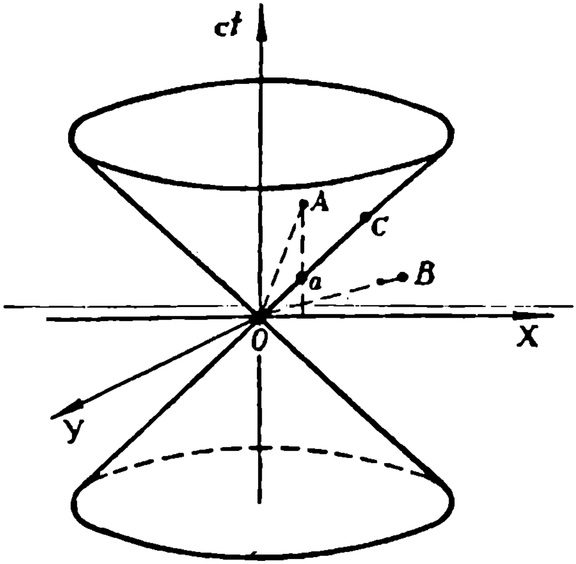
მოძრაობს A წერტილიდან მარჯვნივ მუდმივი სიჩქარით, მისი მდებარეობის ცვლილება დროში გამოსახული იქნება Aa დახრილი წრფით. თუ სიჩქარე ცვალებადია, საზოგადოდ, მივიღებთ მრუდ წირს (ნახ. 33).

საერთოდ, წირს $OXct$ სიბრტყეში, რომელიც გამოსახავს ნაწილაკის მდებარეობის ცვლილებას დროში, ეწოდება ს ა მ ყ ა რ ო უ ლ ი (მსოფლიო) წირი. მისი სახე და მდებარეობა ღერძების მიმართ დამოკიდებულია მოძრაობის ხასიათზე. თუ სამყაროული წირი წრფეა, სათანადო ნაწილაკის მოძრაობა თანაბარი და წრფივი იქნება, ვინაიდან კოორდინატი იქნება დროის წრფივი ფუნქცია. სამყაროული წირის ct ღერძისადმი დახრის კუთხის ტანგენსი გამოსახავს ნაწილაკის სიჩქარის შეფარდებას სინათლის სიჩქარესთან

$$\mathrm{tg}\alpha = \frac{\upsilon}{c}.$$

კერძო შემთხვევაში, თუ ნაწილაკი უძრავია, მისი სამყაროული წირი იქნება Oct ღერძის პარალელური წრფე. ვინაიდან ფარდობითობის თეორიის თანახმად ნაწილაკის სიჩქარე არ შეიძლება აღემატოს სინათლის სიჩქარეს ($\upsilon \leq c$), არც ერთი სამყაროული წრფის დახრა Oct ღერძისადმი არ შეიძლება აღემატოს 45°-ს. ცხადია, რომ 45°-ით დახრილი სამყაროული წირი გამოსახავს სინათლის გავრცელებას ($\upsilon = c$).

თუ ნაწილაკის მოძრაობა არ არის თანაბარი, მაშინ მისი სიჩქარე აღებულ მომენტში გამოსახული იქნება სამყაროული წირისადმი სათანადო წერტილში გავლებული მხების Oct ღერძისადმი დახრის კუთხის ტანგენსით (ნახ. 34) და ეს კუთხე არავითარ შემთხვევაში არ შეიძლება აღემატოს 45°-ს. ჩვენ რომ ერთი



ნახ. 34.

სივრცული ღერძის მაგიერ ორი სივრცული ღერძი (OX და OY) განგვეხილა $x=ct$, ბრტყელი სურათის მაგიერ მივიღებდით სივრცულ სურათს (ნახ. 34). სინათლის $x=ct$ და $x=-ct$ წრფეების მაგიერ მივიღებთ სინათლის კონუსს

$$x^2+y^2-c^2t^2=0,$$

რომლის ზედაპირი გამოსახავს სინათლის გავრცელებას სხვადასხვა მიმართულებით. OXY სიბრტყის ზევით მდებარე კონუსის ზედაპირის წერტილები გამოსახავს იმ წერტილების მდებარეობას და დროის მომენტს, რომელსაც მიაღწევს O წერტილიდან $t=0$ მომენტში გამოსული სინათლის სხივი. ქვედა კონუსის ზედაპირის წერტილები გამოსახავს ისეთი წერტილების მდებარეობას და მომენტს, რომელთაგანაც გამოსული სინათლის სხივები $t=0$ მომენტში აღწევს $x=0$ წერტილს.

განვიხილოთ ახლა ორი მოვლენის დამაკავშირებელი

ინტერვალის საკითხი. ერთ-ერთ მოვლენად ავიღოთ O მოვლენა ($x=0$, $t=0$). ჯერ განვიხილოთ სინათლის კონუსზე მდებარე მოვლენები (მსჯელობას ვაწარმოებთ სამი სივრცული ღერძის შემთხვევისათვის, ხოლო ნახაზად ავირჩევთ $OXct$ სიბრტყეს). ვინაიდან სინათლის კონუსის ყველა წერტილისათვის შესრულებულია პირობა

$$c^2t^2-(x^2+y^2+z^2)=0,$$

ცხადია, რომ ინტერვალი ამ წერტილებს შორის ნულის ტოლია

$$s^2=0.$$

ორ მოვლენას შორის ინტერვალის ნულთან ტოლობა იმის მაჩვენებელია, რომ ეს ორი მოვლენა შეიძლება შევაერთოთ სინათლის სხივით.

განვიხილოთ მოვლენები, რომლებიც მოთავსებულია სინათლის კონუსის შიგნით, მაგალითად, A მოვლენა. ცხადია, რომ მას ეთანადება უფრო მეტი (გვიანი) დრო, ვიდრე სინათლის კონუსზე მდებარე სათანადო მოვლენას (a მოვლენა) და ამიტომ მისთვის c^2t^2 მეტი იქნება ვიდრე $x^2+y^2+z^2$:

$$s^2=c^2t^2-(x^2+y^2+z^2)>0.$$

აქედან ვღებულობთ, რომ ინტერვალი ნამდვილია. მაშასადამე, ინტერვალი ძირითად მოვლენასა და სინათლის კონუსის შიგნით მდებარე მოვლენებს შორის ნ ა მ დ ვ ი ლ ი ა .

ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ ინტერვალი ძირითად მოვლენასა და სინათლის კონუსის გარეთ მდებარე მოვლენებს შორის წარმოსახვითი იქნება, ვინაიდან მათთვის

$$s^2=c^2t^2-(x^2+y^2+z^2)<0.$$

ვთქვათ, გვსურს O წერტილიდან (ე.ი. $x=0$, $t=0$ მოვლენიდან) მივაღწიოთ A წერტილს, რომელიც სინათლის კონუსის შიგნით მდებარეობს, ამისათვის საჭიროა t დროის განმავლობაში გავიაროთ A და O წერტილებს შორის მანძილი

$\sqrt{x^2+y^2+z^2}$, ე.ი. ვიმოძრაოთ

$$\frac{\sqrt{x^2+y^2+z^2}}{t}=\upsilon$$

სიჩქარით, ვინაიდან სინათლის კონუსის შიგნით მდებარე ყოველი წერტილისათვის $s^2>0$, მივიღებთ

$$\sqrt{x^2+y^2+z^2}<ct,$$

ე.ი.

$$\upsilon<c, \quad (62)$$

მაშასადამე, *O* წერტილიდან *A* წერტილის მისაღწევად საჭიროა ვიმოძრაოთ სინათლის სიჩქარეზე ნაკლები სიჩქარით, რაც ყოველთვის შესაძლებელია. სულ სხვაა, თუ ჩვენ გვსურს *O* წერტილიდან მივაღწიოთ *B* წერტილს, რომელიც სინათლის კონუსის გარეთ მდებარეობს. ვინაიდან ამ წერტილისათვის ინტერვალი წარმოსახვითია

$$\sqrt{x^2+y^2+z^2}>ct,$$

ე.ი.

$$\upsilon>c, \quad (63)$$

რაც იმას ნიშნავს, რომ t დროში *B* წერტილის მისაღწევად საჭიროა მოძრაობა სინათლის სიჩქარეზე მეტი სიჩქარით, რაც ფარდობითობის თეორიის თანახმად ყოვლად შეუძლებელია. თვით სინათლის კონუსზე მდებარე სამყაროული *C* წერტილის მისაღწევად საჭიროა მოძრაობა სინათლის სიჩქარით.

განვიხილოთ ახლა *A*, *B*, *C* და *O* წერტილებს შორის კავშირი მიზეზისა და შედეგის თვალსაზრისით. შეიძლება თუ არა *O* მოვლენა იყოს *A*, *B* და *C* მოვლენების მიზეზი? ცხადია, რომ *O* მოვლენა არ შეიძლება იყოს მიზეზი სინათლის კონუსის გარეთ მდებარე არც ერთი მოვლენისა, მაგალითად,

B მოვლენის. მართლაც, იმისათვის, რომ O იყოს B-ს მიზეზი, O წერტილიდან ($x=0$, $t=0$) გამოსულმა მოქმედებამ უნდა მიაღწიოს B წერტილს სათანადო მომენტში, რაც (63) უტოლობის თანახმად შეუძლებელია, ვინაიდან ამისათვის მოქმედება უნდა გავრცელდეს სინათლის სიჩქარეზე მეტი სიჩქარით. ეს შედეგი იმის მაჩვენებელია, რომ სინათლის კონუსის გარეთ მდებარე არც ერთი მოვლენა არ შეიძლება იყოს O მოვლენის შედეგი. განვიხილოთ ახლა სინათლის კონუსის ზედა ($t>0$) ნაწილში მდებარე მოვლენები. ვინაიდან O მოვლენიდან გამოსული მოქმედება უნდა ვრცელდებოდეს სინათლის სიჩქარეზე ნაკლები სიჩქარით იმისათვის, რომ მიაღწიოს კონუსის ამ ნაწილში მდებარე მოვლენებს, ცხადია, რომ O მოვლენა შეიძლება იყოს ამ მოვლენების მიზეზი. თვით კონუსზე მდებარე მოვლენებისათვის O მოვლენა შეიძლება იყოს მიზეზი, მხოლოდ ამ შემთხვევაში მათ შორის მოქმედების გადაცემა ხდება სინათლის სიჩქარით.

სინათლის კონუსის ქვედა ნაწილში ($t<0$) მდებარე მოვლენები O მოვლენაზე უფრო ადრინდელი მოვლენებია და მათი დაკავშირება O მოვლენასთან შესაძლებელია მოქმედებით, რომელიც ვრცელდება სინათლეზე ნაკლები სიჩქარით. ამიტომაც შესაძლებელია, რომ ეს მოვლენები წარმოადგენდნენ O მოვლენის მიზეზს.

როგორც ვხედავთ, O მოვლენასთან მიზეზობრივი კავშირით შეიძლება დაკავშირებული იყვნენ მხოლოდ სინათლის კონუსის შიგნით და მის ზედაპირზე მდებარე მოვლენები.

განვიხილოთ ახლა, თუ როგორი იქნება მოვლენების გრაფიკული წარმოდგენა სხვა ინერციული სისტემის თვალსაზრისით, რომელიც მოძრაობს ძირითადი სისტემის მიმართ v საჩქარით და ამიტომ დაკავშირებულია მასთან ლორენცის გარდაქმნებით. პირველ ყოვლისა, საჭიროა გაირკვეს, თუ

როგორ უნდა გატარდეს ამ სისტემის თვალსაზრისით სივრ-ცითი და დროითი ღერძი. ათვლის ამ სისტემაში OX_1 ღერძი იმით ხასიათდება, რომ მისი ყველა წერტილისათვის დრო $t_1 = 0$. ლორენცის გარდაქმნის ფორმულების თანახმად, ეს იმას ნიშნავს, რომ ეს ღერძი გადის შემდეგ წერტილებზე

$$x - \upsilon t = 0, \quad x = \frac{\upsilon}{c} ct.$$

ეს კი წარმოადგენს წრფეს, რომელიც გადის O წერტილზე და დახრილია Oct ღერძის მიმართ კუთხით, რომლის ტანგენსი არის $\dfrac{\upsilon}{c}$ (ნახ 35). ანალოგიურად, დროის ახალი ღერძი, უფრო სწორად Oct' ღერძი, წარმოადგენს 0 წერტილზე გამავალ წრფეს, რომელიც დახრილია Oct ღერძის მიმართ (ნახ. 35) ისეთივე კუთხით, ვინაიდან მისი წერტილები აკმაყოფილებენ პირობას:

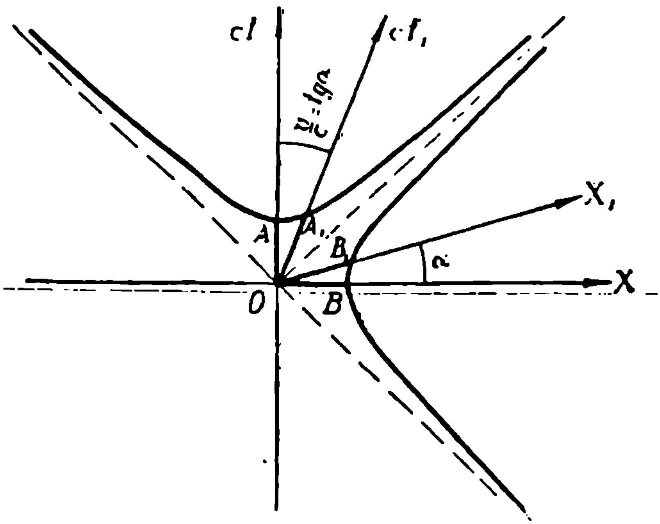
$$x_1 = 0, \quad t - \frac{\upsilon}{c^2} x = 0.$$

გამოვარკვიოთ ახლა, თუ რა მონაკვეთებით გამოისახება სიგრძის და დროის ერთეულები ახალ ინერციულ სისტემაში. ამისათვის გამოვიყენოთ ინტერვალის ცნება. ცხადია, რომ ინტერვალის კვადრატი ძირითად მოვლენას და სხვა ნებისმიერ მოვლენას შორის კოორდინატით x და დროთი t, შემდეგნაირად გამოისახება:

$$s^2 = c^2 t^2 - x^2.$$

ინტერვალის ინვარიანტობის გამო, ამ მოვლენებს შორის ინტერვალის კვადრატი იგივე იქნება, მხოლოდ გამოსახული იქნება x_1 და t_1 კოორდინატებით. ამიტომ შეიძლება დავწეროთ

$$c^2 t^2 - x^2 = c^2 t_1{}^2 - x_1{}^2 = \text{inv}.$$



ნახ. 35.

ავარჩიოთ ინტერვალის კვადრატის რიცხვით მნიშვნელობად ±1:

$$c^2t^2 - x^2 = c^2t_1^{\,2} - x_1^{\,2} = \pm 1.$$

განვიხილოთ ჯერ შემთხვევა, როდესაც ინტერვალის კვადრატი +1-ის ტოლია

$$c^2t^2 - x^2 = c^2t_1^{\,2} - x_1^{\,2} = +1. \qquad (64)'$$

ყველა წერტილისათვის, რომელიც ამ პირობას აკმაყოფილებს, ინტერვალის კვადრატი +1-ის ტოლია. ამ წერტილების გეომეტრიული ადგილი არის ჰიპერბოლა, რომლის ორი შტო (დადებითი და უარყოფითი დროის სათანადო) მდებარეობს სინათლის კონუსის მომავალ და წარსულ ნაწილში. განვიხილოთ ამ ჰიპერბოლის ზედა შტო. ცხადია, რომ იგი ჰკვეთს როგორც K, ისე K_1 სისტემის დროის ღერძებს წერტილებში, რომლებიც ნახაზზე აღნიშნულია A და A_1-ით; ვინაიდან ამ ღერძებს ეთანადებათ x

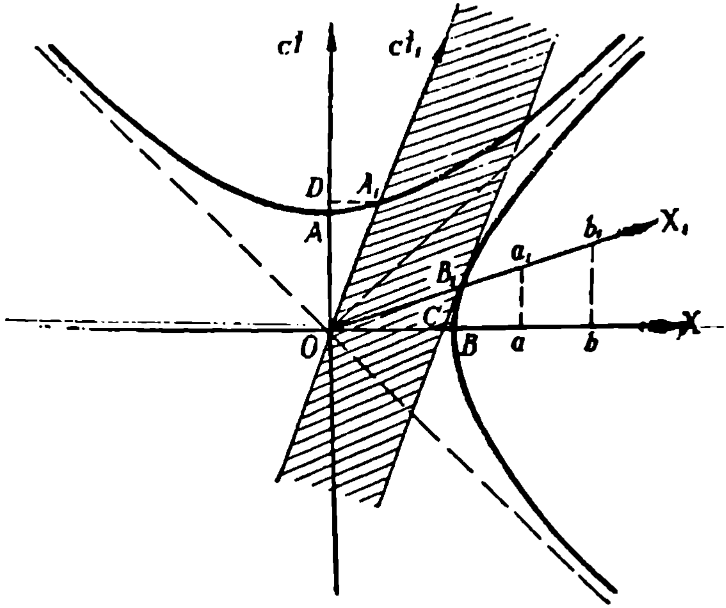
და x_1 კოოდინატების ნულოვანი მნიშვნელობანი, (64) ფორმულიდან მივიღებთ, რომ OA და OA_1 მონაკვეთები ერთის ტოლია. მაშასადამე, თუ Oct ღერძზე ერთეულად მიღებულია OA მონაკვეთი, Oct_1 – ღერძზე (ე.ი. K_1 სისტემაში) ერთეულად უნდა მივიღოთ OA_1 მონაკვეთი, რომელსაც (64) ჰიპერბოლა მოჰკვეთს Oct_1 ღერძს. სრულიად ანალოგიურად სივრცული კოორდინატის, ე.ი. სიგრძის ერთეულად უნდა ავიღოთ OB და OB_1 მონაკვეთები, რომლებსაც ჰიპერბოლა

$$c^2t^2 - x^2 = c^2t_1^{\,2} - x_1^{\,2} = -1$$

მოჰკვეთს OX და OX_1 ღერძებს.

ჩვენ ვხედავთ, რომ ლორენცის გარდაქმნების გრაფიკული წარმოდგენის დროს, K და K_1 სისტემებში სიგრძის და დროის ერთეულები ერთნაირი ზომის მონაკვეთებით არ გამოისახება, რაც რასაკვირველია, ართულებს სხეულების სიგრძეების და მოვლენათა ხანგრძლივობების შედარებას სხვადასხვა ინერციულ სისტემებში. მიუხედავად ამისა, მაინც შესაძლებელია ერთდროულობის ფარდობითობის, სიგრძეების დამოკლების და ხანგრძლივობის გადიდების გეომეტრიული წარმოდგენა, რაც უფრო ნათელ სურათს გვაძლევს, ვიდრე მათი ანალიზური გამოყვანა ლორენცის გარდაქმნების საშუალებით.

განვიხილოთ ერთდროულობის საკითხი. ვთქვათ, K_1 სისტემის OX_1 ღერძზე (ე.ი. ერთდროულად) a_1 და b_1 წერტილებში მოხდა ორი მოვლენა. 36-ე ნახაზი გვიჩვენებს, რომ მათი მოხდენის დროები K სისტემის მიმართ, რომლებიც aa_1 და bb_1 მონაკვეთებით გამოისახება, სხვადასხვაა, სახელდობრ, $bb_1 > aa_1$, რაც იმას ნიშნავს, რომ უფრო გვიან მოხდა ის მოვლენა, რომელიც უფრო შორსაა კოორდინატთა სათავიდან. ეს სრულიად ეთანხმება ლორენცის გარდაქმნებით მიღებულ შედეგს.



ნახ. 36.

განვიხილოთ ახლა K_1 სისტემაში უძრავი ღერო, რომლის ერთი ბოლო მდებარეობს კოორდინატთა სათავეში, რაც იმას ნიშნავს, რომ მისი სამყაროული წირი არის Oct_1 ღერძი, ხოლო მეორე ბოლო მდებარეობს B_1 წერტილში, რაც იმას ნიშნავს, რომ K_1 სისტემის მიმართ მისი სიგრძე ერთის ტოლია და სამყაროული წირი არის B_1 წერტილზე გამავალი და Oct_1 ღერძის პარალელური წრფე. ამ ღეროს ყველა წერტილის სამყაროული წირების ერთობლიობა ნახაზზე წარმოდგენილია დაშტრიხული ზოლით. ვთქვათ, ამ ღეროს სიგრძეს ზომავს K სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი. ცხადია, რომ ამ სიგრძეს იგი გაზომავს ერთსა და იმავე (მაგალითად, ნულოვან) მომენტში გაზომილი ბოლო წერტილების კოორდინატების სხვაობით, ე.ი. OC მონაკვეთი (ეს ის მონაკვეთია, რომელსაც ღეროს გამომსახველი ზოლი

მოჰკვეთს OX ღერძს). ნახაზი გვიჩვენებს, რომ OC მონაკვეთი ნაკლებია, ვიდრე OB მონაკვეთი, რომელიც წარმოადგენს K-ს თვალსაზრისით სიგრძის ერთეულს. მაშასადამე, K_1-ის თვალსაზრისით ერთეული ღერო ერთზე ნაკლები სიგრძის იქნება K სისტემის თვალსაზრისით. სწორედ ეს არის სხეულის სიგრძის დამოკლება, გამოწვეული მისი მოძრაობით K-ს მიმართ.

განვიხილოთ ახლა მოვლენის ხანგრძლივობის გადიდების საკითხი. განვიხილოთ O და A_1 მოვლენები, რომლებიც K_1 სისტემის თვალსაზრისით ერთ ადგილას, ე.ი. კოორდინატთა სათავეში ხდება და რომელთა შორის გავლილი დრო (უფრო სწორად, ct_1) ერთის ტოლია (როგორც ვიცით OA_1 არის დროის ერთეული K_1 სისტემის თვალსაზრისით). იმისათვის, რომ K სისტემაში მყოფმა დამკვირვებელმა გაზომოს ამ მოვლენათა შორის გავლილი დრო, მან A_1 წერტილიდან უნდა გაატაროს თავისი OX ღერძის პარალელური წრფე Oct ღერძის გადაკვეთამდე (D წერტილი) და მაშინ OD იქნება ამ ორ მოვლენას შორის გასული დრო K-ს თვალსაზრისით. მაგრამ ნახაზი გვიჩვენებს, რომ იგი მეტია, ვიდრე OA მონაკვეთი, რომელიც K-სათვის არის დროის (უფრო სწორად ct-ს) ერთეული. მაშასადამე, K-ს თვალსაზრისით O და A_1 მოვლენებს შორის უფრო მეტი დრო გავიდა, ვიდრე K_1-ის თვალსაზრისით. სწორედ ეს არის მოვლენის გახანგრძლივების ეფექტი, გამოწვეული K_1-ის მოძრაობით K-ს მიმართ.

ინტერვალის ცნებასთან მჭიდროდ არის დაკავშირებული საკუთარი დროის ცნება. რაიმე სხეულის საკუთარი დრო τ ეწოდება დროს, რომელსაც გვიჩვენებს თვით ამ სხეულთან ერთად მოძრავი საათი. ინტერვალთან ამ საკუთარი დროის კავშირის დასადგენად გავიხსენოთ, თუ რის ტოლია ინტერვალი ორ მახლობელ მოვლენას შორის. თუ

აღებულ ათვლის სისტემაში მოვლენათა შორის გავლილი დრო არის Δt, ხოლო მანძილი მათ შორის Δx, ინტერვალი გამოითვლება შემდეგი ფორმულით:

$$\Delta s = \sqrt{c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2}$$

იმ ათვლის სისტემის მიმართ, რომელიც სხეულთან ერთად მოძრაობს, Δx ნულის ტოლი იქნება, ვინაიდან ორივე მოვლენა ამ ათვლის სისტემისათვის ერთ ადგილას ხდება; სათანადო დროის შუალედი კი იქნება საკუთარი დროის შუალედი, ე.ი. $\Delta\tau$. მაშასადამე, ამ ათვლის სისტემისათვის ინტერვალი შემდეგ სახეს მიიღებს

$$\Delta s = c\Delta\tau,$$

საიდანაც ვღებულობთ

$$\Delta\tau = \frac{\Delta s}{c},$$

მაგრამ ინტერვალი, როგორც ინვარიანტული სიდიდე, ერთი და იგივეა ყველა ათვლის სისტემის მიმართ. ამიტომ ყველა შემთხვევაში შეიძლება ვთქვათ, რომ საკუთარი დროის შუალედის გამოსათვლელად ინტერვალი უნდა გაიყოს c-ზე. თუ გადავალთ დიფერენციალებზე, მივიღებთ:

$$d\tau = \frac{ds}{c}, \qquad (65)$$

სასრული დროისათვის გვექნება:

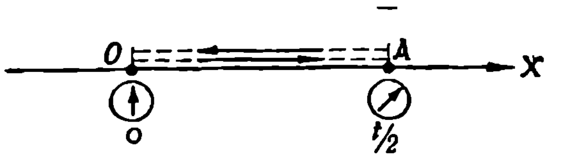
$$\tau = \int \frac{ds}{c} = \int \sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}\, dt. \qquad (66)$$

ზემოთ განხილული ყველა ეს უცნაური შედეგი: სიგრძის, ხანგრძლივობის და ერთდროულობის ფარდობითობა, ე.ი. მათი ათვლის სისტემისაგან დამოკიდებულება, წარმოადგენს ფარდობითობის პრინციპის და სინათლის სიჩქარის წყაროს სიჩქარისაგან დამოუკიდებლობის პრინციპის უშუალო შედეგს. ისინი ჩვენ მივიღეთ ლორენცის გარდაქმნის ფორ-

მულების საშუალებით და არა უშუალოდ ზემოთ აღნიშნული პრინციპებიდან.

ახლა ჩვენ შევეცდებით მიღებული შედეგები გამოვიყვანოთ უშუალოდ ძირითადი პრინციპებიდან, რაც უფრო ნათელ წარმოდგენას მოგვცემს მათ შორის არსებულ კავშირზე.

დავიწყოთ დროის საკითხის განხილვით. პირველ ყოვლისა, უნდა გაირკვას, თუ როგორ ახდენს დროის განსაზღვრას რაიმე ინერციულ სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი. ცხადია, რომ იმ შემთხვევაში, როდესაც მოვლენა იმ ადგილას ხდება, სადაც დამკვირვებელი იმყოფება, იგი დროს განსაზღვრავს საათით. მაგრამ, როდესაც მოვლენა სხვა ადგილას ხდება, დროის განსაზღვრის საკითხი რთულდება. რასაკვირველია, დამკვირვებელს შეუძლია აიღოს ორი საათი, მოახდინოს მათი რეგულირება ისე, რომ ერთნაირი ჩვენება და სვლა ჰქონდეს და შემდეგ გადაიტანოს ერთ-ერთი საათი იქ, სადაც უნდა მოხდეს განსახილველი მოვლენა. მაშინ ამ საათის ჩვენება მან შეიძლება მიიღოს მოვლენის მოხდენის დროდ. მაგრამ, იმის გამო, რომ საათის ამოძრავებამ შეიძლება შეცვალოს მისი ჩვენება და სვლა, ეს მეთოდი მისაღები არ არის. უმჯობესი იქნება დავეყრდნოთ სინათლის გავრცელების მოვლენას, ვინაიდან ჩვენ ვიცით, რომ ძირითად ინერციულ სისტემაში სინათლის სიჩქარე არ არის დამოკიდებული გავრცელების მიმართულებაზე და წყაროს სიჩქარეზე. ამისათვის შეიძლება შემდეგნაირად მოვიქცეთ: გადავიტანოთ მეორე საათი არჩეულ ადგილას და შემდეგ მოვახდინოთ მისი რეგულირება სინათლის საშუალებით. საწყის მომენტში, როდესაც O წერტილში მყოფი საათი (ნახ. 37) ნულს გვიჩვენებს, გავუშვათ O წერტილიდან A წერტილში სინათლის სხივი,



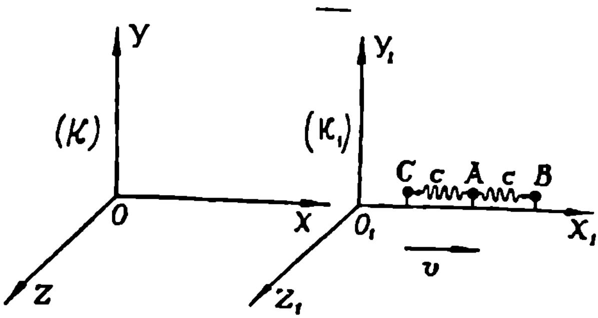
ნახ. 37.

