

**ივანე ჯავახიშვილის სახელობის
თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი
ბალაღი ენერგოეზის ფიზიკის ინსტიტუტი**

ანზორ ხელაშვილი

**სვინის ფიზიკა _ ღრმად-არადრეკადი
პროცესები და
კოლარიზაციული მოვლენები**

**(დამხმარე სახელმძღვანელო თეორიული ფიზიკის და
ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკის სპეციალობების
მაგისტრატურის სტუდენტებისათვის)**

**გამომცემლობა „ნეკერი“
თბილისი
2007**

**ეს ნიგნი ეძღვნება LHC
ამაჩქარებლის მწყობრში ჩადგომას**

**საბანთ საწყისი მუშაობა და თან მარტივი
/ლუკრეციუსი კარა/**

წინამდებარე წიგნი წარმოადგენს შესავალს ღრმად-არადრეკად პროცესებში სპინური ანუ პოლარიზაციული მოვლენების გასაცნობად. ღრმად-არადრეკადი პროცესები დღესდღეობით ექსპერიმენტული კვლევის ერთადერთი ინსტრუმენტია ნუკლონის და ბირთვების კვარკული აგებულების შესასწავლად. როგორც ცნობილია, ამ მეთოდების გამოყენებით იქნა აღმოჩენილი კვარკები ნუკლონების შიგნით. ნუკლონში კვარკების განაწილების ფუნქციების გამოკვლევას უდიდესი მნიშვნელობა აქვს კვარკების როგორც სტატიკური, ისე დინამიკური მახასიათებლების დადგენისათვის. უკანასკნელი 40 წლის მანძილზე ეს მეთოდი პრაქტიკულად ერთადერთ ეფექტურ მეთოდს წარმოადგენს მატერიის აგებულების ფუნდამენტურ პრობლემებში გასარკვევად. სპინური თავისუფლების ხარისხების რეგულარულმა გათვალისწინებამ ფიზიკას ახალი საშუალებები გაუხსნა ამ რთულ გზაზე.

ავტორი იმედოვნებს, რომ ამ წიგნში გადმოცემული მასალა ხელს შეუწყობს ახალგაზრდა მკვლევარს კარგად დაეუფლოს გამოთვლების საფუძვლებს თვით ამ მეთოდების პრაქტიკულ გამოყენებამდე. წიგნი გამოდის იმ დროს, როცა მალე უნდა ჩადგეს მწყობრში გიგანტური ამაჩქარებელი, LHC, რომლის ბუერი ექსპერიმენტის პროგრამა სწორედ სპინური მოვლენების გამოკვლევას ემყარება. ამ ამაჩქარებელზე დაგეგმილ ექსპერიმენტებში საქართველოს ფიზიკოსებიც მონაწილეობენ. ამიტომ წიგნის გამოსვლა ამ მოვლენასაც ეხმარება.

წიგნი გათვლილია ფიზიკოსებისათვის, რომლებსაც აინტერესებთ მატერიის კვლევის თანამედროვე თეორიული მეთოდები. იგი გამოდგება როგორც დამხმარე სახელმძღვანელო მაგისტრატურის და დოქტორანტურის სტუდენტებისათვის. ბევრ საინტერესო ინფორმაციას მიიღებს ელემენტარულ ნაწილაკთა ფიზიკის სფეროში მომუშავე ნებისმიერი პიროვნება, ახალგაზრდა მეცნიერიც და დახელოვნებული მკვლევარიც.

რა თქმა უნდა, წიგნი არ იქნება თავისუფალი ხარვეზებისაგან. ავტორი მადლიერების გრძნობით მიიღებს ყველა ფასეულ შენიშვნას და გაითვალისწინებს წიგნში დასმული საკითხების მოსალოდნელი გაფართოების შემთხვევაში.

რედაქტორი პროფესორი მიხაილ ნიორაძე

**რეცენზენტები: პროფესორი მახტანბ ბარსევიანიშვილი
პროფესორი ბელა დევიძე**

ნახაზი ყდაზე აღებულია წიგნიდან M. KAKU "Quantum Field Theory"

© ანზორ ხელაშვილი, 2007

ISBN 978-99940-911-8-8

შინაარსი

შესავალი 7

1. სპინი 11
რა საჭიროა სპინი; $1/2$ $1/2$ სპინიანი ნაწილაკებით მიმდინარე პროცესები; ელექტრონის დრეკადი გაფანტვა ნერტილოვან პროტონზე;
2. არააოლარიზებული პროცესები 17.
ზოგიერთი კინემატიკური თანაფარდობა; დიფერენციალური განივკვეთების გამოთვლა.
3. ელექტრონის ღრეკადი გაფანტვა პროტონზე 21
ფორმფაქტორების ფიზიკური შინაარსი; დრეკადი გაფანტვის განივკვეთის გამოთვლა; რა ინფორმაციაა მიღებული ფორმფაქტორებისათვის ექსპერიმენტებზე?
4. არაღრეკადი ელექტრონ-პროტონული გაფანტვა 30
 $W_{\mu\nu}$ -ს სტრუქტურის გამოკვლევა; რა ზოგადი მოთხოვნები ნაყენება ამ ტენზორს? $W_{\mu\nu}$ ტენზორის აგება; დიფერენციალური განივკვეთის გამოთვლა.
5. სტრუქტურული ფუნქციების ინტეგრირება 38
მათი კავშირი განივი და გასწვრივი პოლარიზაციების (Off-shell) ფოტონების შთანთქმის განივკვეთებთან. თავი მოვეყაროთ მიღებულ თანაფარდობებს: დრეკადი გაფანტვა; პროტონის სტრუქტურა, ელექტრული და მაგნიტური ფორმფაქტორები, კვებები ფორმფაქტორების საშუალებით. ღრმად-არადრეკადი გაფანტვა. განივკვეთები - სტრუქტურული ფუნქციების კავშირი ფოტომთანთქმის განივკვეთებთან.
6. ექსპერიმენტული მონაცემები 46
7. პარტონული მოდელი 50
8. პარტონული მოდელის ფიზიკური მოტივაცია და გამოთვლები 54
ცხადი გამოთვლები. დენების მატარებელი პარტონები - ყველა $1/2$ სპინიანი ნაწილაკებია. რა შინაარსი აქვთ ამ სიდიდეებს? რა ფიზიკური შინაარსი აქვთ ამ ფუნქციებს?
9. სხვა პროცესები, რომლებიც აგრეთვე დენების ღრმად-არაღრეკად არააბთანა დაკავშირებული 69
ნეიტრონის პროცესები. სტრუქტურული ფუნქციები. სკეილინგი.

10. საინი და აოლარიზაციული მოვლენები ღრმად-არადრეკად პროცესებში.....	77
სპინის ფორმალიზმი.	
11. აოლარიზაციული მოვლენები ღრმად-არადრეკად პროცესებში....	84
სტრუქტურული ფუნქციები და ბიორეგენის სკელინგი. კეეტების სხვაობები.	
12. გ ₁ და გ ₂ ზუნეციების ექსპერიმენტული გაზომვა ნუკლონურ სამიზნეზა	92
გასწერივად პოლარიზებული სამიზნე; განივად პოლარიზე- ბული სამიზნე; კომბინირებული ანალიზი ორივე სამიზნის გამოყენებით.	
13. ექსპერიმენტული მონაცემების განსჯა. პროტონის სპინის „პრიზისი“	99
რას გვეუბნება ჯამთა წესები გულუბრყვილო პარტონული მოდელის ფარგლებში? გულუბრყვილო პარტონული მოდელი; QCD მოდიფიცირებუ- ლი პარტონული მოდელი.	
14. დასკვნები	112
ლიტერატურა შემდგომი კითხვისათვის	113

შესავალი

თანამედროვე ცივილიზებული მსოფლიო სულგანაბული ელოდება დიდი ჰადრონული კოლაიდერის (LHC) ამოქმედებას. დღის წესრიგში დგას ექსპერიმენტები, რომლებმაც პასუხი უნდა გასცენ დრო-სივრცის სტრუქტურისა და მატერიის აგებულების ყველაზე ფუნდამენტურ საკითხებს. ელემენტარულ ნაწილაკთა ფიზიკის ისტორიას თუ გადავხედავთ, პირველ რიგში თვალში საცემია ის უდავო პროგრესი, რაც მოხდა მე-20 საუკუნეში.

სულ რაღაც 100 წლის წინ ჯერ კიდევ ბატონობდა შეხედულე-ბა ატომის განუყოფადობის შესახებ. ატომის რთული აგებულება პირველად დადასტურდა ე. რეზერფორდის ცდებში 1911 წელს. მანამდე ბატონობდა ჯ. ტომსონის შეხედულება – ატომის წვეთური მოდელი, რომლის თანახმადაც ატომი წარმოადგენდა დადებითად დამუხტული სითხის წვეთს, რომელშიც ელექტრული მუხტის გამანეიტრალებლად ჩანინკლული იყო უარყოფითი მუხტის ელექტრონები.

ხატოვნად ტომსონის მოდელს ხშირად ადარებენ პუდინგს, რომელშიც ჩაყოლებული იყო ქიშმიშები. მეცნიერების ობიექტური კრიტერიუმი ამა თუ იმ კონცეფციის სამართლიანობისთვის მდგომარეობს მის ექსპერიმენტულ დადსტურებაში, ანუ როგორც ცნობილი ინგლისური ანდაზა ამბობს:

“The Proof of Pudding is in eating”.

როგორც ცნობილია, რეზერფორდის ცდებმა არ დაადასტურეს ატომზე ტომსონისეული წარმოდგენა. ამის სანაცვლოდ შემოთავაზებულ იქნა ატომის პლანეტარული მოდელი, რომლის თანახმადაც დადებითად დამუხტულმა სითხის წვეთმა განიცადა არსებითი შეკუმშვა, დაახლოებით 10^5 -ჯერ და გადაიქცა ატომის გულად, ხოლო მასში “ჩანინკლული” ელექტრონები აღმოჩნდნენ გულის ირგვლივ სივრცეში, ორბიტებზე.

ასე, რომ ამ ეტაპზე ატომგული ანუ ბირთვი გახდა განუყოფელი ობიექტი. 30-იან წლებში კი უკვე ნათელი გახდა, რომ არც ბირთვია ელემენტარული. იგი შედგება პროტონებისგან, რომლებიც ბირთვის მუხტს განსაზღვრავენ, ხოლო პროტონების შესაკავებლად ძალიან მცირე მოცულობაში (10^{-13} სმ)³ საჭირო ხდება კულონური განზიდვის კომპენსაცია ბირთვული ძალებით, რომლებსაც პროტონებთან ერთად განაპირობებენ ბირთვში არსებული ნეიტრონები. გაჩნდა ბირთვული (ძლიერი) ურთიერთქმედების ცნება. ასე, რომ ამჯერად ელემენტარული აგურის კონცეფციამ გადაინაცვლა პროტონებსა და ნეიტრონებზე (ანუ ნუკლონებზე, როგორც მათ უწოდეს).

მე-2 მსოფლიო ომის შემდეგ, 50-იან წლებში რ. ჰოფშტადტერმა ექსპერიმენტულად შეისწავლა ნუკლონებში ელექტროლი მუხტის განაწილება და დაადგინა, რომ ნუკლონებიც არ არიან ნერტილოვანი ნაწილაკები. მათაც გააჩნიათ სტრუქტურა.

60-იან წლებში გაჩნდა ნარმოდგენები ნუკლონების (საზოგადოდ, ჰადრონების ანუ ძლიერად ურთიერთქმედი ნაწილაკების) ნერტილოვანი შემადგენლების (კვარკების) შესახებ. ამრიგად ავანსცენაზე გამოდიან ახალი ქიმიკები - კვარკები, რომლებიც ნუკლონის შიგნით იმყოფებიან. ამჯერად შედგენილობის კონცეფციამაც გარკვეული დეფორმაცია განიცადა. მხოლოდ ძალიან ახლო მანძილებზე (ანუ ძალიან მალალ ენერგიებზე და დიდი გადაცემული იმპულსებით) შეიძლება შევიგრძნოთ მატერიის კვარკული სტრუქტურა. განსხვავებით მანამდე არსებული "ქიმიკისაგან", კვარკების გამოთავისუფლება ჰადრონებიდან შეუძლებელია (ყოველ შემთხვევაში, დღეს მიღწეულ ენერგიებზე). ამის გამო გაჩნდა მოსაზრება კვარკების მუდმივი დატყვევების („კონფაინმენტის“) შესახებ. ჩვენ შეგვიძლია დავაკვირდეთ მათ მხოლოდ ჰადრონის შიგნით. საინტერესოა, რომ ექსპერიმენტულად ეს მართლაც მოხერხდა 60-იანი წლების ბოლოს SLAC-ის ექსპერიმენტებზე (Friedman, Kendall, Taylor), რომლებშიც შესწავლილი იყო მაღალი ენერგიების ელექტრონების არადრეკადი გაფანტვა პროტონებზე დიდი გადაცემული იმპულსებით. ამ ცდებში დაკვირვებული იქნა პროტონის ნერტილოვანი შემადგენლები. თვით ასეთი, ე.წ. ღრმად-არადრეკადი პროცესები, განსაზღვრულ როლს ასრულებდნენ უკანასკნელი 40 წლის მანძილზე ელემენტარული ნაწილაკების შინაგანი სტრუქტურის გარკვევისთვის. ამ ექსპერიმენტების ჩატარების მთავარი მოტივაცია გახლდათ ბიორკენის მიერ თეორიულად ე.წ. მასშტაბური (სკეილინგური) ყოფაქცევის წინასწარმეტყველება, რომელსაც მოჰყვა მისივე და ფეინმანის მიერ ე.წ. პარტონული მოდელის შექმნა და პარტონული ნარმოდგენების დამუშავება. ასეთი პროცესები დღესაც ერთ-ერთი უმთავრესი ინსტრუმენტია ჰადრონების შემადგენელთა თვისებების დასადგენად.

ყოველივე ამან მიგვიყვანა ძლიერი ურთიერთქმედებების ყალიბრული თეორიის - კვანტური ქრომოდინამიკის (QCD) შექმნამდე, რომლის თანახმადაც კვარკების ძლიერი მუხტი - ფერი (ბოგოლუბოვი, თავხელიძე, სტრუმინსკი, ჰანი, ნამბუ) გადაიტანება ასევე ფერადი ყალიბრული ნაწილაკების გლუონების მიერ. QCD-ში რეალიზებულია ახლო მანძილებზე კვარკების კვაზითავისუფალი ყოფაქცევა (ასიმპტოტური თავისუფლება-გროსი, ვილჩევი, პოლიტცერი), გარდა ამისა, ეს თეორია მიგვანიშნებს აგრეთვე იმაზე, რომ კვარკების ურთიერთდაშორებით მათ შორის მიზიდვა

ძლიერდება და შესაძლოა, კვარკები დატყვევებული აღმოჩნდნენ ჰადრონის შიგნით.

ზედმიწვევით საინტერესოა და საყურადღებო, რომ ძველი ბერძენი მატერიალისტი-ფილოსოფოსების შეხედულებანი სამყაროს შემადგენელი "აგურების" (საგანთა სანყისის) შესახებ კვარკების ძლიერი ურთიერთქმედების თანამედროვე წარმოდგენებს საოცრად ეხმიანება. ამის საილუსტრაციოდ მოვიყვანოთ ამონარიდი ბერძენ მატერიალისტთა ერთ-ერთი ბრწყინვალე წარმომადგენლის ლუკრეციუსის ნიგნიდან "საგანთა ბუნებისათვის": (თარგმანი პროფ. პანტელეიმონ ბერაძისა):

**"შემდეგ, რაკი აქვს საბოლოო რალაც მწვერვალი
თვითულ საგანს ჩვენს გრძნობისთვის მოუნვდომელი,
უჭველია, რომ ამ მწვერვალს არ გააჩნია
რამე ნაწილი და ბუნებით მეტად მცირეა.
ის ვერასოდეს ვერ დარჩება განცალკევებით,
რადგან იგია სხვა მეორის ოდენ ნაწილი
რომელსაც სხვები, მისი მსგავსი, შემჭიდრულ წყებად
რიგზე მიერთვის შესაესებად საგანთა არსის.**

....

**რადგანაც მარტო აღარ ძალუძთ მათ არსებობა
ერთად არიან, ვერრა ძალა მათ ვერ გათიშავს."**

ამრიგად, მე-20 საუკუნემ აჩვენა, რომ ბერძენი მატერიალისტების წარმოდგენებმა ერთი საუკუნით მაინც გადმოინაცვლეს ატომებზე გულუბრყვილო შეხედულებების ეპოქიდან. ბერძენების ატომები თანამედროვე გაგებით არის კვარკები.

რას გვიქვადის LHC? ბუნებრივია, რომ კვარკების შესწავლა ერთ-ერთ პრიორიტეტულ პრობლემად დგას. როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ღრმად არადრეკადი პროცესები ჰადრონთა სტრუქტურის დაკვირვების რეალური საშუალებაა. ამავე დროს აღსანიშნავია ამ პროცესების ჩატარება პოლარიზებული ნაკადებით და პოლარიზებულ სამიზნეებზე. თუკი ჩვეულებრივი (არაპოლარიზებული) ღრმად-არადრეკადი პროცესები წარმოდგენას გვაძლევენ პროტონში კვარკების (პარტონების) რაოდენობის სიმკვრივეზე, პოლარიზაციულ ექსპერიმენტებს შეუძლიათ პასუხი გასცენ უფრო მეტ კითხვას კვარკების თვისებების შესახებ.

წინამდებარე ნიგნი წარმოადგენს შესაავალს სპინის ფიზიკის თეორიულ მეთოდებში. უნდა აღინიშნოს, რომ ეს კურსი იკითხებოდა ავტორის მიერ უნივერსიტეტის ფიზიკის ფაკულტეტზე

მაგისტრატურის სტუდენტებისთვის როგორც არჩევითი საგანი ელემენტარულ ნაწილაკთა თეორიის სპეციალობაში.

ამ ლექციების პირველი ნაწილი (არაპოლარიზებული ღრმად-არადრეკადი პროცესები) ავტორის მიერ წაკითხულ იქნა 80-იან წლებში მაღალი ენერგიების ფიზიკის ინსტიტუტის ახალგაზრდა მეცნიერ-თანამშრომელთათვის და სრული მოცულობით გამეორებულ იქნა 2007 წლის თებერვალ-აპრილში ამავე ინსტიტუტის თანამშრომელთათვის. აღსანიშნავია, რომ ინსტიტუტის თანამშრომელთა ნაწილი მონაწილეობს **ATLAS**-ის ექსპერიმენტულ პროექტში, რომელიც დაგეგმილია, როგორც ერთ-ერთი პირველი ექსპერიმენტი **LHC** ამაჩქარებელზე.

ავტორი გულწრფელ მადლობას უძღვნის თანამშრომლებს, რომლებმაც ამ ძნელბედობის დროს ყურადღებით მოისმინეს ლექციების ეს კურსი და ბევრი მასტიმულირებელი სურვილი გამოთქვეს.

ავტორი კმაყოფილებას გამოხატავს აგრეთვე 2005-2006 წლებში კურსდამთავრებული მაგისტრანტების მიმართ, რომლებიც პირველნი დაეუფლნენ აქ აღწერილ მეთოდებს და დღეს იყენებენ სამეცნიერო კვლევებში.

ავტორი განსაკუთრებულად აღნიშნავს დოქტორანტ **თამარ ხაჩიძის** დახმარებას ლექციების ამ კურსის მომზადების პროცესში.

I. სპინი

სპინი არის ნაწილაკის და ნაწილაკთა სისტემის ერთ-ერთი უმნიშვნელოვანესი მახასიათებელი.

ახლა, როცა თითქმის უკვე შექმნილად ითვლება ძლიერი, ელექტრომაგნიტური და სუსტი ურთიერთქმედებების ყალიბებული თეორიები, რომელთა მიხედვით მატერია აგებულია კვარკებისა და ლეპტონებისაგან, ჩვენ გვესმის, რომ 1/2 და 1 სპინიან ნაწილაკებს ცენტრალური ადგილი უჭირავთ ბუნების გაგების საკითხებში.

სპინის ბუნება და მისი რეალიზაცია არის ველის კვანტური თეორიის ერთ-ერთი სიღრმისეული საკითხი.

რა საჭიროა სპინი?

დღეს ამ კითხვაზე არსებობს რამდენიმე პასუხი:

1) რაც დასაშვებია, უნდა არსებობდეს (permissible principle).

ამ ფილოსოფიის თანახმად სპინი ფორმალურად გამომდინარეობს ფარდობითობის სპეციალური თეორიიდან – პუანკარეს ჯგუფის წარმოდგენების კლასიფიკაცია აუცილებლად გულისხმობს შინაგანი სპინის მქონე ნერტილოვან ნაწილაკებს. თუკი ასეთი ნაწილაკები შესაძლებელია, მაშინ რატომ არ უნდა არსებობდნენ ისინი?

2) რომ არ იყოს სპინი, იძნეოდა ძალიან ცუდი (ანტროპული პრინციპი).

ანტროპული პრინციპი გვეუბნება, რომ სამყარო, რომელშიც ჩვენ ვცხოვრობთ, უნდა იყოს ისეთი, რომ ჩვენ შეგვეძლოს იქ ცხოვრება (არსებობა).

სპინის გარეშე არ გვექნებოდა ნაწილაკები, რომლებიც პაულის აკრძალვის პრინციპს დააკმაყოფილებდნენ. ამის გარეშე კი ნივთიერების კოლაფსი მოხდებოდა, მატერია არ იქნებოდა სტაბილური. არ შეიქმნებოდა კრისტალები, ვერ აიგებოდა მონესრიგებული სისტემები, რაც აუცილებელია სიცოცხლისათვის.