ავრეკლოთ იგი სარკის საშუალებით და დავაბრუნოთ O წერტილში. ვთქვათ, O წერტილში სხივის დაბრუნებისას იქ მყოფმა საათმა გვიჩვენა t დრო, ე.ი. A წერტილამდე მისვლას და უკან დაბრუნებას სინათლემ მოანდომა t დრო. რაკი ჩვენ ვიცით, რომ სინათლე ყველა მიმართულებით ერთი და იგივე სიჩქარით ვრცელდება, A წერტილში მისვლას ჩვენ უნდა მივაწეროთ $t/2$ დრო. თუ A წერტილში მყოფი საათი ისე იქნება დაყენებული, რომ სინათლის სხივის მასთან მისვლის მომენტში იგი $t/2$ დროს გვიჩვენებს, ვიტყვით, რომ საათები სინქრონიზებულია, ე.ი. ისინი ერთსა და იმავე დროს გვიჩვენებს. ამ მეთოდით ძირითად სისტემაში მყოფ დამკვირვებელს შეუძლია მოახდინოს თავისი სისტემის სხვადასხვა ადგილას განლაგებული საათების რეგულირება. საათების რეგულირების ეს მეთოდი პრაქტიკულად მაშინ გამოიყენება, როდესაც ვაყენებთ საათს რადიოსიგნალების საშუალებით.

განვიხილოთ ახლა მეორე ათვლის სისტემა, რომელიც პირველის მიმართ მოძრაობს v სიჩქარით OX ღერძის გასწვრივ. რადგანაც ფარდობითობის პრინციპის თანახმად, ყველა ინერციულ სისტემაში მოვლენები ისევე მიმდინარეობს, როგორც პირველში, კერძოდ, სინათლე იმავე სიჩქარით ვრცელდება ყველა მიმართულებით, იგი ისეთნაირადვე მოახდენს თავის სისტემაში განლაგებული საათების რეგულირებას, ე.ი. სინქრონიზებას, როგორც პირველი დამკვირვებელი. ამ სინქრონიზების მოხდენის შემდეგ ეს დამკვირვებელი ჩათვლის, რომ მისი ყველა საათი ერთსა და იმავე დროს უჩვენებს. მაგრამ ადვილად შეიძლება

დამტკიცდეს, რომ პირველი დამკვირვებლის თვალსაზრისით ეს სინქრონიზაცია მეორე სისტემაში სწორად არ არის მოხდენილი, ე.ი. მისი თვალსაზრისით მეორე სისტემაში განლაგებული საათები ერთსა და იმავე დროს არ უჩვენებს. ამისათვის დავამტკიცოთ, რომ პირველი (K) სისტემის მიმართ ორი ერთდროული მოვლენა არ იქნება ერთდროული K_1 სისტემის თვალსაზრისით.

განვიხილოთ ასეთი ცდა. ვთქვათ, K_1-ის დამკვირვებელი რომელიღაც A წერტილიდან O_1X_1 ღერძის გასწვრივ და საწინააღმდეგოდ ასხივებს სინათლეს და აღნიშნავს მის მისვლას B და C წერტილებში, რომლებიც ტოლი მანძილებით არის დაშორებული A წერტილიდან (ნახ. 38). ვინაიდან მისი თვალსაზრისით სინათლე ორივე მიმართულებით ერთი და იგივე c სიჩქარით ვრცელდება, B და C წერტილებს სხივები ერთდროულად მიაღწევენ, ე.ი. სინათლის მისვლა B და C წერტილებში ერთდროული მოვლენებია. ვთქვათ, ახლა ამ ცდას თვალყურს ადევნებს K სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი. მის მიმართ K_1 სისტემა მოძრაობს OX ღერძის გასწვრივ υ სიჩქარით. ასეთი სიჩქარით მოძრაობს K_1 სისტემის ყოველი წერტილი და, რასაკვირველია, A წერტილში მყოფი სინათლის წყაროც. მაგრამ ამ დამკვირვებელმა იცის, რომ სინათლის სიჩქარე არ არის დამოკიდებული წყაროს სიჩქარეზე და c-ს ტოლია K სისტემის მიმართ. ამიტომ იგი შემდეგნაირად იმსჯელებს: „ჩემი სისტემის მიმართ სინათლე OX ღერძის გასწვრივ c სიჩქარით ვრცელდება. იმავე მიმართულებით



ნახ. 38.

v სიჩქარით მოძრაობს K_1 სისტემა და მასთან ერთად A წერტილიც. მაშასადამე, სინათლის სხივი უნდა დაეწიოს ამ წერტილს, ამიტომ მისი სიჩქარე B-ს მიმართ იქნება $c-v$, ე.ი. მანძილს A-დან B-მდე სინათლე გადის $c-v$ სიჩქარით; ამიტომ B წერტილში იგი მიაღწევს $l/(c-v)$ დროში, სადაც l არის AB მონაკვეთის სიგრძე, გაზომილი K სისტემის მიმართ.

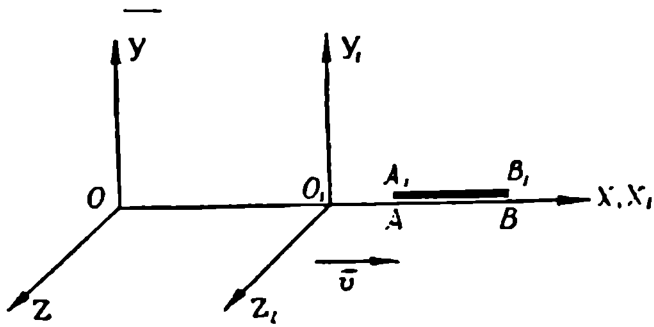
მეორე მხრივ, A-დან C-სკენ სინათლე იმავე სიჩქარით ვრცელდება, მაგრამ ახლა ის კი არ ეწევა C წერტილს„ არამედ თვით C წერტილი სინათლის სხივისაკენ v სიჩქარით მოძრაობს. ამის გამო AC სხივის სიჩქარე C წერტილის (ე.ი. K_1 სისტემის) მიმართ (მაგრამ K-ს თვალსაზრისით) იქნება $c+v$ და სხივი C წერტილამდე მიაღწევს $l/(c+v)$ დროში. აქედან ცხადია, რომ A წყაროდან გამოსული ორი სხივიდან AB სხივი უფრო გვიან მიაღწევს B წერტილს, ვიდრე AC სხივი C წერტილს. მაშასადამე, B და C წერტილებში სხივების მისვლის მოვლენები ერთდროული არ იქნება. ორი მოვლენა, ერთდროული ერთი სისტემის (ჩვენ შემთხვევაში K_1 სისტემის) მიმართ, არ არის ერთდროული მეორე (K) სისტემის მიმართ. სრულიად ასეთივე მსჯელობა გვიჩვენებს, რომ K სისტემის მიმართ ერთდროული მოვლენები არ იქნება ერთდროული K_1 სისტემის მიმართ.

ეს შედეგი იმ გარემოებასთან არის დაკავშირებული, რომ K_1 სისტემაში მყოფი დამკვირვებლისათვის სინათლის სიჩქარე ყველა მიმართულებით არის c მაშინ, როდესაც K დამკვირვებლის თვალსაზრისით სინათლის სხივი K_1-ის მიმართ სხვადასხვა მიმართულებით სხვადასხვა სიჩქარით ვრცელდება (OX ღერძის გასწვრივ $c-v$ სიჩქარით, მის საწინააღმდეგოდ კი $c+v$ სიჩქარით).

რედ. შენიშვნა: *როგორც შემდგომ სიჩქარეთა შეკრების კანონიდან გაირკვევა, ზემოაღნიშნული მსჯელობა, დამყარებული $c \pm v$ სიჩქარეებზე მარცხნივ და მარჯვნივ მოძრავი სინათლისათვის წარმოადგენს ლოგიკურ არა-სიზუსტეს, თუმცა საბოლოო შედეგი მაინც სწორეა. ავტორი სწორედ აღნიშნავს, რომ მოვლენათა არაერთდროულობა სხვადასხვა სისტემებში არის სწორედ იმის შედეგი, რომ სინათლის სიჩქარე ორივე სისტემის თვალსაზრისით ერთი-დაიგივეა. უბრალოდ, სხვადასხვა მიმართულებით K სის-ტემის თვალსაზრისით სინათლეს უწევს სხვადასხვა მანძილების გავლა.*

გავარკვიოთ ახლა, თუ რით არის გამოწვეული სიგრძის ფარდობითობა, ე.ი. ის ფაქტი, რომ K_1 სისტემაში მყოფი ღერო K სისტემის დამკვირვებლისათვის დამოკლებულია. ამისათვის წინასწარ გამოვარკვიოთ, თუ როგორ უნდა გაზომოს K დამკვირვებელმა მის მიმართ მოძრავი ღეროს სიგრძე. ჩვეულებრივი მეთოდით სიგრძის გაზომვა, ე.ი. სიგრძის ეტალონის გადაზომვა ღეროს გასწვრივ, ამ შემთხვევაში არ გამოდგება, ვინაიდან გასაზომი სხეული მოძრაობს, ეტალონი კი – უძრავია (K-ს მიმართ).

რასაკვირველია, შეიძლება ეტალონიც ავამოძრავოთ ისეთივე სიჩქარით, როგორც ღერო, მაგრამ მაშინ მიიღება მისი სიგრძე არა K-ს მიმართ, არამედ K_1 სისტემის მიმართ. ამიტომ K დამკვირვებელი შემდეგნაირად მოიქცევა: იგი ერთსა და იმავე მომენტში აღნიშნავს მისი სისტემის რომელი წერტილების



ნახ. 39.

პირდაპირაა ღეროს ბოლო წერტილები (A და B წერტილები ნახაზზე A_1 და B_1 წერტილების პირდაპირაა) და გაზომავს მანძილს მისი სისტემის ამ წერტილებს შორის (ნახ. 39). ეს იქნება მისი თვალსაზრისით AB ღეროს სიგრძე. მაგრამ ცხადია, რომ A და B წერტილების აღნიშვნა მან აუცილებლად ერთდროულად უნდა მოახდინოს, წინააღმდეგ შემთხვევაში სიგრძის გაზომვა არ იქნება სწორი. თუ პირველად მან ღეროს A ბოლოს მდებარეობა აღნიშნა, ხოლო შემდეგ – B ბოლოს მდებარეობა, იგი AB ღეროს სიგრძისათვის მეტ მნიშვნელობას მიიღებს, ვინაიდან A-ს აღნიშვნიდან B-ს აღნიშვნამდე გავლილი დროის განმავლობაში B მოასწრებს წინ გადანაცვლებას. მაშასადამე, იმისათვის, რომ K დამკვირვებელმა მიიღოს ღეროს ნამდვილი სიგრძე, საჭიროა, რომ ღეროს ბოლოების მდებარეობის აღნიშვნა ერთდროულად მოხდეს.

ზემოთ ჩვენ ვნახეთ, რომ ერთდროულობა ფარდობითია, ე.ი. ორი მოვლენა (ჩვენ შემთხვევაში A და B ბოლოების მდებარეობის აღნიშვნა), ერთდროული K-სათვის, არ იქნება ერთდროული K_1-სათვის. ამ დამკვირვებლის თვალსაზრისით B ბოლოს მდებარეობის აღნიშვნა K დამკვირვებელმა უფრო ადრე მოახდინა, ვიდრე A ბოლოს აღნიშვნა და ვინაიდან ამ აღნიშვნებს შორის გასული დროის განმავლობაში A წერტილმა გარკვეული მანძილით წინ წაიწია, K-ს მიერ გაზომილი სიგრძე ნაკლები იქნება, ვიდრე იმავე ღეროს სიგრძე, გაზომილი K_1-ის მიერ. ასე აიხსნება სხეულის სიგრძის შემცირება იმ დამკვირვებლისათვის, რომლის მიმართ სხეული მოძრაობს.

IV თავი

ფარდობითობის თეორიის მექანიკა

15. სიჩქარის და აჩქარების გარდაქმნის ფორმულები. თანაბრად აჩქარებული მოძრაობა

მას შემდეგ, რაც გალილეის გარდაქმნის ფორმულები შევცვალეთ ლორენცის ფორმულებით, საჭიროა გამოვარკვიოთ, თუ როგორ იცვლება სხვადასხვა მექანიკური სიდიდის გარდაქმნის ხასიათი კლასიკურ ფიზიკაში მათი გარდაქმნის ხასიათთან შედარებით. მაგალითად, § 3-ში გამოვარკვიეთ, რომ თუ K_1 სისტემის მიმართ ნაწილაკი მოძრაობს u_1 სიჩქარით, მისი სიჩქარე K სისტემის მიმართ იქნება

$$u = u_1 + \upsilon, \qquad (67)$$

სადაც υ არის K_1 სისტემის სიჩქარე K სისტემის მიმართ. სიჩქარის გარდაქმნის ეს ფორმულა წარმოადგენს გალილეის გარდაქმნის ფორმულების შედეგს და, ვინაიდან, ეს უკანასკნელნი შეცვლილია ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებით, ცხადია, სიჩქარეთა გარდაქმნის კლასიკური ფორმულა (67) არ შეიძლება სწორი იყოს.

ლორენცის გარდაქმნის ფორმულების თანახმად ნაწილაკის კოორდინატი და დრო შემდეგი ფორმულებით გარდაიქმნებიან:

$$x = \frac{x_1 + \upsilon t_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}, \quad t = \frac{t_1 + \frac{\upsilon}{c^2} x_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}, \quad y = y_1, \quad z = z_1.$$

ამ ფორმულიდან კოორდინატისა და დროის დიფერენ-

ცვალებისათვის ადვილად მივიღებთ

$$dx=\frac{dx_1+\upsilon dt_1}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}},\quad dt=\frac{dt_1+\frac{\upsilon}{c^2}dx_1}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}},\quad dy=dy_1,\quad dz=dz_1.$$

dx-ის გაყოფით dt-ზე მივიღებთ ნაწილაკის სიჩქარისათვის K სისტემის მიმართ (OX ღერძის გასწვრივ)

$$u_x=\frac{dx}{dt}=\frac{dx_1+\upsilon dt_1}{dt_1+\frac{\upsilon}{c^2}dx_1}.$$

თუ მრიცხველს და მნიშვნელს გავყოფთ dt-ზე და მხედველობაში მივიღებთ, რომ $\frac{dx_1}{dt_1}=u_{1x}$, სიჩქარისათვის OX ღერძის გასწვრივ გვექნება შემდეგი გარდაქმნის ფორმულა:

$$u_x=\frac{dx}{dt}=\frac{u_{1x}+\upsilon}{1+\frac{u_{1x}\upsilon}{c^2}}. \tag{68}$$

ასევე მივიღებთ გარდაქმნის ფორმულებს სიჩქარეებისათვის OY და OZ ღერძების გასწვრივ

$$u_y=\frac{u_{1y}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}{1+\frac{u_{1x}\upsilon}{c^2}},\qquad u_z=\frac{u_{1z}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}{1+\frac{u_{1x}\upsilon}{c^2}}. \tag{69}$$

გარდაქმნის ეს ფორმულები მნიშვნელოვნად განსხვავდება კლასიკური ფიზიკის გარდაქმნის ფორმულებისაგან. მაგრამ ეს განსხვავება მით უფრო ნაკლებია, რაც უფრო მცირეა სიჩქარე და, აგრეთვე, ერთი ათვლის სისტემის სიჩქარე მეორის მიმართ. მცირე სიჩქარეების შემთხვევაში

(სინათლის სიჩქარესთან შედარებით) $\frac{\upsilon^2}{c^2}$ და $\frac{u_{1x}\upsilon}{c^2}$ წევრები შეიძლება უგულებელვყოთ, რაც მოგვცემს

$$u_x = u_{1x} + \upsilon, \quad u_y = u_{1y}, \quad u_z = u_{1z},$$

ე.ი. კლასიკური მექანიკის სიჩქარეთა გარდაქმნის ფორმულებს.

განსხვავება აინშტაინის და კლასიკური მექანიკის გარდაქმნის ფორმულებს შორის შესამჩნევი ხდება მხოლოდ მაშინ, როცა სიჩქარეები ახლოსაა სინათლის სიჩქარესთან. ვთქვათ, მაგალითად, ელექტრონი მოძრაობს K_1 სისტემის მიმართ სიჩქარით (OX ღერძის გასწვრივ) $u_{1x} = 200\,000$ კმ/წმ (ასეთი სიჩქარეები ხშირად გვხვდება ატომურ მოვლენებში), ხოლო თვით K_1 სისტემა მოძრაობს K სისტემის მიმართ სიჩქარით $\upsilon = 100\,000$ კმ/წმ. კლასიკური მექანიკის სიჩქარეთა გარდაქმნის ფორმულის თანახმად, ელექტრონის სიჩქარე K-ს მიმართ იქნება

$$u_x = 200\,000\text{ კმ/წმ} + 100\,000\text{ კმ/წმ} = 300\,000\text{ კმ/წმ},$$

ე.ი. სინათლის სიჩქარის ტოლი. ფარდობითობის თეორიის გარდაქმნის ფორმულის თანახმად კი ელექტრონი იმოძრავებს K სისტემის მიმართ ნაკლები სიჩქარით, სახელდობრ:

$$u_x = \frac{200\,000\text{ კმ/წმ} + 100\,000\text{ კმ/წმ}}{1 + \frac{200\,000 \cdot 100\,000}{300\,000^2}} = \frac{300\,000\text{ კმ/წმ}}{1 + \frac{2}{9}} = \frac{9}{11} \cdot 300\,000\text{ კმ/წმ},$$

რაც დაახლოებით უდრის 245 000 კმ/წმ.

საზოგადოდ, ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ თუ $u_1 = c$, ე.ი. თუ ნაწილაკი K_1-ის მიმართ სინათლის სიჩქარით მოძრაობს, იგი ასეთივე სიჩქარით იმოძრავებს K-ს მიმართ. მართლაც,

$$u_x = \frac{c+\upsilon}{1+\frac{c\upsilon}{c^2}} = c.$$

მაშასადამე, c სიჩქარით მოძრავი ნაწილაკის სიჩქარე ერთი და იგივეა ყველა ინერციული სისტემის მიმართ. ეს შედეგი სავსებით ეთანხმება ფარდობითობის თეორიის ძირითად დებულებას, რომ ყველა ინერციული სისტემის მიმართ სინათლე ერთი და იგივე სიჩქარით ვრცელდება.

ლორენცის გარდაქმნის ფორმულების განხილვისას ჩვენ უკვე აღვნიშნეთ, რომ არც ერთი სხეულის სიჩქარე არ შეიძლება აღემატოს სინათლის სიჩქარეს. სიჩქარეთა გარდაქმნის კანონიც სავსებით ადასტურებს ამ შედეგს. მართლაც, ამ ფორმულის მიხედვით სინათლის სიჩქარეზე ნაკლები ორი სიჩქარის საშუალებით ჩვენ ვერავითარ შემთხვევაში ვერ მივიღებთ სინათლის სიჩქარეზე მეტ სიჩქარეს. მართლაც, ვთქვათ $u_{1x} < c$, და $\upsilon < c$, მაშინ

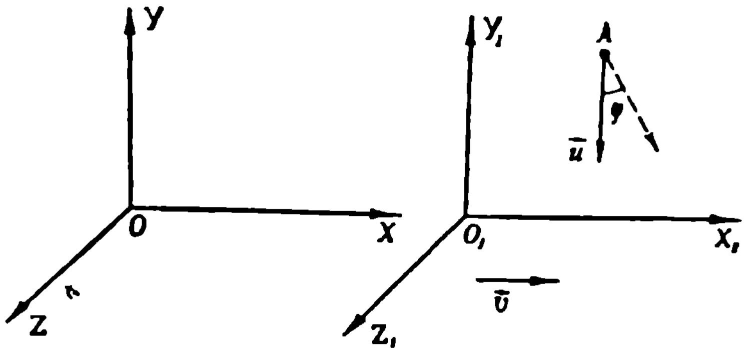
$$u_x = \frac{u_{1x}+\upsilon}{1+\frac{u_{1x}\upsilon}{c^2}} < c.$$

სინათლის სიჩქარე არის მაქსიმალური სიჩქარე, რომელიც კი არსებობს ბუნებაში. იგი ისეთივე როლს ასრულებს ფარდობითობის თეორიაში, როგორსაც უსასრულოდ დიდი სიჩქარე კლასიკურ ფიზიკაში.

გამოვარკვიოთ ახლა, თუ როგორ იცვლება წრფივად მოძრავი ნაწილაკის მოძრაობის მიმართულება ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლისას. ვთქვათ, K_1 სისტემის მიმართ ნაწილავი მოძრაობს O_1Y_1 ღერძის პარალელურად (ნახ. 40). ეს იმას ნიშნავს, რომ $u_{1x} = u_{1z} = 0$, მაშინ გარდაქმნის ფორმულებიდან მივიღებთ

$$u_x = \upsilon, \quad u_y = u_{1y}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}, \quad u_z = u_{1z}. \tag{70}$$

ნახაზიდან ადვილად გამოითვლება OX ღერძისადმი მოძრაობის მიმართულების



ნახ. 40.

დახრის კუთხის ტანგენსი

$$tg\varphi = \frac{u_y}{u_x} = \frac{u_{1y}}{u_{1x}}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}. \tag{71}$$

ეს ფორმულა დაგვჭირდება სინათლის აბერაციის მოვლენის ასახსნელად ფარდობითობის თეორიაში.

განვიხილოთ ახლა აჩქარების გარდაქმნის საკითხი. ვნახავთ, რომ კლასიკური მექანიკისაგან განსხვავებით აჩქარება არ არის ინვარიანტული ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეზე გადასვლისას. ვინაიდან აჩქარების გარდაქმნის ფორმულები საკმაოდ რთული ხასიათისაა, ჩვენ განვიხილავთ იმ კერძო შემთხვევას, როდესაც აჩქარებულად მოძრავი ნაწილაკი განსახილველ მომენტში უძრავია K_1 სისტემის მიმართ. ეს იმას ნიშნავს, რომ სიჩქარის დიფერენციალის გამოთვლის შემდეგ, ნაწილაკის სიჩქარე K_1 სისტემის მიმართ ნულის ტოლად უნდა ჩავთვალოთ. (68) ფორმულის გადიფერენციალებით მივიღებთ

$$du_x = \frac{du_{1x}}{1+\frac{u_{1x}\upsilon}{c^2}} - \frac{(u_{1x}+\upsilon)\frac{\upsilon}{c^2}du_{1x}}{\left(1+\frac{u_{1x}\upsilon}{c^2}\right)^2}.$$

თუ ამ ფორმულაში ჩავსვამთ $u_{1x}=0$, მივიღებთ

$$du_x = du_{1x}\left(1-\frac{\upsilon^2}{c^2}\right).$$

დროის დიფერენციალზე გაყოფით მივიღებთ ფორმულას აჩქარებისათვის:

$$\frac{du_x}{dt} = \frac{du_{1x}\left(1-\frac{\upsilon^2}{c^2}\right)}{dt_1+\frac{\upsilon}{c^2}dx_1}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}},$$

ან

$$\frac{du_x}{dt} = \frac{\frac{du_{1x}}{dt_1}\left(1-\frac{\upsilon^2}{c^2}\right)^{3/2}}{1+\frac{\upsilon u_{1x}}{c^2}}.$$

აქაც უნდა მივიღოთ, რომ $u_{1x}=0$. საბოლოოდ გვექნება (რადგანაც u_{1x}-ის ნულთან ტოლობის გამო $\upsilon = u$):

$$a_x = \left(1-\frac{\upsilon^2}{c^2}\right)^{3/2} a_{1x}. \qquad (72)$$

ასე გარდაიქმნება აჩქარება OX ღერძის გასწვრივ იმ კერძო შემთხვევაში, როდესაც ნაწილაკი აღებულ მომენტში უძრავია K_1 ინერციული სისტემის მიმართ.

გამოვარკვიოთ ახლა, თუ როგორ გარდაიქმნება აჩქარების y და z გეგმილები, ე.ი. მოძრაობისადმი მართობი

მდგენელები. (69) ფორმულების გადიფერენცირებით მივიღებთ:

$$du_y=\frac{du_{1y}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}{1+\frac{u_{1x}\upsilon}{c^2}}-\frac{u_{1y}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}\frac{\upsilon}{c^2}du_{1x}}{\left(1+\frac{u_{1x}\upsilon}{c^2}\right)^2},$$

$$du_z=\frac{du_{1z}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}{1+\frac{u_{1x}\upsilon}{c^2}}-\frac{u_{1z}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}\frac{\upsilon}{c^2}du_{1x}}{\left(1+\frac{u_{1x}\upsilon}{c^2}\right)^2}.$$

$u_{1x}=0$, $u_{1y}=0$ და $u_{1z}=0$ მნიშვნელობების ჩასმა მოგვცემს:

$$du_y=du_{1y}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}},\quad du_z=du_{1z}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}.$$

dt-ზე გაყოფით მივიღებთ:

$$\frac{du_y}{dt}=\frac{du_{1y}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}{dt_1+\frac{\upsilon}{c^2}dx_1}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}},$$

$$\frac{du_z}{dt}=\frac{du_{1z}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}{dt_1+\frac{\upsilon}{c^2}dx_1}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}.$$

მარცხენა მხარის მნიშვნელისა და მრიცხველის გაყოფა dt_1-ზე და გათვალისწინება იმისა, რომ $u_{1x}=0$, გვაძლევს:

$$a_y=a_{1y}\left(1-\frac{\upsilon^2}{c^2}\right),\qquad a_z=a_{1z}\left(1-\frac{\upsilon^2}{c^2}\right).\tag{73}$$

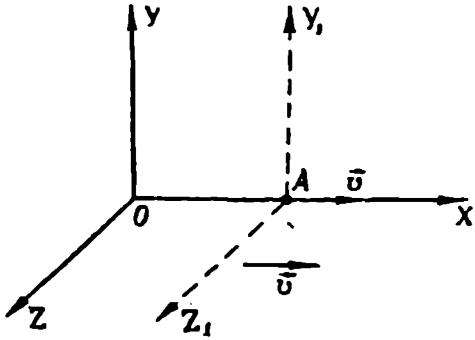
ასეთია აჩქარების მდგენელების გარდაქმნის ფორმულები იმ კერძო შემთხვევისათვის, როდესაც ნაწილაკი აღებულ მომენტში უძრავია K_1 ინერციული სისტემის მიმართ. თუ მცირე სიჩქარეების შემთხვევაში უგულებელვყოფთ $\frac{\upsilon^2}{c^2}$ სიდიდეს, როგორც ძალიან მცირეს ერთთან შედარებით, მივიღებთ კლასიკური ფიზიკის ფორმულებს:

$$a_x = a_{1x}, \ a_y = a_{1y}, \ a_z = a_{1z},$$

რაც გამოხატავს აჩქარების ინვარიანტობას გალილეის გარდაქმნების მიმართ.

დასასრულ, განვიხილოთ უმარტივესი სახის აჩქარებული მოძრაობა, ე.წ. თანაბრად აჩქარებული მოძრაობა ფარდობითობის თეორიის თანახმად. ცხადია, რომ ლორენცის გარდაქმნების მიმართ აჩქარების არაინვარიანტობის გამო, თანაბრად აჩქარებული მოძრაობის ჩვეულებრივი განსაზღვრა, როგორც მუდმივი აჩქარების მქონე მოძრაობისა, აღარ გამოდგება, თუ არ იქნება აღნიშნული, რომელი ათვლის სისტემის მიმართ არის აჩქარება მუდმივი, ვინაიდან, შეიძლება ერთი ათვლის სისტემის მიმართ აჩქარება მუდმივი იყოს, ხოლო მეორის მიმართ იცვლებოდეს.