3) კონსტრუქციული-ბუნების შემადგენელი ინგრედიენტები წარმოადგენენ სიმეტრიების გამოვლინებებს.

მაგალითად, თუ ეს სიმეტრიები ლოკალურია, გამომდინარეობს 1- სპინიანი ვექტორული ველების (ნაწილაკების) არსებობა,

რომლებსაც ურთიერთქმედებები გადააქვთ. რაც შეეხება 1/2 სპინიანი ნაწილაკების არსებობას, მათთვის ასეთი მარტივი არგუმენტი ჯერ არ არის ნაპოვნი.

ასეა თუ ისე, ჩვენ ვდგევართ რეალობის წინაშე-არსებობს სპინი და განურჩევლად მისი საჭიროების საკითხებისა, უნდა შევისწავლოთ ფიზიკური პროცესები სპინების მონაწილეობით.

შევნიშნოთ ერთი მომენტი: ფიზიკის კურსის ტრადიციული სწავლებისას (ნაწილაკის შესწავლა უსწრებს ველებს) იქმნება შთაბეჭდილება, რომ თითქოსდა სპინის წარმოშობის მიზეზი მიკროსამყაროს კვანტურ ბუნებაშია. სინამდვილეში ეს ასე არაა - სპინი არსებობს უკვე კლასიკურ ველის თეორიაში. ველს, როგორც პუანკარეს ჯგუფის გარკვეულ წარმოდგენას, აქვს სპინი (პაული-ლუბანსკის ვექტორის კვადრატი)-ანუ იმპულსის მომენტი უძრავობის სისტემაში, ოღონდ ის (მისი პროექცია) არ იკვანტება.

1/2 სპინიანი ნაწილაკებით მიმდინარე პროცესები

1/2 სპინის რეგულარული აღწერა ხდება რელატივისტურ კვანტურ მექანიკაში-დირაკის განტოლების ჩარჩოებში. თუ როგორ ჩნდება სპინი ამ ფორმალიზმში, კარგად არის ცნობილი სახელმძღვანელოებიდან.

რეკომენდაცია თეორეტიკოსებისთვის: პუანკარეს ჯგუფის წარმოდგენები და დირაკის განტოლება-L.H.Ryder, Quantum Field Theory).

ჩვენს ინტერესს წარმოადგენს პროცესები სპინიანი ნაწილაკების მონაწილეობით. არსებობენ დამზერადი სიდიდეები, რომელთათვისაც სპინის მიმართულებებით განაწილებების შესწავლა პრაქტიკულად არ ხდება (სრული კვეთა და ა.შ.)-იგულისხმება გასაშუალება სპინის პროექციით (ან აჯამვად).

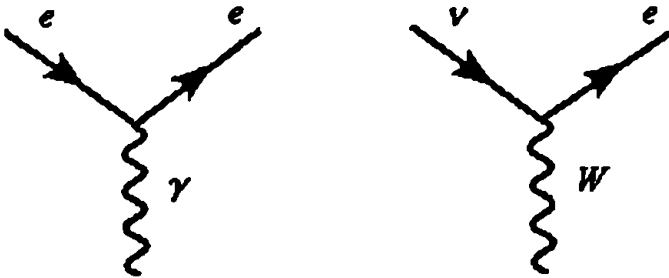
ამავე დროს, ცხადია, რომ მდიდარ ინფორმაციას შეიცავენ ფიზიკურ სისტემებზე ისეთი პროცესები, როდესაც შესაძლებელია სპინის პროექციებზეც თვალის გადავლება. ეს ახლა უფრო აქტუალურია. წინამდებარე კურსში ორივე მათგანს შევეხებით.

- თუ რა პროცესები უნდა შევისწავლოთ ექსპერიმენტულად, ამასაც ბუნება გვკარნახობს: სტაბილური ნაწილაკები ბუნებაში ძალიან ცოტაა:

$$e^-(e^+), \nu(\bar{\nu})$$

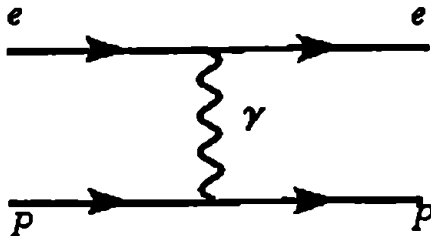
p , A -ბირთვები.

ამრიგად, უნდა შევისწავლოთ ელექტრონებით ან ნეიტრინოებით ინდუცირებული რეაქციები:



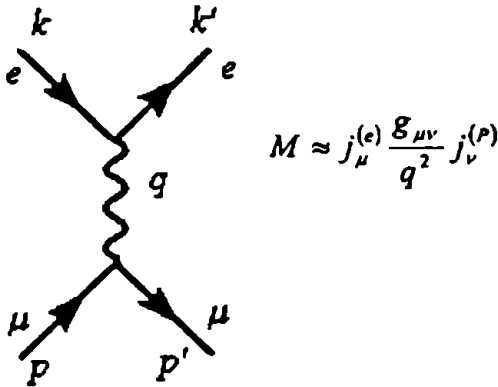
ამ ურთიერთქმედებათა გადამტანებით (γ, W^\pm და ა.შ.) "ისინჯება" ამა თუ იმ სამიზნეების სტრუქტურა. რადგან ძირითადი ამოცანა იქნება ნუკლონებზე ან ბირთვებზე გაბნევა (დრეკადი ან არადრეკადი), რომლებიც თავის მხრივ ნერტილოვანი (ჯერჯერობით) შემადგენლებისგან შედგებიან, ბუნებრივია დავინახოთ უმარტივესი მაგალითით - გაფანტვა "ნერტილოვან პროტონზე" -საზოგადოდ, გაფანტვა ნერტილოვან $1/2$ სპინიან ნაწილაკზე, რაც მოგვეხმარება უფრო რეალისტური ამოცანების შესასწავლად.

ასეთი დრეკადი პროცესი აღინერება ფეინმანის შემდეგი დიაგრამით:



აქ არსებითია, რომ სამიზნე P განსხვავდება e -სგან. შეგვეძლოს სამიზნედ აგველო e , მაშინ კიდევ ერთი დიაგრამა დაგვჭირდებოდა საბოლოო მდგომარეობაში იგივეური ნაწილაკების გადასმით. ახლა ეს აღარ გვჭირდება.

ესაა უმარტივესი პროცესი ერთფოტონიანი გაცვლით. მისი მატრიცული ელემენტის სტრუქტურა ასეთია:



გამოიყენება ე.წ. ფეინმანის ყალიბრება. მხოლოდ ასეთი პროპაგატორი გვექნება, რადგან გასწვრივი წვლილები $q_\mu q_\nu$ გაქრება დენის შენახვის გამო.

მატრიცული ელემენტის შესადგენად ვისარგებლებთ QED ფეინმანის წესებით:

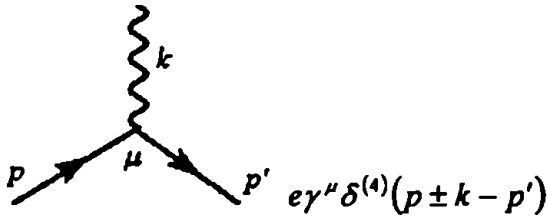
$$\text{wavy line } k \rightarrow -\frac{g_{\mu\nu}}{k^2}$$

$$\text{fermion line } p \text{ with mass } M \rightarrow \frac{1}{\hat{p} - M} = \frac{\hat{p} + M}{p^2 - M^2 + i0}$$

$$\text{fermion line } p \rightarrow \bar{u}(p), v(p)$$

$$\text{fermion line } p \rightarrow u(p), \bar{v}(p)$$

$$\text{wavy line } k, \lambda \rightarrow \epsilon_\mu^\lambda(k)$$



რიცხვითი მამრავლები:

$$i^{n+F_i+B_i} \cdot (2\pi)^{4(n-F_i-B_i)} \cdot (2\pi)^{-\chi(F_i+B_i)}$$

ამ წესებით შედგენილი ამპლიტუდა არის:

$$M = -(2\pi)^4 i \delta(\sum p_f - \sum p_i) T_{f_i}$$

$$S_{f_i} = \delta_{f_i} - (2\pi)^4 i \delta(\sum p_f - \sum p_i) T_{f_i}$$

T_{f_i} -ს ჰქვია ინვარიანტული ამპლიტუდა. დიფერენციალური განიკვეთი გამოიხატება მისი საშუალებით:

$$d\sigma_{f_i} = \frac{(2\pi)^4 \delta(\sum p_f - \sum p_i)}{\rho_i^{(1)} \rho_i^{(2)} |\bar{v}_{12}|} |T_{f_i}|^2 \prod_j \frac{d^3 p_j'}{(2\pi)^3 \rho_j^{(j)}} \quad (1)$$

აქ ρ - მდგომარეობების სიმკვრივეებია. ჩვენ ავირჩევთ შემდეგ ნორმირებას:

$$\rho = \frac{2\omega}{(2\pi)^3} - \text{ბოზონებისთვის. } \omega = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2} \quad (2)$$

$$\rho = \frac{E}{(2\pi)^3 M} - \text{ფერმიონებისთვის. } E = \sqrt{\vec{p}^2 + M^2} \quad (3)$$

ფარდობითი სიჩქარეა:

$$|\bar{p}_{12}| = \left| \frac{\bar{p}_1}{E_1} - \frac{\bar{p}_2}{E_2} \right| \Rightarrow |\bar{p}| \frac{E_1 + E_2}{E_1 E_2}, \quad CM \text{ -სისტემაში} \quad (4)$$

$$\bar{p}_1 = -\bar{p}_2 = \bar{p}$$

ინვარიანტული ნაკადი

$$F = \sqrt{(p_1 p_2)^2 - p_1^2 p_2^2} \Rightarrow |\bar{p}|(E_1 + E_2) \quad (5)$$

ამიტომაც

$$|\bar{p}_{12}| = \frac{F}{E_1 E_2}$$

ხშირად ლაბორატორიულ სისტემასაც გამოვიყენებთ:

$$|\bar{p}_{12}| = |\bar{p}| = \frac{k}{k_0}$$

ფენიმანის წესების მიხედვით $j_\mu \approx \bar{u} \gamma_\mu u$

$$T_{fi} = \frac{e^2}{(2\pi)^6 q^2} [\bar{u}^\lambda(k') \gamma_\mu u^\lambda(k)] [\bar{u}^{\sigma'}(p') \gamma^\mu u^\sigma(p)] \quad (6)$$

- სხვადასხვა ფრჩხილიდან მატრიცები ერთმანეთში კომუტირებენ, ამიტომ მოდულის კვადრატის გამოთვლისას ცალკეული ფრჩხილების მოდულის კვადრატები დაჯდება.

მატრიცული ელემენტის გამოსახულებაში გამოყენებულ სპინორებში კიდევ უნდა იყოს სპინის პროექციის ინდექსები:

$$\begin{aligned} |[\bar{u}^\lambda(k') \gamma_\mu u^\lambda(k)]|^2 &= \bar{u}_{\alpha'}^\lambda(k') (\gamma_\mu)_{\alpha\beta} u_\beta^\lambda(k) \cdot u_{\alpha'}^{\lambda'}(k) (\gamma_\nu \gamma_0)_{\alpha'\beta'} u_{\beta'}^{\lambda'}(k') = \\ &= u_{\beta'}^{\lambda'}(k') \bar{u}_{\alpha'}^\lambda(k') (\gamma_\mu)_{\alpha\beta} u_\beta^\lambda(k) \bar{u}_{\alpha'}^{\lambda'}(k) (\gamma_\nu)_{\alpha'\beta'} = \\ &= [u^\lambda(k') \bar{u}^{\lambda'}(k')]_{\beta'\alpha'} (\gamma_\mu)_{\alpha\beta} [u^\lambda(k) \bar{u}^{\lambda'}(k)]_{\alpha\alpha'} (\gamma_\nu)_{\alpha'\beta'} = \\ &= Sp \{ [u^\lambda(k') \bar{u}^{\lambda'}(k')] \gamma_\mu [u^\lambda(k) \bar{u}^{\lambda'}(k)] \gamma_\nu \} \end{aligned} \quad (7)$$

ზუსტად ასეთივე სახეს მიიღებს მეორე (პროტონის) ფრჩხილი.

აქ იყრება გზები ორ შემთხვევას შორის - გვანტერესებს სპინური პროექციები თუ არ გვანტერესებს? ამის მიხედვით ფრჩხილებში მოთავსებული ფაქტორები სხვადასხვა სახის იქნება.

II. არაპოლარიზებული პროცესები

ვთქვათ ელექტრონების სანყისი ნაკადი არაპოლარიზებულია, მაშინ კვეთის გამოთვლისას გამოსახულება (7) უნდა გავასაშუალოთ სპინების პროექციებით:

$$\frac{1}{2} \sum_{\lambda} .$$

თუ ამავე დროს არ დავინტერესდებით საბოლოო ნაწილაკების პოლარიზაციებით, რადგან თითოეული სანყისი პოლარიზაციისთვის შესაძლებელია ორივე პოლარიზაცია საბოლოო მდგომარეობაში, საბოლოო პოლარიზაციებით უნდა ავჯამოთ. მაშასადამე, გვაქვს ჩასატარებელი ოპერაცია:

$$\frac{1}{2} \sum_{\lambda} \sum_{\lambda'} |T_{f,i}|^2$$

ცნობილია, რომ ჩვენი შერჩეული ნორმირებისას:

$$\sum_{\lambda} [u^{\lambda}(k) \bar{u}^{\lambda}(k)]_{\alpha\beta} = \left(\frac{\hat{k} + m}{2m} \right)_{\alpha\beta}$$

და ა.შ., ამიტომაც

$$\frac{1}{2} \sum_{\lambda\lambda'} |T_{f,i}|^2 = \frac{e^4}{(2\pi)^2 q^4} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} .$$

სადაც

$$L_{\mu\nu} = \frac{1}{4m^2} Sp(\hat{k}' + m) \gamma_{\mu} (\hat{k} + m) \gamma_{\nu} \Rightarrow \frac{1}{m^2} [k'_{\mu} k_{\nu} + k_{\mu} k'_{\nu} - g_{\mu\nu} (kk' + m^2)]$$

$$W^{\mu\nu} = \frac{1}{4M^2} Sp(\hat{p} + M) \gamma^{\mu} (\hat{p} + M) \gamma^{\nu} \Rightarrow \frac{1}{M^2} [p'^{\mu} p^{\nu} + p^{\mu} p'^{\nu} - g^{\mu\nu} (pp' + M^2)]$$

მაშინ

$$L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} = \frac{2}{m^2 M^2} [(p'k')(pk) + (pk')(p'k) - M^2(kk') - m^2(pp') + 2m^2 M^2] \quad (8)$$

ზოგიერთი კინემატიკური თანაზარღობა

q -ს განმარტებიდან აშკარაა, რომ

$$kk' = m^2 - \frac{q^2}{2} \quad \text{და} \quad pp' = M^2 - \frac{q^2}{2}$$

გარდა ამისა

$$(p'k')(pk) + (p'k)(pk') = (pk)^2 + (pk')^2 = \frac{q^4}{4} + 2(pk)(pk')$$

აქ თავიდანვე გამოყენებულია, რომ $p'k' = pk$ მაშინ,

$$L_{\mu\nu}W^{\mu\nu} = \frac{2}{m^2M^2} \left[\frac{q^4}{4} + (m^2 + M^2)\frac{q^2}{2} + 2(pk)(pk') \right], \quad (9)$$

რომელიც ლაბორატორიულ სისტემაში მიიღებს სახეს:

$$L_{\mu\nu}W^{\mu\nu} = \frac{2}{m^2} \left[E^2 + E'^2 + \frac{m^2 + M^2}{M}(E' - E) \right], \quad (10)$$

რადგან $q^2 = 2M(E' - E)$.

ზოგადი შენახვის კანონიდან $p + k = p' + k'$ და მასური ზედაპირის პირობებიდან $p^2 = p'^2 = M^2$, $k^2 = k'^2 = m^2$ გვაქვს:

ა) $pk = p'k'$

ბ) $p - k' = p' - k \rightarrow p'k = pk'$

გ)

$$\begin{aligned} q^2 &= (k - k')^2 = (k' - k)^2 = (k' - k)(p - p') = p(k' - k) - p'k' + p'k = \\ &= p(k' - k) - pk + pk' = 2p(k' - k) \end{aligned}$$

ანუ

$$q^2 = 2p(k' - k) = -2pq, \quad \text{რადგან} \quad q = k - k'$$

დ) ალენიშნოთ

$$\nu = \frac{p(k - k')}{M} = \frac{pq}{M}, \quad \text{ლაბ. სისტემაში} \quad \nu = E - E'$$

ე) - დან გვაქვს:

$$v = -\frac{q^2}{2M}$$

ე)

$$\frac{q^2}{2} = m^2 - kk' = M^2 - pp' \rightarrow pp' = kk' + M^2 - m^2$$

$$pp' = M^2 - \frac{q^2}{2}; \quad kk' = m^2 - \frac{q^2}{2}$$

მაშინ

$$p'k' + p'kp' = (pk)^2 + (pk')^2, \text{ ვ-ს გამო } pk' - pk = \frac{q^2}{2}$$

ე.ი.

$$(pk)^2 + (pk')^2 = \frac{q^4}{4} + 2(pk)(pk')$$

თუ m^2 -ს უგულებელვყოფთ, მიიღება:

$$\begin{aligned} q^2 &= 2m^2 - 2EE' + 2kk' \cos \theta \approx -2EE' + 2EE' \cos \theta = \\ &= -2EE'(1 - \cos \theta) = -4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \end{aligned}$$

ანუ

$$\frac{q^2}{2} = -2EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} &= \frac{2}{m^2} (E'^2 + E^2 + M(E' - E)) = \frac{2}{m^2} (E'^2 + E^2 - 2EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}) = \\ &= \frac{2}{m^2} EE' \left(\frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} - 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

მაგრამ,

$$E - E' = -\frac{EE'}{M} (1 - \cos \theta)$$

$$E^2 + E'^2 - 2EE' = \frac{E^2 E'^2}{M^2} (1 - \cos \theta)^2$$

ამიტომ

$$E^2 + E'^2 = \frac{E^2 E'^2}{M^2} (1 - \cos \theta)^2 + 2EE'$$

და

$$\frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} = 2 + 4 \frac{EE'}{M^2} \sin^4 \frac{\theta}{2} = 2 - \frac{q^2}{M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

ი.ი.

$$L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} = \frac{2}{m^2} EE' \left[2 - \frac{q^2}{M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} - 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] = \frac{4EE'}{m^2} \left[\cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

ამრიგად, ლაბორატორიულ სისტემაში გვაქვს:

$$\left(\frac{1}{2} \right)^2 \sum |T_{fi}|^2 = \frac{1}{2} \frac{e^4}{(2\pi)^2 q^4} \frac{4EE'}{m^2} \left[\cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

და

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \left(\frac{1}{2} \right)^2 \frac{e^4}{(2\pi)^2 q^4} \frac{M^2 k'}{p'_0 M k} 4EE' \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \delta(\sum E_f - \sum E_i)$$

ანუ

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2}{q^4} \frac{M}{p'_0} \frac{k'}{k} EE' \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \delta(\sum E_f - E_i)$$

ელექტრონის მასის უგულებელყოფის გამო, $k \approx E$, $k' \approx E'$ და

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \frac{M}{p'_0} \delta(\sum E_f - E_i) \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

ინტეგრაცია E' -ით მოგვცემს:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\alpha^2 E^2}{q^4} \frac{1}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

ანუ

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \left\{ 1 + \frac{Q^2}{2M^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right\}$$

ამრიგად, დრეკადი გაფანტვის შემთხვევაში ჩვენი სამუშაო ფორმულები იქნება:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = m^2 \frac{k'}{k} \delta\left(\frac{Q^2}{2M} - \nu\right) \cdot \frac{1}{4} |\overline{T_{f,i}}|^2 (2\pi)^{10}$$

მაგრამ

$$\frac{1}{4} |\overline{T_{f,i}}|^2 (2\pi)^{10} = \frac{4\alpha^2}{q^4} \frac{1}{4} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}$$

ე.ი.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 m^2}{q^4} \frac{k'}{k} \frac{1}{4} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \delta\left(\frac{Q^2}{2M} - \nu\right) \quad (12)$$

თუ $m \ll M$ და m^2 -ის პროპორციულ წევრებს უგულებელვყოფთ, მოხდება სათანადო გამარტივებები:

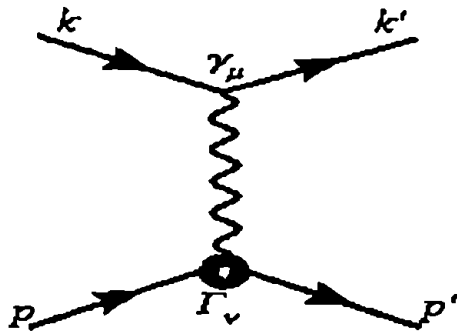
$$\frac{k'}{k} \rightarrow \frac{E'}{E}, \quad q^2 = -4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

და δ -ფუნქციის გამო ინტეგრაციისას მოხდება გაყოფა სიდიდეზე:

$$\left(1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right)$$

III. ელექტრონის დრეკადი გაზნევა პროტონზე

50-იან წლებში ინტენსიურად შეისწავლებოდა პროტონში (ნუკლონში) ელექტრული მუხტის და მაგნიტური მომენტის განაწილება ელექტრონების ნაკადის მეშვეობით. პირველ ეტაპზე შეისწავლებოდა დრეკადი გაფანტვა, რომელიც კვანტური ელექტროდინამიკის უმდაბლეს რიგში აღიწერება ისეთივე ერთფოტონიანი გაცვლის მექანიზმით, როგორც ზემოთ განხილული გაფანტვა ნერტილოვან პროტონზე. ერთადერთი განსხვავება იმაში მდგომარეობს, რომ ფოტონის პროტონთან დამაკავშირებელი წვერო აღარ არის ნერტილოვანი და მას უნდა ჰქონდეს უზოგადესი დასაშვები სახე.



$$M \sim j_{\mu}^{(e)} \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} J_{\nu}^{(p)}$$

პროტონის ელექტრომაგნიტური სტრუქტურის გათვალისწინება ხდება მარტივი მოსაზრებებით, რომლებშიც გამოიყენება ლორენც- და ყალიბრული ინვარიანტულობა (დენის შენახვა). ამის საილუსტრაციოდ განვიხილოთ პროტონის დენის მატრიცული ელემენტი

$$\langle p_f | \int J_{\mu}^{(p)}(x) e^{-iqx} d^4x | p_i \rangle$$

ტრანსლაციური ინვარიანტულობის (იმპულსის შენახვა) გათვალისწინებით, რაც ლოკალური ოპერატორისათვის ნიშნავს შემდეგს

$$J_{\mu}^{(p)}(x) = e^{i\hat{P}x} J_{\mu}^{(p)}(0) e^{-i\hat{P}x},$$

სადაც \hat{P} არის ენერგია-იმპულსის სრული 4-ვექტორის ოპერატორი, ზედა გამოსახულება ასე გადაინერება

$$\int d^4x e^{i(p_f - p_i - q)x} \langle p_f | J_{\mu}^{(p)}(0) | p_i \rangle = (2\pi)^4 \delta(p_f - p_i - q) \langle p_f | J_{\mu}^{(p)}(0) | p_i \rangle$$

ამის შემდეგ შესასწავლი გვრჩება მატრიცული ელემენტი

$$\langle p_f | J_{\mu}^{(p)}(0) | p_i \rangle = \bar{u}(p_f) O_{\mu} u(p_i)$$

სადაც O_μ არის ლორენცის 4-ვექტორი, რომელსაც პროტონის სპინურ სივრცეში აქვს 4×4 მატრიცის სახე. შესაძლებელია რაიმე ნორმირების მამრავლიც იყოს ამ ფორმულაში. მაგრამ ამას არ აქვს ახლა პრინციპული მნიშვნელობა.