ფარდობითობის თეორიაში მიღებულია თანაბრად აჩქარებული მოძრაობა ეწოდოს ისეთ მოძრაობას, რომლისთვისაც მუდმივია აჩქარება აღებულ მომენტში ამ ნაწილაკის მიმართ უძრავ ათვლის სისტემაში. ეს განსაზღვრა შემდეგს ნიშნავს. ვთქვათ, ნაწილაკი მოძრაობს OX ღერძის გასწვრივ ცვალებადი სიჩქარით (ნახ. 41).



ნახ. 41.

განსახილველ t_1 მომენტში ავარჩიოთ ათვლის სისტემა, რომლის მიმართ ნაწილაკი უძრავია და გამოვითვალოთ მისი აჩქარება. რომელილაც მომდევნო t_2 მომენტში ისევ უნდა ავარჩიოთ სხვა ათვლის სისტემა, რომლის მიმართ ნაწილაკი ამ მომენტში უძრავია და ისევ გამოვითვალოთ აჩქარება. თუ ასეთნაირად გამოთვლილი აჩქარებები ერთი და იგივეა, მოძრაობას ეწოდება თანაბრად აჩქარებული. ცხადია, რომ იმ ძირითადი ათვლის სისტემის მიმართ, რომლის მიმართ განიხილება მოძრაობა, აჩქარება არ იქნება მუდმივი.

თანაბრად აჩქარებული მოძრაობის ხასიათის გამოსარკვევად გამოვიყენოთ (72) ფორმულა

$$a=\frac{du}{dt}=\left(1-\frac{u^2}{c^2}\right)^{3/2} a_1$$

სადაც a_1 არის აჩქარება ნაწილაკთან ერთად მოძრავი ე.წ. თანამოძრავი (თანამდევი) სისტემის მიმართ, ხოლო $a=\dfrac{du}{dt}$ – აჩქარება ძირითადი სისტემის მიმართ (ინდექსი x ჩამოშორებულია). განსაზღვრის თანახმად თანაბრად აჩქარებული მოძრაობისათვის მუდმივია a_1 და არა a. სიჩქარის

ფორმულის მისაღებად გადავწეროთ ეს განტოლება შემდეგნაირად:

$$\frac{du}{\left(1-\frac{u^2}{c^2}\right)^{3/2}}=a_1dt.$$

ინტეგრების შემდეგ მივიღებთ

$$\frac{u}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}=a_1(t-t_0),$$

სადაც t_0 არის საწყისი მომენტი. ჩავთვალოთ იგი ნულის ტოლად. გვექნება

$$\frac{u}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}=a_1t. \qquad (74)$$

ვინაიდან $u=\frac{dx}{dt}$, შეიძლება ვიპოვოთ x, როგორც დროის ფუნქცია. ამისათვის საჭირო იქნება კიდევ ერთი ინტეგრება. თუ ისევ ჩავთვლით, რომ საწყის მომენტში ნაწილაკი კოორდინატთა სათავეშია, მივიღებთ

$$x=\frac{c^2}{a_1}\left(\sqrt{1+\frac{a_1^2t^2}{c^2}}-1\right). \qquad (75)$$

ასეთია თანაბრად აჩქარებული მოძრაობის ფორმულები ფარდობითობის თეორიაში. ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ თუ სიჩქარე, ე.ი. a_1t მცირეა c-სთან შედარებით, ამ ფორმულებიდან მიიღება კლასიკური ფიზიკის ფორმულები

$$u = a_1 t \text{ და } x = \frac{a_1 t^2}{2}. \quad (76)$$

იმავე დროს a_1 ტოლი გახდება a-სი, ე.ი. აჩქარებისა ძირითადი სისტემის მიმართ.

საინტერესოა გამოვარკვიოთ, თუ როგორ იცვლება ნაწილაკის სიჩქარე თანაბრად აჩქარებული მოძრაობისას. (74) ფორმულიდან ადვილად მივიღებთ

$$u = \frac{a_1 t}{\sqrt{1 + \frac{a_1^2 t^2}{c^2}}}. \quad (77)$$

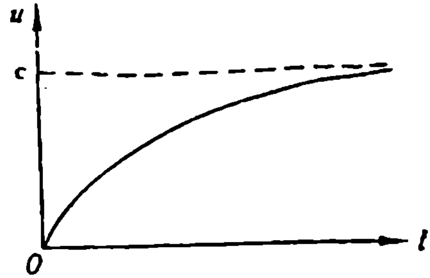
42-ე ნახაზზე ნაჩვენებია სათანადო მრუდი. მცირე დროისთვის შეგვიძლია უგულებელვყოთ $\frac{a_1^2 t^2}{c^2}$ ერთთან შედარებით, რაც მოგვცემს

$$u = a_1 t,$$

ე.ი. სიჩქარის ზრდას დროის პროპორციულად, როგორც კლასიკურ მექანიკაში. მაგრამ დროის დიდი მნიშვნელობებისათვის, როდესაც $a_1 t$ გაცილებით მეტი ხდება, ვიდრე c, მნიშვნელში შეიძლება უგულებელვყოთ 1 და მივიღებთ

$$u \to c, \text{ როცა } t \to \infty.$$

ვხედავთ, რომ სიჩქარის ზრდა თანდათან ნელდება და თვით სიჩქარე უახლოვდება სინათლის სიჩქარეს. ეს სავსებით ეთანხმება ფარდობითობის თეორიის მოთხოვნას, რომ სინათლის სიჩქარე არის მაქსიმალური სიჩქარე. (75) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ მანძილის გრაფიკი თანაბრად აჩქარებული მოძრაობისათვის არის ჰიპერბოლა

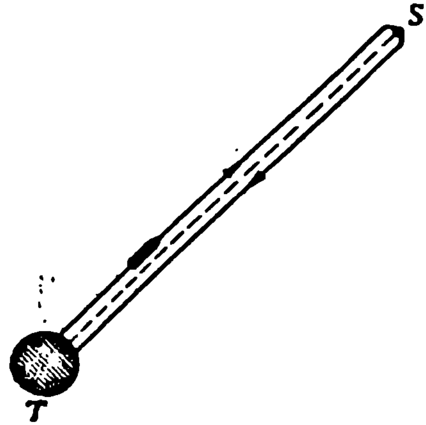


ნახ. 42.

და არა პარაბოლა, როგორც ეს არის კლასიკურ მექანიკაში. მხოლოდ მცირე დროებისათვის, როდესაც (75) ფორმულა შეიძლება (76) ფორმულით შეიცვალოს, ვღებულობთ პარაბოლას, როგორც გარკვეულ მიახლოებას.

16. კოსმოსური რაკეტის მოძრაობა ფარდობითობის თეორიის მიხედვით

თანაბრად აჩქარებული მოძრაობის საინტერესო მაგალითს წარმოადგენს კოსმოსური რაკეტის მოძრაობა. დავუშვათ, რომ დედამიწიდან რომელიმე ვარსკვლავისაკენ გაშვებულია კოსმოსური რაკეტა, რომლის მიზანია მიაღწიოს ვარსკვლავს და შემდეგ დაბრუნდეს დედამიწაზე. მივიღოთ სიმარტივისათვის, რომ გზის პირველ ნახევარს რაკეტა გადის აჩქარებულად. შემდეგ მოძრაობს შენელებულად, აღწევს ვარსკვლავს და შემდეგ ისეთივე მოძრაობით ბრუნდება დედამიწაზე (ნახ. 43).



ნახ. 43.

ვინაიდან მთელი მოგზაურობა შედგება ორი აჩქარებული და ორი შენელებული მოძრაობისაგან, რომელნიც სრულიად მსგავსი არის სიჩქარის ცვალებადობის თვალსაზრისით, საკმარისია განვიხილოთ მოგზაურობის მხოლოდ პირველი მეოთხედი — აჩქარებული მოძრაობა, რომლითაც რაკეტა გაივლის ვარსკვლავამდე მანძილის ნახევარს. დავუშვათ, ვარსკვლავამდე მანძილი არის 10 სინათლის წელიწადი, რაც იმას ნიშნავს, რომ ვარსკვლავიდან დედამიწამდე სინათლე მოდის 10 წლის განმავლობაში. ვინაიდან ერთი სინათლის წელიწადი არის დაახლოებით $9{,}5 \cdot 10^5$ კმ, მანძილი ვარსკვლავამდე იქნება

$$s = 9{,}5 \cdot 10^{12} \text{ კმ.}$$

დავუშვათ, რომ რაკეტა მოძრაობს აჩქარებით, რომელიც 10-ჯერ აღემატება სიმძიმის ძალის აჩქარებას. ვინაიდან უკანასკნელი არის დაახლოებით 10 მ/წმ^2, რაკეტის აჩქარებისათვის მივიღებთ

$$a_1 = 100 \text{ მ/წმ}^2 = 0{,}1 \text{ კმ/წმ}^2.$$

გამოვთვალოთ დრო, რომელიც დასჭირდება რაკეტას დედამიწაზე მყოფი დამკვირვებლისთვის, რომ გაიაროს მან-

ძილის ნახევარი. ვინაიდან გზის ამ ნახევარზე იგი თანაბრად აჩქარებულად მოძრაობს, მოძრაობის დრო გამოითვლება ფორმულით

$$t=\frac{c}{a_1}\sqrt{\left(1+\frac{a_1x}{c^2}\right)^2-1}, \quad (78)$$

რომელიც მიიღება (75) განტოლების ამოხსნით t-ს მიმართ. ვინაიდან $x=47{,}5\cdot10^{12}$ კმ, ხოლო $c=3\cdot10^5$ კმ/წმ, მივიღებთ $\frac{a_1x}{c^2}\approx55$. ამ მნიშვნელობის ჩასმა გვაძლევს

$$t\approx\frac{3\cdot10^5}{0{,}1}\cdot56=1{,}68\cdot10^8 \text{ წმ.}$$

ეს დაახლოებით 5 წელი და ორი თვეა. ცხადია, რომ მთელ გზას ვარსკვლავამდე რაკეტა გაივლის 10 წლის და 4 თვის განმავლობაში (ე.ი. ჩამორჩება სინათლის სხივს 4 თვით). ვინაიდან იგივე დრო დასჭირდება მის დაბრუნებას, მთელი მოგზაურობა 20 წელი და 8 თვე გაგრძელდება. ასეთია რაკეტის (კოსმონავტის) მოგზაურობის ხანგრძლივობა დედამიწაზე მყოფი დამკვირვებლისათვის.

გამოვარკვიოთ ახლა, თუ რა დროის განმავლობაში მოგზაურობს რაკეტა თვით რაკეტაში მყოფი დამკვირვებლისათვის. ცხადია, რომ ეს დრო არ იქნება იგივე, რაც დედამიწაზე მყოფი დამკვირვებლისათვის გასული დრო, რადგანაც, ფარდობითობის თეორიის თანახმად, საკუთარი დრო, ე.ი. დრო, რომელსაც გვიჩვენებს მოძრავ სხეულზე მყოფი საათი, ყოველთვის ნაკლებია, ვიდრე სხვა დამკვირვებლის დრო. ჩვენ ვიცით, რომ საკუთარი დრო შემდეგი ფორმულით არის დაკავშირებული იმ ათვლის სისტემის დროსთან, რომლის მიმართ სხეული υ სიჩქარით მოძრაობს:

$$d\tau = \sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}\,dt.$$

დროის სასრული შუალედისათვის მივიღებთ:

$$\tau = \int_0^t \sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}\,dt.$$

u-ს მნიშვნელობის ჩასმა და ინტეგრება მოგვცემს

$$\tau = \frac{c}{a_1}\ln\left(1+\frac{a_1 x}{c^2}+\frac{a_1 t}{c}\right). \qquad (79)$$

რიცხვითი მნიშვნელობების ჩასმა გვაძლევს

$$\tau = \frac{3\cdot 10^5}{0,1}\cdot \ln 112,$$

საიდანაც ვღებულობთ

$$\tau = 1,41\cdot 10^7 \text{ წმ},$$

რაც შეადგენს დაახლოებით 6 თვეს და 7 დღეს. მთელი მოგზაურობის ხანგრძლივობა კოსმონავტის თვალსაზრისით იქნება დაახლოებით 2 წელი და ერთი თვე. რასაკვირველია, ასეთი დიდი განსხვავება იმიტომ გამოვიდა, რომ რაკეტის აჩქარება ძალიან დიდი ავიღეთ, რაც დიდი სიჩქარის მიღწევას იწვევს. ადვილად შეიძლება გამოვითვალოთ, რომ მაქსიმალური სიჩქარე ძალიან ახლოსაა სინათლის სიჩქარესთან. ცხადია, რომ რაკეტის ასამოძრავებლად ასეთი დიდი სიჩქარით ძალიან დიდი ენერგიის დახარჯვა იქნება საჭირო, ამიტომ ასეთი სახის მოგზაურობის განხორციელება პრაქტიკულად შეუძლებელია.

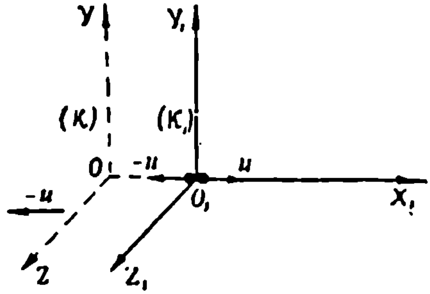
17. მასის დამოკიდებულება სიჩქარეზე (მასის გარდაქმნის ფორმულა)

ფარდობითობის თეორიით გამოწვეული ცვლილებანი არ შემოისაზღვრება მხოლოდ სივრცის და დროის ფარდობითობით. როგორც ახლა ვნახავთ, ფარდობითი აღმოჩნდება მასა, ძალა და ზოგიერთი სხვა დინამიკური სიდიდე. უკვე შეუძლებელი იქნება, მაგალითად, მივაწეროთ სხეულს გარკვეული მასა, თუ არ არის მითითებული, ათვლის რომელი სისტემის მიმართ განიხილება სხეული.

მასის ფარდობითობის დასამტკიცებლად ჩვენ დავემყარებით მოძრაობის რაოდენობის მუდმივობის კანონს ე.ი. მოვითხოვთ, რომ ფარდობითობის თეორიაშიც ისევე სამართლიანი იყოს ეს კანონი, როგორც კლასიკურ მექანიკაში. აქედან და სიჩქარეთა შეკრების აინშტაინის კანონიდან ჩვენ გამოვიყვანთ დასკვნას, რომ სხეულის მასა სიჩქარეზეა დამოკიდებული.

გავხვიხილოთ K_1 ინერციული სისტემა (ნახ. 44). ვთქვათ, ამ კოორდინატთა სისტემის სათავეში იმყოფება ტოლი მასის ორი მატერიალური ნაწილაკი, რომელთაც მხოლოდ OX ღერძის გასწვრივ შეუძლიათ მოძრაობა. დავუშვათ აგრეთვე, რომ რომელიღაც ნებისმიერ მომენტში, რაიმე ურთიერთქმედების გავლენით ეს ნაწილაკები ამოძრავდნენ ერთი მეორის საწინააღმდეგო მიმართულებით, u და $-u$ სიჩქარით.

ვთქვათ, ამ მოვლენას თვალყურს ადევნებს მეორე ინერციული დამკვირვებელი, რომელიც პირველი სისტემის მიმართ მოძრაობს $-u$ სიჩქარით, ე.ი. მარცხნივ მოძრავ ნაწილაკთან ერთად. ამ დამკვირვებლისათვის მარცხენა ნაწილაკი უძრავია, მარჯვენა კი მოძრაობს რაღაც v სიჩქარით, რომელიც გამოითვლება სიჩქარეთა შეკრების კანონით. ვინაიდან მარჯვენა ნაწილაკი K_1-ის მიმართ u სიჩქარით



ნახ. 44.

მოძრაობს და თვით ეს სისტემა იმავე u სიჩქარით მოძრაობს K-ს მიმართ, მარჯვენა ნაწილაკის სიჩქარე K-ს მიმართ იქნება

$$v=\frac{u+u}{1+\frac{u^2}{c^2}}=\frac{2u}{1+\frac{u^2}{c^2}}. \quad (80)$$

მაშასადამე, K დამკვირვებლისათვის მარცხენა ნაწილაკი უძრავია, მარჯვენა ნაწილაკი კი მოძრაობს v სიჩქარით. აღვნიშნოთ უძრავი ნაწილაკის მასა m_0-ით, v სიჩქარით მოძრავის კი m-ით (ვინაიდან ჩვენ არა ვართ დარწმუნებული, რომ სხეულის მასა არ არის დამოკიდებული სიჩქარეზე, უძრავი და მოძრავი ნაწილაკების მასებისათვის სხვადასხვა აღნიშვნები უნდა შემოვიღოთ).

K დამკვირვებლის თვალსაზრისით, K_1 სისტემის მიმართ ნაწილაკების მოძრაობის რაოდენობათა ჯამი მათ ამოძრავებამდე ნულის ტოლი იყო. მოძრაობის რაოდენობის მუდმივობის კანონის თანახმად იგი შემდეგშიც ნული უნდა დარჩეს. მაგრამ ამ დამკვირვებლის თვალსაზრისით მარცხენა, ე.ი. m_0 მასის მქონე ნაწილაკი K_1 სისტემის მიმართ $-u$ სიჩქარით მოძრაობს. ამიტომ მისი მოძრაობის რაოდენობა იქნება $-m_0u$. მარჯვენა ნაწილაკი K_1 სისტემის მიმართ

(მაგრამ K სისტემის თვალსაზრისით) მოძრაობს $\upsilon-u$ სიჩქარით, ვინაიდან K სისტემის მიმართ იგი მოძრაობს υ სიჩქარით, ხოლო იმავე K სისტემის მიმართ K_1 მოძრაობს u სიჩქარით (როდესაც ორივე სიჩქარე ერთი და იმავე (K) სისტემის თვალსაზრისითაა გაზომილი, მათი გარდაქმნა არ არის საჭირო). ამიტომ მისი მოძრაობის რაოდენობა K_1 სისტემის მიმართ, მაგრამ K-ს თვალსაზრისით, იქნება $m(\upsilon-u)$. რადგანაც მოძრაობის რაოდენობათა ჯამი ამოძრავების შემდეგაც ნული უნდა იყოს, მივიღებთ

$$m(\upsilon-u)-m_0u=0,$$

საიდანაც

$$\frac{m_0}{m}+1=\frac{\upsilon}{u}.$$

მაგრამ (80-ე) ფორმულიდან ადვილად მიიღება[5], რომ

$$u=\frac{c^2}{\upsilon}\left(1-\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}\right). \qquad (81)$$

წინა ფორმულაში ჩასმა მოგვცემს

$$\frac{m_0}{m}=\frac{\frac{\upsilon^2}{c^2}}{1-\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}-1=\frac{\frac{\upsilon^2}{c^2}-1+\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}{1-\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}},$$

საიდანაც ვღებულობთ:

---

[5] ადვილად შეიძლება დამტკიცდეს, რომ მეორე ფესვი (– ნიშნით ფესვის წინ) ფიზიკურად დაუშვებელია. როდესაც υ მიისწრაფის ნულისაკენ, $u-\upsilon$ ნულისკენ უნდა მიისწრაფოდეს.

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}. \quad (82)$$

მიღებული შედეგი გვიჩვენებს, რომ მოძრავი ნაწილაკის მასა განსხვავდება უძრავი ნაწილაკის მასისაგან, სახელდობრ, იგი მით უფრო მეტია, რაც უფრო მეტია სხეულის სიჩქარე. მასა ფარდობითი სიდიდეა, მისი მნიშვნელობა დამოკიდებულია იმაზე, თუ რომელ ათვლის სისტემაში განიხილება სხეული.

(82) ფორმულა გვიჩვენებს აგრეთვე, რომ სხეულის მასა უსასრულოდ იზრდება, როდესაც მისი სიჩქარე მიისწრაფის სინათლის სიჩქარისაკენ

$$m \to \infty, \text{ როდესაც } \upsilon \to c, \text{ თუ } m_0 \neq 0.$$

ნათელია, რომ არც ერთ სხეულს, რომელსაც უძრავ მდგომარეობაში ნულისაგან განსხვავებული მასა გააჩნია, არ შეუძლია მიაღწიოს სინათლის სიჩქარეს. სინათლის სიჩქარე წარმოადგენს ზღვრულ, მიუწვდომელ სიჩქარეს ყოველი სხეულისათვის, რომელსაც არანულოვანი უძრაობის მასა აქვს. ვინაიდან ჩვეულებრივ პირობებში სხეულების სიჩქარეები ძალიან მცირეა სინათლის სიჩქარესთან შედარებით, მათი მასის ცვალებადობა პრაქტიკულად შეუმჩნეველია. მხოლოდ დიდი სიჩქარით მოძრავი ნაწილაკებისათვის არის შესაძლებელი (82) ფორმულის შემოწმება. ასეთი სწრაფად მოძრავი ნაწილაკები – ელექტრონები, პროტონები და სხვა ელემენტარული ნაწილაკები – ფიზიკამ ბოლო წლებში საკმაოდ დაწვრილებით შეისწავლა და დაამტკიცა, რომ მათი მასა სწორედ ისეა დამოკიდებული სიჩქარეზე, როგორც ამას (82) ფორმულა უჩვენებს.

ქვემო ცხრილში მოყვანილია სხვადასხვა სიჩქარის ელექტრონებისათვის ექსპერიმენტულად გაზომილი (მეორე სვეტი) და (82) ფორმულით გამოთვლილი (მესამე სვეტი) მა-

სის მნიშვნელობათა შეფარდება უძრაობის მასასთან.

სიჩქარე კმ/წმ	$\frac{m_0}{m}$ ექსპერიმენტით	$\frac{m_0}{m}$ გამოთვლილი
189900	1,298	1.293
208000	1.404	1,343
224008	1,507	1,511

შედარება ნათლად გვიჩვენებს, რომ თეორიის შედეგები კარგად ემთხვევა ცდის შედეგებს. თანამედროვე ფიზიკის ექსპერიმენტული მონაცემები სავსებით ადასტურებს ფარდობითობის თეორიის ერთ-ერთ უმნიშვნელოვანეს შედეგს, რომ სხეულის მასა დამოკიდებულია მის სიჩქარეზე (82) ფორმულის თანახმად.

რედ. შენიშვნა: *მასის დამოკიდებულება მოძრაობის სიჩქარეზე არ უნდა გავიგოთ პირდაპირი მნიშვნელობით. ნაწილაკის მასა ეწოდება მის უძრაობის მასას, ხოლო მოძრავი ნაწილაკის მასას უწოდებენ რელატივისტურ მასას. ქვემოთ, ენერგიასა და მასას შორის კავშირიდან უკეთ გამოჩნდება მასის ფიზიკური შინაარსი ფარდობითობის თეორიაში.*

18. ფარდობითობის თეორიის მოძრაობის კანონი

ცვლილებანი, რომლებიც ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებმა შეიტანეს სივრცის, დროის და მასის შესახებ წარმოდგენებში, ცხადია, გავლენას მოახდენს მექანიკის ძირითად განტოლებებზე და, კერძოდ, მოძრაობის კანონზე. მასის ცვალებადობა სიჩქარის ცვლილებასთან ერთად საეჭვოდ ხდის ნიუტონის მეორე კანონის სისწორეს. ჩვენი

მიზანია გამოვარკვიოთ, თუ როგორ უნდა შეიცვალოს ეს კანონი ფარდობითობის თეორიის თანახმად.

განვიხილოთ ნაწილაკი, რომელიც მოძრაობს $\vec{\upsilon}$ სიჩქარით K ათვლის სისტემის მიმართ. ვთქვათ, საკმაოდ მცირე დროის განმავლობაში მასზე იმოქმედა $\vec{F}$ ძალამ და გაზარდა სიჩქარე $d\vec{\upsilon}$ სიდიდით, ე.ი. მიანიჭა $\vec{a}$ აჩქარება. როგორია კავშირი მოქმედ ძალას და მის მიერ გამოწვეულ სიჩქარის ცვლილებას შორის? ამის გამოსარკვევად გავიხსენოთ, რომ მცირე სიჩქარეების შემთხვევაში მართებული უნდა იყოს კლასიკური მექანიკის კანონები და კერძოდ ნიუტონის მეორე კანონი, რომლის თანახმად ძალა ტოლია მასის ნამრავლისა აჩქარებაზე. K სისტემისათვის შეიძლება ეს კანონი არ გამოდგეს, ვინაიდან მის მიმართ ნაწილაკი მოძრაობს სიჩქარით, რომელიც შეიძლება მცირე არ იყოს. მაგრამ ხომ შეგვიძლია ავიღოთ ახალი ინერციული სისტემა K_1, რომელიც K-ს მიმართ იმოძრავებს აგრეთვე $\vec{\upsilon}$ სიჩქარით და ამიტომ ნაწილაკი უძრავი იქნება მის მიმართ. ცხადია, რომ ასეთი სისტემისათვის ნიუტონის მეორე კანონი მართებული უნდა იყოს. თუ ნაწილაკის აჩქარებას K_1 სისტემის მიმართ აღვნიშნავთ a_1-ით, ხოლო ძალას $\vec{F}_1$-ით, მივიღებთ

$$\vec{F}_1 = m_0 \vec{a}_1. \quad (83)$$

უძრაობის მასა აღებულია იმიტომ, რომ, არჩევის თანახმად, ნაწილაკი აღებულ მომენტში უძრავია K_1 სისტემის მიმართ. სისტემების ღერძები ისე ავარჩიოთ, რომ ნაწილაკის სიჩქარე ძალის მოქმედების დაწყებამდე მიმართული იყოს OX-ის გასწვრივ. ამავე მიმართულებით იმოძრავებს, დროის მცირე შუალედში, K_1 სისტემა K სისტემის მიმართ. ცხადია, აგრეთვე, რომ, ვინაიდან ძალის მოქმედების დრო მცირეა, სიჩქარეები OY და OZ ღერძების მიმართ მცირე იქნება და მთავარი მდგენელი იქნება სიჩქარე OX ღერძის გასწვრივ.