ეს მატრიცული ელემენტი შეიძლება დამოკიდებული იყოს მხოლოდ 2 ვექტორზე p_f, p_i , რომლებიც ამავდროულად მასური ზედაპირის პირობასაც აკმაყოფილებენ $p_f^2 = p_i^2 = M^2$. მათგან შეიძლება შედგეს მხოლოდ ერთი სკალარული ცვლადი, რომლის სახით ირჩევენ ხოლმე ცვლადს $q^2 = (p_f - p_i)^2$. ამის შემდეგ O_μ ოპერატორი უნდა აიგოს q^2 სკალარით და p_f, p_i ვექტორებით, ანუ, რაც ეკვივალენტურია, ვექტორებით q_μ და $P_\mu = (p_f + p_i)_\mu$; გარდა ამისა, უნდა გამოვიყენოთ დირაკის მატრიცებიც. როგორც ცნობილია, ნებისმიერი 4×4 მატრიცა შეიძლება წარმოვადგინოთ დირაკის 16 მატრიცის წრფივი კომბინაციებით. ესენია:

$$1, \gamma_\mu, \sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu], \gamma_5 \gamma_\mu, \gamma_5$$

რადგან ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებებში ლუნობა ინახება, ჩვენ არ დაგვჭირდება აქსიალური ვექტორი, ამიტომ γ_5 აღარ მიიღებს მონაწილეობას.

სხვა დანარჩენ ნევრებთან კოეფიციენტებად იდგება ნებისმიერი სკალარები, რომლებიც შეიძლება შედგეს ზემოთ ჩამოთვლილი ვექტორებისაგან. ასეთია, მაგალითად, q^2, \hat{p}_f და \hat{p}_i . გამოვიყენებთ რა დირაკის მატრიცების კომუტაციის თვისებებს, სიდიდეები \hat{p}_f და \hat{p}_i შეგვიძლია გადავიტანოთ მარცხნივ ან მარჯვნივ, შესაბამისად, რომ მათ იმოქმედონ სათანადო დირაკის სპინორებზე. დირაკის განტოლების გამოყენებით მათგან გავთავისუფლდებით:

$$\bar{u}(p_f) \hat{p}_f = \bar{u}(p_f) M, \quad \hat{p}_i u(p_i) = M u(p_i)$$

ამის გამო O_μ -ს ყველაზე ზოგადი სახე იქნება:

$$O_\mu = a(q^2) q_\mu + b(q^2) P_\mu + c(q^2) \gamma_\mu + d(q^2) \sigma_{\mu\nu} q_\nu + e(q^2) \sigma_{\mu\nu} P_\nu$$

ეს უნდა მოთავსდეს დირაკის სპინორებს შორის. დირაკის განტოლების გამოყენებით ადვილად დავადგენთ შემდეგ იგივეობებს:

$$\bar{u}(p_f) \gamma_{\mu\nu} P_{\nu} u(p_i) = -\bar{u}(p_f) \not{p}_{\mu} u(p_i) \not{p}(p_i)$$

$$\bar{u}(p_f) \gamma_{\mu\nu} q_{\nu} u(p_i) = \bar{u}(p_f) (2M\gamma_{\mu} - P_{\mu}) u(p_i)$$

ამიტომაც O_{μ} დადის სახეზე:

$$O_{\mu} = a'(q^2) \not{p}_{\mu} + c'(q^2) \not{p}_{\mu} + d'(q^2) \sigma_{\mu\nu} q_{\nu}$$

შტრიხიანი ფუნქციები ტრივიალურად უკავშირდებიან უშტრიხი-
ბებს.

აქამდე მართო ლორენც-ინვარიანტულობას ვიყენებდით პროტონისათვის დირაკის განტოლებასთან ერთად სანყის და საბოლოო მდგომარეობაში.

ახლა დავადოთ დენის შენახვის პირობა, რაც ნიშნავს განტო-
ლებას:

$$q^{\mu} J_{\mu}^{(P)} = 0, \quad \rightarrow \quad \bar{u}(p_f) \not{q}^{\mu} O_{\mu} u(p_i) = 0$$

გვაქვს

$$0 = \bar{u}(p_f) [a'(q^2) \not{p}^2 + c'(q^2) \not{p} + d'(q^2) \sigma_{\mu\nu} q_{\mu} q_{\nu}] u(p_i)$$

აქ ბოლო ნევრი იგივეურად ნულის ტოლია (სიმეტრიული ტენზორის ნამრავლი ანტისიმეტრიულ ტენზორზე). მეორე ნევრიც ნულის ტოლი ხდება დირაკის განტოლების გამოყენების შემდეგ:

$$\bar{u}(p_f) \not{p} u(p_i) = \bar{u}(p_f) (\not{p}_f - \not{p}_i) u(p_i) = (M - M) \bar{u}(p_f) u(p_i) = 0$$

ამრიგად, გრადიენტული ინვარიანტულობის მოთხოვნა დადის პირობაზე

$$q^2 a'(q^2) = 0$$

და რადგან ზოგად შემთხვევაში ვირტუალური ფოტონისათვის $q^2 \neq 0$, ამიტომ

$$a'(q^2) = 0.$$

ამის დამტკიცება შეიძლებოდა უფრო ზოგადადაც, თუკი გავითვალისწინებთ, რომ მატრიცული ელემენტი არ უნდა იცვლებოდეს $p_f \leftrightarrow p_i$ შეცვლისა და ყველა γ მატრიცის რიგის შებრუნების დროს: γ_μ და $\sigma_{\mu\nu} q_\nu$ ინვარიანტულია ასეთი გარდაქმნისასა, q_μ ნეერი კი არა.

ამრიგად პროტონის ელექტრომაგნიტურ სტრუქტურას განსაზღვრავს 2 სკალარული ფუნქცია:

$$\langle p_f | J_\mu^{(p)}(0) | p_i \rangle = \bar{u}(p_f) [\gamma_\mu F_1(q^2) + i \sigma_{\mu\nu} q_\nu F_2(q^2)] u(p_i) \quad (13)$$

გარდა ამისა, დენის J_μ ოპერატორის ერმიტულობიდან გამომდინარეობს, რომ F_i ფუნქციები არის ნამდვილი ფიზიკურ არეში.

ფორმფაქტორების ფიზიკური შინაარსი

ფორმფაქტორები მუდმივი რიცხვები რომ იყოს, ეს ტოლფასი იქნებოდა კვლავ ნერტილოვანი ნანილაკის განხილვისა. რისი ტოლია ეს მუდმივი მნიშვნელობები? მე-2 ფუნქცია ნული რომ ყოფილიყო, ხოლო პირველი — მუდმივის ტოლი, მაშინ ეს მუდმივი დაემთხვეოდა ელექტრულ მუხტს. რადგან ნორმალური მაგნიტური მომენტი დირაკის ნერტილოვანი ნანილაკისათვის ბორის ერთი მაგნეტონის ტოლია, მეორე ფორმფაქტორი დაკავშირებულია გადახრასთან ამ მნიშვნელობისაგან, ანუ ანომალურ მაგნიტურ მომენტთან.

განმარტება: ნერტილოვანი ნანილაკი e მუხტით და $(1 + \kappa)\mu_B$ სრული მაგნიტური მომენტით ეწოდება ნანილაკს, რომლისთვისაც $F_1(q^2) = 0$ და $F_2(q^2) = \kappa\mu_B$ ყველა q^2 -ისათვის.

ამ ფორმფაქტორებს უწოდებენ, შესაბამისად, პროტონის ელექტრულ და მაგნიტურ ფორმფაქტორებს. პროტონში ელექტრული მუხტის და მაგნიტური მომენტის სივრცული განაწილება განისაზღვრება ფორმფაქტორების ფურიე წარმოდგენით.

ხშირად უფრო მოსახერხებლად ითვლება სხვანაირი ნორმირების შერჩევა, როცა მუხტი ან მაგნიტური მომენტი ფაქტორიზებულია: $F_1 \rightarrow eF_1$, $F_2 \rightarrow \frac{\kappa}{2M} F_2$.

ამ შემთხვევაში დენის მატრიცულ ელემენტს წერენ ასე:

$$\langle p_f | J_\mu^{(p)}(0) | p_i \rangle = e \bar{u}(p_f) \left[F_1(q^2) \gamma_\mu + \frac{\kappa}{2M} F_2(q^2) i \sigma_{\mu\nu} q_\nu \right] u(p_i)$$

სადაც ახლა

$$F_1(0) = 1, \quad F_2(0) = 1, \quad \kappa = 1.79 \mu_B$$

განივკვეთის გამოსათვლელად მიზანშეწონილია ვისარგებლოთ ამის ალტერნატიული გამოსახულებით, რისთვისაც ადრე მოყვანილი ე.წ. გორდონის იგივეობა გამოიყენება, რომელიც მიიღება თანაფარდობიდან

$$\bar{u}(p_f) \gamma_\mu u(p_i) = \bar{u}(p_f) \gamma_\mu \frac{\hat{p}_i + M}{2M} u(p_i)$$

მაშინ აიღება

$$\langle p_f | J_\mu^{(p)}(0) | p_i \rangle = \bar{u}(p_f) \left[\gamma_\mu (F_1 + \kappa F_2) - \frac{\kappa}{2M} (p_f + p_i)_\mu F_2 \right] u(p_i)$$

ამ თანაფარდობის გამო უფრო მოსახერხებელი აღმოჩნდა შემდეგი ახალი ფორმფაქტორების შემოყვანა:

$$G_M = F_1 + \kappa F_2, \quad G_M(0) = 1 + \kappa = \mu_p$$

$$G_E = F_1 + \frac{\kappa q^2}{4M^2} F_2, \quad G_E(0) = 1$$

მათთვის შემოღებულია სახელწოდებები:

$F_{1,2}$ - დირაკის და პაულის ფორმფაქტორები;

$G_{E,M}$ - ელექტრული და მაგნიტური ფორმფაქტორები.

დრეკადი გაფანტვის განივკვეთის გამოთვლა

თუ სიტყვასიტყვით გავიმეორებთ წერტილოვან პროტონზე გაფანტვისას გამოყენებულ პროცედურას და თანაფარდობებს, ადვილად დავადგენთ, რომ

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{1}{2} \frac{4\alpha^2 m^2}{q^4} \frac{E'}{E} \delta(\sum E_f - \sum E_i) L_{\mu\nu} W^{\mu\nu},$$

ოლონდ ახლა

$$W^{\mu\nu} = \frac{1}{4M^2} Sp(\hat{p}' + M)\Gamma^\mu(\hat{p} + M)\Gamma^\nu,$$

სადაც

$$\Gamma^\mu = \gamma^\mu (F_1 + \kappa F_2) - \frac{\kappa}{2M} (p' + p)^\mu F_2$$

აქ საწყისი და საბოლოო იმპულსების აღნიშვნები შევცვალეთ და ვიყენებთ შტრიხიან აღნიშვნას საბოლოო იმპულსისათვის. ამ შპურის გამოთვლა საკმაოდ ადვილია და მიიღება

ა) ორმაგი დიფერენციალური კვეთისათვის:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \delta\left(\frac{Q^2}{4M^2} - \nu\right) \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} \left(\frac{G_E^2 + \frac{Q^2}{4M^2} G_M^2}{1 + \frac{Q^2}{4M^2}} \right) + \frac{Q^2 G_M^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (14)$$

ბ) ერთმაგი კუთხური განაწილებისათვის კი

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \left\{ \frac{G_E^2 + \frac{Q^2 G_M^2}{4M^2}}{1 + \frac{Q^2}{4M^2}} + \frac{Q^2}{2M^2} G_M^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (15)$$

ესაა ცნობილი როზენბლატის ფორმულა.

თუ აქ ავიღებთ $F_1 = 1$ და $F_2 = 0$, დავალთ ადრე განხილულ ნერტილოვან შემთხვევაზე. ესაა შედეგის სისწორის შემოწმების ერთ-ერთი გზა.

ახლა შევადაროთ ჩვენს მიერ განხილული ორივე შემთხვევა ერთმანეთს.

ორივეჯერ გვაქვს:

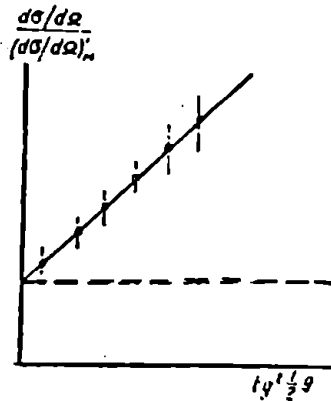
$$\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott}} = A + B \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \quad (*)$$

სადაც პროტონული სამიზნისათვის

$$A = \frac{G_E^2 + \frac{Q^2}{4M^2} G_M^2}{1 + \frac{Q^2}{4M^2}}, \quad B = \frac{G_M^2 Q^2}{2M^2}$$

არიან Q^2 -ის ფუნქციები.

q^2 -ის დაფიქსირებით და საბოლოო მდგომარეობების პროტონით შეზღუდვით (დრეკადი გაბნევა) ექსპერიმენტებზე შეიძლება შევისწავლოთ დიფ. განივკვეთი $d\sigma/d\Omega$ სხვადასხვა θ კუთხეებზე და განვსაზღვროთ A და B (G_E, G_M) q^2 -ის ამ მნიშვნელობებზე.



ნახაზი 1. კუთხეზე დამოკიდებულების შესწავლა (*) ფორმულაში.

ვაფიქსირებთ $s = M^2$ და Q^2 -ს. ვცვლით θ კუთხეს.

წრფივი დამოკიდებულების დაკვირვება ნიშნავს ერთფოტონიანი გაცვლის მიახლოების სამართლიანობას.

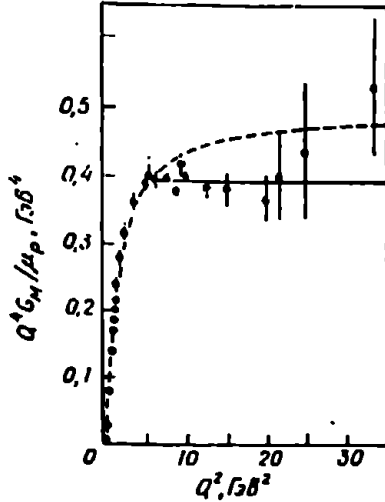
რა ინფორმაციაა მიღებული ექსპერიმენტებზე ფორმულაში?

ექსპერიმენტებზე აღმოჩნდა, რომ Q^2 -ის საკმაოდ დიდ ინტერვალში დრეკადი ფორმულა იქცევიან ასე:

$$\frac{G_{E,M}(Q^2)}{G_{E,M}(0)} \approx \left(1 + \frac{Q^2}{(0.71 \text{ GeV})^2}\right)^{-2} \quad \text{და} \quad \frac{d\sigma(ep \rightarrow ep)}{d\sigma(e\mu \rightarrow e\mu)} \sim Q^{-4} \quad (16)$$

ამ თეორიული ბაზით ათნლეულების განმავლობაში ხდებოდა ექსპერიმენტებზე დრეკადი გაფანტვის ფორმფაქტორების შესწავლა და ძლიერი ურთიერთქმედებების სხვადასხვა მოდელების შემოწმება. დაგროვილია უამრავი მასალა.

ზემოთ მოყვანილ ფორმულას ფორმფაქტორისათვის ხშირად დიპოლურ მიახლოებასაც უწოდებენ. ვხედავთ, რომ დიფერენციალური განიევკეთი სწრაფად (Q^{-4}) ეცემა Q^2 -ის ზრდით, ანუ დიდი Q^2 -ისთვის დრეკადი გაფანტვის კვეთა სწრაფად ილევა და ზუსტი გაზომვები რთულდება.



ნახაზი 2 პროტონის G_M ფორმფაქტორი. ნყვეტილი ხაზი შეესაბამება დიპოლურ დამოკიდებულებას (16). პორიზონტალური ხაზი მიუთითებს, რომ $G_M \sim Q^{-4}$, როცა $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$.

შემდგომში მოხდა მნიშვნელოვანი აღმოჩენა – თურმე არადრეკად პროცესებში მსგავსი ფორმფაქტორები (სტრუქტურული ფუნქციები) ასე აღარ ეცემიან დიდი Q^2 -ისთვის.

ახლა გადავიდეთ ელექტრონის არადრეკადი გაფანტვის შესწავლაზე.

IV. არადრეკადი ელექტრონ-პროტონული გაშანტვა

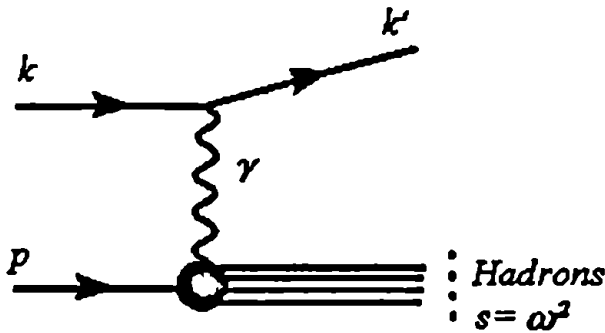
განვიხილოთ ახლა პროცესი

$$e + p \rightarrow e + X$$

სადაც X აღნიშნავს აჯამვას ყველა საბოლოო ნაწილაკებით (ჰადრონებით), რომლებიც წარმოიქმნება არადრეკადი პროცესისას (მათი რაოდენობა n არ ფიქციონდება). ასეთ პროცესს ჩვეულებრივად უწოდებენ ელექტრონის ღრმად-არადრეკად გაშანტვას პროტონზე.

ამ პროცესში შეგვიძლია გავზომოთ მხოლოდ საბოლოო ელექტრონის ენერგია და მისი გაფანტვის კუთხე - სპექტრომეტრს აყენებენ რაღაც θ კუთხით დაცემული ნაკადის მიმართ და ზომავენ გაფანტული ელექტრონების ენერგიას და შემთხვევების რაოდენობას (ინკლუზიური კვეთა).

აღმოჩნდა, რომ Q^2 -ის საკმაოდ დიდ ინტერვალში კვლავ დომინირებს ერთფოტონიანი გაცვლა. დიაგრამულად ყოველივე ეს ასე გამოიყურება:



$$M \sim j_\mu^{(e)} \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} J_\nu^{(H)}, \text{ ანუ } M \sim l_\mu \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} h_\nu$$

აქ

$$l_\mu \equiv \langle k', \lambda' | j_\mu^{(e)} | k, \lambda \rangle = \bar{u}(k', \lambda') \gamma_\mu u(k, \lambda)$$

$$\text{ხოლო } h_\mu \equiv \langle n | J_\mu^{(H)} | p, \sigma \rangle \sim \text{ეს უცნობია.}$$

პროცესის განივი კვეთი ასე ჩაინერება

$$d\sigma = (2\pi)^4 \frac{\delta^{(4)}(p+k-k'-p_n) \overline{|T_{fi}|^2}}{\rho_i^{(e)} \rho_i^{(p)} |\bar{v}_{12}|} \frac{md^3k'}{k'_0} d\Gamma'_n$$

$$\text{აქ } T_{fi} = \frac{z^2}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} l_a h_a$$

ლაბორატორიულ სისტემაში გვაქვს $|\bar{v}_{12}| = k/k_0$

საზოგადოდ $F, k_0 |\bar{v}_{12}| = F = \sqrt{(pk)^2 - m^2 M^2} = Mk$ (ლაბ. სისტ.)
ამიტომაც

$$d\sigma = \frac{m^2 e^4}{(2\pi)^2 q^4} \frac{k'}{k} dk'_0 d\Omega |l_a h_a|^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p+q-p_n) d\Gamma'_n$$

$d\Gamma'_n$ არის საბოლოო მდგომარეობათა სიმკვრივე (ფაზური მოცულობა).