(83) განტოლების ღერძებზე დაგეგმილება მოგვცემს:

$$F_{1x}=m_0a_{1x},\qquad F_{1y}=m_0a_{1y},\qquad F_{1z}=m_0a_{1z}.$$

მეორეს მხრივ, § 11-ის თანახმად, ჩვენი შემთხვევისათვის აჩქარების გარდაქმნის ფორმულები ასეთია:

$$a_x=\left(1-\frac{\upsilon^2}{c^2}\right)^{3/2}a_{1x},\qquad a_y=\left(1-\frac{\upsilon^2}{c^2}\right)a_{1y},\qquad a_z=\left(1-\frac{\upsilon^2}{c^2}\right)a_{1z}.$$

წინა ფორმულებში ჩასმა მოგვცემს:

$$F_{1x}=\frac{m_0}{\left(1-\frac{\upsilon^2}{c^2}\right)^{3/2}}\frac{du_x}{dt},\qquad F_{1y}=\frac{m_0}{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}\frac{du_y}{dt},\qquad F_{1z}=\frac{m_0}{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}\frac{du_z}{dt}.\qquad(84)$$

მაგრამ υ, ე.ი. ახალი ინერციული სისტემის სიჩქარე ძირითადის მიმართ იგივეა, რაც განსახილველი ნაწილაკის სიჩქარე: $\upsilon=u_x$ (u_y და u_z ძალიან მცირე სიდიდეებია, ვინაიდან სათანადო ღერძების გასწვრივ მოძრაობა მხოლოდ ახლა დაიწყო). ადვილად შეიძლება შემოწმდეს, რომ

$$\frac{m_0}{\left(1-\frac{u_x^2}{c^2}\right)^{3/2}}\frac{du_x}{dt}=\frac{d}{dt}\frac{m_0u_x}{\sqrt{1-\frac{u_x^2}{c^2}}}$$

და ამიტომ (84)-ის პირველი ფორმულა შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$F_{1x}=\frac{d}{dt}\frac{m_0u_x}{\sqrt{1-\frac{u_x^2}{c^2}}}\qquad(85)$$

ვინაიდან $\dfrac{m_0}{\sqrt{1-\frac{u_x^2}{c^2}}}=m$ არის მოძრაობის მასა, მივიღებთ

$$F_{1x}=\frac{d}{dt}(mu_x). \qquad (86)$$

მარჯვენა მხარეში მდგომი გამოსახულება არის OX ღერძის გასწვრივ მოძრაობის რაოდენობის წარმოებული დროით და განმარტების თანახმად წარმოადგენს ძალის x მდგენელს K სისტემაში, რომლის მიმართ ნაწილაკი $\vec{u}$ სიჩქარით მოძრაობს. ამიტომაც შეიძლება დავწეროთ

$$F_x=F_{1x}=\frac{d}{dt}(mu_x). \qquad (87)$$

(84)-ის მეორე ფორმულა შემდეგი სახით გადავწეროთ:

$$\sqrt{1-\frac{u_x^2}{c^2}}F_{1y}=\frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{u_x^2}{c^2}}}\frac{du_y}{dt}=\frac{d}{dt}\frac{m_0u_y}{\sqrt{1-\frac{u_x^2}{c^2}}}=\frac{d}{dt}(mu_y),$$

ვინაიდან OY ღერძის გასწვრივ მიმართული ძალა არ ცვლის სიჩქარეს OX ღერძის გასწვრივ და ამიტომ ამ ფორმულაში u_x შეიძლება მუდმივად ჩავთვალოთ. მარჯვენა მხარე არის OY ღერძის გასწვრივ მოძრაობის რაოდენობის წარმოებული დროით და ამიტომ წარმოადგენს ამ ღერძის გასწვრივ მოქმედ F_y ძალას K სისტემის მიმართ. ამიტომ გვექნება

$$F_y=\sqrt{1-\frac{u_x^2}{c^2}}F_{1y}=\frac{d}{dt}(mu_y). \qquad (88)$$

ასევე მივიღებთ განტოლებას OZ ღერძის გასწვრივ

$$F_z=\sqrt{1-\frac{u_x^2}{c^2}}F_{1z}=\frac{d}{dt}(mu_z). \qquad (89)$$

ეს ფორმულები, ერთის მხრივ, გვაძლევს რელატივისტური დინამიკის ძირითად განტოლებას

$$\vec{F} = \frac{d}{dt}(m\vec{u}), \qquad m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}; \tag{90}$$

მეორეს მხრივ კი წარმოადგენს ძალის მდგენელების გარდაქმნის ფორმულებს (u_x-ის მაგიერ ისევ დავუბრუნდეთ სიჩქარის აღნიშვნას υ-თი)

$$F_x = F_{1x}, \quad F_y = \sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}F_{1y}, \quad F_z = \sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}F_{1z}. \tag{91}$$

ფარდობითობის თეორიის მოძრაობის განტოლებას ისეთი სახე აქვს, როგორც სათანადო ფორმულას კლასიკურ მექანიკაში. განსხვავება იმაშია, რომ, მოძრაობის მასის ცვალებადობის გამო, არ შეიძლება მისი გატანა წარმოებულის ნიშნის გარეთ. ამიტომაც ფარდობითობის თეორიაში ძალა არ უდრის მასის ნამრავლს აჩქარებაზე, როგორც ეს გვქონდა კლასიკურ ფიზიკაში:

$$\vec{F} \neq m\frac{d\vec{u}}{dt}.$$

მაგრამ ძალაში რჩება მოძრაობის კანონის ნიუტონ-ისეული ჩამოყალიბება – ძალა უდრის მოძრაობის რაოდენობის ცვლილების სიჩქარეს (ცვლილების დროის ერთეულში). მიღებული ფორმულები გვიჩვენებს, რომ ძალა არ არის მიმართული აჩქარების გასწვრივ.

19. ენერგიისა და მასის პროპორციულობის კანონი

წინა პარაგრაფში მიღებული შედეგებიდან გამომდინარეობს ფარდობითობის თეორიის ერთ-ერთი უმნიშვნელოვანესი კანონი – მასის და ენერგიის პროპორციულობის კანონი.

ვიცით, რომ სხეულის ენერგიის ნაზრდი უდრის ამ სხეულზე მოქმედი ძალის მიერ შესრულებულ მუშაობას. თუ ენერგიის ცვლილებას ΔE-ით აღვნიშნავთ, მივიღებთ:

$$\Delta E = F \cdot \Delta s,$$

სადაც Δs არის სხეულის გადანაცვლება ძალის მიმართულების გასწვრივ. ძალის განსაზღვრის თანახმად შეიძლება დავწეროთ

$$\Delta E = \frac{\Delta(mv)}{\Delta t}\Delta s,$$

მაგრამ $\dfrac{\Delta s}{\Delta t}$ არის სხეულის მიერ დროის ერთეულში გავლილი მანძილი, ე.ი. სიჩქარე და ამიტომ ენერგიის ნაზრდისათვის მივიღებთ

$\Delta E = v\Delta(mv)$.

ენერგიის ნაზრდი უდრის სიჩქარის და მოძრაობის რაოდენობის ნაზრდის ნამრავლს.

გამოვიყენოთ ახლა მასის სიჩქარეზე დამოკიდებულების ფორმულა

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}},$$

საიდანაც ადვილად მივიღებთ

$$m^2 = \frac{m_0^2}{1 - \dfrac{v^2}{c^2}},$$

ან

$$c^2(m^2 - m_0^2) = m^2 v^2.$$

თუ mv მოძრაობის რაოდენობას p-თი აღვნიშნავთ, გვექნება

$$p^2 = c^2(m^2 - m_0^2). \quad (93)$$

ვთქვათ, სხეულის სიჩქარე გაიზარდა $\Delta\upsilon$-თი. ეს გამოიწვევს როგორც მასის, ისე იმპულსის გაზრდას. სათანადო ნაზრდები აღვნიშნოთ Δm-ით და Δp-თი. ამ ცვლილების შემდეგ მასა და იმპულსი იქნება $m + \Delta m$ და $p + \Delta p$. ამ სიდიდეებისათვის მართებული უნდა იყოს (93) ფორმულა და ამიტომ შეიძლება დავწეროთ

$$(p + \Delta p)^2 = c^2\left\{ (m + \Delta m)^2 - m_0^2 \right\},$$

ან გაშლის შემდეგ:

$$p^2 + 2p\Delta p + (\Delta p)^2 = c^2\left\{ m^2 + 2m\Delta m + (\Delta m)^2 - m_0^2 \right\}.$$

მაგრამ, თუ მასის და იმპულსის ცვლილებანი საკმაოდ მცირეა, მათი კვადრატები კიდევ უფრო მცირე იქნება და ამიტომ ისინი შეიძლება უგულებელვყოთ. მაშინ წინა განტოლება შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$p^2 + 2p\Delta p = c^2\left\{ m^2 + 2m\Delta m - m_0^2 \right\}. \quad (94)$$

თუ ამ განტოლებიდან გამოვაკლებთ (93) ფორმულას, მივიღებთ

$$2p\Delta p = 2c^2 m\Delta m.$$

ან

$$p\Delta p = mc^2\Delta m.$$

p-ს მნიშვნელობის ჩასმა და m-ზე შეკვეცა მოგვცემს

$$\upsilon(\Delta m\upsilon) = c^2\Delta m.$$

მაგრამ მარცხენა მხარეში მდგომი სიდიდე, (92) ფორმულის თანახმად, არის ენერგიის ნაზრდი. ამიტომ ენერგიის ცვლილებისათვის მივიღებთ:

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2,$$

საიდანაც

$$E=mc^2 \quad (95)$$

(ნებისმიერი მუდმივი ნულის ტოლად არის მიჩნეული). ეს ფორმულა გამოსახავს აინშტაინის ცნობილ კანონს ენერგიის და მასის პროპორციულობის შესახებ, რომელიც შემდეგნაირად ყალიბდება: ყოველი სხეულის სრული ენერგია ტოლია ამ სხეულის მასის და სინათლის სიჩქარის კვადრატის ნამრავლისა.

თუ სხეული უძრავია, მისი მასა იქნება m_0, ხოლო ენერგია $E_0=m_0c^2$. მას უძრაობის ენერგია ეწოდება. სხეულის მოძრაობაში მოყვანის შედეგად მისი მასა და ენერგია გაიზრდება და ამ ნაზრდისათვის მივიღებთ

$$E-E_0=(m-m_0)c^2. \quad (96)$$

ენერგია, რომელიც საჭიროა თავისუფალი უძრავი სხეულის მოძრაობაში მოსაყვანად, არის სწორედ კინეტიკური ენერგია, ამიტომ კინეტიკური ენერგია ფარდობითობის თეორიაში შემდეგი ფორმულით იქნება გამოსახული:

$$E_k=(m-m_0)c^2.$$

თუ ჩავსვამთ m-ის მნიშვნელობას, მივიღებთ

$$E_k=m_0c^2\left\{\left(1-\frac{\upsilon^2}{c^2}\right)^{-1/2}-1\right\}. \quad (97)$$

პირველი შეხედვით, ეს გამოსახულება სრულებით არ ჰგავს კინეტიკური ენერგიის კლასიკურ ფორმულას $\frac{m_0\upsilon^2}{2}$, მაგრამ ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ როდესაც სხეულის სიჩქარე მცირეა სინათლის სიჩქარესთან შედარებით, (97) ფორმულა კლასიკურ ფორმულაში გადადის.

მართლაც, თუ $\upsilon << c$ გამოსახულება

$$\left(1-\frac{\upsilon^2}{c^2}\right)^{-1/2}$$

შეიძლება დავშალოთ ნიუტონის ბინომის ფორმულით და შემოვისაზღვროთ პირველი ორი წევრით:

$$\left(1-\frac{\upsilon^2}{c^2}\right)^{-1/2}\approx 1+\frac{\upsilon^2}{2c^2}.$$

კინეტიკური ენერგიის ფორმულაში ჩასმა მოგვცემს

$$E_k \approx \frac{m_0\upsilon^2}{2},$$

ე.ი. კინეტიკური ენერგიის კლასიკურ ფორმულას.

მასისა და ენერგიის პროპორციულობის კანონი სავსებით ახალ კავშირს ამყარებს მასასა და ენერგიას შორის. მართალია, კლასიკური ფიზიკის მიხედვითაც მასას და ენერგიას შორის გარკვეული კავშირი არსებობს, მაგრამ არა ისეთი ღრმა, როგორც ამას ფარდობითობის თეორია გვიჩვენებს. კლასიკურ ფიზიკაში სავსებით შესაძლებელი იყო, რომ სხეულს ჰქონოდა დიდი მასა, მაგრამ არ ჰქონოდა დიდი ენერგია. შეიძლება სხეულის ენერგია შეცვლილიყო, მაგრამ ეს სრულებითაც არ იწვევდა მისი მასის შეცვლას. სხეულის მასა ითვლებოდა აბსოლუტურად მუდმივ სიდიდედ, რომელიც მხოლოდ იმ შემთხვევაში შეიძლებოდა შეცვლილიყო, თუ სხეულს ჩამოვაშორებდით ან დავუმატებდით ნივთიერების ნაწილს.

ფარდობითობის თეორიის მიხედვით მასას და ენერგიას შორის გაცილებით უფრო ღრმა კავშირია. ენერგია მასის პირდაპირპროპორციულია და, ვინაიდან პროპორციულობის კოეფიციენტი (c^2) აბსოლუტურად უცვლელი, ე.ი. უნივერსალური მუდმივაა, ენერგიის ყოველი შეცვლა იწვევს მასის პროპორციულ შეცვლას. თუ სხეულს მივანიჭებთ

ენერგიას, მისი მასა შემდეგი სიდიდით გაიზრდება

$$\Delta m = \frac{E}{c^2}. \qquad (98)$$

ამიტომაც არის, რომ ფარდობითობის თეორიამ გააერთიანა კლასიკური ფიზიკის მუდმივობის ორი კანონი: მასის და ენერგიის მუდმივობის კანონები. უკვე აღარ არის საჭირო მათი ცალ-ცალკე ჩამოყალიბება, ვინაიდან განმხოლოებული სისტემის ენერგიის მუდმივობა უკვე გულისხმობს მასის მუდმივობას და პირიქით.

სინათლის სიჩქარის დიდი რიცხვითი მნიშვნელობის გამო, ჩვეულებრივი სხეულების სათანადო ენერგიები ძალიან დიდი სიდიდით გამოისახება. გამოვითვალოთ, მაგალითად, ენერგია, რომელიც აქვს ერთი გრამი მასის მქონე სხეულს. ვინაიდან ერთეულთა აბსოლუტურ სისტემაში $c=3\cdot10^{10}$ სმ/წმ, ენერგიისათვის მივიღებთ

$$E = 1\,\text{გ}\cdot 9\cdot 10^{20}\,\text{სმ}^2/\text{წმ} = 9\cdot 10^{20}\,\text{ერგი}.$$

ან, თუ გადავალთ ჯოულებზე:

$$E = 9\cdot 10^{13}\ \text{ჯოულს},$$

ე.ი. 90 ათას მილიარდ ჯოულს. კიდევ უფრო თვალსაჩინო იქნება ამ ენერგიის სიდიდე, თუ მას გამოვსახავთ კილოვატ-საათებით — იგი დაახლოებით 25 მილიონი კილოვატ-საათის ტოლია. ასეთი ენერგია რომ გამოიმუშაოს, მაგალითად, ერთ-ერთმა უდიდესმა კუიბიშევის ჰიდროსადგურმა ნახევარი დღე-ღამე უნდა იმუშაოს.

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, სხეულისადმი ენერგიის მინიჭება იწვევს მისი მასის გადიდებას, მაგრამ ჩვეულებრივ პირობებში, ენერგია, რომელსაც ვანიჭებთ სხეულებს, იმდენად მცირეა, რომ მასის სათანადო ცვლილება პრაქტიკულად შეუმჩნეველია. მაგალითად, თუ ჩვენ გავათბობთ ერთ ტონა წყალს 0°-დან 100°-მდე, მისი მასა გაიზრდება 0,0000047 მგ-ით.

ენერგიის ცვლილებით გამოწვეული მასის ცვლილება შესამჩნევია მხოლოდ ატომების ბირთვებისათვის და სწორედ მათთვის იყო ზუსტად შემოწმებული აინშტაინის კანონი მასის და ენერგიის პროპორციულობის შესახებ. ცნობილია, რომ ატომების ბირთვები პროტონებისა და ნეიტრონებისაგან შედგება. მაგალითად, ჰელიუმის ატომის ბირთვი შედგება ორი პროტონისა და ნეიტრონისაგან. ვინაიდან პროტონის მასა არის $m_p = 1{,}00813$, ხოლო ნეიტრონისა – $m_n = 1\ ,00897$ (ერთეულად მიღებული მასის ატომური ერთეული – ნახშირბადის C^{12} იზოტოპის ატომის მასის ერთი მეთორმეტედი ნაწილი, რომელიც უდრის $1{,}16 \cdot 10^{-24}$ გრამს), ჰელიუმის ატომის ბირთვის მასა უნდა იყოს

$$m_{He} = 2 \cdot 1{,}00813 + 2 \cdot 1{,}00897 = 4{,}034.$$

მაგრამ გაზომვები გვიჩვენებს, რომ ჰელიუმის ბირთვის მასა ფაქტიურად არის 4,00389, ე.ი. ნაკლები, ვიდრე 2 პროტონის და 2 ნეიტრონის მასების ჯამი. როგორც ვხედავთ, 2 პროტონის და 2 ნეიტრონის ერთ მთლიან მდგრად სისტემაში გაერთიანებისას მასა შემცირდა 0,03031 ატომური ერთეულით. ეს, პირველი შეხედვით, სრულიად გაუგებარი შედეგი, რომ მთლიანი სისტემის მასა ნაკლებია, ვიდრე შემადგენელ ნაწილაკთა მასების ჯამი, გასაგები ხდება, თუ მივაქცევთ ყურადღებას იმ გარემოებას, რომ ორი პროტონისა და ორი ნეიტრონისაგან ჰელიუმის ბირთვის შექმნისას (საზოგადოდ, ყოველი მდგრადი სისტემის შექმნისას) გამოიყოფა ენერგიის გარკვეული რაოდენობა. (*ნათელია, რომ აქ ლაპარაკია უძრაობის მასებზე,* **რედ. შენიშვნა**) ამის გამო სისტემის ენერგია მცირდება, რაც აინშტაინის კანონის თანახმად, იწვევს მასის სათანადოდ შემცირებას. ჰელიუმის ბირთვის შემთხვევაში ადვილად შეიძლება გამოვითვალოთ გამოყოფილი ენერგიის რაოდენობა. ვინაიდან მასა შემცირდა 0,03031 ატომური

ერთეულით, ე.ი. $0,5\cdot10^{-24}$ გრამით, ენერგიის სათანადო შემცირება იქნება

$$\Delta E = c^2\cdot0,5\cdot10^{-24}\text{ გ} = 4\cdot5\cdot10^{-4}\text{ ერგი.}$$

პირველი შეხედვით, ეს ძალიან მცირე ენერგიაა (ერგის რამდენიმე მეათიათასედი), მაგრამ არ უნდა დაგვავიწყდეს, რომ ეს ენერგია გამოიყოფა ჰელიუმის ერთი ბირთვის შექმნისას. შესაძლებელი რომ იყოს ასეთი პროცესით 1 გრამი ჰელიუმის შექმნა, გამოიყოფოდა ენერგიის გრანდიოზული რაოდენობა

$$\Delta E = c^2\cdot0,5\cdot10^{-24}\text{ გ} = 4,5\cdot10^{-4}\cdot1,5\cdot10^{23} = 6,75\cdot10^{19}\text{ ერგი} = 6,75\cdot10^{12}\text{ ჯოული},$$

ე.ი. რამდენიმე ათასი მილიარდი ჯოული (ჰელიუმის ერთი გრამი შეიცავს დაახლოებით $1,5\cdot10^{23}$ ატომს). მხოლოდ მასის და ენერგიის პროპორციულობის კანონმა ახსნა ის მნიშვნელოვანი ფაქტი, რომ უმრავლესი ატომის ბირთვების მასები ნაკლებია, ვიდრე შემადგენელ ნაწილაკთა მასების ჯამი. ცხადია, რომ რაც უფრო მეტად მცირდება მასა ბირთვის შექმნისას, მით უფრო მეტი ენერგია იქნება გამოყოფილი და, სათანადოდ, მით უფრო მეტი ენერგია უნდა დაიხარჯოს ბირთვის დასაშლელად. მაშასადამე, რაც უფრო მეტია მასის შემცირება, მით უფრო მდგრადი იქნება ბირთვი. ამიტომაც არის, რომ ატომის ბირთვის მდგრადობას ზომავენ შემადგენელი ნაწილაკების მასების ჯამისა და ბირთვის მასის სხვაობით, ე.წ. მას-დეფექტით. თუ ეს მას-დეფექტი გამოსახულია გრამებით, მისი გამრავლებით c^2-ზე მივიღებთ ენერგიის მნიშვნელობას, რომელიც საჭიროა ბირთვის მთლიანად დასაშლელად მის შემადგენელ ნაწილებად.

ფარდობითობის თეორიის ფორმულა სხეულის ენერგიისათვის ხშირად ხელსაყრელია შემდეგი სახით დაიწეროს:

$$E = m_0c^2 + E_k,$$

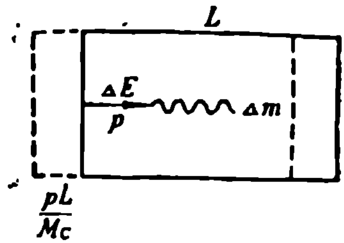
სადაც m_0c^2 არის უძრავი სხეულის ენერგია, ხოლო E_k კი-

ნეტიკური ენერგია. ენერგიის მუდმივობის კანონის თანახმად, თუ სხეული იზოლირებულია, მისი სრული ენერგია მუდმივია, მაგრამ ეს არ ნიშნავს იმას, რომ არ შეიძლება შეიცვალოს მისი უძრაობის ენერგია. ბუნებაში მიმდინარეობს პროცესები, როდესაც სხეულის უძრაობის ენერგია (და მაშასადამე, უძრაობის მასაც) კლებულობს და სწორედ ეს პროცესები ყველაზე უფრო მნიშვნელოვანია მატერიაში არსებული ენერგიის გამოვლინების თვალსაზრისით. ფარდობითობის თეორიამ დაამტკიცა, რომ აქამდე ჩვენ ვიცნობდით მატერიაში მყოფი ენერგიის მხოლოდ მცირე ნაწილს (კინეტიკური, პოტენციალური, ქიმიური, ელექტრომაგნიტური და სხვ.). გაცილებით უფრო მეტია ენერგიის ის მარაგი, რომელიც უძრაობის ენერგიას წარმოადგენს. ამ შინაგანი, უძრაობის ენერგიის გამოყოფის და მოძრაობის ენერგიად მისი გარდაქმნის შესაძლებლობა ფარდობითობის თეორიის ყველაზე უფრო ღირსშესანიშნავი შედეგია. ბირთვული ენერგიის პრაქტიკული გამოყენების შესაძლებლობა, როგორც მშვიდობიანი, ასევე სამხედრო მიზნებისათვის წარმოადგენს მასის და ენერგიის პროპორციულობის გამოყენების ბრწყინვალე მაგალითს.

ენერგიის და მასის პროპორციულობა შეიძლება დადგენილ იქნას შემდეგი მსჯელობითაც (ამ მსჯელობის ძირითადი იდეა ეკუთვნის აინშტაინს და ბორნს). ელექტრომაგნიტური ველის თეორიიდან ცნობილია, რომ ყოველ გამოსხივებას თან მიაქვს იმპულსი, რომელიც დაკავშირებულია გამოსხივებული ენერგიის რაოდენობასთან შემდეგი დამოკიდებულებით:

$$p = \frac{\Delta E}{c}, \qquad (99)$$

სადაც ΔE არის გამოსხივებული ენერგია, ხოლო p – სათანადო იმპულსი. განვიხილოთ L სიგრძის ყუთი, რომლის მარცხენა გვერდიდან მარჯვენა გვერდისკენ ხდება ΔE ენერგიის გამოსხივება (ნახ.45).



ნახ. 45.

ვინაიდან ამ გამოსხივებას თან მიაქვს იმპულსი, მუდმივობის კანონის თანახმად, ისეთივე სიდიდის, მაგრამ საწინააღმდეგო მიმართულების იმპულსი უნდა მიიღოს ყუთის მარცხენა კედელმა. ცხადია, რომ ეს იმპულსი გამოიწვევს ყუთის და, მაშასადამე, მისი ინერციის ცენტრის გადანაცვლებას მარცხნივ. მაგრამ განმხოლოებულ სისტემაში ინერციის ცენტრი არ შეიძლება ამოძრავდეს შინაგანი ძალების გავლენით, ამიტომ, თუ ყუთის მასამ გადაინაცვლა მარცხნივ, უნდა იყოს მეორე მასა, რომელიც გადაინაცვლებს მარჯვნივ. ერთადერთი ნაწილი სისტემისა, რომელიც მოძრაობს მარჯვნივ, არის გამოსხივება. ამიტომ ჩვენ იძულებული ვართ მივაწეროთ ამ გამოსხივებას გარკვეული მასა. აღვნიშნოთ იგი Δm-ით. მაშასადამე, ΔE ენერგიასთან ერთად გამოსხივებას თან მოაქვს Δm მასა. ეს მასა ინაცვლებს L მანძილით (მარცხენა კედლიდან მარჯვენა კედლამდე). მეორეს მხრივ, ყუთი, რომლის მასას ჩვენ M-ით აღვნიშნავთ, მისთვის მინიჭებული იმპულსის გავლენით გადაინაცვლებს შემდეგი მანძილით

$$\frac{-p}{M}\tau,$$

სადაც τ არის ერთი კედლიდან მეორე კედლამდე გამოსხივების გავრცელების დრო. ვინაიდან გამოსხივება c სიჩქარით ვრცელდება, τ-სათვის მივიღებთ

$$\tau = \frac{L}{c}.$$

მაშასადამე, პროცესის განმავლობაში, Δm მასამ გადაინაცვლა L მანძილით, ხოლო M მასამ (ყუთმა) გადაინაცვლა $\frac{pL}{Mc}$ მანძილით. იმისათვის, რომ საერთო ინერციის ცენტრი უძრავი დარჩეს, უნდა შესრულდეს პირობა

$$\Delta m \cdot L = M \cdot \frac{pL}{Mc},$$

ე.ი.

$$\Delta m = \frac{p}{c}.$$

მაგრამ (99) ფორმულის თანახმად $p = \Delta E / c$, საიდანაც საბოლოოდ ვღებულობთ

$$\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2},$$

ე.ი. უკვე ცნობილ კავშირს ენერგიასა და მასას შორის.

მოყვანილი მსჯელობისას ყურადღება უნდა მიექცეს ერთ გარემოებას. ჩვენ დავუშვით, რომ იმპულსის მიღებისთანავე მთელი ყუთი ერთდროულად ამოძრავდა, მაგრამ, ფარდობითობის თეორიის თანახმად, მოქმედება, მიღებული სხეულის ერთ ნაწილზე (ჩვენს შემთხვევაში, ყუთის მარცხენა კედელზე), არ შეიძლება მაშინვე გადაეცეს სხვა ნაწილებს, ვინაიდან არც ერთი მოქმედების გადაცემის სიჩქარე არ შეიძლება აღემატებოდეს სინათლის სიჩქარეს. მაგრამ უფრო დაწვრილებითი მსჯელობა, რომელიც მხედველობაში იღებს დრეკადი ტალღის გავრცელებას ყუთის კედლებში და რომელსაც ჩვენ აქ არ მოვიყვანთ, გვიჩვენებს, რომ საბოლოო შედეგი ისეთივეა, როგორიც ჩვენ ზემოთ მივიღეთ.

დასასრულ, შევეხოთ ელექტრომაგნიტური ველის მასის და ენერგიის საკითხს. ელექტრომაგნიტური ველი წარმოადგენს განსაკუთრებული სახის მატერიას, რომელსაც, ისევე, როგორც მატერიის სხვა სახეებსაც, ახასიათებს ტალღური და კორპუსკულური ბუნება. იგი შეიძლება წარმოდგენილ იქნას სინათლის სიჩქარით მოძრავი ნაწილაკების (ფოტონების) სახით. ის გარემოება, რომ ფოტონები სინათლის სიჩქარით მოძრაობს, შეიძლება პირველი შეხედვით უცნაური გვეჩვენოს, ვინაიდან ზემოთ ჩვენ დავადგინეთ, რომ არც ერთ სხეულს არ შეუძლია მოძრაობა სინათლის სიჩქარით, რადგანაც ამ შემთხვევაში, მასის ფორმულის თანახმად,

$$m = m_0\left(1-\frac{\upsilon^2}{c^2}\right)^{-1/2} \qquad \upsilon \to c.$$

მისი m მასა უსასრულოდ დიდი იქნებოდა. მაგრამ ფაქტია, რომ ფოტონები მოძრაობს სინათლის სიჩქარით. ვინაიდან, კვანტური თეორიის თანახმად, ფოტონის ენერგია სასრულია და გამოისახებთ ფორმულით

$$E = \hbar\omega, \qquad (100)$$

სადაც $\hbar$ პლანკის მუდმივაა, ფარდობითობის თეორიის თანახმად, მისი მასისათვის მივიღებთ

$$m = \frac{\hbar\omega}{c^2}, \qquad (101)$$

ე.ი. სასრულ სიდიდეს. გადავწეროთ მასის ფორმულა შემდეგი სახით:

$$\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}\,m = m_0.$$

ვინაიდან ფოტონისათვის $m = \hbar\omega / c^2$ სასრული სიდიდეა, ხოლო სიჩქარე სინათლის სიჩქარის ტოლია: $\upsilon = c$, მივიღებთ,

რომ

$$m_0 = 0.$$

მაშასადამე, ფოტონს უძრაობის მასა არა აქვს. ის მხოლოდ მოძრაობის მდგომარეობაში შეიძლება არსებობდეს და ამიტომ მას მხოლოდ მოძრაობის მასა და ენერგია აქვს. ფოტონის გაჩერება ნიშნავს მის მოსპობას და მისი მთელი მასის და ენერგიის გადაცემას იმ სხეულისათვის, რომელიც მას შთანთქავს.