ამიტომ

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 m^2}{q^4} \frac{E'}{E} \frac{1}{2} l_{\mu\nu} \frac{1}{2} H^{\mu\nu} (2\pi)^3 \delta^{(4)}(p+q-p_n) d\Gamma'_n$$

აქ იგულისხმება ინტეგრაცია $d\Gamma'_n$ -ის მიხედვით. შემოტანილია შემდეგი აღნიშვნები:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} l_{\mu\nu} &= \frac{1}{2} \sum_{\lambda, \lambda'} \bar{u}(k', \lambda') \gamma_\mu u(k, \lambda) \bar{u}(k, \lambda) \gamma_\nu u(k', \lambda') = \\ &= \frac{1}{2} \frac{1}{4m^2} S p(\hat{k}' + m) \gamma_\mu (\hat{k} + m) \gamma_\nu = \\ &= \frac{1}{2m^2} [k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - g_{\mu\nu} (kk' - m^2)] \end{aligned}$$

გარდა ამისა

$$\frac{1}{2} H^{\mu\nu} \equiv \frac{1}{2} \sum_{spins} \sum_n \langle p, \sigma | J^{+\mu}(0) | n \rangle \langle n | J^\nu(0) | p, \sigma \rangle$$

ხოლო

$$W^{\mu\nu} = \int \frac{1}{2} H^{\mu\nu} \delta^{(4)}(p+q-p_n) (2\pi)^3 d\Gamma'_n$$

ანუ

$$W^{\mu\nu} = \frac{(2\pi)^3}{2} \sum_{\sigma} \sum_n \langle p, \sigma | J^{+\mu}(0) | n \rangle \langle n | J^{\nu}(0) | p, \sigma \rangle \delta^{(4)}(p + q - p_n) \quad (17)$$

ამიტომ კვეთისათვის გამოვიყენებთ ფორმულას

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{1}{2} \frac{4\alpha^2 m^2 E'}{q^4} \frac{1}{E} I_{\mu\nu} W^{\mu\nu},$$

სადაც $I_{\mu\nu}$ მოცემულია ზევით მოყვანილი გამოსახულებით, ხოლო $W^{\mu\nu}$ ასე გადავწეროთ (დელტა ფუნქციის განმარტების გამოყენებით);

$$W^{\mu\nu} = \sum_{spins} \frac{1}{2\pi} \int d^4x e^{i(p+q-p_n)x} \langle p, \sigma | J^{+\mu}(0) | n \rangle \langle n | J^{\nu}(0) | p, \sigma \rangle$$

გამოვიყენოთ ტრანსლაციური გარდაქმნა და სისრულის პირობა $\sum |n\rangle \langle n| = 1$. მაშინ

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu} &= \frac{1}{2\pi} \sum_{spins} \int d^4x e^{iqx} \langle p, \sigma | J^{+\mu}(x) J^{\nu}(0) | p, \sigma \rangle = \\ &= \frac{1}{2\pi} \sum_{spins} \int d^4x e^{iqx} \langle p, \sigma | [J^{+\mu}(x), J^{\nu}(0)] | p, \sigma \rangle \end{aligned}$$

აქ კომუტატორამდე შევსება ემყარება მარტივ ფაქტს - დამატებითი ნული ნულის ტოლია. მართლაც, დამატებითი ნეერია

$$\int d^4x e^{iqx} \langle p, \sigma | J^{\nu}(0) | n \rangle \langle n | J^{+\mu}(x) | p, \sigma \rangle$$

განვიხილოთ ამ ინტეგრალის მხოლოდ x -ზე დამოკიდებული ნაწილი:

$$\begin{aligned} \int d^4x e^{iqx} \langle n | J^{+\mu}(x) | p, \sigma \rangle &= \int d^4x e^{iqx} \langle n | e^{i\hat{p}x} J^{+\mu}(0) e^{-i\hat{p}x} | p, \sigma \rangle = \\ &= \int d^4x e^{iqx} e^{ip_n x} e^{-ipx} \langle n | J^{+\mu}(0) | p, \sigma \rangle \end{aligned}$$

რაც დადის გამოსახულებაზე

$$(2\pi)^4 \delta^{(4)}(q + p_n - p) \langle n | J^{\mu}(0) | p, \sigma \rangle$$

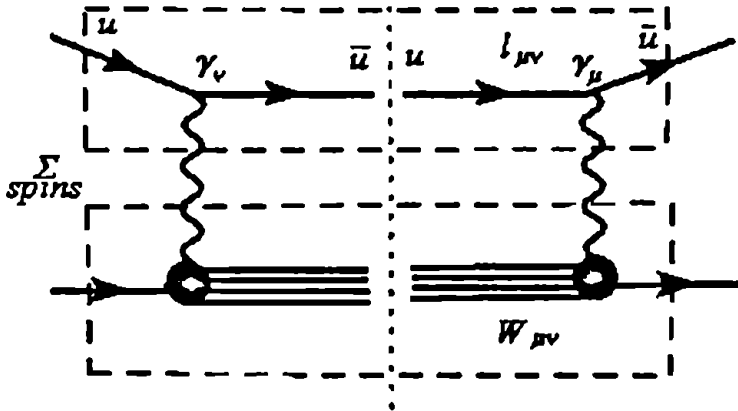
ამკარაა, რომ ვერც ერთი მგომარეობისათვის ვერ დავაკმაყოფილებთ აქედან გამომდინარე შენახვის კანონს $p = q + p_n$, რადგან პროტონს არ შეუძლია გამოასხივოს დადებითი ენერჯიის ფოტონი და გადავიდეს სხვა ფიზიკურ მდგომარეობაში (გაეიხსენოთ, რომ ფიზიკურ მდგომარეობებში იმპულსის 4-ვექტორის ნულოვან კომპონენტს აქვს დადებითი ნიშანი).

ამის გამო განსახილავი დამატებითი წვერი ნულია და სამართლიანია ფორმულა კომუტატორით.

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{4\pi} \sum_{\sigma} \int d^4x e^{iqx} \langle p, \sigma | [J_{\mu}^+(x), J_{\nu}^-(0)] | p, \sigma \rangle \quad (18)$$

როგორც ვხედავთ, $W_{\mu\nu}$ ემთხვევა კომპტონის ვირტუალური წინ გაბნევის ამპლიტუდის წარმოსახვით ნაწილს (ოპტიკური თეორემა). გაეიხსენოთ, რომ თვითონ კომპტონის გაბნევის ამპლიტუდაში გვექნებოდა დენების T -ნამრავლი. ამის გამო, წარმოსახვითი ნაწილი (ნახტომი) არის კომუტატორის მატრიცული ელემენტი.

დიაგრამაზე ეს ასე შეგვიძლია გამოვხატოთ



$W_{\mu\nu}$ -ს სტრუქტურის გამოკვლევა

$W_{\mu\nu}$ -ს ცხადი სახე ჩვენთვის უცნობია, ის დამოკიდებულია ჰადრონების დინამიკაზე. ამიტომ, ერთადერთი რაც ჩვენ

დაგვრჩენია, უნდა გამოვიდეთ ზოგადი მოსაზრებებიდან და ავაგოთ მისი შესაძლო სტრუქტურა.

$W_{\mu\nu}$ -ს განმარტებაში შედის აჯამება (ინტეგრაცია) საბოლოო მდგომარეობაში (დაუკვირვებელი) ჰადრონების ფაზური სივრცით და სპინებით და, გარდა ამისა, მონანნილეობს სრული ენერჯია-იმპულსის შენახვის კანონის გამომხატველი \mathcal{L} - ფუნქცია კვეთის გამოსახულებიდან.

ამიტომ $W_{\mu\nu}$ შეგვიძლია ავაგოთ მხოლოდ კოვარიანტული მოსაზრებებიდან, როგორც მე-2 რანგის ტენზორი, დამოკიდებული მხოლოდ p და q იმპულსებზე.

რა ზოგადი მოსაზრებები ნაყენება ამ ტენზორს?

1. კოვარიანტულობა: ის უნდა იყოს ლორენცის მე-2 რანგის ტენზორი;
2. დენის შენახვა (ყალიბრული ინვარიანტულობა): $\partial^\mu J_\mu = 0$;
3. ლუნობის შენახვა (P)
4. ინვარიანტულობა დროის არეკვლის მიმართ (T).

დავინყოთ აბაჯა:

ყველაზე ზოგადი სახის მე-2 რანგის ტენზორი ასე გამოიყურება:

$$W_{\mu\nu} = a_1 g_{\mu\nu} + a_2 p_\mu p_\nu + a_3 p_\mu q_\nu + a_4 p_\nu q_\mu + i a_5 \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha q^\beta + a_6 q_\mu q_\nu$$

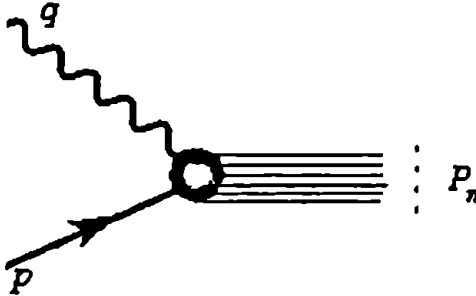
აქ წარმოსახვითი i ფაქტორი იმიტომ შემოვიყვანეთ, რომ ერმიტულობა ($W_{\mu\nu}^* = W_{\nu\mu}$) ნიშნავდეს ყველა a_i სტრუქტურული ფუნქციების ნამდვილობას.

გარდა ამისა, ცხადია, რომ $W_{\mu\nu}$ სიმეტრიული უნდა იყოს $\mu \leftrightarrow \nu$ შეცვლის მიმართ. ამიტომაც $a_4 = a_3$.

უმჯობესია ჩვენი ტენზორი ჩავენროთ ახლა ასეთი სახით

$$W_{\mu\nu} = a_1 g_{\mu\nu} + a_2 p_\mu p_\nu + a_3 p_\mu q_\nu + a_4 p_\nu q_\mu + i a_5 \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha q^\beta + a_6 q_\mu q_\nu$$

ეს სტრუქტურული ფუნქციები თავის მხრივ დამოკიდებულია 2 ინვარიანტზე, რომლებიც აიგება იმ იმპულსებით, რომლებსაც ვხვდებით ჰადრონულ ნეეროში



ჰადრონის სრული ინვარიანტული მასაა

$$\omega^2 = (p + q)^2 = M^2 + 2pq + q^2 = M^2 + 2Mv + q^2 \quad (18)$$

ამიტომ ამ ინვარიანტებად ჩვეულებრივ ირჩევენ ხოლმე ორ ცვლადს:

$$q^2 \text{ და } v = \frac{pq}{M}$$

2. ვნახოთ რას იძლევა დენის შენახვის მოთხოვნა. აქ გვექნება ორი განტოლება.

$$q^\mu W_{\mu\nu} = W_{\mu\nu} q^\nu = 0$$

საიდანაც:

$$a_1 q_\nu + a_2 p q p_\nu + a_3 (p q q_\nu + q^2 p_\nu) + a_4 (p q q_\nu - q^2 p_\nu) + a_6 q^2 q_\nu = 0$$

$$a_1 q_\mu + a_2 p q p_\mu + a_3 (p q q_\mu + q^2 p_\mu) + a_4 (q^2 p_\mu - p q q_\mu) + a_6 q^2 q_\mu = 0$$

თუ გავეტოლებთ $\mu = \nu$, მაშინ ამ ორი ტოლობიდან გამოვა, რომ

$$a_4 = 0.$$

რადგან p და q ნებისმიერი იმპულსებია, შეგვიძლია ნულს გავეტოლოთ მათთან მდგომი კოეფიციენტები ცალკ-ცალკე, ე.ი.

$$a_1 + a_3 p q + a_6 q^2 = 0$$

$$a_2 p q + a_3 q^2 = 0$$

მეორე განტოლებიდან გვაქვს $a'_3 = -a_2 \frac{pq}{q^2}$. ჩავსვათ ეს წინა

$$\text{განტოლებაში, მიიღება } a_6 = -\frac{a_1}{q^2} + a_2 \frac{(pq)^2}{q^4}.$$

ამრიგად,

$$W_{\mu\nu} = a_1 g_{\mu\nu} + a_2 p_\mu p_\nu + i a_3 \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\rho q^\sigma - \left(\frac{a_1}{q^2} - a_2 \frac{(pq)^2}{q^4} \right) q_\mu q_\nu - a_2 \frac{pq}{q^2} (p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu) \quad (19)$$

$$= a_1 \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + a_2 \left[p_\mu p_\nu - \frac{pq}{q^2} (p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu) + \frac{(pq)^2}{q^4} \right] + i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\rho q^\sigma =$$

$$= a_1 \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + a_2 \left(p_\mu - \frac{pq}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu - \frac{pq}{q^2} q_\nu \right) + i a_3 \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\rho q^\sigma$$

ესაა საძიებელი ტენზორის უზოგადესი სახე, სანამ არ ნაგვიყენებია დანარჩენი მოთხოვნები.

3. (P) ლუნობის შენახვა: ზედა გამოსახულებაში ორი სტრუქტურა ტენზორულია, ხოლო მესამე – ფსევდოტენზორული. ამიტომაც, $a_3 = 0$. აღსანიშნავია, რომ ეს ნეერი კვეთაში წვლილს მაინც არ მოგვცემდა, რადგანაც მრავლდება ლეპტონურ $I_{\mu\nu}$ ფაქტორზე.

4. დროის არაკვლა (T):

ეს აღარ იძლევა დამატებით შეზღუდვას, რადგან დაიყენება პირობაზე

$$W_{\mu\nu}(p, q) = W_{\mu\nu}^*(Tp, Tq)$$

ეს გამოიწვევდა შეზღუდვას $a'_4 = 0$, რაც უკვე მიღებულია დენის შენახვის პირობიდან.

ეს ნიშნავს, რომ ერთფოტონიანი გაცვლის დროს და სამიზნის სპინებით გასაშუალოებისას (აჯამებისას) T -ს დარღვევის შემჩნევა შეუძლებელია შენახვადი დენებისათვის.

ამრიგად, მივიღეთ, რომ ლორენც-კოვარიანტულობა, დენის შენახვა და ლუნობების შენახვა იძლევა, რომ ჰადრონული წვერო აღინერება მხოლოდ 2 დამოუკიდებელი სკალარული ფუნქციით, რომლებსაც ასე აღნიშნავენ ხოლმე:

$$W_{\mu\nu}(p, q) = W_1(\nu, q^2) \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + \frac{W_2(\nu, q^2)}{M^2} \left(p_\mu - \frac{pq}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu - \frac{pq}{q^2} q_\nu \right) \quad (20)$$

დიფერენციალური განივკვეთის გამოთვლა

გამოვთვალეთ გამოსახულება

$$l_{\mu\nu} W^{\mu\nu} = \frac{1}{m^2} [k_\mu k'_\mu + k'_\nu k_\nu - g_{\mu\nu} (kk' - m^2)] \left[\left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1 + \left(p_\mu - \frac{pq}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu - \frac{pq}{q^2} q_\nu \right) \frac{W_2}{M^2} \right]$$

ცხადია აქ ჰადრონულ ნაწილში შეგვიძლია ჩამოვეშვათ q_μ, q_ν -ს პროპორციული წევრები, რადგან ლეპტონური დენიცი ინახება და $q_\mu l^{\mu\nu} = l^{\mu\nu} q_\nu = 0$. ამიტომ ვისარგებლებთ შემდეგი სახით:

$$W_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu} W_1(\nu, q^2) + p_\mu p_\nu \frac{W_2(\nu, q^2)}{M^2} \quad (21)$$

მიიღება

$$\begin{aligned} l_{\mu\nu} W^{\mu\nu} &= \frac{1}{m^2} \left[2W_1(kk') + \frac{W_2}{M^2} (2(pk)(pk') - M^2(kk')) \right] = \\ &= \frac{1}{m^2} \left[4W_1 EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2 \left(2EE' - 2EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \right] = \\ &= \frac{2EE'}{m^2} \left[2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \right] \end{aligned}$$

საბოლოოდ დიფერენციალური განივკვეთი იქნება:

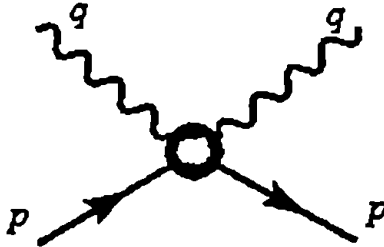
$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left[W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (22)$$

V. სტრუქტურული ფუნქციების ინტეგრაცია.
 მათი კავშირი განივი და გასწვრივი პოლარიზაციების
 (off-shell) ფოტონების შთანთქმის განვიკვეთებთან

ზემოთ უკვე აღვნიშნეთ, რომ $W_{\mu\nu}$ უკავშირდება ნუკლონზე ვირტუალური კომპტონ-ფეფტის (წინ გაბნევის) პროცესის კვეთას. მართლაც:

განვიხილოთ კომპტონის წინ გაბნევის ამპლიტუდა

$$\gamma(q) + p \rightarrow \gamma(q) + p$$



ამ პროცესის მატრიცული ელემენტი ჩაინერება ასე:

$$M \sim \varepsilon_\mu^*(q) \varepsilon_\nu(q) T_{\mu\nu}(q, p),$$

სადაც

$$T_{\mu\nu}(q, p) = i \int d^4x e^{iqx} \theta(x) \langle p, \sigma | [J_\mu^+(x), J_\nu(0)] | p, \sigma \rangle$$

ხოლო ε -ები არიან q^2 მასის მქონე ვირტუალური ფოტონის პოლარიზაციის ვექტორები. ამავე დროს ვიცით, რომ

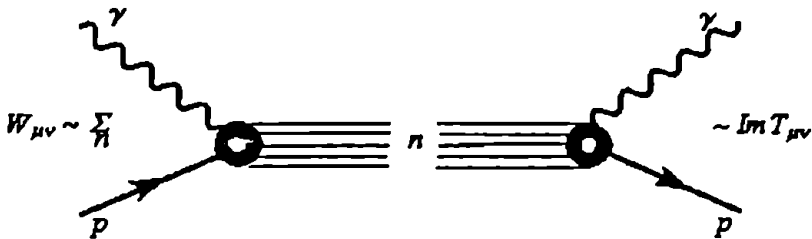
$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{4\pi} \sum_{spin} \int d^4x e^{iqx} \langle p, \sigma | [J_\mu^+(x), J_\nu(0)] | p, \sigma \rangle$$

ამიტომაც

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \text{Im} \overline{T_{\mu\nu}} \quad (23)$$

სადაც თავზე ხაზი მიუთითებს ნუკლონის სპინური მდგომარეობებით აჯამვას.

დიაგრამულ ენაზე ეს თანაფარდობა ნიშნავს:



ეს უბრალოდ ოპტიკურ თეორემას გამოხატავს - კომპტონის წინ გაბნევის ამპლიტუდის ნარმოსახვითი ნაწილი იძლევა ვირტუალური ფოტონის შთანთქმის (ფოტოაბსორბციის) განიკვევს.

აქედან გამომდინარე, $W_{1,2}$ ფუნქციების ფიზიკური შინაარსის გარკვევაში დაგვეხმარება კომპტონის ამპლიტუდის ანალიზი. არაპოლარიზებულ ნუკლონზე ფოტოშთანთქმის კვეთა იქნება

$$\sigma \sim \varepsilon_\mu^*(q) W^{\mu\nu}(\nu, q^2) \varepsilon_\nu(q)$$

გვჭირდება ფოტონის პოლარიზაციის ვექტორები, როცა ფოტონები მასური ზედაპირის გარეთაა, $q^2 \neq 0$. გვექნება ორი ტიპის ფოტონები - განივი და გასწვრივი პოლარიზაციებით.