თანამედროვე ფიზიკამ აღმოაჩინა ფრიად საინტერესო და მნიშვნელოვანი მოვლენა უძრაობის მასის მქონე ჩვეულებრივი ნივთიერების გარდაქმნისა უძრაობის მასის არმქონე ელექტრომაგნიტურ ველად. აღმოჩნდა, რომ უარყოფითად დამუხტული ელექტრონის გარდა არსებობს დადებითად დამუხტული მისი მსგავსი ნაწილაკი – პოზიტრონი, რომელიც განსხვავდება ელექტრონისაგან მხოლოდ მუხტის ნიშნით. როდესაც ელექტრონი და პოზიტრონი ეჯახება ერთმანეთს, ორივე ისპობა და მათ მაგიერ ჩნდება ორი ფოტონი. ვინაიდან ელექტრონს და პოზიტრონს ერთნაირი უძრაობის მასები აქვს, თითოეული მათგანის ენერგია დაჯახებამდე იქნება m_0c^2 (ნელად მოძრავი ნაწილაკისათვის მოძრაობის ენერგია შეიძლება უგულებელვყოთ). თუ დაჯახების შემდეგ გაჩნდა ω სიხშირის ორი ფოტონი, ყოველ მათგანს ექნება $\hbar\omega$ ენერგია. ენერგიის მუდმივობის კანონის თანახმად მივიღებთ

$$2m_0c^2 = 2\hbar\omega,$$

ე.ი.

$$m_0c^2 = \hbar\omega.$$

აქედან შეიძლება გამოვითვალოთ წარმოშობილი კვანტების სიხშირე. ამ პროცესში უძრაობის მასის მქონე ნაწილაკები (ელექტრონი და პოზიტრონი) გარდაიქმნება უძ-

რაობის მასის არმქონე ნაწილაკებად (ფოტონებად). შესაძლებელია აგრეთვე შებრუნებული პროცესი – საკმარისად დიდი ენერგიის (და, მაშასადამე, დიდი სიხშირის) მქონე ფოტონების გარდაქმნა პოზიტრონად და ელექტრონად.

მასის და ენერგიის პროპორციულობის კანონიდან ხშირად სრულიად უმართებულო დასკვნები გამოჰყავთ. ამბობენ, მაგალითად, რომ ეს კანონი ნიშნავს მასის გადასვლას ენერგიაში, ან რაც კიდევ უფრო მეტად დაუშვებელია, მატერიის გადასვლას ენერგიაში.

ცხადია, რომ პროპორციულობის კანონის ასეთი გაგება სრულიად არ გამომდინარეობს მისი შინაარსიდან. ეს კანონი რომ მასის ენერგიაში გადასვლას გამოსახავდეს, მისგან უნდა გამომდინარეობდეს, რომ მასის შემცირებას თან უნდა ახლავდეს ენერგიის გადიდება; მაგრამ კანონი გვეუბნება: თუ სხეულის მასა შემცირდა, მისი ენერგიაც უნდა შემცირდეს და პირიქით. მაგალითად, ზემოთ აღწერილ პროცესში ორი პროტონის და ორი ნეიტრონის მიერ ჰელიუმის ბირთვის შექმნისა, ამ პროცესისას მასის შემცირება და ენერგიის გამოყოფა ისე უნდა გავიგოთ, რომ სისტემამ დაკარგა მასა და მასთან ერთად დაკარგა ენერგიაც. ეს დაკარგული მასა და ენერგია გარეშე სხეულებს ან ელექტრომაგნიტურ ველს გადაეცემა. კიდევ უფრო დაუშვებელია ამ კანონის გაგება, როგორც მატერიის ენერგიაში გადასვლის შესაძლებლობა, მატერია ობიექტურად არსებული რეალობაა (სუბსტანციაა), ენერგია კი – მისი ერთ-ერთი თვისების დამახასიათებელი სიდიდე და, რასაკვირველია, ყოვლად შეუძლებელია მატერიის გადასვლა მის ერთ-ერთ თვისებაში (ატრიბუტში).

V თავი
ფარდობითობის სპეციალური თეორიის ელექტროდინამიკა

20. შესავალი

II თავში ვნახეთ, რომ ელექტროდინამიკის განტოლებები არ არის ინვარიანტული გალილეის გარდაქმნების მიმართ და სწორედ ეს იყო იმის მიზეზი, რომ წარმოიშვა წინააღმდეგობა კლასიკურ მექანიკას, ელექტროდინამიკასა და ცდებს შორის. ჩვენ იქვე აღვნიშნეთ, რომ ზოგიერთი ელექტროდინამიკური და, მაშასადამე, ოპტიკური მოვლენების ახსნა გალილეის გარდაქმნის ფორმულების გამოყენებით შეუძლებელია. ამიტომაც საჭიროა ელექტროდინამიკის განხილვა ლორენცის გარდაქმნების თვალსაზრისით და სათანადო შესწორების შეტანა შედეგებში. ჩვენ ვნახავთ, რომ საჭირო გახდა ზოგიერთი ელექტროდინამიკური შედეგების დაზუსტება, რაც მოსპობს კლასიკურ ელექტროდინამიკაში არსებულ შეუსაბამობებს. კლასიკური ელექტროდინამიკის განხილვისას უკვე აღვნიშნეთ, თუ რა ხასიათისაა ეს შეუსაბამობანი: 1) ჯერ ერთი, ელექტრული და მაგნიტური ველების დაძაბულობის გარდაქმნის ფორმულები (§ 7), გამოყვანილი გალილეის გარდაქმნის ფორმულების თანახმად, ეწინააღმდეგება ერთმანეთს; 2) სინათლის სიჩქარე იცვლება, როდესაც ერთი ინერციული სისტემიდან გადავდივართ მეორეზე; 3) ერთი და იგივე მოვლენის (დენის გაჩენა მაგნიტური ველის გავლენით) აღწერა არ არის სიმეტრიული სხვადასხვა ინერციული ათვლის სისტემის თვალსაზრისით; 4) გაუგებარია ფიზოს ცდის შედეგი, რომელიც გარკვეულად ეწინააღმდეგება გალილეის გარდაქმნის ფორმულებს; 5) ასახსნელია დოპლერის ეფექტი და აბერაციის მოვლენა (§ 8) და დასასრულ, 6) ასახსნელია მაიკელსონის ცდის შედეგი.

21. ელექტრული და მაგნიტური ველების დაძაბულობათა გარდაქმნის ფორმულები

§ 7-ში ჩვენ დავწერეთ ამ სიდიდეების გარდაქმნის ფორმულები კლასიკური ფიზიკის თანახმად და გამოვარკვიეთ, რომ ისინი ეწინააღმდეგება ერთმანეთს. მიზეზი ის არის, რომ მხედველობაში არ იყო მიღებული შემდეგი გარემოება: ლორენცის გარდაქმნების თანახმად, ძალა არ არის ინვარიანტული და მისი მდგენელები შემდეგი ფორმულების მიხედვით გარდაიქმნება:

$$F_x = F_{1x},$$

$$F_y = \sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}F_{1y},$$

$$F_z = \sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}F_{1z}.$$

თუ მივიღებთ მხედველობაში $\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}$ მამრავლს, § 7-ის გარდაქმნის ფორმულები ასე უნდა დაიწეროს:

$$E_{1x} = E_x, \qquad H_{1x} = H_x,$$

$$E_{1y} = \frac{E_y - \frac{\upsilon}{c}H_z}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}, \qquad H_{1y} = \frac{H_y + \frac{\upsilon}{c}E_z}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}},$$

$$E_{1z} = \frac{E_z + \frac{\upsilon}{c}H_y}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}, \qquad H_{1z} = \frac{H_z - \frac{\upsilon}{c}E_y}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}. \qquad (102)$$

$\left(1-\frac{\upsilon^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ მამრავლის შეტანა § 7-ის ფორმულებში სრულიად სპობს იმ წინააღმდეგობას, რომელიც ჩვენ მაშინ აღმოვაჩინეთ. ზემოთ მოყვანილი ფორმულების ამოხსნით ადვილად შეიძლება დავადგინოთ, რომ შებრუნებული გარდაქმნის ფორმულები შემდეგი სახისა იქნება:

$$E_x = E_{1x}, \qquad H_x = H_{1x},$$

$$E_y = \frac{E_y + \frac{\upsilon}{c}H_{1z}}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}, \qquad H_y = \frac{H_{1y} - \frac{\upsilon}{c}E_{1z}}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}},$$

$$E_z = \frac{E_{1z} - \frac{\upsilon}{c}H_{1y}}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}, \qquad H_z = \frac{H_{1z} + \frac{\upsilon}{c}E_{1y}}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}. \qquad (102')$$

ცხადია, რომ ისინი მიიღება (102) ფორმულებიდან. ამიტომაც ეს ფორმულები სავსებით ეთანხმება ერთმანეთს და ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებს.

22. სინათლის სიჩქარის ინვარიანტობა ლორენცის გარდაქმნების მიმართ

დავამტკიცოთ, რომ სინათლის სიჩქარე ინვარიანტულია ლორენცის გარდაქმნების მიმართ. ვთქვათ, K სისტემის სათავიდან OX ღერძის გასწვრივ გავრცელდა სინათლის სხივი c სიჩქარით. თუ სინათლე გამოსულია O სათავიდან საწყის $t=0$ მომენტში, t დროის შემდეგ იგი გაივლის

$$x=ct \quad (103)$$

მანძილს. როგორი იქნება ამ სხივის გავრცელების კანონი K_1 სისტემაში, რომელიც OX ღერძის გასწვრივ მოძრაობს c სიჩქარით? ჩვენ რომ გამოგვეყენებინა გალილეის გარდაქმნის ფორმულები, მივიღებდით

$$x_1 = (c - \upsilon)t_1,$$

ე.ი. სინათლის სიჩქარე იქნებოდა $c - \upsilon$.

ვნახოთ ახლა, რა შედეგს მივიღებთ ლორენცის გარდაქმნების საშუალებით. ამ გარდაქმნების თანახმად

$$x = \frac{x_1 + \upsilon t_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}, \qquad t = \frac{t_1 + \frac{\upsilon}{c^2}x_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}.$$

(103) ფორმულაში ჩასმა მოგვცემს

$$x_1 + \upsilon t_1 = c\left(t_1 + \frac{\upsilon}{c^2}x_1\right),$$

ან

$$x_1\left(1 - \frac{\upsilon}{c}\right) = ct_1\left(1 - \frac{\upsilon}{c}\right),$$

$$x_1 = ct_1. \qquad (104)$$

როგორც ვხედავთ, სინათლის სხივი ისეთივე c სიჩქარით ვრცელდება K_1 სისტემის მიმართ, როგორც K-ს მიმართ. ასეთივე შედეგს მივიღებთ, თუ განვიხილავთ სინათლის სხივის გავრცელებას OX ღერძის საწინააღმდეგოდ.

მიღებული შედეგი სავსებით გასაგებია, რადგანაც თვით ლორენცის გარდაქმნის ფორმულები მიღებული იყო იმ ძირითადი დაშვებით, რომ სინათლის სიჩქარე არ არის დამოკიდებული წყაროს სიჩქარეზე და ეს დაშვება ფარდობითობის პრინციპთან ერთად გვაძლევს სინათლის სიჩქარის ინვარიანტობას.

23. ფიზოს ცდის შედეგის ახსნა

ფიზოს ცდაში იზომება სინათლის სიჩქარე მოძრავ ნივთიერებაში (კერძოდ, წყალში). ცნობილია, რომ უძრავ წყალში, ე.ი. წყლის მიმართ უძრავ ათვლის სისტემაში სინათლის სიჩქარე არის c/n თუ ამ სისტემას K_1 სისტემად ავირჩევთ, გვექნება

$$u_{1x} = \frac{c}{n}.$$

თვით ეს K_1 სისტემა მოძრაობს υ სიჩქარით K სისტემის მიმართ და ამიტომ სიჩქარეთა შეკრების კანონის თანახმად, სინათლის სიჩქარე K-ს მიმართ იქნება

$$u_x = \frac{c/n + \upsilon}{1 + \frac{c\upsilon}{nc^2}}. \qquad (105)$$

ვინაიდან υ/c მცირე სიდიდეა, შეიძლება გამოვიყენოთ მიახლოებითი ფორმულა

$$\frac{1}{1 + \frac{c\upsilon}{nc^2}} \approx 1 - \frac{\upsilon}{nc}.$$

წინა ფორმულაში ჩასმა და υ/c სიდიდის ისევ უგულებელყოფა მოგვცემს

$$u_x = c/n + \upsilon\left(1 - \frac{1}{n^2}\right). \qquad (106)$$

სწორედ ასეთი შედეგი მიიღო ფიზომ სინათლის სიჩქარისათვის υ სიჩქარით მოძრავ წყალში. როგორც ვხედავთ, ეს ფორმულა არის აინშტაინის სიჩქარეთა შეკრების კანონის უშუალო შედეგი და არ საჭიროებს არავითარ დამატებით დაშვებებს, რომლებიც საჭირო იყო მის მისაღებად კლასიკურ ფიზიკაში.

24. ᲓᲝᲞᲚᲔᲠᲘᲡ ᲔᲤᲔᲥᲢᲘ

ვთქვათ, K_1 სისტემაში OX_1 ღერძის საწინააღმდეგოდ ვრცელდება ამ სისტემის მიმართ უძრავი წყაროდან გამოსული ω_1 სიხშირის სინათლე. დავუშვათ, რომ ტალღა სინუსოიდალურია და მისი ელექტრული ვექტორის განტოლება იყოს

$$E = E_0 \sin\omega_1 (t_1 + x_1 / c).$$

გამოვარკვიოთ, როგორია ამ ტალღის სიხშირე K სისტემის თვალსაზრისით. ლორენცის გარდაქმნის ფორმულების თანახმად

$$t_1 = \frac{t - \frac{\upsilon}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}, \qquad x_1 = \frac{x - \upsilon t}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}.$$

ჩასმა მოგვცემს

$$E = E_0 \sin \frac{\omega_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} \left(t - \frac{\upsilon}{c^2} x + \frac{x}{c} - \frac{\upsilon}{c} t \right) = E_0 \sin \frac{\omega_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} \left(t - \frac{\upsilon}{c} \right) \left\{ t + \frac{x}{c} \right\}.$$

მაგრამ ფარდობითობის თეორიის თანახმად, ტალღის განტოლება K სისტემაში ასეთი უნდა იყოს:

$$E = E_0 \sin\omega (t + x / c),$$

საიდანაც ვღებულობთ

$$\omega = \frac{\omega_1 \left(1 - \frac{\upsilon}{c} \right)}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}. \qquad (107)$$

K სისტემის მიმართ სინათლის წყარო მოძრაობს υ სიჩქარით, სახელდობრ, იგი შორდება მას. K_1-ის, ე.ი. წყაროს

მოძრაობის მიმართულება რომ შეგვეცვალა, შეიცვლებოდა υ -ს ნიშანი და ფორმულა შემდეგ სახეს მიიღებდა:

$$\omega = \frac{\omega_1\left(1+\frac{\upsilon}{c}\right)}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}.$$

საბოლოოდ ვღებულობთ შემდეგ ზოგად ფორმულას:

$$\omega = \frac{\omega_1\left(1\pm\frac{\upsilon}{c}\right)}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}. \qquad (108)$$

ω_1 არის სინათლის სიხშირე (ციკლიური) დამკვირვებლისათვის, რომლის მიმართ წყარო უძრავია, ω_1 კი – სიხშირე (ციკლიური) დამკვირვებლისათვის, რომლის მიმართ იგი მოძრაობს υ სიჩქარით (თუ შორდება, უნდა ავიღოთ ნიშანი " – ", თუ უახლოვდება – " + ").

თუ უგულებელვყოფთ υ^2/c^2 სიდიდეს, მივიღებთ ფორმულას

$$\omega = \omega_1\left(1\pm\frac{\upsilon}{c}\right), \qquad (109)$$

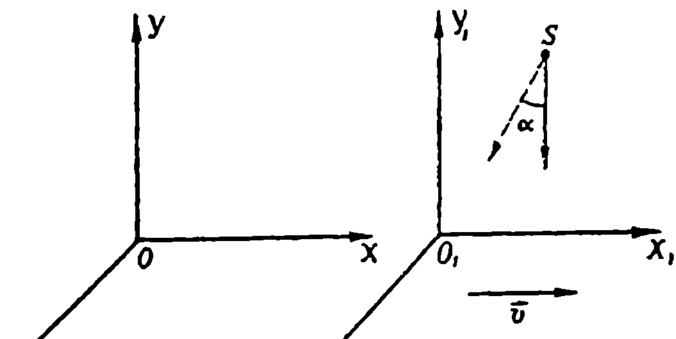
რომელიც შეიძლება მიღებულ იქნას გალილეის გარდაქმნების საშუალებითაც. სიხშირის ცვლილება, გამოწვეული წყაროს ან დამკვირვებლის მოძრაობით ერთიმეორის მიმართ, ცნობილია დოპლერის ეფექტის სახელწოდებით. იგი ხშირად გამოიყენება ვარსკვლავების სიჩქარეების გასაზომად და ერთ-ერთ უმნიშვნელოვანეს ოპტიკურ მოვლენას წარმოადგენს. კლასიკური ფორმულა მრავალჯერ იქნა შემოწმებული ცდებითა და დაკვირვებებით, მაგრამ, რასაკვირველია, განსაკუთრებით მნიშვნელოვანი იქნებოდა რელატივისტური

მამრავლის $\left(1-\upsilon^2/c^2\right)^{-1/2}$ არსებობის შემოწმება. ამისათვის საჭიროა როგორმე გამოირიცხოს $\left(1\pm\upsilon/c\right)$ მამრავლის გავლენა, ვინაიდან იგი გაცილებით უფრო დიდია და შეუძლია გადაფაროს რელატივისტური მამრავლის გავლენა.

სათანადო ცდა ჩატარებული იყო აივსის და სტალუელის მიერ 1941 წელს. ამ ცდის შედეგებმა სავსებით დაადასტურა ფარდობითობის თეორიის ფორმულა დოპლერის ეფექტისათვის.

25. სინათლის აბერაცია

დავუშვათ, რომ K სისტემაში OY ღერძის საწინააღმდეგოდ ვრცელდება S ვარსკვლავიდან წამოსული სინათლის ტალღა. ამ ტალღის გავრცელებას თვალყურს ადევნებს K_1 სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი, რომელიც K_1 სისტემასთან ერთად მოძრაობს υ სიჩქარით OX ღერძის გასწვრივ (ნახ. 46).



ნახ. 46.

გამოვარკვიოთ, თუ როგორ დაიხრება სინათლის სხივი K_1 სისტემისათვის. ტალღის განტოლება K-ს მიმართ იქნება

$$E = E_0 \sin\omega(t + y/c).$$

ლორენცის გარდაქმნის ფორმულების თანახმად

$$t=\frac{t_1+\frac{\upsilon}{c^2}x_1}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}, \qquad y=y_1.$$

წინა ფორმულაში ჩასმა მოგვცემს

$$E=E_0\sin\frac{\omega_1}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}\left(t_1+\frac{\upsilon}{c^2}x_1+\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}\,\frac{y_1}{c}\right).$$

ვხედავთ, რომ K_1 სისტემის მიმართ გავრცელება ხდება როგორც OY, ისე OX ღერძების გასწვრივ, რაც იმას ნიშნავს, რომ სინათლის სხივი დახრილია. იმ კუთხის განსაზღვრისათვის, რომელსაც სინათლის სხივი ადგენს OY ღერძთან, x_1-ის წინ მდგომი კოეფიციენტი უნდა გავყოთ y_1-ის წინ მდგომ კოეფიციენტზე. მივიღებთ

$$\mathrm{tg}\alpha=\frac{\upsilon/c}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}.$$

ასეთია აბერაციის მოვლენის ფორმულა ფარდობითობის თეორიის თანახმად. ადვილი მისახვედრია, რომ თუ დროის გარდაქმნის ფორმულაში არ იქნებოდა $\frac{\upsilon}{c^2}x_1$ წევრი, სინათლის სხივის დახრას, ე.ი. აბერაციის მოვლენას ვერ მივიღებდით.

26. მაიკელსონის ცდა ფარდობითობის თეორიის მიხედვით

განვიხილოთ ახლა მაიკელსონის ცდის შედეგი ორი ათვლის სისტემის თვალსაზრისით. დედამიწაზე მყოფი დამკვირვებლის თვალსაზრისით ამ ცდის უარყოფითი შედეგი სავსებით გასაგებია. ფარდობითობის პრინციპის თანახმად,

ელექტრომაგნიტური მოვლენები სავსებით ერთნაირად მიმდინარეობს ყველა ინერციულ სისტემაში, ამიტომ, თუ ძირითადი სისტემის მიმართ ხელსაწყოს მობრუნება არ იწვევს ინტერფერენციული ზოლების გადანაცვლებას, ასევე არ უნდა მოხდეს მათი გადანაცვლება, თუ ცდას მოაწყობს დედამიწაზე მყოფი (ძირითადი სისტემის მიმართ მოძრავი) დამკვირვებელი.

ახლა გამოსარკვევია მხოლოდ ის, თუ როგორ ახსნის დედამიწაზე მოწყობილ მაიკელსონის ცდის უარყოფით შედეგს ძირითად სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი, ე.ი. დამკვირვებელი, რომლის მიმართ დედამიწა ხელსაწყოსთან ერთად გარკვეული υ სიჩქარით მოძრაობს.

თუ არ მივიღებთ მხედველობაში ლორენცის გარდაქმნებით გამოწვეულ სიგრძის დამოკლებას და მოვლენის ხანგრძლივობის გადიდებას, O-დან A-სკენ და O-დან B-სკენ გავრცელებული სხივების მისვლის და უკან დაბრუნების დროებისათვის მივიღებთ

$$t_1 = \frac{2l_{OA}}{c}\frac{1}{1-\upsilon^2/c^2}, \quad t_2 = \frac{2l_{OB}}{c}\frac{1}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}.$$

მაგრამ ძირითადი დამკვირვებლისათვის OA მხარის სიგრძე დამოკიდებულია υ-ზე შემდეგი ფორმულის თანახმად:

$$l_{OA} = l_0\sqrt{1-\upsilon^2/c^2},$$

სადაც l_0 არის OA მხარის სიგრძე დედამიწის მიმართ. OB მხარის სიგრძე არ იცვლება: $l_{OB} = l_0$. გარდა ამისა, მოვლენების ხანგრძლივობაც გადიდებულია შემდეგი ფორმულების მიხედვით:

$$t_1 = \frac{t_{01}}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}, \qquad t_2 = \frac{t_{02}}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}},$$

სადაც t_{01} და t_{02} წარმოადგენს სხივების გავრცელების დროებს K_1 სისტემის მიმართ, K-ს თვალსაზრისით. აქედან მივიღებთ

$$t_{01}=\frac{2l_0}{c},\quad t_{02}=\frac{2l_0}{c},$$

ე.ი. ორივე სხივი ერთი და იგივე დროს ანდომებს გავრცელებას OA და OB მხარეების გასწვრივ.

ცხადია, რომ, როგორც არ უნდა შემოვაბრუნოთ ხელსაწყო, სხივები ყოველთვის ერთდროულად მოვა და ინტერფერენციული ზოლების არავითარი გადანაცვლება არ მოხდება. ასე ახსნის მაიკელსონის ცდის უარყოფით შედეგს ძირითად სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი.

27. გამტარში დენის გაჩენა გამტარის და მაგნიტის ურთიერთმოძრაობის შედეგად

ზემოთ აღვნიშნეთ, რომ ცნობილი ელექტრომაგნიტური მოვლენა – გამტარის და მაგნიტის ურთიერთმოძრაობის შედეგად დენის გაჩენა გამტარში, სრულიად სხვადასხვანაირად და არასიმეტრიულად იხსნება გამტართან და მაგნიტთან დაკავშირებული ათვლის სისტემის მიმართ.

როგორ აიხსნება ეს მოვლენა გამტართან დაკავშირებული ათვლის სისტემის თვალსაზრისით? ამ ათვლის სისტემისათვის გამტარი უძრავია, ხოლო მაგნიტი მოძრაობს. ეს დამკვირვებელი აღმოაჩენს, რომ გამტარის მიერ შემოფარგლულ ფართობში მაგნიტური ველის დაძაბულობის ნაკადი იცვლება, რაც, ინდუქციის კანონის თანახმად, იწვევს ელექტრულ ველს. ეს ველი ამოძრავებს გამტარში მყოფ თავისუფალ მუხტებს, რაც იძლევა დენს.

მეორეს მხრივ, მაგნიტთან დაკავშირებული დამკვირ-

ვებლისათვის არავითარი ელექტრული ველი არ არის, არის მხოლოდ მაგნიტური ველი. მაგრამ ამ ველში მოძრავი გამტარის შიგნით მყოფ მუხტებზე მოქმედებს ძალა, რომელიც იწვევს დენს.

ფარდობითობის თეორიის თანახმად ორივე შემთხვევაში მუხტზე მოქმედებს ელექტრომაგნიტური ველი, მაგრამ ამ ველის დაძაბულობანი მიღებული უნდა იყოს ერთი მეორიდან გარდაქმნის ფორმულების თანახმად. თუ მაგნიტის მიმართ უძრავ ათვლის სისტემაში სივრცეში არსებობს მხოლოდ მაგნიტური ველი $\vec{H}$ დაძაბულობით, მაშინ გამტარის მიმართ უძრავ სისტემაში, გარდაქმნის ფორმულების თანახმად, გვექნება როგორც მაგნიტური, ისე ელექტრული ველი. თუ $\vec{H}$ მიმართულია OY ღერძის გასწვრივ, ხოლო გამტარი მოძრაობს OX-ის გასწვრივ, $ 19-ის ფორმულების თანახმად მივიღებთ:

$$H_{1y}=\frac{H_y}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}, \qquad E_{1z}=\frac{\frac{\upsilon}{c}H_y}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}.$$

ამიტომ, თუ შემოვისაზღვრებით υ/c რიგის სიდიდეებით, გვექნება

$$H_{1y}=H_y, \qquad E_{1z}=\frac{\upsilon}{c}H_y.$$

მაშასადამე, მაგნიტურ ველში მოძრავ გამტარზე მოქმედებს ელექტრული ველი, რომელიც მიიღება მაგნიტური ველის გარდაქმნით გამტარის მიმართ უძრავ სისტემაში.

ყოველივე ეს გვიჩვენებს, რომ ელექტრული და მაგნიტური ველები წარმოადგენს ერთი მთლიანი ელექტრომაგნიტური ველის სხვადასხვა მხარეებს და იცვლება ერთი ათვლის სისტემიდან მეორეზე გადასვლის დროს. ვთქვათ, მაგალითად, K_1 სისტემაში გვაქვს ამ

სისტემის მიმართ უძრავი ელექტრული მუხტით გამოწვეული ელექტრული ველი. მაშინ K სისტემის თვალსაზრისით, რომლის მიმართ K_1 სისტემა υ სიჩქარით მოძრაობს, გვექნება როგორც ელექტრული, ისე მაგნიტური ველები. მაშასადამე, ელექტრული და მაგნიტური ველების დაძაბულობანი ფარდობითი სიდიდეებია და როდესაც მათზე ვმსჯელობთ, ყოველთვის უნდა მივუთითოთ, თუ რომელი ათვლის სისტემაა არჩეული.

VI თავი

ფარდობითობის ზოგადი თეორიის ელემენტები

28. შესავალი

1907 წლიდან აინშტაინი შეუდგა ფარდობითობის სპეციალური თეორიის განზოგადებას. საკითხი, რომელიც მის წინაშე დაისვა, სავსებით ბუნებრივი იყო. როგორც კლასიკურ მექანიკას, ისე ფარდობითობის სპეციალურ თეორიას საფუძვლად უდევს დებულება იმის შესახებ, რომ ყველა მოვლენა იგივურად მიმდინარეობს სხვადასხვა ინერციულ სისტემაში. ეს იმას ნიშნავს, რომ ორივე თეორია შემოისაზღვრება მხოლოდ ინერციული ათვლის სისტემებით და სრულებით არ განიხილავს არაინერციულ სისტემებს. მაგრამ კლასიკურ მექანიკაში კარგად იყო ცნობილი, რომ გარდა ინერციული სისტემებისა, მოვლენების აღწერისათვის არსებობს და ხშირად გამოიყენება ე.წ. არაინერციული სისტემები, რომლებიც მოძრაობს ან წრფივად აჩქარებულად, ან ბრუნავს ინერციული სისტემების მიმართ. მაგალითად, დაკვირვებები დედამიწაზე მიმდინარე მექანიკურ მოვლენებზე ნათლად ამტკიცებს, რომ დედამიწა არ არის ინერციული სისტემა, ვინაიდან სხეულების მოძრაობა დედამიწის ზედაპირის მიმართ არ ემორჩილება ნიუტონის ცნობილ კანონებს. დედამიწის ზედაპირზე მყოფ სხეულებზე მოქმედებს ე.წ. ინერციული ძალები – ცენტრიდანული (ცენტრგამშორი) და კორიოლისის ძალები, რაც გვიჩვენებს, რომ დედამიწა ბრუნავს ძირითადი ინერციული სისტემის მიმართ.

აინშტაინმა შემდეგი კითხვები დასვა: რით გამოირჩევა ათვლის ინერციული სისტემები ათვლის სხვა სისტემებისაგან? რატომ აქვთ მათ ის უპირატესობა, რომელზედაც ლაპარაკობს ფარდობითობის პრინციპი? ხომ არ შეიძლება

ფარდობითობის პრინციპი განზოგადდეს არაინერციულ სისტემებზედაც? სწორედ ამ განზოგადების ამოცანა დასვა აინშტაინმა, როდესაც იგი შეუდგა ფარდობითობის ზოგადი თეორიის განვითარებას. ცხადია, რომ ამ ამოცანის გადაწყვეტა გაცილებით უფრო რთულია, ვიდრე იმ ამოცანისა, რომელიც იდგა მის წინაშე ფარდობითობის სპეციალური თეორიის შექმნის დროს. საქმე იმაშია, რომ ინერციული სისტემების შემთხვევაში ფიზიკური მოვლენები სრულიად ერთნაირად მიმდინარეობს და ამიტომ ვერავითარი ცდებით ვერ იქნება დადგენილი, თუ რომელი მათგანია უძრავი და რომელია მოძრავი ძირითადი ინერციული სისტემის მიმართ, რომელსაც "უძრავი" ვარსკვლავების სისტემა ანხორციელებს.

სულ სხვა მდგომარეობაა არაინერციული სისტემის შემთხვევაში. როგორც ზემოთ უკვე ვთქვით და როგორც ამას შემდეგ ვნახავთ, არაინერციულ სისტემაში ფიზიკური მოვლენები არ მიმდინარეობს ისე, როგორც ინერციულში და ეს საშუალებას გვაძლევს განვასხვავოთ ისინი ინერციული სისტემებისაგან. თუ მაინც გვსურს განვაზოგადოთ ფარდობითობის პრინციპი არაინერციულ სისტემებზედაც, საჭიროა მოიძებნოს ამისათვის რაღაც სრულიად სხვა საფუძველი. მაშასადამე, თუ სპეციალური ფარდობითობის პრინციპი იმით დასაბუთდა, რომ არ არსებობს განსხვავება ინერციულ სისტემებს შორის, ზოგადი ფარდობითობის პრინციპი უნდა დასაბუთდეს მიუხედავად იმისა, რომ არსებობს განსხვავება ინერციულ და არაინერციულ სისტემებს შორის. აინშტაინის გენიალობა სწორედ იმაშია, რომ მან ყურადღება მიაქცია უკვე დიდი ხანია ცნობილ და კარგად შესწავლილ გრავიტაციულ ველს და მის განსაკუთრებულ თვისებას — ერთნაირი აჩქარება მიანიჭოს სხვადასხვა სხეულებს. მან აღმოაჩინა, რომ სწორედ ეს ფაქტი ან, რაც იგივეა, გრავიტაციული და ინერტული მასების ტოლობის ფაქტი შეიძლება დაედოს საფუძვლად ფარდობითობის თეორიის განზოგადე-

ბას არაინერციულ სისტემებზე. ამ თეორიის შემდგომმა გან-ვითარებამ კიდევ უფრო მჭიდროდ დააკავშირა სივრცე დრო-სთან და, რაც განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია, აღმოაჩინა მჭიდრო კავშირი მატერიასა და სივრცის და დროის გე-ომეტრიულ თვისებებს შორის. გამოირკვა, რომ მატერი-ალური სხეულები გავლენას ახდენენ მათ ირგვლივ არსებულ სივრცის სტრუქტურასა და მოვლენების მიმდინარეობაზე და რომ გრავიტაციული ურთიერთქმედება წარმოადგენს მატე-რიალური სხეულებით გამოწვეული სივრცისა და დროის სტრუქტურის ცვლილებას.

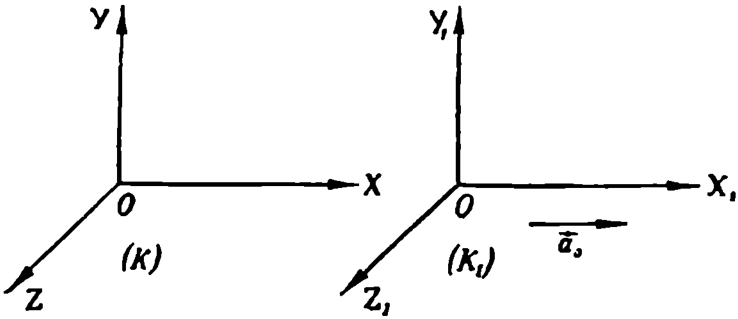
ფარდობითობის ზოგადი თეორიის განვითარებისათვის აინშტაინს დასჭირდა მათემატიკის სრულიად ახალი და მეტად რთული დარგის–ტენზორული ანალიზის გამოყენება. ამ თეორიის მათემატიკური სირთულის გამო, ჩვენ შე-მოვისაზღვრებით მხოლოდ მისი ძირითადი პრინციპების და შედეგების განხილვით.

29. არაინერციული სისტემები კლასიკურ მექანიკაში

განვიხილოთ კლასიკურ მექანიკაში არაინერციულ სისტე-მებზე გადასვლის საკითხი. ჩვენ გვაინტერესებს, თუ როგორ გარდაიქმნება ფიზიკური სიდიდეები და, სათანადოდ, მე-ქანიკის კანონები ინერციული სისტემიდან არაინერციულ სისტემაზე გადასვლის დროს. სიმარტივისათვის გავარჩევთ მხოლოდ შემდეგ არაინერციულ სისტემებს: 1) სისტემას, რო-მელიც თანაბრად აჩქარებულად მოძრაობს ინერციული სის-ტემის მიმართ და 2) თანაბრად მბრუნავ არაინერციულ სის-ტემას.

განვიხილოთ ორი ათვლის სისტემა: ერთი – ინერციული (K), უძრავი ძირითადი ინერციული სისტემის (უძრავი ვარსკვლავების) მიმართ და მეორე – არაინერციული (K_1),

მოძრავი ინერციული სისტემის მიმართ თანაბრად აჩქარებულად OX ღერძის გასწვრივ, აჩქარებით $\vec{a}_0$ (ნახ. 47).



ნახ. 47.

კლასიკური ფიზიკის თანახმად, ნაწილაკის x კოორდინატები ამ სისტემების მიმართ დაკავშირებული იქნება ერთმანეთთან შემდეგი ფორმულით:

$$x = x_1 + OO_1,$$

სადაც OO_1 არის მანძილი, რომელიც გაიარა K_1-ის სათავემ K-ს მიმართ თანაბრად აჩქარებულად მოძრაობის შედეგად. ამიტომ გვექნება

$$x = x_1 + \frac{a_0 t^2}{2}. \qquad (111)$$

დროის გარდაქმნის ფორმულა იგივე იქნება, რაც ინერციული სისტემებისათვის (მისი აბსოლუტურობის გამო)

$$t = t_1.$$

(111) ფორმულიდან ადვილად მივიღებთ აჩქარების გარდაქმნის ფორმულას

$$a = a_1 + a_0, \qquad (112)$$

სადაც a არის ნაწილაკის აჩქარება K სისტემის მიმართ, ხოლო a_1 – აჩქარება K_1-ის მიმართ.

ჩვენ გვინდა გავიგოთ, თუ როგორ სახეს ღებულობს

მექანიკის'კანონები K_1 არაინერციულ სისტემაში. განვიხილოთ ჯერ ინერციის კანონი. ვთქვათ, K ინერციული სისტემის მიმართ ნაწილაკზე არავითარი გარეშე სხეულები არ მოქმედებს. მაშინ იგი იმოძრავებს მუდმივი სიჩქარით, ე.ი. მისი აჩქარება K-ს მიმართ იქნება ნული:

$$a = 0.$$

თუ გამოვიყენებთ (112) ფორმულას, მივიღებთ

$$a_1 = -a_0 \neq 0.$$

მიუხედავად იმისა, რომ ნაწილაკზე არავითარი სხეულები არ მოქმედებს, მისი აჩქარება K_1 არაინერციული სისტემის მიმართ არ არის ნული. ეს იმას ნიშნავს, რომ ინერციის პრინციპი არ არის სამართლიანი არაინერციული სისტემებისათვის.

განვიხილოთ ახლა ნიუტონის მეორე კანონი. ინერციული სისტემის მიმართ იგი შემდეგი სახით დაიწერება:

$$ma = F.$$

(112) ფორმულის გამოყენებით არაინერციული სისტემისათვის მივიღებთ

$$ma_1 = F - ma_0. \quad (113)$$

როგორც ვხედავთ, არაინერციული სისტემისათვის ნიუტონის მეორე კანონი სამართლიანი არ არის. მასის ნამრავლი აჩქარებაზე არ უდრის მოქმედ ძალას, განტოლების მარჯვენა მხარეში ძალასთან ერთად დგას სიდიდე $-ma_0$, სადაც a_0 არის არაინერციული სისტემის აჩქარება ინერციული სისტემის მიმართ. რასაკვირველია, შეიძლება, და ხშირად სწორედ ასეც იქცევიან, განვიხილოთ $-ma_0$ სიდიდე, როგორც დამატებითი ძალა, გამოწვეული ათვლის სისტემის არაინერციულობით. ეს ძალა, რომელსაც ინერციის ძალა ეწოდება, არ არის გამოწვეული რაიმე მატერიალური სხეულით და ამით იგი განსხვავდება ინერციულ სისტემაში

მოქმედი F ძალისაგან. თუ შემოვიღებთ აღნიშვნას

$$-ma_0 = F_{in}, \quad (114)$$

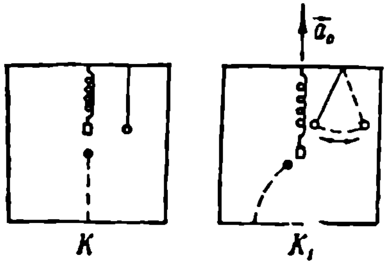
(113) ფორმულა შემდეგი სახით შეიძლება დაიწეროს:

$$ma_1 = F + F_{in}. \quad (115)$$

შეიძლება ვთქვათ, რომ არაინერციულ სისტემაშიც სამართლიანია ნიუტონის მეორე კანონი, ოღონდ იმ განსხვავებით, რომ, გარეშე სხეულებით გამოწვეული ძალის გარდა, განსახილველ სხეულზე მოქმედებს დამატებითი ინერციის ძალა $-ma_0$. ამ ინერციის ძალისათვის დამახასიათებელი არის ის, რომ როგორი სხეულიც არ უნდა განვიხილოთ, ინერციის ძალა მას ყოველთვის ერთი და იგივე $-a_0$ აჩქარებას ანიჭებს, ვინაიდან ეს ძალა სხეულის ინერტული მასის პროპორციულია.

ცხადია, რომ ინერციული ძალის არსებობის გამო დამკვირვებელმა K_1 სისტემაში შეიძლება დაადგინოს, რომ მისი სისტემა აჩქარებულად მოძრაობს, ვინაიდან ამ სისტემაში მყოფი ყოველი სხეული ღებულობს დამატებით აჩქარებას $-a_0$-ს.

განვიხილოთ ცოტა უფრო დაწვრილებით მექანიკური მოვლენების მიმდინარეობა K და K_1 სისტემებში. ვთქვათ, ორივე სისტემა განხორციელებულია ოთახის ან ყუთის სახით, რომლის შიგნით იმყოფებიან დამკვირვებლები (ნახ. 48). K ყუთის შიგნით მყოფი დამკვირვებლისათვის მექანიკური მოვლენები მიმდინარეობს ისე, როგორც ამას ნიუტონის კანონები მოითხოვს. დამკვირვებელს შეუძლია აიღოს ნებისმიერი სხეული და გაუშვას მას ხელი; ვინაიდან სხეულზე არავითარი ძალა არ მოქმედებს, ინერციის კანონის თანახმად, იგი უძრავ მდგომარეობაში დარჩება.



ნახ. 48.

თუ დამკვირვებელი უბიძგებს სხეულს რომელიმე მიმართულებით, სხეული იმოძრავებს მუდმივი სიჩქარით. თვით დამკვირვებელიც თავისუფალია ყოველგვარი მოქმედებისაგან და ამიტომ არ აწვება იატაკს.

სულ სხვა მდგომარეობაა K_1 ყუთში. მასში მყოფმა დამკვირვებელმა ხელი რომ გაუშვას რაიმე სხეულს, უკანასკნელი დაიწყებს მოძრაობას $-a_0$ აჩქარებით, რომელიც თვით ყუთის a_0 აჩქარების ტოლია და საწინააღმდეგოდ მიმართული. ეს აჩქარება ყველა სხეულისათვის ერთი და იგივეა, ვინაიდან იგი გამოწვეულია სხეულის ინერტული მასის პროპორციული ინერციის ძალით. ყოველ სხეულზე K_1 ყუთის შიგნით, და თვით დამკვირვებელზეც, მოქმედებს ეს ინერციის ძალა. ამ ძალის გამო დამკვირვებელი დააწვება იატაკს, გატყორცნილი სხეული იმოძრავებს პარაბოლაზე და ა.შ. თუ დამკვირვებელმა რაიმე სხეული მოათავსა ზამბარიანი სასწორის ტაფაზე, ამ სხეულზე მოქმედი ინერციის ძალის გავლენით ზამბარა დაიჭიმება, სანამ დრეკადი ძალა არ გაუტოლდება ინერციის ძალას. თუ K_1-ში მყოფი დამკვირვებელი ჩამოკიდებს ჭერზე საქანს, იგი შეამჩნევს, რომ საქანის ძაფი დაიჭიმება სხეულზე მოქმედი ინერციის ძალის გავლენით. საქანის გადახრის შემთხვევაში იგი იწყებს რხევას ინერციის ძალის მიმართულების ირგვლივ და მისი რხევის პერიოდი გამოითვლება შემდეგი ფორმულით

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{|\vec{a}_0|}}, \qquad (116)$$

სადაც l არის საქანის სიგრძე.

ცხადია, რომ ყველა ეს მოვლენა ნათლად უჩვენებს განსხვავებას ინერციულ და არაინერციულ სისტემებს შორის და საშუალებას აძლევს დამკვირვებელს დაადგინოს მისი სისტემის აჩქარებული მოძრაობა ინერციული სისტემის მიმართ.

მაგრამ, რაკი ეს ასეა, როგორ შეიძლება განვაზოგადოთ ფარდობითობის პრინციპი არაინერციულ სისტემებზე? რა საფუძველზე შეიძლება ვამტკიცოთ, რომ არაინერციულ სისტემაში ყველა მოვლენა ისევე მიმდინარეობს, როგორც ინერციულში?

საქმე იმაშია, რომ ჩვენ სრულიად გამოგვრჩა მხედველობიდან გრავიტაციული ველის არსებობა. თუ გვსურს გავაიგივოთ არაინერციული სისტემა ინერციულ სისტემასთან, უნდა შევადაროთ იგი არა ისეთ ინერციულ სისტემას, რომელსაც ჩვენ აქამდე ვიხილავდით და რომლის ირგვლივ არ არსებობდა გრავიტაციული ველი, არამედ ინერციულ სისტემას გრავიტაციულ ველში. მართლაც, ცდები გვიჩვენებს, რომ არსებობს ორი ტიპის ინერციული სისტემები. ორივე ტიპის შემთხვევაში ისინი ან უძრავია ძირითადი ინერციული სისტემის მიმართ, ან თანაბრად და წრფივად მოძრავი და სწორედ ამიტომ არის ინერციული. მაგრამ ერთ შემთხვევაში (სწორედ ასეთ ინერციულ სისტემებს ვიხილავდით ჩვენ აქამდე) ისინი თავისუფალია გრავიტაციული მოქმედებისაგან, მეორე შემთხვევაში ისინი იმყოფება გრავიტაციულ ველში. სწორედ ამ უკანასკნელთან უნდა შევადაროთ არაინერციული სისტემები. მართლაც, ზემოთ აღვწერეთ, თუ როგორ მიმდინარეობს მექანიკური მოვლენები თანაბრად აჩქარებულად მოძრავ K_1 სისტემაში.

მკითხველს შეიძლება უკვე დაებადა აზრი, რომ მოვლენების მსგავსი მიმდინარეობა მას უკვე განუხილავს ყოველგვარი არაინერციულობის გარეშე. ხელიდან გაშვებული სხეული მოძრაობს აჩქარებით, ზამბარაზე ჩამოკიდებული სხეული ჭიმავს ზამბარას, დამკვირვებელი აწვება იატაკს, გატყორცნილი სხეული მოძრაობს პარაბოლაზე და საგანი ირხევა (116) ფორმულით გამოსახული პერიოდით და სხვ. ყველა ამ მოვლენის მიმდინარეობა სწორედ ასეთივე იქნება, K_1 სისტემა ინერციული რომ იყოს და მასში არსებობდეს $\vec{g}=-\vec{a}_0$ დაძაბულობის ერთგვაროვანი გრავიტაციული ველი. ეს ველი გამოიწვევს სხეულების „ვარდნას", დამკვირვებლის დაწოლას იატაკზე, პარაბოლურ მოძრაობას, საქანის რხევას და ა.შ. სრულიად ისევე, როგორც ამას იწვევს K_1 სისტემის არაინერციულობა. განსხვავება მხოლოდ იმაშია, რომ K_1 სისტემის არაინერციულობის შემთხვევაში, სხეულზე მოქმედი ინერციის ძალა პროპორციულია ი ნ ე რ ტ უ ლ ი მ ა ს ი ს (იხ. ფორმულა 114), ხოლო K_1 სისტემის ინერციულად მიჩნევის და გრავიტაციული ველის მოქმედების შემთხვევაში, მოქმედი ძალა პროპორციული უნდა იყოს გ რ ა ვ ი ტ ა ც ი უ ლ ი მ ა ს ი ს. მაშასადამე, არაინერციული სისტემის და გრავიტაციულ-ველიანი ინერციული სისტემის გარჩევა მხოლოდ იმ შემთხვევაში იქნება შეუძლებელი, თუ ინერტული და გრავიტაციული მასები ტოლია. მაგრამ, როგორც ჩვენ უკვე ვიცით, ეს ტოლობა, დამახასიათებელი გრავიტაციული ურთიერთქმედებისათვის, ძალიან დიდი სიზუსტით არის შემოწმებული ცდებით. სწორედ ამ ფაქტის (ინერტული და გრავიტაციული მასების ტოლობის) საფუძველზე შეიძლება დავასკვნათ, რომ არაინერციულ სისტემაში მექანიკური მოვლენები ისევე მიმდინარეობს, როგორც გრავიტაციულ-ველიან ინერციულ სისტემაში.

ყოველივე ზემოთქმული საშუალებას გვაძლევს ჩამოვაყალიბოთ შემდეგი დებულება: თ ა ნ ა ბ რ ა დ ა ჩ ქ ა რ ე ბ უ -

ლად მოძრავ არაინერციულ სისტემაში მექანიკური მოვლენები ისევე მიმდინარეობს, როგორც ინერციულ სისტემაში ერთგვაროვანი გრავიტაციული ველით, რომლის დაძაბულობა სიდიდით ტოლია არაინერციული სისტემის აჩქარების და მიმართულია მის საწინააღმდეგოდ.

როგორც ვხედავთ, მექანიკური მოვლენების მიმდინარეობის თვალსაზრისით არაინერციული სისტემა გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემის ექვივალენტურია. ეს დებულება, რომლის დასაყრდენსაც წარმოადგენს ინერტული და გრავიტაციული მასების ტოლობა, ცნობილია ექვივალენტობის პრინციპის სახელწოდებით. ამ პრინციპზე დააფუძნა აინშტაინმა თავისი ზოგადი ფარდობითობის თეორია.

რატომ შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ ეს თეორია არის სპეციალური ფარდობითობის თეორიის განზოგადება? სპეციალური ფარდობითობის თეორიის შინაარსი ორნაირად შეიძლება გამოითქვას. შეიძლება ვთქვათ, რომ, ამ თეორიის თანახმად, ფიზიკური მოვლენები ერთნაირად მიმდინარეობს ძირითადი სისტემის მიმართ უძრავ და თანაბრად წრფივად მოძრავ ინერციულ სისტემებში. ეს იგივეა, რაც ვთქვათ, რომ ძირითადი სისტემის მიმართ თანაბრად და წრფივად მოძრავ სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი ვერავითარი ცდებით ვერ დაადგენს, რომ მისი სისტემა უძრავი არ არის ძირითადი სისტემის მიმართ. მას ყოველთვის შეუძლია დაუშვას, რომ მისი სისტემა უძრავია.

მიუხედავად იმისა, რომ ინერციულ და არაინერციულ სისტემებში მოვლენები სხვადასხვანაირად მიმდინარეობს, არაინერციულ სისტემაში მყოფ დამკვირვებელს აგრეთვე არ შეუძლია დაადგინოს, რომ მისი სისტემა აჩქარებულია. მან ყოველთვის შეიძლება დაუშვას, რომ მისი სისტემა უძრავია

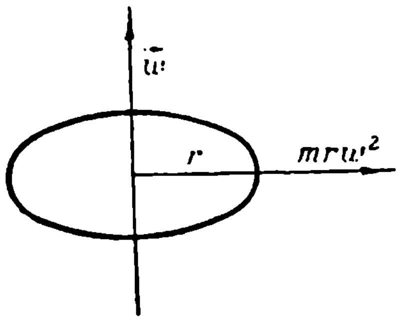
ძირითადი სისტემის მიმართ, მაგრამ, იმავე დროს უნდა დაუშვას, რომ მის ირგვლივ არსებობს გრავიტაციული ველი.

მაშასადამე, ისე როგორც ინერციული სისტემის შემთხვევაში, არაინერციული სისტემის შემთხვევაშიც არ შეიძლება ათვლის სისტემის უძრაობის და მოძრაობის გარჩევა. აჩქარებული მოძრაობა ისევე ფარდობითია, როგორც თანაბარი და წრფივი მოძრაობა. სწორედ ამაში გამოიხატება ფარდობითობის თეორიის განზოგადება არაინერციულ სისტემებზე.

ჩვენ განვიხილეთ თანაბრად აჩქარებული არაინერციული სისტემა. გავარჩიოთ ახლა შემთხვევა, როდესაც ათვლის სისტემა ბრუნავს ძირითადი სისტემის მიმართ მუდმივი კუთხური სიჩქარით. ჩვენ არ შევჩერდებით სათანადო მათემატიკური მსჯელობების გარჩევაზე მათი სირთულის გამო, მოვიყვანთ მხოლოდ საბოლოო შედეგს, ნაწილობრივ მაინც ცნობილს მკითხველისათვის.

მბრუნავ არაინერციულ სისტემაში გადასვლის შედეგად ნიუტონის მეორე კანონი იცვლის სახეს. მასის ნამრავლი აჩქარებაზე აღარ არის ტოლი ინერციულ სისტემაში მოქმედი ძალისა. ამ უკანასკნელს ემატება ორი ძალა: ერთი ცენტრიდანული (ცენტრგამშორი), მიმართული ბრუნვის ღერძიდან და სიდიდით ტოლი $mr\omega^2$-ის, სადაც r არის მანძილი ნაწილაკიდან ღერძამდე, ω – ათვლის სისტემის ბრუნვის კუთხური სიჩქარე, ხოლო m – ნაწილაკის ინერტული მასა (ნახ. 49). მეორე ძალა, ე.წ. კორიოლისის ძალა, უფრო რთული ხასიათისაა. იგი მხოლოდ იმ შემთხვევაში ჩნდება, თუ ნაწილაკი მოძრაობს არაინერციული სისტემის მიმართ და დამოკიდებულია ბრუნვის კუთხურ სიჩქარეზე, ნაწილაკის სიჩქარეზე არაინერციული სისტემის მიმართ და, რაც მთავარია, ნაწილაკის ინერტულ მასაზე. ეს ძალა ყოველთვის მიმართულია სისტემის ბრუნვის კუთხურ სიჩქარესა და არაინერციული სისტემის მიმართ ნაწილაკის სიჩქარეზე

გამავალი სიბრტყის მართობულად. ორივე ამ ძალას ეწოდება ინერციული ძალა. ეს ძალები არსებობს მხოლოდ არაინერციული სისტემების მიმართ და ერთსა და იმავე აჩქარებას ანიჭებს ყველა სხეულს. ინერციული ძალების ეს თვისება დაკავშირებულია იმ გარემოებასთან, რომ ისინი პროპორციულია ინერტული მასის და, ვინაიდან აჩქარება მიიღება ძალის გაყოფით ინერტულ მასაზე, უკანასკნელი აღარ შევა აჩქარების გამოსახულებაში. ისევე, როგორც თანაბრად აჩქარებულად



ნახ. 49.

მოძრავი არაინერციული სისტემის შემთხვევაში, აქაც შესაძლებელია, რომ დამკვირვებელმა ძირითადი სისტემის მიმართ თანაბრად მბრუნავ სისტემაში ჩათვალოს თავისი სისტემა უძრავად, მაგრამ შემოიღოს სათანადო ხასიათის გრავიტაციული ველი. რასაკვირველია, ეს ველი აღარ იქნება ერთგვაროვანი, როგორც ეს იყო წინა შემთხვევაში; მისი დაძაბულობა დამოკიდებული იქნება მანძილზე ბრუნვის ღერძიდან და ნაწილაკის სიჩქარეზე, მაგრამ ისევ შეუძლებელი იქნება მისი გარჩევა ჩვეულებრივი გრავიტაციული ველისაგან. ინერციული ძალების ველის გაიგივება სათანადოდ შერჩეულ გრავიტაციულ ველთან ისევ ემყარება ინერტული და გრავიტაციული მასების ტოლობის ძირითად ფაქტს.

მბრუნავ სისტემაში არსებული ინერციის ძალების ველის გრავიტაციულ ველთან იგივეობა იმ ცნობილი ფაქტით გამოიხატება, რომ დედამიწის შემთხვევაში (რომელიც ბრუნავს ძირითადი სისტემის მიმართ) სხეულის წონას ვუწოდებთ დედამიწის მიზიდვის ძალისა და ცენტრიდანული და კორიოლისის ძალების ჯამს. შეგვეძლო ჩაგვეთვალა, რომ დედამიწა ბრუნავს ძირითადი ინერციული სისტემის მიმართ და სხეულზე მოქმედი სრული ძალა გაგვეყო ორ ნაწილად: „ნამდვილ" გრავიტაციულ ძალად, რომელიც გამოწვეულია დედამიწის მიზიდვით და დედამიწის ბრუნვით გამოწვეულ ინერციის ძალად. მაგრამ იმავე უფლებით ჩვენ შეგვიძლია ვთქვათ, რომ დედამიწა არ ბრუნავს ძირითადი სისტემის მიმართ, მაგრამ მის ირგვლივ არსებობს გრავიტაციული ველი, რომლის დაძაბულობა უდრის სხეულის მიერ მიღებულ აჩქარებას, ე.ი. „ნამდვილი" სიმძიმის ძალის აჩქარების და ინერციული აჩქარების ჯამს.