ჯერ ავაგოთ $\varepsilon_\mu(q)$ ვექტორი z -ღერძის მიმართულებით მოძრავი ფოტონისათვის, რომლის ენერგიაა ν , მასის კვადრატი - q^2 , ანუ გასწვრივი პოლარიზაციის ფოტონისათვის. ყალბრული ინვარიანტულობა ამ ვექტორს ზღუდავს ასე:

$$q^\mu \varepsilon_\mu(q) = 0$$

ამიტომ შეგვიძლია ასე ავირჩიოთ:

$$\varepsilon_\mu^L = \frac{1}{\sqrt{-q^2}}(q_3, 0, 0, q_0), \quad q_\mu = (q_0, 0, 0, q_3) \quad (24)$$

$$q^2 = -Q^2 = q_0^2 - q_3^2 = \nu^2 - q_3^2 \quad \Rightarrow \quad q_3 = \sqrt{\nu^2 - q^2} = \sqrt{\nu^2 + Q^2}$$

აშკარაა, რომ

$$q^\mu \varepsilon_\mu^L = 0 \quad \text{და} \quad (\varepsilon_\mu^L)^2 = 1$$

განივი პოლარიზაციის ვექტორები კი ასე შემოვიტანოთ

$$\varepsilon_\mu^T = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, +i, 0), \quad \varepsilon_\mu^{*T} = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, -i, 0) \quad (25)$$

ამკარაა, რომ

$$q^\mu \varepsilon_\mu^T = q^\mu \varepsilon_\mu^{*T} = 0 \quad \text{და} \quad \varepsilon^{*T} \cdot \varepsilon^T = -1$$

შემოვიტანოთ აღნიშვნა

$$\varepsilon_\mu^{T(\pm)} \equiv \varepsilon_\mu^T (\lambda = \pm 1) = \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, \pm i, 0)$$

გვაქვს:

$$\varepsilon^{T(\pm)} \cdot \varepsilon^{T(\pm)} = \varepsilon^{*T(\pm)} \cdot \varepsilon^{T(\pm)} = 0, \quad \varepsilon^{*T(\pm)} \cdot \varepsilon^{T(\pm)} = -1$$

ამრიგად:

$$\sigma_{\pm 0} \sim \varepsilon_\mu^{*\pm 0} W_{\mu\nu} \varepsilon_\nu^{\pm 0} = -\varepsilon^{*\pm 0} \cdot \varepsilon^{\pm 0} W_1 + \frac{\varepsilon^{*\pm 0} \cdot p \varepsilon^{\pm 0} \cdot p}{M^2} W_2$$

ანუ

$$\sigma_i \sim \varepsilon^{*i} \cdot \varepsilon^i W_1 + \varepsilon_0^{*i} \cdot \varepsilon_0^i W_2$$

მაგრამ რაკი

$$\varepsilon^{*T} \cdot \varepsilon^T = -1, \quad \varepsilon^{*0} \cdot \varepsilon^0 = 1$$

$$\varepsilon_0^{*T} \cdot \varepsilon_0^T = 0, \quad \varepsilon_0^{*0} \cdot \varepsilon_0^0 = \frac{Q^2 + v^2}{Q^2} = 1 + \frac{v^2}{Q^2}$$

მიიღება

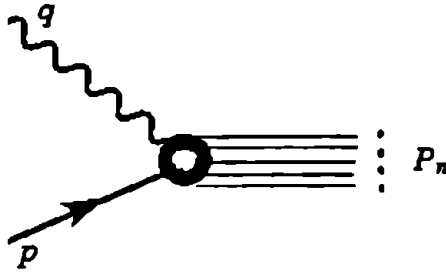
$$\sigma_T \sim \frac{1}{2}(\sigma_+ + \sigma_-) = W_1$$

$$\sigma_L \sim \left(1 + \frac{v^2}{Q^2}\right) W_2 - W_1$$

(26)

გამოვთვალოთ ახლა კოეფიციენტების მნიშვნელობები ამ თანადფარდობებში, რისთვისაც უნდა განვიხილოთ ფოტოშთანთქმის სრული კვეთი:

$$\sigma_n = \frac{(2\pi)^4 \delta(p + q - p_n)}{\rho_r \rho_p |\bar{v}_{12}|} |T_{in}|^2 d\Gamma_n.$$



სადაც

$$T_{in} = \frac{e}{(2\pi)^3} \varepsilon^\mu(q) h_\mu, \quad \rho_r \rho_r |\bar{v}_{12}| = \frac{2q_0 |\bar{v}_{12}|}{(2\pi)^6} = 2|q_3|$$

ამიტომაც

$$\sigma_n = \frac{e^2}{2|q_3|} 2\pi \varepsilon_\mu^* \varepsilon_\nu \sum_{spin} h_\mu^* h_\nu (2\pi)^3 \delta(p+q-p_n) d\Gamma_n$$

ე.ი.

$$\sigma = \sum_n \sigma_n = \frac{2\pi e^2}{2|q_3|} \varepsilon_\mu^* \varepsilon_\nu W^{\mu\nu}$$

ანუ საბოლოოდ:

$$\sigma = \frac{4\pi^2 \alpha}{|q_3|} \varepsilon_\mu^* \varepsilon_\nu W^{\mu\nu}, \quad \text{სადაც } |q_3| = \sqrt{\nu^2 + Q^2}$$

საზოგადოდ, ფოტონების ნაკადის გამოსახულება ცალსახად არ გამოიყურება იმის მიხედვით, თუ როგორ ფოტონებთან გვაქვს საქმე. ფოტონების ნაკადს აღნიშნავენ ხოლმე K ასოთი. ამიტომ განივი და გასწვრივი პოლარიზაციების ფოტონთანთქმის კვეთებისათვის გვაქვს:

$$\sigma_T = \frac{4\pi^2 \alpha}{K} W_1$$

$$\sigma_L = \frac{4\pi^2 \alpha}{K} \left[\left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) W_2 - W_1 \right]$$

და პირიქით

$$W_1 = \frac{K}{4\pi^2 \alpha} \sigma_T, \quad (27)$$

$$W_2 = \frac{K}{4\pi^2 \alpha} (\sigma_T + \sigma_L) \frac{Q^2}{Q^2 + \nu^2}$$

ამრიგად, ვხედავთ, რომ არსებობს ორი დამოუკიდებელი ფოტონთანთქმის კვეთა არაპოლარიზებული სამიზნესათვის, σ_T და σ_L . ამიტომაც გვაქვს 2 სტრუქტურული ფუნქცია. ხანდახან იხილავენ ხოლმე სხვა ფუნქციასაც

$$W_L \equiv W_2 \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) - W_1$$

სხვა საინტერესო სიდიდეა ფარდობა

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{W_2}{W_1} \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) - 1 \quad (28)$$

ამ სიდიდეებით ინკლუზიურ კვეთას ასედაც გადაწერენ ხოლმე:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE'} = \Gamma (\sigma_T + \varepsilon \sigma_L)$$

სადაც

$$\varepsilon = \left(1 + 2 \frac{Q^2 + \nu^2}{Q^2} \nu g^2 \frac{\theta}{2} \right)^{-1}$$

$$\Gamma = \frac{K \alpha}{2\pi^2 Q^2} \frac{E'}{E} \frac{1}{1 - \varepsilon}$$

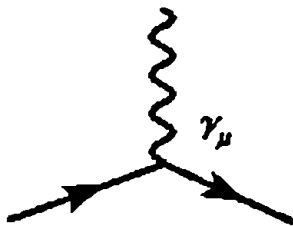
გარდა ამისა სტრუქტურული ტენზორის დადებითად განსაზღვრულობიდან გამომდინარეობს თვისება

$$W_2 \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) \geq W_1 \quad (29)$$

თავი მოძუყაროთ მიღებულ თანაფარდობებს:

I. ღრეკადი გაფანტვა

ა) გაფანტვა წარტილოვან პროტონზე



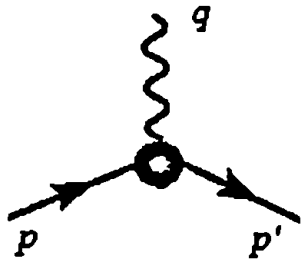
$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \delta\left(\frac{Q^2}{2M} - \nu\right) \left[\cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{Q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left(1 + \frac{Q^2}{2M^2} \tan^2 \frac{\theta}{2}\right).$$

სადაც

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2} \left(1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right)}$$

ბ) პროტონის სტრუქტურა



$$\bar{u}(p') \left[F_1(q^2) \gamma_\mu + \kappa \frac{F_2(q^2)}{2M} i\sigma_{\mu\nu} q_\nu \right] u(p)$$

$$\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu] \quad F_1(0) = F_2(0) = 1, \quad \kappa = 1.79\mu_p$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left[\left(F_1^2 + \frac{\kappa^2 Q^2}{4M^2} F_2^2 \right) + \frac{Q^2}{2M^2} (F_1 + \kappa F_2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

ელექტრული და მაგნიტური ფორმფაქტორები

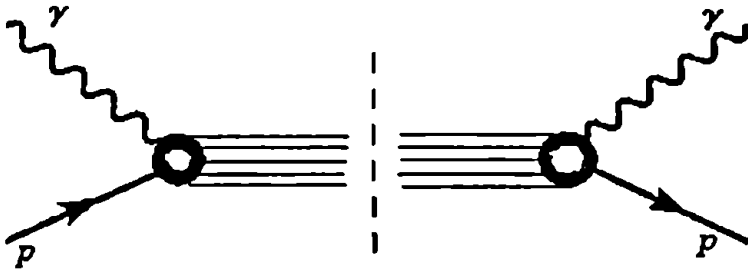
$$G_M = F_1 + \kappa F_2;$$

$$G_E = F_1 - \frac{\kappa Q^2}{4M^2} F_2$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mod}} \left(\frac{G_E^2 + \frac{Q^2}{4M^2} G_M^2}{1 + \frac{Q^2}{4M^2}} + \frac{Q^2 G_M^2}{2M^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left[\left(\frac{G_E^2 + \frac{Q^2 G_M^2}{4M^2}}{1 + \frac{Q^2}{4M^2}} \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{Q^2 G_M^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \delta \left(\frac{Q^2}{2M} - \nu \right) \right]$$

II. ღრმად-არადრეკალი გაფანტვა



ა) სტრუქტურული ფუნქციები

$$W_{\mu\nu} = W_1(\nu, q^2) \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + \frac{W_2(\nu, q^2)}{M} \left(p_\mu - \frac{qP}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu - \frac{pq}{q^2} q_\nu \right)$$

ბ) დადებითად განსაზღვრულობა

$$W_2 \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) \geq W_1$$

გ) ორმაგი დიფერენციალური განაწილება

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left[W_2(\nu, Q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(\nu, Q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

დ) შედარება დრეკად გაფანტვასთან:

$$W_1^{el}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{4M^2} G_M^2 \delta\left(\frac{Q^2}{2M} - \nu\right) \rightarrow \rightarrow \frac{Q^2}{4M^2} \delta\left(\frac{Q^2}{2M} - \nu\right)$$

$$W_2^{el}(\nu, Q^2) = \frac{G_E^2 + \frac{Q^2 G_M^2}{4M^2}}{1 + \frac{Q^2}{4M^2}} \delta\left(\frac{Q^2}{2m} - \nu\right) \rightarrow \rightarrow \delta\left(\frac{Q^2}{2M} - \nu\right)$$

III. ბანიკვებითი - სტრუქტურული ფუნქციების კავშირი ფოტოშთანეთხის ბანიკვებითთან

$$W_1 = \frac{K}{4\pi^2 \alpha} \sigma_T, \quad W_2 = \frac{K}{4\pi^2 \alpha} (\sigma_T + \sigma_L) \frac{1}{1 + \frac{\nu^2}{Q^2}}$$

$$W_L = W_2 \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) - W_1$$

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{W_1}{W_2} \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) - 1$$

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE'} = \Gamma (\sigma_T + \varepsilon \sigma_L)$$

$$\Gamma = \frac{K \alpha}{2\pi^2 Q^2} \frac{E'}{E} \frac{1}{1 - \varepsilon}$$

$$\varepsilon = \left[1 + 2 \left(1 + \frac{v^2}{Q^2} \right) \left(g^2 \frac{\theta}{2} \right) \right]^{-1}, \quad K \text{ არის ფოტონების დენის ნაკადი}$$

კავშირი დიფერენციალურ განაწილებებს შორის:

$$\frac{d^2\sigma}{dq^2 d\nu} = \frac{\pi}{EE'} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}$$

$$\frac{d^2\sigma}{dq^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} \frac{E'}{E} \left[W_2(\nu, q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(\nu, q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

VI. ექსპერიმენტული მონაცემები

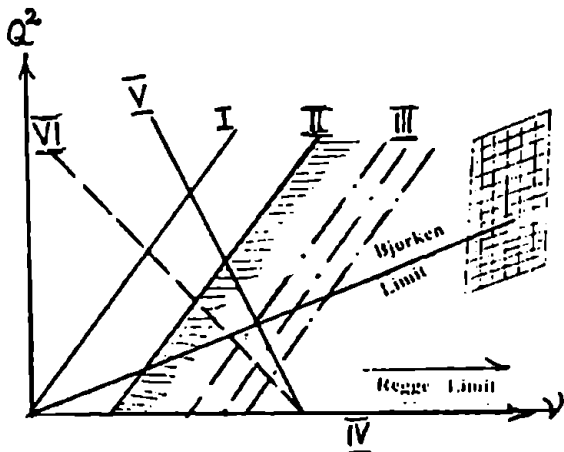
აქ უნდა აღინიშნოს ორი სიურპრიზი, რომელიც ადრე 1968 წელს, იწინასწარმეტყველა ბიორკენმა დენების ალგებრის საფუძველზე. მან მიიღო, რომ W_1 და νW_2 ფუნქციებს გააჩნიათ ზღვრები, როცა $|q^2|$ და ν მიისწრაფიან უსასრულობისაკენ ისე, რომ მათი შეფარდება ფიქსირებული სიდიდეა.

$$\text{შეფარდების როლში იღებენ სიდიდეს: } \omega = \frac{2M\nu}{-q^2} = \frac{2M\nu}{Q^2},$$

$$\text{ხანდახან კი მის შებრუნებულ სიდიდეს: } x = \frac{1}{\omega} = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

ვიდრე სტრუქტურული ფუნქციების ყოფაქცევაზე გადავალთ, ჯერ განვიხილოთ:

სტრუქტურული ფუნქციების "ტოპოგრაფია" - ანუ ν, Q^2 სიბრტყე.



ნახაზი 3. სტრუქტურული ფუნქციების ტოპოგრაფია

ეს დიაგრამა ასეა შედგენილი: განისაზღვრება დასაშვები არე-
ები სხვადასხვა შემთხვევებში, გამომდინარე ჰადრონთა ნაკადის
ინვარიანტული მასიდან.

პროტონის ნეეროდან გამოსული დაუკვირებადი ჰადრონების
ინვარიანტული მასის კვადრატია:

$$\omega^2 = (p + q)^2 = M^2 + 2pq + q^2 = M^2 + 2Mv + q^2$$

გაეიხსენოთ ზოგიერთი თანაფარდობა (ლაბორატორ ულ სის-
ტემაში):

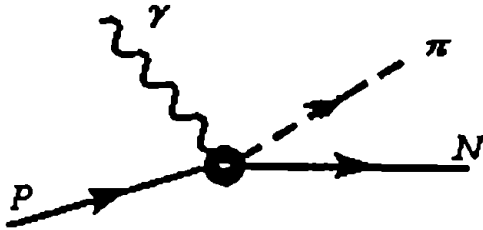
$$-q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} = 4E(E - v) \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$$v = \frac{pq}{M} = E - E'$$

გამოიყოფა შემდეგი ფიზიკური არეები:

ა) დრეკადი გაბნევა. მაშინ $\omega^2 = M^2$ და ამიტომ წარმოიქმნება
თანაფარდობა $q^2 + 2Mv = 0 \rightarrow Q^2 - 2Mv = 0$. ეს ნახაზზე
შეესაბამება I წრფეს.

ბ) არადრეკადობის ზღურბლი: $\omega^2 \geq (M + m_p)^2$ ბუნებრივია π -
მეზონი ყველაზე მსუბუქი ჰადრონია.



გვაქვს: $M^2 + 2Mm_\pi + m_\pi^2 = M^2 + 2M\nu + q^2$

ანუ,

$q^2 + 2M\nu \equiv 2Mm_\pi$ (II ნრფე)

არადრეკადი პროცესები გვხვდება II ნრფის მარჯვნივ.

გ) ფიქსირებული ე.წ. უკმარი მასის ნრფეები, ე.ი. ვიწრო რეზონანსების ალგზნების ნრფეები. (III ნრფე)

დ) ფიქსირებული გაფანტვის კუთხეები:

IV ნრფე - გაბნევა წინ, $q^2 = 0$

V ნრფე - გაფანტვა უკან ($-q^2 = \max$)

VI ნრფე - გაფანტვა ნებისმიერ ფიქსირებულ კუთხეზე.

ინკლუზიური პროცესის განივევითის ფორმულაში W_1 და W_2 ფუნქციების წვლილის გამოყოფა ხდება სხვადასხვა E ენერგიებზე და θ გაფანტვის კუთხეებზე ცდებში გაზომვების ჩატარებით ისე, რომ $ig^2 \frac{\theta}{2}$ -ის სხვადასხვა მნიშვნელობას ეთანადებოდეს ერთიდა-იგივე (ν, q^2) ნერტილი.

აქ ჩვენთვის საინტერესოა VII ნრფე, რომელიც ეთანადება ე.წ. ბიორკენის ზღვარს, რითაც დაეინყეთ ეს პარაგრაფი. ბიორკენმა აჩვენა თეორიულად, რომ ზემოაღნიშნულ ზღვარში:

$$MW_1(\nu, q^2) \rightarrow F_1(\omega) \tag{30}$$

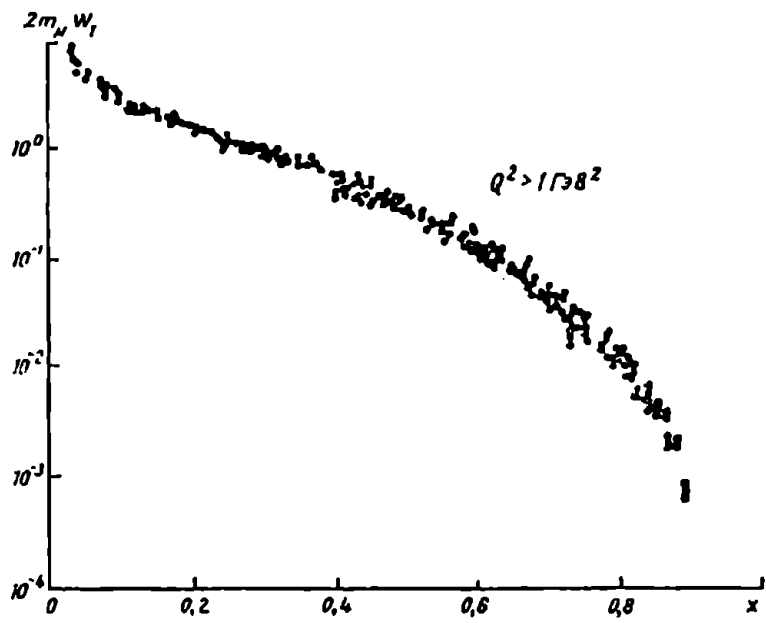
$$\nu W_2(\nu, q^2) \rightarrow F_2(\omega)$$

აქ $F_{1,2}$ არიან ω ცვლადის არატრივიალური ფუნქციები. ბიორკენის შედეგი გვიჩვენებს, რომ სტრუქტურულ ფუნქციებში იკარგება დამოკიდებულება 2 ცვლადზე - იცვლება მათი უგანზომილებო შეფარდებით.

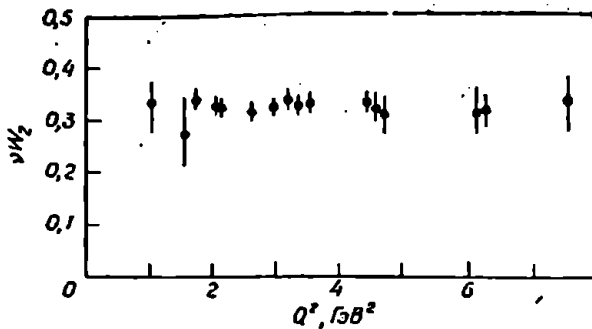
ეს შედეგი ცნობილია, როგორც მასშტაბური ინვარიანტობა ანუ სკეილინგი.

ბიორკენის მე-2 შედეგი იმაში მდგომარეობდა, რომ თურმე არადრეკადი პროცესის განიკვეთი q^2 -ის ზრდით ეცემა უფრო ნელა, ვიდრე დრეკადი გაფანტვის შემთხვევაში.

აღნიშნული ორი სიურპრიზი დადასტურდა SLAC-ის ექსპერიმენტებზე.



ნახაზი 4. $2M W_1$ ელექტრომაგნიტური სტრუქტურული ფუნქციის სკეილინგური ყოფაქცევა. ამ შემთხვევაში პრაქტიკულად არ ჩანს დამოკიდებულება Q^2 -ზე.



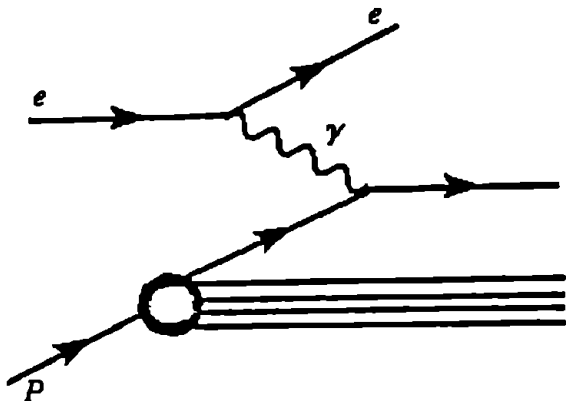
ნახაზი 5. νW_2 -ის მიახლოებითი დამოუკიდებლობა Q^2 -ზე ფიქსირებული $\omega \approx 4$ -ის დროს.

ექსპერიმენტზე მასშტაბური ყოფაქცევა ნიშნავს, რომ სტრუქტურული ფუნქციები ფიქსირებული $\omega = \frac{2M\nu}{Q^2}$ ცვლადისათვის დამოუკიდებელი იქნებიან Q^2 -ზე (ნახ. 5), ანდა ისინი, როგორც ω -ს ფუნქციები სხვადასხვა Q^2 -ისთვის მოხვდებიან ერთიდაიგივე მრუდზე (ნახ. 4).

VII. პარტონული მოდელი

მასშტაბური ყოფაქცევის ყველაზე ინტუიტიური ახსნა ხდება პარტონულ მოდელში. პარტონული მოდელის მთავარი დაშვებაა, რომ $W_{\mu\nu}$ ჰადრონულ ტენზორში დომინანტური წვლილი მოდის პროტონის შიგნით ნერტილოვან შემადგენლებზე გაფანტვიდან. ამ შემადგენლებს უწოდებენ პარტონებს. ჯერ მათი ბუნება (სპინი და ა.შ.) ბოლომდე უცნობია. მაგრამ ეს ძალზედ მარტივი წარმოდგენა რატომღაც კარგად მუშაობს.

პარტონული მოდელის აზრი კარგად ჩანს ქვემოთ მოყვანილ დიაგრამაზე:



პარტონული მოდელი: ვირტუალური ფოტონი ეჯახება პროტონის შემადგენელ ნერტილოვან ნაწილაკებს.

უშვებენ, რომ პარტონებს აქვთ ძალიან მცირე განივი იმპულსები პროტონის მიმართ, ანუ პარტონის იმპულსის მიმართულება ემთხვევა პროტონის იმპულსის მიმართულებას. ეს კი ნიშნავს, რომ პარტონის იმპულსია $x p_\mu$, სადაც $0 \leq x \leq 1$.

ზემოთ მოყვანილი დიაგრამა გვაძლევს პარტონული გამოთვლების საფუძველს მასშტაბური ინვარიანტობის ასახსნელად.

როგორ წარმოიშობა სკეილინგი ასეთი მარტივი მექანიზმიდან?

შევნიშნოთ, რომ ენერგია-იმპულსის შენახვის თანახმად გამოსულ პარტონს ექნება იმპულსი $p' = xp + q$, ავიყვანოთ კვადრატში ეს გამოსახულება:

$$p'^2 = x^2 p^2 + 2M\nu x + q^2$$

ამიტომ სკეილინგის არეში თუ გადავადგებთ p^2 და p'^2 სიდიდეებს, დაგვრჩება:

$$q^2 + 2M\nu x \approx 0$$

ეს უკვე ძალზედ მნიშვნელოვანია, რადგან გვეუბნება, რომ სტრუქტურული ფუნქციები გახდებიან მხოლოდ x -ის ფუნქციები. ესაა სკეილინგის აზრი. ვხედავთ, რომ ამას თითქმის იძლევა ძალზედ მარტივი კინემატიკური მოსაზრებანი.

სინამდვილეში პარტონული მოდელი ამბობს უფრო მეტს. განმარტებიდან ჩანს, რომ x არის ნუკლონში პარტონის იმპულსის ნილი. თუ გვეცოდინება პარტონის სპინი, ადვილად გამოვთვლით შეზღუდვებს $W_{1,2}$ ფუნქციებზე.

რომ დავინახოთ, თუ როგორ განისაზღვრება პარტონის სპინი, შევნიშნოთ, რომ მატრიცული ელემენტი $\langle xp, \sigma | J_\mu(0) | p', \sigma' \rangle$ - პროპორციულია სიდიდისა $\bar{u}(xp) \gamma_\mu u(p')$, თუ პარტონის სპინი იქნებოდა $1/2$. ამიტომ ამ შემთხვევაში xp იმპულსიდან მოსული წვლილი ჰადრონულ ტენზორში მოიცემა ასე:

$$K_{\mu\nu}(x) = \frac{1}{4Mx} \Sigma [\bar{u}(xp) \gamma_\mu u(p')] [\bar{u}(p') \gamma_\nu u(xp)] \frac{\delta(p'_0 - xp_0 - q_0)}{2p'_0}$$

პროტონისათვის სრული ტენზორი მიიღება ამ გამოსახულების ინტეგრაციით ყველა x -ების მიხედვით. ამისათვის შემოვიტანოთ რაიმე $f(x)$ ფუნქცია, რომელიც იყოს ჰადრონში xp - იმპულსიანი პარტონების რაოდენობის პროპორციული. მაშინ სრული ჰადრონული სტრუქტურული ფუნქცია მოიცემა ასე:

$$W_{\mu\nu} = \int_0^1 dx f(x) K_{\mu\nu}(x)$$

ახლა გამოვთვალოთ

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \Sigma \bar{u}(xp) \gamma_\mu u(xp+q) \bar{u}(xp+q) \gamma_\nu u(xp) &= \frac{x}{2} Sp [\hat{p} \gamma_\mu (\hat{p}x + \hat{q}) \gamma_\nu] = \\ &= 4x^2 p_\mu p_\nu - 2M\nu x g_{\mu\nu} + \dots \end{aligned}$$

აქ შევჩერდეთ, რადგან როგორც აღრე გვექონდა ახსნილი, მეტი წევრები არ გვჭირდება ლეპტონური დენის შენახვის გამო.

გადავწეროთ ახლა $K_{\mu\nu}$ -ში შემავალი δ - ფუნქცია სხვანაირად:

$$\frac{\delta(p'_0 - xp_0 - q_0)}{2p'_0} = \theta(p'_0) \delta[p'^2 - (xp + q)^2] =$$

$$= \theta(xp_0 + q_0) \delta(2M\nu x + q^2) = \frac{\theta(xp_0 + q_0)}{2M\nu} \delta\left(x - \frac{Q^2}{2M\nu}\right)$$

ახლა ჩავსვათ ყველაფერი ჰადრონულ ტენზორში:

$$W_{\mu\nu} = p_\mu p_\nu \left(\frac{xf(x)}{\nu M^2} \right) - g_{\mu\nu} \left(\frac{f(x)}{2M} \right) + \dots$$

შევადართ ეს გამოსახულება ადრე მიღებულ $W_{\mu\nu}$ -ს ზოგად სახეს, აღმოვაჩინოთ შემდეგ თანაფარდობებს:

$$MW_1 \rightarrow F_1(x) = \frac{1}{2} f(x) \quad (31)$$

$$\nu W_2 \rightarrow F_2(x) = xf(x)$$

ამრიგად, არა მარტო დადგინდა სკეილინგი, არამედ მივიღეთ მარტივი თანაფარდობა:

$$2xF_1(x) = F_2(x) \quad (32)$$

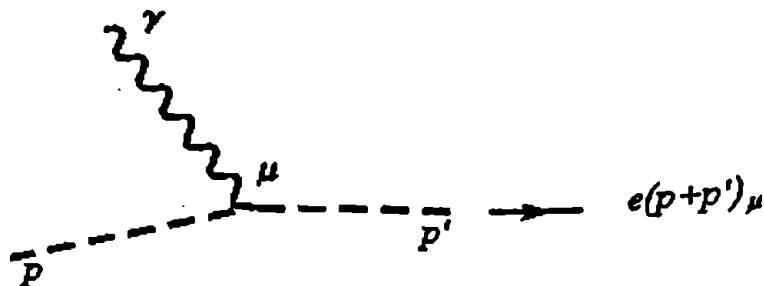
ამას უწოდებენ **კალან-ბროსის** თანაფარდობას.

პარტონული მიდელის მოხერხებულობა კიდევ იმაშიც მდგომარეობს, რომ შეგვიძლია შევადართო $W_{1,2}$ ფუნქციების მასშტაბური ყოფაქცევა პარტონების სპინის (0 თუ 1/2) მიხედვით.

მაგალითად, 0-სპინიანი პარტონებისათვის ზოგადი ინვარიანტობის თვისებიდან გამოდის, რომ

$$\langle xp | J_\mu(0) | xp + q \rangle \sim (2xp + q)_\mu \quad (33)$$

რადგან, როგორც ცნობილია, სკალარული ნაწილაკის ფოტონურ წვეროში ინერება ფაქტიურად სკალარული ნაწილაკის სანყის და საბოლოო მდგომარეობათა იმპულსების ჯამი.



თუ ასეა, მაშინ გვექნებოდა:

$$W_{\mu\nu} \sim (2xp + q)_\mu (2xp + q)_\nu$$

ვხედავთ, რომ $g_{\mu\nu}$ სტრუქტურა აქ არ წარმოიშვება, ამიტომ უსპინო პარტონებისათვის,

$$F_1(x) = 0$$

კალან-გროსის თანაფარდობა კარგად არის შემონმებული ექსპერიმენტულად და იგი სრულდება დიდი სიზუსტით. ამიტომ 0-სპინიანი პარტონები გამორიცხულია.

VIII. პარტონული მოდელის ფიზიკური მოტივაცია და გამოთვლები

განხილული მაგალითი მიგვითითებს იმაზე, რომ ლრმად-არადრეკად ელექტროდაბადებაში დაკვირვებული სკეილინგი შეიძლება გაგებულ იქნას ჰადრონთა რთული აგებულების საფუძველზე. აქ, რა თქმა უნდა, დასაზუსტებელია თუ რა გვესმის ჰადრონთა რთული აგებულების ქვეშ. საქმე იმაშია, რომ ჩვეულებრივ ატომებში და ბირთვებში გვაქვს რთულ აგებულებასთან დაკავშირებული პარამეტრი - შემადგენლების ბმის ენერჯიის შეფარდება შემადგენელი ნაწილაკის მასასთან. ატომებში ეს პარამეტრია:

$$\sim \frac{1eV}{0.5MeV} \sim \frac{1}{200},$$

ბირთვებში:

$$\sim \frac{10MeV}{1000MeV} \sim \frac{1}{100}.$$

ნუკლონებში კი ასეთი მახასიათებელი ვერ მოიძებნება და ამ შინაარსით ვერ ვილაპარაკებთ შინაგან აგებულებაზე, უფრო ზუსტად – შემადგენლებზე. მაგრამ შეიძლება მოხდეს, რომ გარკვეულ კინემატიკურ სიტუაციაში შემადგენლები უფრო აშკარად გამოჩნდებიან და აზრი მიეცემა შედგენილობაზე ლაპარაკს. სწორედ ასე მიუდგნენ ფეინმანი და ბიორკენი, როცა მათ პარტონული მოდელი შემოიტანეს.

პროტონი განიხილება უსასრულო იმპულსის სისტემაში (*IMF*). როგორც ცნობილია, პროტონი განიცდის შებრტყელებას იმპულსის გასწვრივ. განივი ზომები კი არ იცვლება. ამ სისტემაში პროტონი წარმოადგენს ძალიან თხელ დისკს. გარდა ამისა, ასეთ სისტემაში დრო უფრო ნელა გადის.

ამიტომ თუ ნუკლონს წარმოვიდგენთ როგორც შედგენილს, მაშინ *IMF* სისტემაში შემადგენელთა მოძრაობა ფიქსირდება, გაყინულია და ნუკლონი იმყოფება მათ ერთ-ერთ შესაძლო კონფიგურაციაში. მეორეს მხრივ, თუ დაცემული ფოტონის ენერჯია და გადაცემული იმპულსი დიდია, ფოტონი საკმარისად ლოკალიზებული იქნება სივრცეში და დროში. ამიტომ ფოტონის გამომსხივებელი ელექტრონი "ხედავს" ნუკლონის მუხტების მოცემულ (ერთდროულ, მყისიერ) განაწილებას (ადიაბატური მიახლოება).

ამის გამო შეგვიძლია დაეუშვათ კლასიკური იმპულსური მიახლოების გამოყენების სამართლიანობა ნუკლონთა შემადგენლების მიმართ. ჩვეულებრივად ამ მიახლოების გამოყენებისას იგულისხმება, რომ დამჯავებელი ნაწილაკიდან ენერჯიის გადაცემა გაცილებით ალემატება სამიზნეს შემადგენლების ბმის ენერჯიებს. ამ დროს შემადგენელი ბლოკები შეიძლება განვიხილოთ, როგორც თავისუფალი და ერთმანეთზე დამოუკიდებელი (არაკორელირებული – როგორც ადიაბატური მიახლოების დროს).

ნუკლონში იმპულსური მიახლოების გამოყენება პირველი შეხედვით საეჭვოდ გამოიყურება, რადგანაც, ჯერ ერთი, შემადგენელთა ბუნება ცნობილი არ არის, და მეორეც, თუკი ისინი არსებობენ, ერთმანეთთან ბმა უნდა იყოს ძალიან ძლიერი.

შანიშნა: თუ მოვლენებს წინ გავუსწრებთ და ვიტყვი, რომ პარტონები-კვარკები, ხოლო მათი ურთიერთქმედების თეორია არის QCD, ამ უკანასკნელში ასიმპტოტური თავისუფლების ფენომენის გამო, იმპულსური მიახლოების გამოყენება შესაძლებელი ხდება.

ამიტომ პარტონულ მოდელში მიიღება შემდეგი ძირითადი პირობა:

(1) IMF სისტემაში პარტონთა განივი იმპულსები გაცილებით ნაკლებია მათ გასწვრივ იმპულსებთან შედარებით. (ცდებმა აჩვენა, რომ როცა ნუკლონს დიდი ენერჯის დამჯახებელი ნაწილაკი "არღვევს"-(ხდება ნაწილაკთა დაბადება), გამოსული ნაწილაკების განივი იმპულსები საკმაოდ ძლიერადაა შეზღუდული ($|\vec{k}_\perp| \leq 0.4 GeV$)).

(2) ფოტონის ურთიერთქმედება პარტონთან არის ნერტილოვანი.

ადვილად შეიძლება დავადგინოთ, რომ იმპულსური მიახლოების გამოყენება არსებითად შემოსაზღვრულია ბიორკენის ასიმპტოტური არით.

ცხადი გამოთვლა

შემოგვაქვს განმარტებები:

(ა) x_i - i -ური პარტონის გასწვრივი წილი სრული იმპულსიდან ($\vec{p}_i = x_i \vec{p}$).

აგრეთვე სამართლიანია ოთხგანზომილებიანი თანაფარდობა $p_{i\mu} = x_i p_\mu$,

თუკი მასების უგულვებლყოფა შეგვიძლია $|\vec{p}|$ -სთან შედარებით და $x_i > 0$.

(ბ) $W_{1,2}(\nu, q^2, x)$: ფოტონ-პარტონის ელექტრომაგნიტური წვეროს სტრუქტურული ფუნქცია (ნერტილოვანი ნაწილაკის წვერო).

(გ) P_N : მოცემული N პარტონის კონფიგურაციის ალბათობა.

(დ) $f'_N(x)$: ალბათობა იმისა, რომ N პარტონიან კონფიგურაციაში i -ურ პარტონს ექნება სრული იმპულსის x წილი, ანუ სხვა სიტყვებით ეს არის პარტონების განაწილების ფუნქცია.

ამ ცნებების შემოტანის შემდეგ ნუკლონის სტრუქტურული ფუნქციები ასე გამოითვლება:

$$W_{1,2}(\nu, q^2) = \sum_N P_N \sum_{i=1}^N \int_0^1 dx_i f'_N(x_i) W_{1,2}'(\nu, q^2, x_i) \quad (34)$$

ვთქვათ პარტონები ნახევარსპინიანი ნაწილაკებია, მაშინ შეგვიძლია გამოვიყენოთ ადრე ჩვენს მიერ ნერტილოვან პროტონზე დრეკადი გაბნევისთვის მიღებული ფორმულები:

$$W_1^{el(i)} = e_i^2 \frac{Q^2}{4m_i} \delta\left(\frac{Q^2}{2m_i} - \nu\right) \quad (35)$$

$$W_2^{el(i)} = e_i^2 \delta\left(\frac{Q^2}{2m_i} - \nu\right) \quad (36)$$

ჩავთვალოთ, რომ პარტონის მასა არის აგრეთვე x_i ნაწილი მთელი ნუკლონის მასისა: $m_i = x_i M$, მაშინ $f'_N(x_i) dx_i$ იქნება ალბათობა იმისა, რომ N პარტონიან კონფიგურაციაში გვექნება პარტონი მასით $x_i M$ და $(x_i + dx_i) M$ ინტერვალში. ჩავსვათ ახლა ყველაფერი W -ებში:

$$\begin{aligned} W_1(\nu, q^2) &= \sum_N P_N \sum_{i=1}^N e_i^2 \int_0^1 dx_i f'_N(x_i) \frac{Q^2}{4x_i^2 M^2} \delta\left(\frac{Q^2}{2x_i M} - \nu\right) = \\ &= \sum_N P_N \sum_{i=1}^N e_i^2 \int_0^1 dx_i f'_N(x_i) \frac{Q^2}{4x_i^2 M^2} \frac{x_i}{\nu} \delta\left(\frac{1}{\omega} - x_i\right) = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \sum_N P_N \sum_{i=1}^N e_i^2 \int_0^1 dx_i f_N'(x_i) \frac{1}{2M} \delta\left(\frac{1}{\omega} - x_i\right) \frac{1}{\omega x_i} = \\
 &= \frac{1}{2M} \sum_N P_N \sum_{i=1}^N e_i^2 \int_0^1 dx_i f_N'(x_i) \delta\left(\frac{1}{\omega} - x_i\right) \rightarrow \frac{F_1(\omega)}{2M} \quad (37)
 \end{aligned}$$

ანალოგიურად

$$W_2(\nu, q^2) = \sum_N P_N \sum_{i=1}^N e_i^2 \int_0^1 dx_i f_N'(x_i) \frac{x_i}{\nu} \delta\left(\frac{1}{\omega} - x_i\right) \quad (38)$$

ე.ი.

$$\nu W_2(\nu, q^2) = \frac{1}{\omega} \sum_N P_N \sum_{i=1}^N e_i^2 \int_0^1 dx_i f_N'(x_i) \delta\left(\frac{1}{\omega} - x_i\right) \rightarrow \frac{F_1(1/\omega)}{\omega}$$

ამრიგად

$$\begin{aligned}
 2MW_1(\nu, q^2) &\rightarrow F_1(x) \\
 \nu W_2(\nu, q^2) &\rightarrow xF_1(x) .
 \end{aligned} \quad (39)$$

ანუ

$$\omega \nu W_2 = 2MW_1 \text{ და } W_2 = \frac{Q^2}{\nu^2} W_1$$

ბოროკენის აღნიშვნებში გვექონდა (იხ. (30)):

$$\begin{aligned}
 MW_1(\nu, q^2) &\rightarrow F_1(x) \\
 \nu W_2(\nu, q^2) &\rightarrow F_2(x)
 \end{aligned}$$

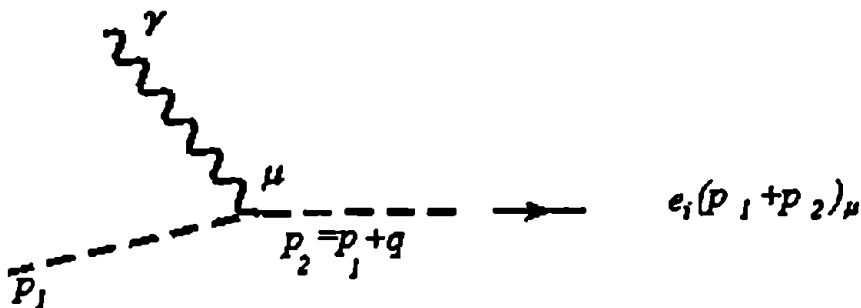
ჩვენ მივიღეთ

$$\begin{aligned}
 2MW_1(\nu, Q^2) &\rightarrow F_1(x) \\
 \nu W_2(\nu, Q^2) &\rightarrow xF_1(x)
 \end{aligned}$$

შედარება გვაძლევს კალან-ბროსის ჯამთა წესს:

$$F_2(x) = 2xF_1(x) \quad (40)$$

საინტერესოა, რომ შესაძლებელი ხდება შემადგენლების სპინზე ინფორმაციის მიღება. მართლაც, უსპინო შემთხვევაში ნერტილოვანი ნევრო იქნებოდა:



ამრიგად ნერტილოვანი უსპინო ნაწილაკისთვის:

$$W_{\mu\nu} \sim e_i^2 (p + p')_\mu (p + p')_\nu$$

აქ $p = p' + q$, მაგრამ დენის შენახვის გამო q_μ, q_ν -ს პროპორციული ნევრები გაქრება და დაგვრჩება

$$W_{\mu\nu} \sim e_i^2 p_\mu p'_\nu$$

ესკი ნიშნავს, რომ $g_{\mu\nu}$ -ს პროპორციული წვლილი არ წარმოიქმნება, ანუ $W_1 = 0$.

თუკი განვიხილავთ ზოგადად ფოტონის გაბნევას ნებისმიერი სპინის მქონე სამიზნეზე, დენის მატრიცული ელემენტისთვის გვექნება:

$\langle p | J_\mu | p' \rangle \sim e_i (p + p')_\mu +$ (სპინზე დამოკიდებული სტრუქტურები, რომლებიც q -ს შეიცავენ).

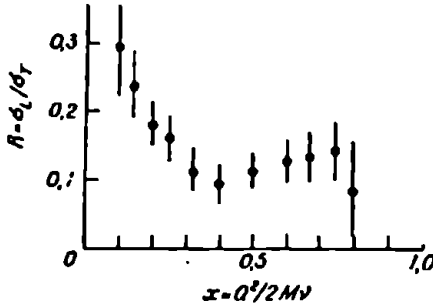
ამიტომაც შესაძლებლობა გვეძლევა ერთმანეთისგან განვასხვავოთ სხვადასხვა სპინის მქონე პარტონები ღრმად არადრეკად არეში.

ვხედავთ, რომ სხვადასხვა სპინების შემთხვევაში ყოველთვის გვაქვს W_2 , მაგრამ W_1 -ის მიხედვით გვექნება განსხვავება.

0-სპინისაგან განსხვავებულ პარტონების წილს აღნიშნავენ ხოლმე $\gamma(x)$ -ით. ამიტომ 0-სპინიანი პარტონების წილი იქნება $1 - \gamma(x)$.

მაშინ $\nu W_2 = xF(x)$ უცვლელი დარჩება, ხოლო $MW_1 = \gamma(x)F(x)$.
 ე.ი. შეფარდება

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{\left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right)W_2 - W_1}{W_1} = \frac{\left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right)W_2 - \frac{1}{2M}\gamma(x)F(x)}{\frac{1}{2M}\gamma(x)F(x)} \Rightarrow \frac{1 - \gamma(x)}{\gamma(x)} \quad (41)$$



ნახაზი 6. $R = \sigma_L / \sigma_T$ შეფარდების დამოკიდებულება x -ზე.

ექსპერიმენტულად $R = 0.18 \pm 0.10$, ე.ი. მცირეა. $1 - \gamma(x) \approx 0.2$.
 ამიტომ არც ისე ბევრი 0-სპინიანი პარტონი გვაქვს.