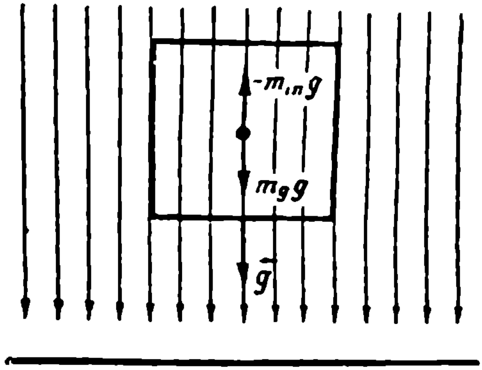
არაინერციული სისტემის ორი მოყვანილი მაგალითი სრულიად საკმარისია იმისათვის, რომ საზოგადოდ გამოვთქვათ შემდეგი დებულება (კლასიკური ფიზიკის ექვივალენტობის პრინციპი): მ ე ქ ა ნ ი კ უ რ ი მ ო ვ ლ ე ნ ე ბ ი ი ს ე ვ ე მ ი მ დ ი ნ ა რ ე ო ბ ს ნ ე ბ ი ს მ ი ე რ ა რ ა ი ნ ე რ ც ი უ ლ ს ი ს ტ ე მ ა შ ი, რ ო გ ო რ ც გ ა რ კ ვ ე უ ლ ი ხ ა ს ი ა თ ი ს გ რ ა ვ ი ტ ა ც ი უ ლ ვ ე ლ შ ი მ ყ ო ფ ი ნ ე რ ც ი უ ლ ს ი ს ტ ე მ ა შ ი.

ყოველი არაინერციული სისტემა შეიძლება ინერციულ სისტემად ჩავთვალოთ, თუ დავუშვებთ სათანადო ხასიათის გრავიტაციული ველის არსებობას და ასეთი გაიგივება შესაძლებელია მხოლოდ ინერტული და გრავიტაციული მასების ტოლობის გამო. კავშირი ექვივალენტობის პრინციპსა და აღნიშნული მასების ტოლობას შორის შეიძლება შევაბრუნოთ. შეიძლება თავიდანვე მოვითხოვოთ არაინერციული და გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემების

ექვივალენტობა და მაშინ აქედან ავტომატურად მივიღებთ ინერტული და გრავიტაციული მასების ტოლობის კანონს.

მას შემდეგ, რაც გაირკვა, რომ არაინერციული სისტემა ექვივალენტურია სათანადოდ შერჩეულ გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემისა, ბუნებრივია დაისვას ამ ექვივალენტობის შებრუნების საკითხი. შეიძლება თუ არა ნებისმიერ გრავიტაციულ ველში მყოფი სისტემა შევცვალოთ სათანადოდ შერჩეული არაინერციული სისტემით ისე, რომ სისტემის მიმართ გრავიტაციული ველი არ იყოს? ცხადია, რომ საზოგადოდ ასეთი შეცვლა შეუძლებელია, თუმცა ზოგიერთი სპეციალური ხასიათის გრავიტაციული ველის შემთხვევაში ეს შესაძლებელია.

თუ განვიხილავთ ერთგვაროვან გრავიტაციულ ველს, ე.ი. ველს, რომლის დაძაბულობა ყველგან ერთნაირია, შეგვიძლია ავიღოთ არაინერციული სისტემა, რომელიც ვარდება ამ გრავიტაციულ ველში მისი დაძაბულობის ტოლი აჩქარებით, ე.ი. თავისუფლად. მაშინ ცხადია, არაინერციული სისტემის მიმართ არავითარი გრავიტაციული ველი არ იქნება – მასში მყოფი სხეულები „დაკარგავენ" წონას. მართლაც, გავარჩიოთ შემდეგი მაგალითი: მიუხედავად იმისა, რომ დედამიწის გრავიტაციული ველი არ არის ერთგვაროვანი, ყოველთვის შეიძლება შეირჩეს ზედაპირის იმდენად მცირე ნაწილი, რომ მის მახლობლობაში ველი ერთგვაროვნად ჩაითვალოს (ნახ. 50). ასეთი გრავიტაციული ველის ძალწირები პარალელურ წრფეებს წარმოადგენს და დაძაბულობა იქნება ყველგან ერთნაირი. აღვნიშნოთ იგი g-თი. განვიხილოთ ყუთი, რომელიც g აჩქარებით ვარდება დედამიწისაკენ. იგი



ნახ. 50.

წარმოადგენს არაინერციულ სისტემას და ამიტომ მასში მყოფ ყოველ სხეულზე იმოქმედებს ინერციის ძალა, რომელიც სხეულის m_{in} ინერტული მასის $-g$-ზე ნამრავლის ტოლია:

$$F_{in} = -m_{in}g.$$

მეორეს მხრივ, დედამიწის გრავიტაციული ველი მოქმედებს სხეულზე მიზიდვის ძალით $m_{gr}g$, სადაც m_{gr} არის გრავიტაციული მასა. ეს ძალები მიმართულია ერთმანეთის საწინააღმდეგოდ და ამიტომ სხეულზე მოქმედი საერთო ძალა ნულის ტოლია:

$$-m_{in}g + m_{gr}g = 0,$$

ვინაიდან $m_{in} = m_{gr}$. მაშასადამე, ვარდნილ ყუთში სხეულებზე არავითარი ძალა არ მოქმედებს, რაც იმას ნიშნავს, რომ მასში მყოფ დამკვირვებელს სრული უფლება აქვს ჩათვალოს, რომ მის ირგვლივ გრავიტაციული ველი არ არსებობს.

მაშასადამე, ამ კერძო შემთხვევაში მართლაც შესაძლებელია გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემა შევცვალოთ არაინერციული სისტემით, რომლისთვისაც

გრავიტაციული ველი არ იარსებებს.

მაგრამ საზოგადოდ ასეთი შეცვლა შეუძლებელია. ეს ნათელი გახდება, თუ განვიხილავთ დედამიწის მთლიან გრავიტაციულ ველს. ადვილი გასაგები იქნება, რომ არაინერციული სისტემის ვერავითარი შერჩევით ვერ მოვსპობთ ამ გრავიტაციულ ველს ყველგან. თუ არაინერციულ სისტემად ისევ ავიღებთ თავისუფლად ვარდნილ ყუთს, მის შიგნით გრავიტაციული ველი მოისპობა ინერციის ძალების ველით, მაგრამ მისგან შორ მანძილზე, დედამიწის დიამეტრულად საწინააღმდეგო მხარეზე, გრავიტაციული ველი არა თუ არ მოისპობა, არამედ გაძლიერდება კიდეც. მაშასადამე, შეუძლებელია ნებისმიერი გრავიტაციული ველის შემთხვევაში მოიძებნოს ისეთი არაინერციული ათვლის სისტემა, რომლის მიმართ გრავიტაციული ველი არ იარსებებს მთელ სივრცეში. ეს ფრიად მნიშვნელოვანი შედეგია. შესაძლებელი რომ იყოს ასეთი არაინერციული სისტემის არჩევა, ეს იმის მაჩვენებელი იქნებოდა, რომ გრავიტაციული ველი წმინდა კინემატიკური ხასიათისაა. როგორც ამბობს აინშტაინი "გრავიტაციის წმინდა კინემატიკური, ე.ი. არადანამიკური გაგება შეუძლებელია. ინერციული სისტემიდან არაინერციულზე გადასვლა საშუალებას გვაძლევს გავიგოთ არა ყოველგვარი გრავიტაციული ველები, არამედ მხოლოდ გარკვეული სპეციალური ტიპის ველები, თუმცა ეს უკანასკნელნიც უნდა ემორჩილებოდნენ იმავე კანონებს, რასაც სხვა გრავიტაციული ველი".

30. არაინერციული სისტემები ფარდობითობის თეორიაში

ყველაფერი, რაც ზემოთ ითქვა არაინერციულ და გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემების ექვივალენტობის შესახებ კლასიკურ მექანიკაში, უცვლელად

შეიძლება გადავიტანოთ ფარდობითობის თეორიაში. აქაც, ინერტული და გრავიტაციული მასების ტოლობაზე დაყრდნობით, შეიძლება დავასკვნათ, რომ არაინერციული სისტემა შეიძლება ჩაითვალოს სათანადო ხასიათის გრავიტაციულ ველში მყოფ სისტემად, ოღონდ, კლასიკური მექანიკის ექვივალენტობის პრინციპისაგან განსხვავებით, რომელიც შემოისაზღვრებოდა მექანიკური მოვლენების მიმდინარეობის ექვივალენტობით, ფარდობითობის თეორიაში ექვივალენტობა ვრცელდება ყველა ფიზიკურ მოვლენაზე. ამასთან ერთად, ცხადია, გრავიტაციული ველის გარეშე არსებულ ინერციულ სისტემებში სივრცის და დროის გაზომვები წარმოებს ფარდობითობის სპეციალური თეორიის თანახმად.

ამიტომ ფარდობითობის თეორიაში ექვივალენტობის პრინციპი შემდეგნაირად ყალიბდება: ფიზიკური მოვლენები ისე მიმდინარეობს ნებისმიერ არაინერციულ სისტემაში, როგორც გარკვეულ ხასიათის გრავიტაციულ ველში მყოფ ინერციულ სისტემაში; ე.ი. ნებისმიერი არაინერციული სისტემა ყოველთვის შეიძლება შევცვალოთ გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემით. ამიტომაც ვერავითარი ფიზიკური ცდებით ვერ იქნება შესაძლებელი გარკვევა იმისა, არაინერციულია სისტემა, თუ იგი არის სათანადო გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემა. ეს იმას ნიშნავს, რომ აჩქარება ფარდობითი და არა აბსოლუტური სიდიდეა, როგორც ეს იყო კლასიკურ მექანიკაში.

ისევე როგორც კლასიკურ მექანიკაში, ფარდობითობის თეორიაშიც შეუძლებელია შევცვალოთ ნებისმიერ გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემა სათანადოდ შერჩეული სისტემით ისე, რომ ამ სისტემის მიმართ გრავიტაციული ველი არ არსებობდეს. ეს შესაძლებელია

მხოლოდ ზოგიერთი სპეციალური ხასიათის გრავიტაციული ველის შემთხვევაში. სახელდობრ, ეს ყოველთვის შესაძლებელია ერთგვაროვანი გრავიტაციული ველისათვის, რომელიც შეიძლება ყველგან მოისპოს, თუ გადავალთ არაინერციულ სისტემაზე, რომელიც მოძრაობს გრავიტაციული ველის დაძაბულობის ტოლი აჩქარებით. ამის მაგალითი უკვე იყო განხილული ზემოთ. ყუთისათვის, რომელიც თავისუფლად ვარდება ერთგვაროვან ველში, გრავიტაციული მოქმედება სრულებით არ იგრძნობა. მაგრამ ისეთი ათვლის სისტემის შერჩევა შეიძლება მხოლოდ ერთგვაროვანი ველისათვის.

განვიხილოთ ახლა ნებისმიერი გრავიტაციული ველი, ე.ი. ველი, რომლის დაძაბულობა სხვადასხვაა სხვადასხვა ადგილას და ამასთან იცვლება დროში. ცხადია, რომ ამ შემთხვევაში არ შეიძლება შეირჩეს ისეთი ათვლის სისტემა, რომლის მიმართ გრავიტაციული ველი მოისპობა ყველგან და ყოველთვის. მაგრამ, თუ ჩვენ შემოვისაზღვრებით სივრცის საკმაოდ მცირე ნაწილით და დროის მცირე შუალედით, ყოველთვის იქნება შესაძლებელი გრავიტაციული ველი ამ არეში და დროის შუალედში განვიხილოთ როგორც ერთგვაროვანი და მუდმივი: რაც უფრო მცირე იქნება არჩეული არე და დროის შუალედი, მით მეტი სიზუსტით იქნება ველი ერთგვაროვანი და მუდმივი. თუ ახლა ამ არეში და დროის ამ შუალედში ავარჩევთ არაინერციულ ათვლის სისტემას, რომელიც მოძრაობს გრავიტაციული ველის დაძაბულობის ტოლი აჩქარებით, მაშინ ამ სისტემაში, მაგრამ არა ყველგან, გრავიტაციული ველი სავსებით მოისპობა. ასეთი შემთხვევა გვაქვს დედამიწის გრავიტაციულ ველში მოძრავ კოსმოსურ ხომალდში მის შემდეგ, რაც შეწყდება ძრავების მოქმედება. კოსმოსური ხომალდი თავისუფლად მოძრაობს გრავიტაციული ველის გავლენით, ე.ი. ვარდება g აჩქარებით. კოსმოსური ხომალდის სიმცირის გამო, მის მიერ დაკავებულ არეში გრავიტაციული ველი მუდმივი და

ერთგვაროვანი იქნება და ამიტომ კოსმოსური ხომალდის შიგნით ეს ველი მთლიანად მოისპობა ინერციის ძალებით. კოსმოსურ ხომალდში მყოფი ყველა სხეული დაკარგავს წონას და მათი მოძრაობა იქნება ისეთი, როგორც ინერციულ სისტემაში გრავიტაციული ველის გარეშე.

მაშასადამე, თუმცა საზოგადოდ არ შეიძლება ისეთი ათვლის სისტემის შერჩევა, რომ ნებისმიერი გრავიტაციული ველი მოისპოს ყველგან და ყოველთვის, მაგრამ ათვლის სისტემის სათანადო არჩევით, ყოველთვის შესაძლებელია ნებისმიერი გრავიტაციული ველის მოსპობა საკმარისად მცირე არეში და მცირე დროის შუალედში.

როგორც ვხედავთ, დებულება ნებისმიერი არაინერციული სისტემის შეცვლის შესაძლებლობისა გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემით შეიძლება შებრუნებულადაც გამოვთქვათ, მხოლოდ იმ პირობით, რომ განხილული იქნება სივრცის მცირე ნაწილი და დროის მცირე შუალედი. მაშასადამე, შეიძლება ჩამოყალიბდეს შემდეგი დებულება:

სივრცის ნებისმიერად მცირე ნაწილში და დროის მცირე შუალედში, ე.ი. სივრცე-დროის უსასრულოდ მცირე ნაწილში არაინერციული სისტემა გრავიტაციული ველის გარეშე და ინერციული სისტემა სათანადო გრავიტაციული ველით სავსებით ექვივალენტურია. ორივე სისტემაში ყველა ფიზიკური მოვლენა ერთნაირად მიმდინარეობს.

ასეთია ექვივალენტობის პრინციპის საბოლოო გამოსახვა.

რა მნიშვნელობა აქვს ან რა შედეგების მიღებაა შესაძლებელი ექვივალენტობის პრინციპიდან?

როგორც ვიცით, ფიზიკის მიზანია იმის დადგენა, თუ რა კანონების მიხედვით მიმდინარეობს ფიზიკური მოვლენები სხვადასხვა ათვლის სისტემებში. ფარდობითობის სპეციალური თეორია საშუალებას გვაძლევს, დავადგინოთ მოვლე-

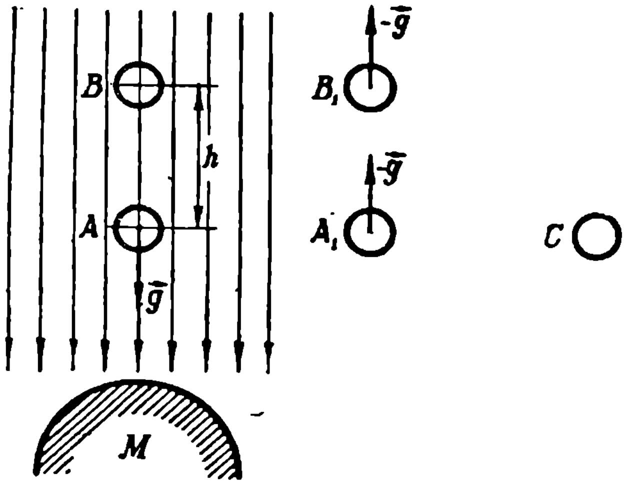
ნების მიმდინარეობის კანონზომიერებანი ინერციულ სისტე-მებში, რომლებიც არ იმყოფება გრავიტაციულ ველში. მაგრამ გარდა ასეთი ინერციული სისტემებისა, არსებობს ინერ-ციული სისტემები, რომელთა ირგვლივ არსებობს გრავი-ტაციული ველი. ფარდობითობის სპეციალური თეორია ვერაფერს ვერ გვეუბნება ასეთ სისტემებში მოვლენების მიმ-დინარეობის შესახებ. მაგრამ, როგორც ახლა ვნახავთ, ექვივალენტობის პრინციპის საშუალებით შეიძლება დავად-გინოთ მოვლენების მიმდინარეობის ხასიათი ასეთ ინერციულ სისტემებში. მართლაც, განვიხილოთ გრავიტაციული ველის გარეშე მყოფი აჩქარებული ათვლის სისტემა, რომლის აჩ-ქარება განსახილველი გრავიტაციული ველის დაძაბულობის ტოლი და საწინააღმდეგოა. იმის გასაგებად, თუ როგორ მიმ-დინარეობს მოვლენები ასეთ სისტემაში, უნდა მოვახდინოთ კოორდინატთა და დროის გარდაქმნა ინერციული სისტემიდან ამ სისტემაზე (ორივე ეს სისტემა გრავიტაციული ველის გა-რეშეა). ახლა უკვე ადვილია მოვლენების მიმდინარეობის ხასიათის გაგება გრავიტაციულ ველიან ინერციულ სისტე-მაში, ვინაიდან, ექვივალენტობის პრინციპის თანახმად, ამ უკანასკნელ ათვლის სისტემაში მოვლენები ისევე მიმდი-ნარეობს, როგორც აჩქარებულ სისტემაში, იმ პირობით, რომ აჩქარება ველის დაძაბულობის ტოლია და საპირისპიროდ მი-მართული. ყოველივე ზემოთქმული თვალსაჩინოდ ასე შეიძლება გამოვსახოთ:

გრავიტაციული ველის გარეშე მყოფი ინერციული სისტემა		გრავიტაციული ველის გარეშე მყოფი არაინერციული სისტემა		გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემა
$\boxed{A}$	კოორდინატთა $\xrightarrow{\hspace{2em}}$ გარდაქმნა	$\boxed{B}$	ექვივალენტობის $\xrightarrow{\hspace{2em}}$ პრინციპი	
მოვლენების მიმდინარეობის კანონები ცნობილია ფარდობითობის სპეციალური თეორიიდან		მოვლენების მიმდინარეობის კანონები მიიღება კოორდინატთა გარდაქმნით		

31. დრო და სივრცე გრავიტაციულ ველში მყოფ ინერციულ სისტემაში

ექვივალენტობის პრინციპი საშუალებას იძლევა გამოვარკვიოთ, თუ როგორ მიმდინარეობს დრო და როგორ იცვლება სხეულის სიგრძე გრავიტაციული ველის გავლენით. ვთქვათ, გვაქვს გრავიტაციულ ველში მყოფი ინერციული სისტემა (ნახ. 51), მასში მოთავსებულია ორი A და B საათი, რომელთა შორის მანძილი არის h (ძალწირების გასწვრივ). გრავიტაციული ველის დაძაბულობა იყოს $\vec{g}$. შეიძლება M მასით გამოწვეული გრავიტაციული ველი არ იყოს ერთგვაროვანი, ე.ი. შეიძლება დაძაბულობა იცვლებოდეს მანძილის მიხედვით, მაგრამ, თუ h მანძილი საკმაოდ მცირეა, მის გასწვრივ $\vec{g}$ შეიძლება მუდმივად ჩავთვალოთ. ექვივალენტობის პრინციპის თანახმად, A და B საათების ჩვენებანი ისეთივე იქნება, როგორც მსგავსი A_1 და B_1 საათებისა, რომლებიც იმყოფებიან $-\vec{g}$ აჩქარებით მოძრავ (ველის დაძაბულობის საწინააღმდეგოდ) არაინერციულ სისტემაში. იმისათვის, რომ

გამოვარკვიოთ, თუ როგორია ამ A_1 და B_1 საათების ჩვენებანი, ისინი უნდა შევადაროთ გრავიტაციული ველის გარეშე მყოფი ინერციული სისტემის C საათის ჩვენებას. აღვნიშნოთ υ_{A1}-ით სიჩქარე, რომლითაც A_1 საათი გაივლის C საათის



ნახ. 51.

მახლობლად აჩქარებული მოძრაობისას. მაშინ, ფარდობითობის სპეციალური თეორიის თანახმად, თუ C საათის პერიოდი არის T, A_1 საათის პერიოდი იქნება

$$T_{A1} = \frac{T}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_{A1}^2}{c^2}}}.$$

თუ დავუშვებთ, რომ υ_{A1} ძალიან მცირეა c-სთან შედარებით, ეს ფორმულა მიახლოებით ასე შეიძლება დაიწეროს:

$$T_{A1} \approx T\left(1 + \frac{\upsilon_{A1}^2}{2c^2}\right). \quad (117)$$

სრულიად ანალოგიურად, როდესაც B_1 საათი გაივლის

C-ს მახლობლად სიჩქარით υ_{B1}, მისი პერიოდი იქნება

$$T_{B1} \approx T\left(1+\frac{\upsilon_{B1}^{\ 2}}{2c^2}\right). \tag{118}$$

აქედან იმავე მიახლოებით მივიღებთ

$$T_{B1} \approx T_{A1}\left(1+\frac{\upsilon_{B1}^{\ 2}-\upsilon_{A1}^{\ 2}}{2c^2}\right).$$

მაგრამ თანაბრად აჩქარებული მოძრაობის ფორმულის თანახმად,

$$\upsilon_{B1}^{\ 2}-\upsilon_{A1}^{\ 2}=2gh.$$

ამიტომ საბოლოოდ A_1 და B_1 საათების პერიოდებისათვის მივიღებთ:

$$T_{B1} \approx T_{A1}\left(1+\frac{gh}{c^2}\right). \tag{119}$$

მაგრამ, ექვივალენტობის პრინციპის თანახმად, გრავიტაციულ ველში მყოფი A და B საათების ჩვენებებს შორის ისეთივე კავშირი უნდა იყოს, როგორც g აჩქარებით მოძრავ სისტემაში მყოფი A_1 და B_1 საათების ჩვენებებს შორის (გრავიტაციული ველის გარეშე). ამიტომაც შეიძლება დავწეროთ

$$T_B \approx T_A\left(1+\frac{gh}{c^2}\right). \tag{120}$$

აქ უკვე g არის გრავიტაციული ველის დაძაბულობა. როგორც ვხედავთ, საათის ჩვენება, ე.ი. დროის მიმდინარეობა, დამოკიდებულია საათის მდებარეობაზე გრავიტაციულ ველში. ვინაიდან ერთგვაროვანი ველის შემთხვევაში gh არის გრავიტაციული ველის პოტენციალთა სხვაობა h მანძილზე გადანაცვლებისას, შეიძლება დავწეროთ

$$gh = \varphi_B - \varphi_A,$$

სადაც φ_A და φ_B არის გრავიტაციული ველის პოტენციალების მნიშვნელობანი A და B საათების მდებარეობის წერტილებში. ამიტომ (120) ფორმულა შეიძლება ასე დაიწეროს:

$$T_B \approx T_A\left(1 + \frac{\varphi_B - \varphi_A}{c^2}\right). \qquad (121)$$

ეს ფორმულა შეიძლება გამოვიყენოთ არაერთგვაროვანი ველის შემთხვევაშიც და ჩავთვალოთ იგი სამართლიანად ნებისმიერი გრავიტაციული ველისათვის. მაგალითად, M მასის მიერ შექმნილი სფერული სიმეტრიის ველისათვის გვექნება

$$T_B \approx T_A\left(1 + \frac{\gamma M}{c^2 r_B} - \frac{\gamma M}{c^2 r_A}\right), \qquad (122)$$

სადაც γ გრავიტაციული მუდმივაა, ხოლო r_A და r_B არის A და B საათების მანძილები M მასის ცენტრიდან. ვთქვათ, A საათი გადატანილია უსასრულობაში, ე.ი. მოთავსებულია ინერციულ სისტემაში გრავიტაციული ველის გარეშე. მაშინ $r_A \to \infty$ და (122) ფორმულა მიიღებს სახეს

$$T_B \approx T\left(1 + \frac{\gamma M}{c^2 r_B}\right). \qquad (123)$$

ეს ფორმულა გვიჩვენებს, რომ გრავიტაციულ ველში მყოფი საათი უფრო ნელა მიდის, ე.ი. დრო უფრო ნელა მიმდინარეობს, ვიდრე გრავიტაციული ველის გარეშე მყოფ ინერციულ სისტემაში.

როგორც მაგალითი, განვიხილოთ ორი მსგავსი ატომი:

ერთი მოთავსებული ვარსკვლავის ზედაპირზე, ხოლო მეორე – დედამიწის ზედაპირზე. თუ დედამიწის გრავიტაციულ ველს არ მივიღებთ მხედველობაში, დედამიწის მასის სიმცირის გამო ვარსკვლავის მასასთან შედარებით, მივიღებთ

$$T_{B} \approx T\left(1+\frac{\gamma M}{c^{2}R}\right), \quad (124)$$

სადაც R არის ვარსკვლავის რადიუსი. ვარსკვლავის ზედაპირზე მყოფი ატომის პერიოდი, ე.ი. მის მიერ გამოსხივებული სინათლის პერიოდი მეტი იქნება, ვიდრე დედამიწაზე მყოფი მსგავსი ატომის მიერ გამოსხივებული სინათლის პერიოდი. ამიტომ ვარსკვლავის ზედაპირიდან მოსული სპექტრული ხაზი გადანაცვლებული იქნება სპექტრის წითელი მხარისაკენ $T\frac{\gamma M}{c^{2}R}$ სიდიდით, სადაც T არის დედამიწის ატომიდან მიღებული სპექტრული ხაზის პერთოდი. ეს ე.წ. „წითელი წანაცვლება" ნაწინასწარმეტყველები იყო აინშტაინის მიერ უკვე 1911 წელს. მის შემდეგ მრავალი მეცნიერი ცდილობდა ამ ეფექტის ექსპერიმენტულ შემოწმებას. (124) ფორმულით განსაზღვრული პერიოდის ცვლილება შესამჩნევი იქნება მხოლოდ ძლიერი გრავიტაციული ველის შემთხვევაში. მაგალითად, მზეზე მყოფი ატომისათვის

$M \approx 1{,}983 \cdot 10^{33}$ გ, $R \approx 6{,}95 \cdot 10^{10}$ სმ

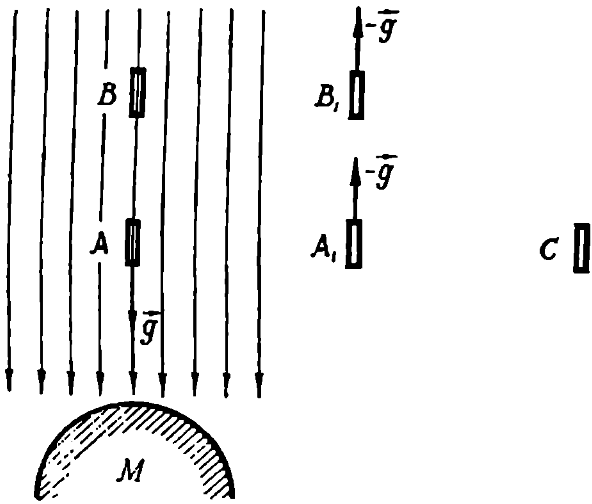
და ამიტომ პერიოდის ფარდობითი ცვალებადობისათვის მივიღებთ

$$\frac{\Delta T}{T} \approx 2{,}6 \cdot 10^{-6}.$$

გაცილებით მეტი ცვლილება მიიღება სირიუსის თანამგზავრისათვის, რომლის სიმკვრივე დაახლოებით 10^{5}-ჯერ მეტია, ვიდრე წყლის სიმკვრივე. ჯერჯერობით ყველა დაკვირვება ასეთი დიდი სიმკვრივის მქონე ვარსკვლავების,

ე.წ. „თეთრი ჯუჯა" ვარსკვლავების სპექტრებზე კარგად ეთანხმება ფარდობითობის თეორიის შედეგებს.

განვიხილოთ ახლა გრავიტაციულ ველში მყოფი სხეულის სიგრძის საკითხი. საათების მაგიერ გრავიტაციულ ველში დაძაბულობის გასწვრივ მოვათავსოთ A და B ღეროები (ნახ. 52). მათი სიგრძეები აღვნიშნოთ სათანადოდ L_A-თი და L_B-თი. ექვივალენტობის პრინციპის თანახმად ისინი შეიძლება შევცვალოთ g აჩქარებით



ნახ. 52.