თუ ცალკეული სპინებისათვის გამოვთვლით, გვექნება:

$$R\left(\frac{1}{2}\right) \rightarrow 0 \quad (1/2 - \text{სპინიანი პარტონებისათვის})$$

$$R^{-1}(0) \rightarrow 0 \quad (0 - \text{სპინიანი პარტონებისათვის}) \quad (42)$$

$0 < R < \infty$ (მაღალ სპინიანი პარტონებისათვის)

ამიტომ ამ შეფარდების მცირე მნიშვნელობა გვეკარნახობს, რომ უმეტეს პარტონებს აქვთ არანულოვანი სპინი, შეიძლება აგრეთვე გვექონდეს $> 1/2$ სპინის მქონე პარტონებიც, ამიტომ R -ის ზუსტ გაზომვას დიდი მნიშვნელობა აქვს.

სამუშაო ჰიპოთეზად აიღება წინადადება:

დენების მატარებელი პარტონები - ყველა 1/2 სპინიანი ნაწილაკებია.

შეგვიძლია მივიღოთ საინტერესო ჯამთა წესები, მაგალითად:

ბუნებრივია დაეუშვათ შემდეგი ნორმირების პირობა (ალბათობისა):

$$\int_0^1 dx, f'_N(x_i) = 1 \quad (43)$$

და განვიხილოთ შემდეგი ინტეგრალი:

$$\begin{aligned} I_2 &= \int_0^1 dv W_2 = \int_1^{\omega} \frac{d\omega}{\omega} v W_2 = \left[\frac{dv}{v} = \frac{d\omega}{\omega} \right] \\ &= \int_0^1 dx F_1(x) = \\ &= \int_0^1 dx \sum_N P_N \sum_{i=1}^N e_i^2 \int_0^1 dy_i f'_N(y_i) \delta\left(\frac{1}{\omega} - y_i\right) = \\ &= \sum_N P_N \sum_{i=1}^N e_i^2 \int_0^1 dx f'_N(x) = \sum_N P_N \sum_{i=1}^N e_i^2 \end{aligned}$$

ე. ი. მივიღეთ შემდეგი ჯამთა ნესი:

$$I_2 = \int_0^1 dv W_2 = \sum_N P_N \sum_{i=1}^N e_i^2 \quad (44)$$

ანალოგიურად განვმარტოთ:

$$\begin{aligned} I_1 &= -\frac{q^2}{2M} \int_0^1 \frac{dv}{v} W_2 = \int_1^{\omega} \frac{d\omega}{\omega^2} (v W_2) = \int_1^{\omega} \frac{d\omega}{\omega} x (v W_2) = \int_0^1 \frac{dx}{x} x v W_2 = \int_0^1 dx F_2(x) = \\ &= \sum_N P_N \sum_{i=1}^N e_i^2 \int_0^1 dx, x_i f'_N(x) = \sum_N P_N \sum_{i=1}^N \frac{e_i^2}{N} \end{aligned} \quad (45)$$

ბოლო ეტაპზე დაშვებულია, რომ ყველა პარტონისათვის ერთნაირია განაწილება გასწვრივი იმპულსებით.

რა შინაარსი აქვთ ამ სიდიდეებს?

$$I_1 = \sum_N P_N \sum_{i=1}^N \frac{e_i^2}{N} \text{ -ერთ პარტონზე მოსული საშუალო კვადრატული მუხტი,}$$

$I_2 = \sum_N P_N \sum_{i=1}^N e_i^2$ -ნაწილაკის სრული საშუალო კვადრატული მუხტი.

შევისწავლოთ ჯერ I_2 . ამ ჯამთა წესებს აზრი აქვთ მაშინ, თუ მარცხნივ მდგომი ინტეგრალი კრებადია.

$$I_2 = \int_0^1 \frac{dx}{x} F_2(x) \text{ იქნება ლოგარითმულად განშლადი, თუ}$$

$\lim_{x \rightarrow 0} F_2(x) \neq 0$, ე.ი. თუ ფიქსირებული q^2 და დიდი ν -ებისათვის

$$\lim_{\nu \rightarrow \infty} \sigma_L(\nu, q^2) \neq 0$$

მაგრამ ჯერ ვერაფერს ვამბობთ, იმიტომ, რომ $F_2(x)$ -ის შესახებ ასეთი ინფორმაცია არ არსებობს. ექსპერიმენტები მიუთითებენ, რომ სხვაობისათვის $F_2^p - F_2^n$ ადგილი უნდა ჰქონდეს ისეთ დაცემას, რომელიც უზრუნველყოფს ინტეგრალის კრებადობას.

ამიტომ მიზანშეწონილია შევისწავლოთ შემდეგი ჯამთა წესი:

$$I_{2p} - I_{2n} = \sum_N P_N \left(\sum_{i=1}^N e_{ip}^2 - \sum_{i=1}^N e_{in}^2 \right) \quad (46)$$

ექსპერიმენტულად არსებობს მონაცემები ინტერვალში $1 \leq \omega \leq 12$. ისინი იძლევიან :

$$\int_1^{12} \frac{d\omega}{\omega} (F_{2p} - F_{2n}) = (I_{2p} - I_{2n})_{11} = 0.28 \pm 0.06 \quad (47)$$

მეორე ჯამთა წესი კი უფრო სწრაფად კრებადია და ექსპერიმენტებიდან გვაქვს:

$$I_{1p} = \int_{0.1}^1 dx F_{2p}(x) = 0.18 \pm 0.01 \quad (48)$$

$$I_{1n} = \int_{0.1}^1 dx F_{2n}(x) \cong 0.12 \quad (49)$$

აქედან ჩანს შემდეგი, რომ თუ დამუხტულ პარტონებს აქვთ მთელი ფუნდამენტალური მუხტი $\pm e$, ნუკლონის იმპულსის მხოლოდ 12-18 პროცენტი გადააქვთ დამუხტულ პარტონებს, დანარჩენი კი —უდიდესი ნაწილი— ნეიტრალურ პარტონებს.

თუკი პარტონები იქნებოდნენ, მაგალითად, კვარკები, მაშინ დამუხტული პარტონების წილი ნუკლონის საერთო იმპულსში საგრძნობლად გაიზრდებოდა.

განვიხილოთ კვარკების "ჩვეულებრივი" მოდელი - გელ-მან-ცვიიგის კვარკები. ანუ ვიხილავთ ჰიპოთეზას - პარტონები კვარკებია.

შევვიძლია შევისწავლოთ I_2 -ის ჯამთა წესი:

$$I_{2p} - I_{2n} = \sum_N P_N (e_{fp}^2 - e_{fn}^2)$$

გავიხსენოთ შედგენილობა (GMZ)

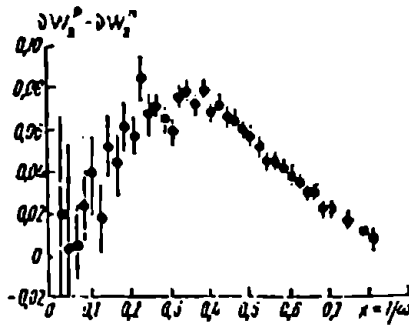
$$p = (u, u, d) = \left(\frac{2}{3}, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3} \right) \quad \sum_{i=1}^3 e_{fp}^2 = \frac{4}{9} + \frac{4}{9} + \frac{1}{9} = 1$$

$$n = (u, d, d) = \left(\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, -\frac{1}{3} \right) \quad \sum_{i=1}^3 e_{fn}^2 = \frac{4}{9} + \frac{1}{9} + \frac{1}{9} = \frac{2}{3}$$

რადგან გვაქვს მხოლოდ ერთი კონფიგურაცია, $\sum_{N=3} P_N = 1$ ამიტომაც ვღებულობთ:

$$I_{2p} - I_{2n} = 1 - \frac{2}{3} = \frac{1}{3}, \quad (\text{ექსპ. } 0.28 \pm 0.06) \quad (50)$$

ეს თეორიული შედეგი მიღებული იყო გოტფრიდის მიერ და გოტფრიდის ჯამთა წესი ეწოდება.



ნახაზი 7. νW_2 ელექტრომაგნიტური სტრუქტურული ფუნქციების სხვაობა eP - და en - რეაქციებისათვის როგორც $x = 1/w$ ცვლადის ფუნქცია.

ამ ნახაზიდან ჩანს, რომ სხვაობა $\nu W_2^P - \nu W_2^n$ მცირდება, როცა $x \rightarrow 0$ ($\omega \rightarrow \infty$), ხოლო ინტეგრაციის შედეგი, რომელიც ტოლია 0.28 ± 0.06 , კარგ თანხვედრაშია გოტფრიდის ჯამთა წესთან, (50).

რაც შეეხება მეორე ჯამთა წესს, იგი ცუდად სრულდება:

$$I_{1p} - I_{1n} = \sum_N \frac{P_N}{N} (e_{ip}^2 - e_{in}^2) = \frac{1}{3} \left(1 - \frac{2}{3} \right) = \frac{1}{9}$$

ექსპერიმენტზე არის $0.18 - 0.12 = 0.06$ ანუ დაახლოებით 2-ჯერ ნაკლები.

იქცევიან ასედაც: ნუკლონი წარმოვადგინოთ როგორც კონფიგურაციების უსასრულო რაოდენობა. N პარტონის ყოველ მოცემულ კონფიგურაციაში ჩვენ ვპოულობთ 3 სავალენტო კვარკს და $N-3$ პარტონს, რომლებიც ქმნიან კვარკების და ანტიკვარკების სიმეტრიულ "ზღვას". ერთ სავალენტო პარტონზე მოსული საშუალო კვადრატული მუხტი არის

$$\frac{1}{3} \left[\left(\frac{2}{3} \right)^2 + \left(\frac{1}{3} \right)^2 + \left(\frac{1}{3} \right)^2 \right] = \frac{2}{9}$$

ამიტომაც ასეთ მოდელში გვექნება:

$$I_{2p} = \sum_N P_N \left[1 + \frac{2}{9}(N-3) \right] = \frac{1}{3} + \frac{2}{9} \langle N \rangle \quad (51)$$

$$I_{2n} = \sum_N P_N \left[\frac{2}{3} + \frac{2}{9}(N-3) \right] = \frac{2}{9} \langle N \rangle \quad (52)$$

ახლა

$$I_{2p} - I_{2n} = \frac{1}{3} \quad (\text{იზივნი})$$

და

$$I_{1p} = \sum_N \frac{P_N}{N} \left[1 + \frac{2}{9}(N-3) \right] = \frac{2}{9} + \frac{1}{3} \left\langle \frac{1}{N} \right\rangle$$

$$I_{1n} = \sum_N \frac{P_N}{N} \left[\frac{2}{3} + \frac{2}{9}(N-3) \right] = \frac{2}{9}$$

ამიტომაც

$$I_{1p} - I_{1n} = \frac{1}{3} \left\langle \frac{1}{N} \right\rangle \quad (53)$$

თითქოსდა $\left\langle \frac{1}{N} \right\rangle$ -ის ხარჯზე შეიძლება თანხმობის გაუმჯობესება.

ამრიგად, თუ განვიხილავთ მოდელებს, რომლებშიც დამუხტულ კვარკებთან ერთად გვაქვს ნეიტრალური 1-სპინიანი ნანილაკებიც – გლუონები – შესაძლებელია თეორიული შედეგების გარკვეული გაუმჯობესება ჯამთა წესების უკეთ შესასრულებლად. მაგრამ აქ არსებობს დიდი თავისუფლება.

შეიძლება სხვა მოდელების განხილვაც.

ავილოთ, მაგ., ადრე მიღებული გამოსახულება:

$$F_2(x) = vW_2 = \sum_N P_N \sum_{i=1}^1 e_i^2 \int_0^1 dx_i x_i f_N^i(x_i) \delta(x - x_i)$$

გვაქვს

$$F_2(x) = \sum_N P_N \sum_{i=1}^N e_i^2 x f_N^i(x) \quad (54)$$

ეს ჯამი შეგვიძლია გადავანაწილოთ სხვადასხვა კვარკების და ანტიკვარკების მიხედვით:

$$\begin{aligned} F_2(x) &= \sum_N P_N \left(\sum_{l=p} + \sum_{l=n} + \dots \right) = \\ &= \sum_N P_N x f_N^u(x) N_u e_u^2 + \sum_N P_N x \bar{f}_N^{\bar{u}}(x) N_{\bar{u}} e_{\bar{u}}^2 + \dots (u \rightarrow d, u \rightarrow s, \dots) \end{aligned}$$

ე.ი.

$$\begin{aligned} \frac{F_2(x)}{x} &= e_u^2 \sum_N P_N (f_N^u(x) N_u + \bar{f}_N^{\bar{u}}(x) N_{\bar{u}}) + e_d^2 \sum_N P_N (f_N^d(x) N_d + \bar{f}_N^{\bar{d}}(x) N_{\bar{d}}) \\ &+ e_s^2 \sum_N P_N (f_N^s(x) N_s + \bar{f}_N^{\bar{s}}(x) N_{\bar{s}}) \end{aligned}$$

შემოაქვთ ფუნქციები:

$$u(x) = x \sum_N P_N f_N^u(x) N_u, \quad d(x) = x \sum_N P_N f_N^d(x) N_d, \quad \text{და ა.შ.} \quad (55)$$

რა ფიზიკური შინაარსი აქვთ ამ ფუნქციებს?

$\frac{u(x)dx}{x}$ იქნება პროტონში u -კვარკების საშუალო რაოდენობა

იმპულსების წილით $x, x + dx$ ინტერვალში, და ა.შ. მაშინ

$$F_{2p} = vW_{2p} = \frac{4}{9}(u^p(x) + \bar{u}^p(x)) + \frac{1}{9}(d^p(x) + \bar{d}^p(x)) + \frac{1}{9}(s^p(x) + \bar{s}^p(x)) + \dots$$

უფრო მძიმე კვარკების (c, b, t) წვლილი შეგვიძლია არ გავითვალისწინოთ, რადგან ნაკლებალბათიანია.

ასევე

$$F_{2n} = \frac{4}{9}(u^n(x) + \bar{u}^n(x)) + \frac{1}{9}(d^n(x) + \bar{d}^n(x)) + \frac{1}{9}(s^n(x) + \bar{s}^n(x)) + \dots$$

მაგრამ, რადგან u, d კვარკები, აგრეთვე p, n ნუკლონები იზოტოპურ დუბლეტებს წარმოქმნიან, გვაქვს თანაფარდობები

$$u^p \equiv d^n \rightarrow u, \quad d^p \equiv u^n, \quad (\rightarrow d), \quad s^p \equiv s^n, \quad (\rightarrow s)$$

ასევე ანტიკვარკებისათვის. ამიტომ ვწერთ:

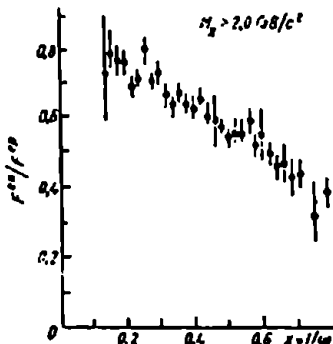
$$F_{2p} = \frac{4}{9}(u + \bar{u}) + \frac{1}{9}(d + \bar{d} + s + \bar{s}) + \dots$$

$$F_{2n} = \frac{4}{9}(d + \bar{d}) + \frac{1}{9}(u + \bar{u} + s + \bar{s}) + \dots$$

აქედან ადვილად მიიღება შემდეგი უტოლობა

$$\frac{1}{4} \leq \frac{F_{2n}}{F_{2p}} \leq 4 - \text{ნახტვანის უტოლობა} \quad (56)$$

როგორია ექსპერიმენტული მონაცემები?



ნახაზი 8. ელექტრომაგნიტური სტრუქტურული ფუნქციების შეფარდება, როგორც x -ის ფუნქცია

თითქოსდა ადგილი აქვს წრფივ დაცემას $\frac{F_{2n}}{F_{2p}} \sim 1-x$ ინტერ-

ვალში $0 < x < 0.75$. მაგრამ ექსპერიმენტული შეცდომები ჯერ-ჯერობით დიდია. უნდა კარგად გაიზომოს 1-ის მახლობლად.

ჩვენს მიერ მოყვანილი ფუნქციები ნორმირებულია გარკვეული პირობებით:

1. პროტონის სრული მუხტი არის 1, ამიტომაც:

$$\frac{2}{3} \int_0^1 \frac{dx}{x} (u(x) - \bar{u}(x)) - \frac{1}{3} \int_0^1 \frac{dx}{x} (d(x) - \bar{d}(x)) - \frac{1}{3} \int_0^1 \frac{dx}{x} (s(x) - \bar{s}(x)) = 1 \quad (57)$$

2. პროტონისათვის იზოსპინის z-პროექცია არის 1/2

$$\frac{1}{2} \int_0^1 \frac{dx}{x} (u(x) - \bar{u}(x)) - \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{dx}{x} (d(x) - \bar{d}(x)) = \frac{1}{2} \quad (58)$$

3. პროტონის უცნაურობა არის 0, ე.ი.

$$\int_0^1 \frac{dx}{x} (s(x) - \bar{s}(x)) = 0 \quad (59)$$

ამ განტოლებებს აქვთ შემდეგი ამონახსნები:

$$\int_0^1 \frac{dx}{x} (u(x) - \bar{u}(x)) = 2$$

$$\int_0^1 \frac{dx}{x} (d(x) - \bar{d}(x)) = 1$$

$$\int_0^1 \frac{dx}{x} (s(x) - \bar{s}(x)) = 0$$

განვიხილოთ ახლა აქედან გამომდინარე შედეგები - პირველ რიგში შევისწავლოთ იმპულსების განაწილება კვარკებს შორის. აღვნიშნოთ

$$U = \int_0^1 \frac{dx}{x} (xu(x) + x\bar{u}(x)) = \int_0^1 dx(u(x) + \bar{u}(x))$$

$$D = \int_0^1 dx(d(x) + \bar{d}(x)), \quad S = \int_0^1 dx(s(x) + \bar{s}(x))$$

მათი ფიზიკური შინაარსი ნათელია – სრული იმპულსი პროტონში, რომელიც მიაქვთ სხვადასხვა კვარკებს. ვიცით, რომ

$$\int_0^1 dx F_{2p}(x) = 0.18, \quad \int_0^1 dx F_{2n}(x) = 0.12$$

ე.ი. გვექვია

$$\frac{4}{9}U + \frac{1}{9}D + \frac{1}{9}S = 0.18$$

$$\frac{1}{9}U + \frac{4}{9}D + \frac{1}{9}S = 0.12$$

თუ დავუშვებდით, რომ პარტონები მარტო დამუხტული კვარკებია, გვექნებოდა კიდევ ერთი პირობა

$$U + D + S = 1 \quad (60)$$

ამ განტოლებათა ამონახსნია

$$U = 0.21, \quad D = 0.03, \quad S = 0.76 \quad (61)$$

ე.ი. პროტონის – არაუცნაური ობიექტის – იმპულსის დიდ ნაწილს ვიპოვით უცნაურ კვარკებში. ეს უაზრო შედეგია და მიუთითებს იმაზე, რომ ყველა პარტონი ვერ იქნება კვარკი. უნდა არსებობდნენ იმპულსის მატარებელი რაიმე ნეიტრალური ნაწილაკები, მაგ., გლუონები.

IX. სხვა პროცესები, რომლებიც აბრათვე დენების ღრმად-არადრეკად არეზონანსს დაკავშირებული

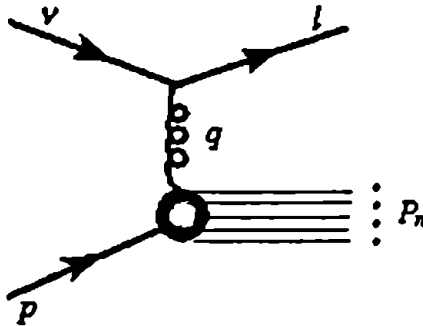
ნეიტრინოს პროცესები

იმის დაშვება, რომ პარტონები კვარკებია, საშუალებას იძლევა ვინინასნარმეტყველოთ სხვა პროცესების სტრუქტურული ფუნქციებიც. მაგალითს წარმოადგენს ნეიტრინოს არადრეკადი გაფანტვა ნუკლონზე.

იდეა შემდეგში მდგომარეობს – ფოტონი დაკავშირებულია პარტონების მუხტთან, სუსტი დენი კი დაკავშირებული იქნება პარტონთა იზოსპინთან.

თუ გვეცოდინება პარტონების მუხტები და იზოსპინები, შეგვეძლება ვინინასნარმეტყველოთ სუსტი და ელექტრომაგნიტური სტრუქტურული ფუნქციების შეფარდებები, ისევე, როგორც ეს ხდება ნმინდა დრეკადი ნეეროებისთვის დაბალ ენერგიებზე.

დავინყოთ კინემატიკით. შეგვიძლია ავიღოთ ურთიერთქმედების გადამტანი შუალედური ვექტორული ბოზონი მასით M_W და თუ გვინდა 4-ფერმიონული ნეერო გვექონდეს, ავიღებთ $M_W^2 \rightarrow \infty$ ზღვარს.



ამიტომაც განივკვეთი შეგვიძლია ჩვენერთ ზუსტად ისევე, როგორც ადრე:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{G_F^2}{(2\pi)^2} \left(\frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2} \right)^2 \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}$$

და შევადგათ ელექტროდაბადების შემთხვევას:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{1}{2} \frac{1}{(2\pi)^2} \left(\frac{e^2}{Q^2} \right)^2 \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}$$

ამ უკანასკნელში ზედმეტი 1/2 ფაქტორია იმის გამო, რომ საწყის ელექტრონს აქვს პოლარიზაციის 2 შესაძლო მნიშვნელობა, მაშინ როდესაც ნეიტრინოს აქვს მხოლოდ ერთი მნიშვნელობა.