მოძრავ არაინერციულ სისტემაში მყოფი A_1 და B_1 ღეროებით. ვინაიდან მათი სიჩქარეები ინერციულ სისტემაში მყოფი C ღეროს მიმართ იქნება υ_{A1} და υ_{B1}, სათანადო სიგრძეებისათვის მივიღებთ

$$L_{A1} \approx L\sqrt{1-\frac{\upsilon_{A1}^{\ 2}}{c^2}} \approx L\left(1-\frac{\upsilon_{A1}^{\ 2}}{2c^2}\right), \qquad (125)$$

$$L_{B1} \approx L\sqrt{1-\frac{{\upsilon_{B1}}^2}{c^2}} \approx L\left(1-\frac{{\upsilon_{B1}}^2}{2c^2}\right), \qquad (126)$$

საიდანაც მიახლოებით გვექნება

$$L_{B1} \approx L_{A1}\left(1-\frac{{\upsilon_{B1}}^2-{\upsilon_{A1}}^2}{2c^2}\right).$$

მაგრამ

$$ {\upsilon_{B1}}^2-{\upsilon_{A1}}^2 = 2gh,$$

ამიტომ ფორმულა შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$L_{B1} \approx L_{A1}\left(1-\frac{gh}{c^2}\right). \qquad (127)$$

ექვივალენტობის პრინციპის თანახმად იგივე თანაფარდობა გვექნება გვექნება g დაძაბულობის გრავიტაციულ ველში მყოფი A და B ღეროების სიგრძეებისათვის

$$L_B \approx L_A\left(1-\frac{gh}{c^2}\right).$$

გრავიტაციული ველის პოტენციალის შემოღება მოგვცემს საბოლოოდ

$$L_B \approx L_A\left(1-\frac{\varphi_B-\varphi_A}{c^2}\right). \qquad (128)$$

ეს ფორმულა გვიჩვენებს, რომ სხეულის სიგრძე დამოკიდებულია გრავიტაციული ველის პოტენციალზე. იგი მით უფრო ნაკლებია, რაც უფრო მეტია პოტენციალი. კარგად უნდა გვახსოვდეს, რომ ეს დამოკლება შეეხება სხეულის ზომას ველის გასწვრივ. ადვილად შეიძლება დამტკიცდეს, რომ სხეულის ზომა ველის დაძაბულობის მართობულად არ იცვლება.

(124) ფორმულის ანალოგიურად შეიძლება მივიღოთ შემდეგი ფორმულა:

$$L_R \approx L\left(1-\frac{\gamma M}{c^2 R}\right), \qquad (129)$$

რომელიც აკავშირებს გრავიტაციული ველის გარეთ მყოფი ღეროს L სიგრძეს გრავიტაციული ველის გამომწვევ M მასის სფეროდან R მანძილზე მყოფი ღეროს სიგრძესთან.

გრავიტაციული ველის გავლენით სიგრძის შემცირების და დროის გახანგრძლივების ზემოთ მოცემული ფორმულები გამოყვანილი იყო ერთგვაროვანი ველის შემთხვევისათვის. ისინი გამოდგებიან არაერთგვაროვანი ველისათვისაც, თუ განვიხილავთ უსასრულოდ მცირე სიგრძეებს და ხანგრძლივობებს. თუ ამ სიდიდეებს ინერციულ უგრავიტაციო ათვლის სისტემაში dl_0-ით და dt_0-ით აღვნიშნავთ, ხოლო იმავე სიდიდეებს გრავიტაციულ ველში მყოფ ათვლის სისტემაში dl-ით და dt-თი, მივიღებთ:

$$dt \approx dt_0\left(1+\frac{\varphi}{c^2}\right), \qquad (130)$$

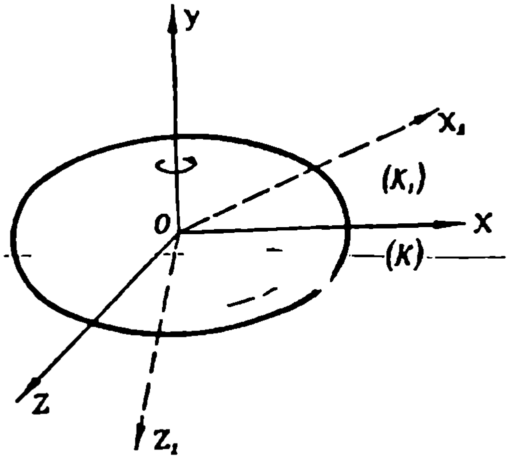
$$dl \approx dl_0\left(1-\frac{\varphi}{c^2}\right). \qquad (131)$$

32. სივრცის და დროის გამრუდება არაინერციულ სისტემებში და გრავიტაციულ ველში

წინა პარაგრაფში განხილული მოვლენა, რომ არაინერციულ სისტემაში და გრავიტაციულ ველში მყოფ ინერციულ სისტემაში მონაკვეთის სიგრძე და დროის შუალედი შეცვლილია, ფრიად მნიშვნელოვან დასკვნას იძლევა სივრცის და დროის სტრუქტურის შესახებ. შეიძლება ადვილად გამოირკვეს, რომ არაინერციულ სისტემაში სივრცე აღარ არის ევკლიდური, ე.ი. რომ სივრცის გეომეტრიული

თვისებები აღარ ემორჩილება ევკლიდეს გეომეტრიას.

მართლაც, განვიხილოთ წრიული დისკო, რომელიც ბრუნავს მისი სიბრტყისადმი მართობული და მის ცენტრზე გამავალი ღერძის ირგვლივ (ნახ. 53). გარდა იმ K ინერციული სისტემისა, რომლის მიმართ დისკო ბრუნავს, ავიღოთ მეორე ათვლის K_1 სისტემა (არაინერციული), რომელიც ბრუნავს დისკოსთან ერთად (პუნქტირით გამოსახული ღერძები). ვთქვათ, K_1 მბრუნავ სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი ზომავს დისკოს რადიუსს და მის გარშემოწერილობას სიგრძის ერთეულით, რომელიც დისკოს უძრაობის დროს თანხვდებოდა ინერციული სისტემის სიგრძის ერთეულს. როგორი იქნება გაზომვების შედეგები? ამისათვის გამოვარკვიოთ, თუ რას დაასკვნის ინერციულ სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი, როდესაც იგი თვალყურს ადევნებს ამ გაზომვებს. მისთვის საზომი ეტალონი მოძრაობს დისკოსთან ერთად. როდესაც დისკოსთან ერთად მბრუნავი დამკვირვებელი ზომავს დისკოს რადიუსს, უძრავი დამკვირვებლის მიმართ ეტალონი მოძრაობს თავისი სიგრძის მართობულად და ამიტომ მისი სიგრძე ისეთივეა, როგორც ინერციულ სისტემაში. ამიტომაც დისკოს რადიუსისათვის მიიღება იგივე მნიშვნელობა, რაც ინერციულ სისტემაში. მაგრამ, როდესაც იგი ზომავს წრეწირის სიგრძეს, მან უნდა გააჩეროს ეტალონი წრეწირის მხებად და ამიტომ ლორენცისეული დამოკლების თანახმად, ეტალონის სიგრძე დამოკლდება $\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}$-ჯერ, სადაც υ არის დისკოს პერიფერიული წერტილების წრფივი სიჩქარე.



ნახ. 53.

ამიტომაც უძრავი დამკვირვებელი დაინახავს, რომ დისკოს პერიმეტრზე დალაგდება ეტალონების მეტი რაოდენობა, ე.ი. მისი სიგრძე მეტი იქნება, ვიდრე უძრავი დისკოს შემთხვევაში. ცხადია, რომ იგივე შედეგი უნდა მიიღოს დისკოსთან ერთად მბრუნავმა დამკვირვებელმა. მაშასადამე, თუ უძრავი დისკოსათვის ჩვენ გვაქვს თანაფარდობა

$$L = 2\pi R,$$

სადაც L და R უძრავი დისკოს პერიმეტრი და რადიუსია, მოძრავი დისკოსათვის მივიღებთ

$$L_1 > 2\pi R,$$

სადაც L_1 არის მბრუნავი დისკოს პერიმეტრი.

ჩვენ ვხედავთ, რომ გეომეტრიის კანონები მბრუნავ დისკოზე არ ეთანხმება ევკლიდეს გეომეტრიის კანონებს. თუ მბრუნავ დისკოზე მყოფი დამკვირვებელი გეომეტრიულ გაზომვებს ჩაატარებს ამ დისკოზე (გაზომავს სამკუთხედის კუთხეების ჯამს, გაავლებს უმოკლეს წირებს წერტილებს შორის, შეეცდება ააგოს მსგავსი ფიგურები და სხვ.), იგი

აღმოაჩენს, რომ ამ გაზომვების შედეგები არ ეთანხმება ევკლიდეს გეომეტრიის კანონებს. უმოკლესი წირები იქნება არა წრფეები, არამედ მრუდი წირები: ასეთი წირებით აგებული სამკუთხედის კუთხეების ჯამი იქნება 2π-ზე ნაკლები და სხვ. იგი დარწმუნდება, რომ მისი დისკო გ ა მ რ უ დ ე ბ უ ლ ი ა.

ასეთივე შედეგს მივიღებთ, თუ დროს გავზომავთ დისკოს სხვადასხვა წერტილში. ცხადია, რომ მბრუნავი დისკოს პერიფერიულ ადგილას მოთავსებული საათი ჩამორჩება დისკოს ცენტრში მდებარე საათს, ვინაიდან მისი მოძრაობის გამო, ლორენცის გარდაქმნის ფორმულების თანახმად, მის მიერ ნაჩვენები დრო იქნება

$$t = t_0\sqrt{1-\frac{\omega^2R^2}{c^2}},$$

სადაც $\omega R = \upsilon$ არის საათის მოძრაობის სიჩქარე.

ყოველივე ზემოთქმული გვიჩვენებს, რომ არაინერციულ სისტემაში სივრცე არ არის ევკლიდური და დროც მიმდინარეობს სხვადასხვა სიჩქარით სისტემის სხვადასხვა ადგილას. მაგრამ ექვივალენტობის პრინციპის თანახმად იგივე შედეგი უნდა მივიღოთ ისეთ ათვლის სისტემაშიც, რომელშიაც არსებობს გრავიტაციული ველი. გრავიტაციულ ველში სივრცის და დროის თვისებები აღარ არის ისეთი, როგორც გრავიტაციულ ველისაგან თავისუფალ ათვლის სისტემაში. გრავიტაციული ველი იწვევს სივრცის გამრუდებას, ე.ი. მის გადახრას ევკლიდური სივრცისაგან და დროის სხვადასხვა მიმდინარეობას სხვადასხვა ადგილას.

33. სინათლის სხივი გრავიტაციულ ველში

გამოვარკვიოთ ახლა, თუ როგორ ვრცელდება სინათლე გრავიტაციულ ველში. ვთქვათ, M მასის სფერული ფორმის სხეულის მიერ შექმნილია გრავიტაციული ველი და გვსურს გავიგოთ, რა სიჩქარით ვრცელდება სინათლე სხვადასხვა მიმართულებით. განვიხილავთ მხოლოდ ორ შემთხვევას: სინათლის გავრცელებას რადიალური და ტანგენციალური მიმართულებით. გრავიტაციული ველი რომ არ იყოს, სინათლის სიჩქარე ყველა მიმართულებით იქნება ერთი და იგივე და c-ს ტოლი. ამიტომ ველის გარეშე სინათლის მიერ dt_0 დროში გავლილი dl_0 მანძილი იქნება

$$dl_0 = cdt_0,$$

სადაც dt_0 და dl_0 წარმოადგენს დროის შუალედს და გავლილ მანძილს ინერციულ უგრავიტაციო სისტემაში. მაგრამ წინა პარაგრაფიდან ვიცით, რომ ხანგრძლივობა და სიგრძე გრავიტაციულ ველში, ე.ი. dt და dl შემდეგნაირად არის დაკავშირებული dt_0 და dl_0-თან:

$$dt = dt_0\left(1+\frac{\gamma M}{c^2 r}\right), \qquad (132)$$

$$dr = dl_0\left(1-\frac{\gamma M}{c^2 r}\right). \qquad (133)$$

dl-ის მაგიერ დავწერეთ dr იმის აღსანიშნავად, რომ მანძილი რადიალურია. აქედან სინათლის სიჩქარისათვის (რადიალურ მიმართულებით) გრავიტაციულ ველში მივიღებთ

$$c_r = c\,\frac{1-\dfrac{\gamma M}{c^2 r}}{1+\dfrac{\gamma M}{c^2 r}} \approx c\left(1-\frac{2\gamma M}{c^2 r}\right). \qquad (134)$$

როგორც ვხედავთ, სინათლის რადიალური სიჩქარე გრავიტაციულ ველში ნაკლებია, ვიდრე გრავიტაციული ველის გარეშე და მით უფრო ნაკლებია, რაც უფრო ახლოს ვართ ველის გამომწვევ სხეულთან. სინათლის სიჩქარე კლებულობს სხეულთან მიახლოებისას.

სრულიად ანალოგიურად გამოითვლება სინათლის სიჩქარე ტანგენციალური, ე.ი. რადიუსის მართობული მიმართულებით. ვინაიდან სიგრძე რადიუსის მართობული მიმართულებით არ იცვლება, გრავიტაციული ველის გავლენით მივიღებთ:

$$dr = dl_0,$$

საიდანაც (132) ფორმულაზე გაყოფით გვექნება

$$c_\tau = \frac{dl}{dt} = \frac{c}{1+\dfrac{\gamma M}{c^2 r}} \approx c\left(1-\frac{\gamma M}{c^2 r}\right). \qquad (135)$$

ამ შემთხვეეაშიც სინათლის სიჩქარე ნაკლებია, ვიდრე გრავიტაციული ველის გარეშე.

ცხადია, რომ ვინაიდან გრავიტაციულ ველში სინათლის სიჩქარე სხვადასხვაა სხვადასხვა ადგილას, იგი არ შეიძლება გავრცელდეს წრფივად – მისი ტრაექტორია, ე.ი. სხივი გამრუდებული იქნება.

ექვივალენტობის პრინციპის ეს შედეგი აინშტაინმა მიილო არაზუსტი გამოთვლებით უკვე 1911 წელს, მაგრამ მის მიერ გამოთვლილი გადახრის კუთხის მნიშვნელობა ორჯერ ნაკლები აღმოჩნდა 1916 წელს მის მიერვე დადგენილ ზუსტ მნიშვნელობაზე; გამოთვლები ჩატარებული იყო

ვარსკვლავიდან გამოსული და მზის ზედაპირის მახლობლად გამავალი სხივისათვის.

ზუსტი გამოთვლა კუთხისა, რომლითაც მობრუნდება სინათლის სხივი გრავიტაციულ ველში გავლისას, საკმაოდ რთულია და ამიტომ ჩვენ განვიხილავთ მარტივ შემთხვევას. სიმარტივისათვის დავუშვათ, რომ M მასის და R რადიუსის მქონე სფერული სხეულის გრავიტაციული ველი ერთგვაროვანია და გავრცელებულია განივი მიმართულებით მხოლოდ ამ სხეულის დიამეტრის მანძილზე (ნახ. 54). ვთქვათ, შორეული ვარსკვლავიდან ნახაზზე ნაჩვენები მიმართულებით მიდის სინათლის სხივი. დავამტკიცოთ, რომ გრავიტაციულ ველში გავლისას იგი გამრუდდება და გამოვა ველიდან შეცვლილი მიმართულებით.

მართლაც, ექვივალენტობის პრინციპის თანახმად, ეს ერთგვაროვანი გრავიტაციული ველი შეიძლება შევცვალოთ თანაბრად აჩქარებული სისტემით, რომელიც მოძრაობს ნახაზზე ნაჩვენები მიმართულებით. გამოვარკვიოთ, თუ როგორ გავრცელდება სინათლის სხივი ასეთ სისტემაში. ვთქვათ, სინათლის სხივი შემოვიდა აჩქარებულად მოძრავი კაბინის A წერტილში, რომელიც ახორციელებს განსახილველ არაინერციულ სისტემას. სანამ სხივი გაივლის კაბინაში, ეს უკანასკნელი აჩქარებული მოძრაობით აიწევს ზევით $gt^2/2$ მანძილზე, სადაც g არის აჩქარება, ხოლო t სხივის მიერ AB მანძილის გავლის დრო. ამიტომ სხივი მოხვდება არა B, არამედ C წერტილში. AB-ს გასწვრივ თანაბარი მოძრაობის შეკრება BC-ს გასწვრივ აჩქარებულ მოძრაობასთან მოგვცემს მოძრაობას პარაბოლაზე, რაც გვიჩვენებს, რომ კაბინის მიმართ სინათლის სხივი გამრუდებული იქნება. იმ φ კუთხის გამოსათვლელად, რომელსაც კაბინიდან გამოსული სხივი ადგენს მის წინანდელ მიმართულებასთან, გავავლოთ AC ქორდა. ცხადია, რომ მიახლოებით CAB კუთხე იქნება ნახევარი საძიებელი

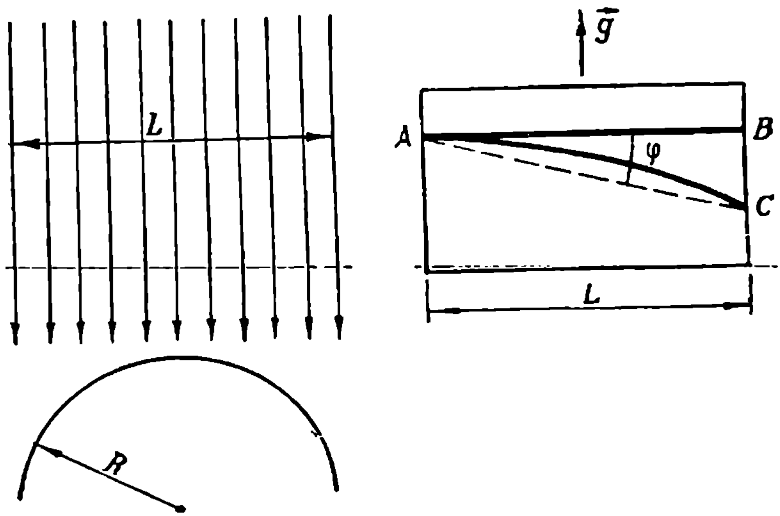
კუთხისა. CAB კუთხის ტანგენსისათვის გვექნება ფორმულა

$$\mathrm{tg}\frac{\varphi}{2}=\frac{BC}{AB}=\frac{gt^2}{2ct}=\frac{gt}{2c}=\frac{gL}{2c^2}.$$

ვინაიდან კუთხე მცირეა, tg შეიძლება თვით კუთხით შევცვალოთ და მივიღებთ

$$\varphi=\frac{gL}{c^2}. \qquad (136)$$

ასეთი კუთხით გამრუდდება სინათლის სხივი აჩქარებულად მოძრავ კაბინაში. მაგრამ, როგორც ზემოთ ვთქვით, ერთგვაროვან გრავიტაციულ ველში ყველა



ნახ. 54.

მოვლენა ისე მიმდინარეობს, როგორც თანაბრად აჩქარებულად მოძრავ სისტემაში და ამიტომ L სიგანისა და g დაძაბულობის ველში სინათლის სხივი უნდა გადაიხაროს ისეთივე კუთხით. ვინაიდან M მასის და R რადიუსის სხეულის გრავიტაციული ველის დაძაბულობა შემდეგი ფორმულით გამოისახება (სხეულის ზედაპირზე):

$$g = \frac{\gamma M}{R^2},$$

მივიღებთ

$$\varphi = \frac{\gamma ML}{c^2R^2}. \qquad (137)$$

L მივიღეთ დიამეტრის ტოლად, მაგრამ ზუსტი გამოთვლა, რომელიც მხედველობაში იღებს როგორც ველის არაერთგვაროვნებას, ისე მანძილების და დროის ხანგრძლივობის ცვლილებას გრავიტაციულ ველში, გვაძლევს შემდეგ ფორმულას:

$$\varphi = \frac{4\gamma M}{c^2R}. \qquad (138)$$

მაგალითად, ამ ფორმულის თანახმად, ვარსკვლავიდან წამოსული სხივი, რომელიც გადის მზის ზედაპირთან, უნდა გადაიხაროს $\varphi = 1'',7$ კუთხით და დამკვირვებელს, რომელიც უყურებს ამ ვარსკვლავს, მოეჩვენება, რომ ვარსკვლავის ხილული მდებარეობა დაშორდა მზის ზედაპირს.

ფარდობითობის თეორიის ეს შედეგი მრავალჯერ იქნა შემოწმებული მზის დაბნელებაზე ასტრონომიული დაკვირვების დროს (მხოლოდ დაბნელების დროს შეიძლება მზის მახლობელი ვარსკვლავების დანახვა და ფოტოგრაფირება) პირველმა შემოწმებამ 1919 წელს მოგვცა გადახრის კუთხისათვის შემდეგი მნიშვნელობა $1'',9$ და $1'',6$. შემდეგმა დაკვირვებებმა ერთმანეთისაგან მცირედ განსხვავებული მნიშვნელობები მოგვცა, მაგრამ ყველა ცდა გვიჩვენებს, რომ დამზერილი კუთხე ეთანხმება თეორიულ შედეგს.

34. მერკურის პერიჰელიუმის მოძრაობა

ცნობილია, რომ ნიუტონის თეორიის თანახმად, პლანეტა მოძრაობს მზის ირგვლივ ელიფსზე, რომელიც უცვლელია სივრცეში, თუ რასაკვირველია, პლანეტაზე არ მოქმედებს გარეშე შემაშფოთებელი ძალები.

ფარდობითობის ზოგადი თეორიის თანახმად, პლანეტის მოძრაობა უფრო რთული ხასიათისაა: ამისი მიზეზია:

1) მასის ცვალებადობა, გამოწვეული სიჩქარის ცვლით, 2) სივრცე-დროის გამრუდება. ამ მიზეზის გამო პლანეტის პერიჰელიუმი არ რჩება უძრავი – იგი ინაცვლებს თვით პლანეტის მოძრაობის მიმართულებით. ელიფსის პერიჰელიუმის გადანაცვლება მით უფრო შესამჩნევია, რაც უფრო ახლოს არის პლანეტა მზესთან და რაც უფრო დიდია ორბიტის ექსცენტრისიტეტი. ყველაზე დიდია ეს გადანაცვლება მერკურისათვის. გამოთვლები გვიჩვენებს, რომ ყოველ ას წელიწადში მერკურის პერიჰელიუმმა უნდა გადაინაცვლოს დაახლოებით 43"-ით. დიდი ხანია ცნობილი იყო, რომ მერკურის პერიჰელიუმის გადანაცვლება მართლაც წარმოებს. დაკვირვებებით დადგენილია, რომ მერკურის პერიჰელიუმი ინაცვლებს საუკუნის განმავლობაში 532"-ით. ამ გადანაცვლების დიდი ნაწილი, ლევერიეს თანახმად, აიხსნება სხვა პლანეტებით გამოწვეული შეშფოთებით: აუხსნელი რჩებოდა დაახლოებით 41"-ით გადანაცვლება. ამგვარად, ფარდობითობის ზოგადი თეორია ხსნის სწორედ იმ დანარჩენ გადანაცვლებას, რომლის ახსნაც ვერ შესძლო კლასიკურმა თეორიამ შეშფოთებების გათვალისწინებით.

დედამიწისათვის პერიჰელიუმის გადანაცვლება გამოთვლების თანახმად დაახლოებით 4"-ის ტოლია და ამიტომ ამ გადანაცვლების აღმოჩენა ჯერჯერობით ვერ მოხერხდა, რადგან თანამედროვე ასტრონომიული გაზომვების სიზუსტე ამის შესაძლებლობას არ იძლევა.

ზემოთ მოყვანილი სამი ეფექტი: გრავიტაციულ ველში სპექტრული ხაზების წანაცვლება (გრავიტაციული წითელი წანაცვლება), სინათლის სხივის გამრუდება და პერიჰელიუმის გადანაცვლება დღეისათვის ამოწურავს იმ მოვლენებს, რომლებზე დაკვირვებითაც შეიძლება შემოწმდეს ფარდობითობის ზოგადი თეორიის სისწორე.

35. სიხშირის წანაცვლების შემოწმება მესბაუერის ეფექტის საშუალებით

წინა პარაგრაფში ნაჩვენები იყო, თუ როგორ შეიძლება სიხშირის წანაცვლების აღმოჩენა ვარსკვლავების სპექტრზე დამზერით. 1958 – 1959 წ. გერმანელი ფიზიკოსის მესბაუერის მიერ აღმოჩენილ იქნა ფრიად მნიშვნელოვანი მოვლენა, რომლის არსი მდგომარეობს შემდეგში. გაზის ატომების გამოსხივებისას შეიმჩნევა სპექტრული ხაზის ბუნებრივი გაგანიერება და სიხშირის წანაცვლება, დაკავშირებული მოლეკულების სითბურ მოძრაობასთან და უკუცემასთან. აღგზნებული მოლეკულა უძრავი რომ ყოფილიყო, მას უნდა გამოესხივებინა ენერგია E_0. მაგრამ, ვინაიდან გამოსხივების დროს მოლეკულა, ან უფრო სწორად მისი ბირთვი, განიცდის უკუცემას, გამოსხივებული ენერგია იქნება ნაკლები, ე.ი. $E_0-\varepsilon$, სადაც ε არის ბირთვის მიერ უკუცემის დროს შთანთქმული ენერგია. აქედან გამომდინარე, გამოსხივებული ენერგია შეიძლება შთაინთქას მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ იგი იქნება $E_0+\varepsilon$. ამის გამო ვერ ხერხდებოდა γ სხივების რეზონანსული შთანთქმა, ვინაიდან რეზონანსული შთანთქმა ნიშნავს გამოსხივებული და შთანთქმული ენერგიების ტოლობას. ამ შემთხვევაში ეს ტოლობა არ არის შესრულებული, ვინაიდან შთანთქმული და

გამოსხივებული ენერგიების სხვაობა 2ε -ს ტოლია.

1958 წ. მესბაუერმა დაამტკიცა, რომ სხივების რეზონანსული შთანთქმა შეიძლება განხორციელდეს, თუ ალგზნებული ატომები იმყოფება ძალიან დაბალი ტემპერატურის მქონე კრისტალში.

ეს გამოწვეულია იმით, რომ ასეთი დაბალი ტემპერატურის პირობებში უკუცემას განიცდის არა ცალკეული ატომი, არამედ მთელი კრისტალი, იმიტომ რომ ძალიან დაბალი ტემპერატურის პირობებში მნიშვნელოვან როლს ასრულებს ატომური ბმები. ბუნებრივია, რომ ამის გამო უკუცემის სიჩქარე და კინეტიკური ენერგია ε კლებულობს. მაშასადამე, პრაქტიკულად შესრულებულია გამოსხივებული და შთანთქმული ენერგიების ტოლობის პირობა.

გამოვიყენოთ მესბაუერის ეფექტი სიხშირის გრავიტაციული წანაცვლების დასადგენად. ამისათვის განვიხილოთ γ გამოსხივების ორი წყარო – ერთი დედამიწის ზედაპირზე, მეორე კი – მისგან გარკვეულ h სიმაღლეზე. ვინაიდან გრავიტაციული პოტენციალები დედამიწის ზედაპირზე და h სიმაღლეზე სხვადასხვაა, ამიტომ წყაროების მიერ გამოსხივებული სიხშირეები სხვადასხვა იქნება, თანახმად ფარდობითობის თეორიის შემდეგი ფორმულისა:

$$\omega_h = \omega_0 \left[1 - \frac{\gamma M}{c^2(R+h)}\right], \qquad (139)$$

სადაც ω_h და ω_0 არის წყაროების სიხშირეები h სიმაღლეზე და დედამიწის ზედაპირზე. აქედან სიხშირის ფარდობითი წანაცვლებისათვის მივიღებთ:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\gamma M h}{c^2 R^2}.$$

ვინაიდან $\frac{\gamma M}{R^2} = g$, საბოლოოდ მივიღებთ:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx \frac{gh}{c^2}. \qquad (140)$$

მაგალითად, თუ $h = 1$ მ,

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx 10^{-6}.$$

1960 წ. ჩატარებულმა ცდებმა სავსებით დაადასტურა სიხშირის გრავიტაციული წანაცვლების არსებობა, ე.ი. დროის მიმდინარეობის დამოკიდებულება გრავიტაციულ პოტენციალზე.

დაიბეჭდა გამომცემლობაში
„ნეკერი"