ახლა $L_{\mu\nu}$ უნდა მივიღოთ ცნობილი ლეპტონური დენის კვადრატში აყვანით:

$$j_\mu^{(l)} = \bar{u}_l(k') \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_l(k)$$

ხოლო $W^{\mu\nu}$ მოდის ჩვეულებრივი კაბიბოს დენის კვადრატში აყვანიდან. ამ დენს კვარკების ენაზე აქვს სახე:

$$J_\mu^{(W)} = \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) (d \cos\theta_c + s \sin\theta_c) u$$

ამიტომ

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} &= Sp \{ \bar{k} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) (\hat{k}' + m_c) \gamma_\nu (1 - \gamma_5) \} = \\ &= 8(k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - k \cdot k' g_{\mu\nu} + i \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k^\alpha k'^\beta) \end{aligned} \quad (61)$$

აქ გაჩნდა დამატებითი წევრი $\sim \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k^\alpha k'^\beta$, რაც იმითაა გამოწვეული, რომ გვაქვს მხოლოდ მარცხნივ პოლარიზებული ν ($\bar{\nu}$ -თვის ბოლო წევრს ექნება სანინალმდეგო ნიშანი, რადგან დენი აქ არის $\bar{\nu}_c(k') \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu_c(k)$).

ახლა უნდა შედგეს $W^{\mu\nu}$ ტენზორი. მას ექნება შემდეგი უზოგადესი სახე (6 სტრუქტურა):

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= -W_1 g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{M} W_2 - \frac{i \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha q^\beta}{2M^2} W_3 + \frac{q_\mu q_\nu}{M^2} W_4 + \\ &+ \frac{p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu}{2M^2} W_5 + \frac{i(p_\mu p_\nu - p_\nu p_\mu)^2}{2M^2} W_6 \end{aligned} \quad (62)$$

ელექტროდაბადებაში W_4 და W_5 წევრები შეიზღუდა ყალიბრული ინვარიანტობით, ხოლო W_6 არ მონაწილეობდა, რადგანაც

ის მრავლდება სიმეტრიულ ტენზორზე. ახლა ეს შეზღუდვები მოიხსნა და $W_{\mu\nu}$ შეიკავს ყველა ნ სტრუქტურას.

ერთ-ერთი, რაც მიღებულია, მოითხოვენ დროის არეკვლის მიმართ ინვარიანტულობას, რაც ამოაგდებს W_6 -ს.

იმის გამო, რომ

$$q_\mu L_{\mu\nu} = (k_\mu - k'_\mu) L_{\mu\nu} = 8(k \cdot k' k'_\nu - k \cdot k' k'_\nu) - 8(k_\nu m_c^2) \sim O(m_c^2)$$

ამიტომ q_μ -ს პროპორციული ნევრები შეგვიძლია ჩამოვუშვათ. კვეთებისათვის მიიღება:

$$\frac{d^2\sigma(\nu, \bar{\nu})}{d\Omega dE'} = \frac{G_F^2 E'^2}{2\pi^2} \left(\frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2} \right)^2 \left\{ 2W_1^{(\nu, \bar{\nu})} \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2^{(\nu, \bar{\nu})} \cos^2 \frac{\theta}{2} \mp 2W_3^{(\nu, \bar{\nu})} \frac{E + E'}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}$$

აქ ავიღოთ ზღვარი $M_W^2 \rightarrow \infty$. საბოლოოდ გვრჩება ფორმულა:

$$\frac{d^2\sigma(\nu, \bar{\nu})}{d\Omega dE'} = \frac{G_F^2 E'^2}{2\pi^2} \left\{ W_2^{(\nu, \bar{\nu})} \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1^{(\nu, \bar{\nu})} \sin^2 \frac{\theta}{2} \mp W_3^{(\nu, \bar{\nu})} \frac{E + E'}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (63)$$

ანალოგია ელექტროდაბადებასთან და მისგან განსხვავებაც ცხადია. აქაც განსაზღვრავენ "W-ს შთანთქმის კვეთებს" მარჯვენა, მარცხენა და გასწვრივი (სკალარული) პოლარიზაციის W-ებისთვის.

პოლარიზაციის ვექტორები აქ ასეთია:

$$\epsilon_\mu^S = \frac{1}{\sqrt{Q^2}} (q_3, 0, 0, q_0)$$

$$\epsilon_\mu^R = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1, i, 0) \quad (64)$$

$$\epsilon_\mu^L = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, i, 1, 0)$$

მაშინ

$$\begin{aligned}\sigma_{(R)} &= \frac{\pi G_F \sqrt{2}}{K} \left(W_1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\nu^2}{M^2} - \frac{q^2}{M^2}} W_3 \right) \\ \sigma_{(L)} &= \frac{\pi G_F \sqrt{2}}{K} \left(W_1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\nu^2}{M^2} - \frac{q^2}{M^2}} W_3 \right) \\ \sigma_{(S)} &= \frac{\pi G_F \sqrt{2}}{K} \left(W_2 \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) - W_1 \right)\end{aligned}\quad (65)$$

ან პირიქითაც გამოვხატავთ

$$\begin{aligned}W_1 &= \frac{K}{\pi G_F \sqrt{2}} (\sigma_{(R)} + \sigma_{(L)}) \\ W_2 &= \frac{K}{\pi G_F \sqrt{2}} \frac{Q^2}{Q^2 + \nu^2} (\sigma_{(R)} + \sigma_{(L)} + 2\sigma_{(S)}) \\ W_3 &= \frac{K}{\pi G_F \sqrt{2}} \frac{2M}{\sqrt{Q^2 + \nu^2}} (\sigma_{(R)} - \sigma_{(L)})\end{aligned}\quad (66)$$

დადებითობის პირობა $(\sigma_{(R,L,S)}) \geq 0$ იძლევა შემდეგ უტოლობას:

$$0 \leq \sqrt{\frac{\nu^2 + M^2 Q^2}{2M^2}} |W_1^{(\nu, \vec{v})}| \leq W_1^{(\nu, \vec{v})} \leq \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) W_2 - W_1 \quad (67)$$

ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებაში ლუნობის შენახვა იძლევა $\sigma_{(R)} = \sigma_{(L)}$ და ამიტომ $W_3^{em} = 0$, $\sigma = \frac{1}{2}(\sigma_R + \sigma_L)$. სხვა მნიშვნელოვანი განსხვავება - $W_{1,2}$ ახლა შეიცავენ წვლილებს (VV) და (AA) , ხოლო (VA) ინტერფერენცია მოიცემა W_3 -ით. ამიტომ იცვლება ნიშანი, როცა ნეიტრინოს ნაკადს ვცვლით ანტინეიტრინოს ნაკადით.

ბიორკენმა მიიღო, რომ $\nu(\vec{v})$ გაბნევის სტრუქტურული ფუნქციებისთვისაც არსებობენ ზღვრები:

$$\begin{aligned}
 MW_1(\nu, q^2) &= \tilde{F}_1(\omega, q^2) \rightarrow F_1(\omega) \\
 \nu W_2(\nu, q^2) &= \tilde{F}_2(\nu, q^2) \rightarrow F_2(\omega) \\
 MW_3(\nu, q^2) &= \tilde{F}_3(\nu, q^2) \rightarrow F_3(\omega)
 \end{aligned}
 \tag{68}$$

ექსპერიმენტულად უნდა ვუპასუხოთ შემდეგ კითხვებს:

- ა) ამჟღავნებენ თუ არა სკეილინგს სუსტი ურთიერთქმედებების $W_{1,2}$ სტრუქტურული ფუნქციები ელექტრომაგნიტური ფუნქციების მსგავსად?
- ბ) როგორია სუსტი ურთიერთქმედებების სტრუქტურული ფუნქციების შეფარდება ელექტრომაგნიტურ სტრუქტურულ ფუნქციებთან?

წინასწარ შეგვიძლია შევაფასოთ თუ რას მოველით კვარკ-პარტონული მოდელის ფარგლებში, რა წინასწარმეტყველებანი გვექნება W_i ფუნქციების სკეილინგური ყოფაქცევის შემთხვევაში.

ელექტროდაბადებაში სკეილინგი გავიგეთ, როგორც ელექტრომაგნიტური დენის (ან/და ფოტონების) პარტონებთან ნერტილოვანი ურთიერთქმედების შედეგი, ე.ი. როცა პარტონის ელექტრომაგნიტურ დენად ავიღებთ ნერტილოვანი დამუხტული ფერმიონის დენს, $\bar{u}\gamma_\mu u$.

ახლა თუ დაეუშვებთ, რომ ნუკლონის სუსტი ურთიერთქმედება ლეპტონებთან წარმოადგენს პარტონების, როგორც ნერტილოვანი კვარკების სუსტ ურთიერთქმედებებს ჩვეულებრივი $V - A$ სახისა, $\bar{u}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u$ ანდა ანტიპარტონებისათვის $V + A$ სახისა, კვლავ უნდა მოველოდეთ, რომ მივიღებთ სკეილინგს. ამასთან ცხადია, რომ W_1 და νW_2 იქცევიან მასშტაბურად და $|W_{1,2}^{VV}| = |W_{1,2}^{AA}|$. ასევე მასშტაბურად იქცევა νW_3 , მაგრამ აქ უკვე მნიშვნელობა აქვს თუ რისგან შედგება ნუკლონი - კვარკებისაგან თუ ანტიკვარკებისაგან, ან როგორია მათ შორის რაოდენობრივი თანადობა. ეს იმიტომ, რომ პარტონები ურთიერთქმედებენ ასეთი სახით $\bar{u}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u$, ამიტომ მათი წვლილი F_3 -ში იქნება უარყოფითი (მარცხენა გაბნევა), ხოლო ანტიპარტონები კი ასე: $\bar{u}\gamma_\mu(1 + \gamma_5)u$ და მათი წვლილი F_3 -ში იქნება საწინააღმდეგო (დადებითი)

ნიშნისა (მარჯვენა გაბნევა). ამის გამო გვიჩნდება პოტენციალური საშუალება გამოვარკვიოთ პარტონებისა და ანტიპარტონების ფარდობითი მნიშვნელობა - ლუნობის დარღვევა მაქსიმალური იქნება, თუ მხოლოდ პარტონები ან მხოლოდ ანტიპარტონები მოგვეცემენ ნელილს და მინიმალური - თუ ორივეს ნელილი ერთნაირია.

ცდაზე სკეილინგს ასე სწავლობენ:

იხილავენ ცვლადებს

$$x = \frac{1}{\omega} = \frac{Q^2}{2\mu\nu},$$

$$y = \frac{\nu}{E} = \frac{E - E'}{E}$$

ე.ი. y არის გადაცემული ენერგიის შეფარდება სრულ დაცემულ ენერგიასთან.

ამ ცვლადებში გვაქვს

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dx dy} &= \frac{2M\nu E^2 E'}{\pi} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \\ &= \frac{G_F^2 ME}{\pi} \left\{ \nu W_2(x, y) \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) + My^2 x W_1(x, y) \mp y \left(1 - \frac{y}{2}\right) x \nu W_3(x, y) \right\} \quad (69) \end{aligned}$$

პარტონული მოდელი იძლევა შემდეგ მასშტაბურ ყოფაქცევას:

$$MW_1(x, y) \rightarrow F_1(x), \quad \nu W_{2,3}(x, y) \rightarrow F_{2,3}(x)$$

ამის გამოყენებით მივიღებთ:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dx} &= \frac{G_F^2 ME}{\pi} \int_0^1 dy \left\{ F_2(x) \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E}\right) + F_1(x) y^2 \mp y \left(1 - \frac{y}{2}\right) x F_3(x) \right\} = \\ &= \frac{G_F^2 ME}{\pi} \left\{ F_2(x) \left(\frac{1}{2} - \frac{Mx}{4E}\right) + \frac{1}{3} x F_1(x) \mp \frac{1}{3} x F_3(x) \right\} \end{aligned}$$

ამიტომაც სრული კვეთისათვის მიიღება

$$\sigma(E) = \frac{G_F^2 ME}{\pi} \int_0^1 dx \left\{ \frac{1}{2} F_2(x) + \frac{1}{3} x F_1(x) \mp \frac{1}{3} x F_3(x) \right\} - \frac{G_F^2 M^2}{4\pi} \int_0^1 dx x F_2(x) \quad (70)$$

დივი დაცემული ენერგიებისათვის ბოლო წვერი შეგვიძლია უგულვებლევყოთ. მაშინ მიიღება, რომ თუ აღნიშნულ მასშტაბურ ყოფაქცევას ნამდვილად აქვს ადგილი, განივი კვეთა უნდა იზრდებოდეს დაცემული ნეიტრონის ენერგიის მიხედვით წრფივად.

როგორც ადრე გაეაქეთეთ, შეგვიძლია თანაფარდობანი გადაენეროთ ნუკლონში კვარკების განაწილების ფუნქციების შემევიობით.

$\nu + N$ რეაქციებში კვანტური რიცხვების ანალიზიდან გამომდინარეობს, რომ ჰადრონული დენი ინდუცირებს შემდეგ გადასვლებს:

$$d \rightarrow u; s \rightarrow c; \bar{u} \rightarrow \bar{d}; \bar{c} \rightarrow \bar{s}$$

რაც მრავლდება $\cos^2 \theta_c$ -ზე (ეს კი დაახლოებით 1-ის რიგისაა). ანალოგიურად, კაბიზოს კუთხით აკრძალული გადასვლები

$$d \rightarrow c, s \rightarrow u, \bar{u} \rightarrow \bar{s}, \bar{c} \rightarrow \bar{d}$$

მრავლდება $\sin^2 \theta_c$ -ზე და შეგვიძლია უგულვებლევყოთ.

ნათელია, რომ $\bar{\nu} + N$ რეაქციისთვის, კაბიზოს კუთხით დასაშვები და ჩასშობილი პროცესები მოიძებნება ისრის უბრალო შექცევით.

ახლაც შეიძლება მიღებული იქნას ჯამთა წესები. $e + N$ რეაქციებში ამ ჯამთა წესებში შედიოდა მუხტის კვადრატი. $\nu + N$ რეაქციისთვის i -ური კვარკის წვლილი F_2 ან $x F_3$ ფუნქციები პროპორციული იქნება $g_i^2 q_i(x)$ სიდიდის, სადაც g_i^2 არის $\cos^2 \theta_c$ ან $\sin^2 \theta_c$. ჩვენ ავიღებთ $\theta_c \sim 0$. მაშინ ადგილი ექნება შემდეგ თანაფარდობებს:

$$F_2(x) = 2x \sum_{i,j} [g_i^2 q_i(x) + g_j^2 q_j(x)]$$

$$xF_3(x) = 2x \sum_{i,j} [g_i^2 q_i(x) - g_j^2 q_j(x)]$$

აქ გავითვალისწინებთ მხოლოდ იმ $q_i(x)$ ფუნქციებს, რომლებსაც არანულოვანი წვლილი შეაქვთ. მაგალითად, $\nu + p$ გაბ-

ნევისთვის ჯამთა წესში მარტო $d, s, u, \tilde{u}, \tilde{c}$ კვარკების ფუნქციები იძლევიან წვლილს.

ამიტომ შეგვიძლია ჩამოვთვალოთ სტრუქტურული ფუნქციები სათანადო პროცესებში:

$$\begin{aligned} \nu p: F_2 &= 2x(d + s + \tilde{u} + \tilde{c}); & xF_3 &= 2x(d + s - \tilde{u} - \tilde{c}) \\ \nu n: F_2 &= 2x(u + s + \tilde{d} + \tilde{c}); & xF_3 &= 2x(u + c - \tilde{d} - \tilde{c}) \\ \bar{\nu} p: F_2 &= 2x(u + c + \tilde{d} + \tilde{s}); & xF_3 &= 2x(u + c - \tilde{d} - \tilde{s}) \\ \bar{\nu} n: F_2 &= 2x(d + c + \tilde{u} + \tilde{s}); & xF_3 &= 2x(d + c - \tilde{u} - \tilde{s}) \end{aligned} \quad (71)$$

ძალიან კარგი სიზუსტით შეგვიძლია უგულვებლევით ნუკლონში უცნაური და ჩარმიანი კვარკების წვლილი. მაშინ ვღებულობთ:

$$F_2^{\bar{\nu} p} - F_2^{\nu p} = 2x[u(x) - \tilde{u}(x) - d(x) - \tilde{d}(x)] = 4xT_3(x),$$

სადაც $T_3(x)$ არის იზოსპინის სიმკვრივე, რომლიდანაც ინტეგრალი $1/2$ -ის ტოლია. ამ თანაფარდობის ინტეგრაციით ვღებულობთ ადლერის ჯამთა წესს:

$$\int_0^1 \frac{dx}{x} [F_2^{\bar{\nu} p}(x) - F_2^{\nu p}(x)] = 4 \int_0^1 T_3(x) dx = 2 \quad (72)$$

შეიძლება განვიხილოთ მესამე სტრუქტურული ფუნქციების ჯამი

$$F_3^{\nu p} + F_3^{\nu n} = -2[u(x) + d(x) - \tilde{u}(x) - \tilde{d}(x)]$$

ამიტომ ვწერთ (0 უცნაურობისთვის)

$$F_3^{\nu p} + F_3^{\nu n} = -6B(x)$$

სადაც $B(x)$ არის ბარიონული რიცხვის სიმკვრივე. რადგან პროტონისათვის ბარიონული რიცხვი 1-ის ტოლია, ამ თანაფარდობის ინტეგრაციით ვღებულობთ ბროს-ლეჟელინის სმიტის ჯამთა წესს:

$$\int_0^1 dx [F_3^{\nu p}(x) + F_3^{\nu n}(x)] = -6 \quad (73)$$

ექსპერიმენტზე მიღებულია $\approx -6.4 \pm 1.2$

ისტორიულად ჯამთა წესები მიღებული იყო დენების ალგებრის მეთოდებით სხვადასხვა გამამარტივებელი დაშვებების გამოყენებისას. ყოველთვის კითხვას ბადებდა ის, რომ ეს ჯამთა წესები საკმაოდ კარგად სრულდებოდა დაბალ ენერგიებზე. ძლიერი ურთიერთქმედებების სირთულის მიუხედავად კვარკ-პარტონული სურათი საკმაოდ კარგად მუშაობდა თავისი გამოყენების საზღვრებს გარეთაც.

X. სპინი და კოლარიზაციული მოვლენები ღრმად-არადრეკად პროცესებში

სპინის ფორმალიზმი

გვსურს აღვწეროთ სპინორები განსაზღვრული სპინით. მრავალ ექსპერიმენტში შეგვიძლია შევექმნათ ელექტრონების კოლარიზებული ნაკადები, ამიტომ მეტად მნიშვნელოვანია ვიცოდეთ, თუ როგორ ავაგოთ პროექციული ოპერატორები, რომლებიც გამოყოფენ მდგომარეობებს გარკვეული სპინით.

ეს არც ისე მარტივი აღმოჩნდა, რადგან სპინის კონცეფციას საფუძვლად უდევს ბრუნვების ჯგუფი, რომელიც ლორენცის ჯგუფის ქვეჯგუფია. ამიტომ სპინის ჩვეულებრივი კონცეფციები ხშირად ვერ გამოიყენება ლორენც-გარდაქმნილ (ბუსტით მიღებულ) სისტემებში.

რაც შეეხება უძრაობის სისტემას, აქ სპინი აღინერება 3-ვექტორით \vec{S} , რომელსაც აქვს რაიმე მიმართულება. ამიტომ შემოაქვთ 4-ვექტორი S_μ , რომელსაც უძრაობის სისტემაში აქვს სახე: $S_\mu = (0, \vec{S})$. მაშინ, იმის მოთხოვნით, რომ ეს სიდიდე უნდა გარდაიქმნებოდეს როგორც 4-ვექტორი, შეგვიძლია ჩავატაროთ ლორენცის ბუსტი. რადგან განმარტების თანახმად $\vec{S}^2 = 1$, ეს ნიშნავს, რომ $S_\mu^2 = -1$ (უძრაობის სისტემაში).

მასიური ნაწილაკის უძრაობის სისტემაში გვაქვს $p_\mu = (m, \vec{0})$. ამიტომ აქ $p_\mu S^\mu = 0$, რაც ძალაში უნდა დარჩეს ნებისმიერ სისტემაში.

ამრიგად, გვაქვს ორი ლორენც-ინვარიანტული პირობა სპინის 4-ვექტორზე:

$$S_\mu^2 = -1 \text{ და } p_\mu S^\mu = 0$$

ახლა გვინდა განვმარტოთ პროექციის ოპერატორი, რომელიც შეიცავს მდგომარეობებს გარკვეული სპინით. გავარკვიოთ ეს ჯერ უძრაობის სისტემაში. ნათელია, რომ აქ სპინის შესარჩევად გამოდგება ოპერატორი $\vec{\sigma} \cdot \vec{S}$:

$$\vec{\sigma} \cdot \vec{S} u_a(0) = u_a(0), \quad \vec{\sigma} \cdot \vec{S} v_a(0) = -v_a(0)$$

1/2 სპინიანი სისტემისათვის სპინურ მდგომარეობებზე პროექციის ოპერატორს უძრაობის სისტემაში აქვს სახე:

$$P(\vec{S}) = \frac{1 \pm \vec{\sigma} \cdot \vec{S}}{2}$$

\pm ნიშნები ეკუთვნის $u(p)$ სპინორებს. ჩვენი ამოცანაა ჩაენეროთ ამ ოპერატორის ბუსტით გარდაქმნილი ვერსია. ამისათვის განვსაზღვროთ შემდეგი ოპერატორი:

$$P(S) = \frac{1 + \gamma_5 \hat{S}}{2}, \quad \gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{S} = \gamma_\mu S^\mu.$$

ადვილად დავრწმუნდებით, რომ უძრაობის სისტემაში ეს ოპერატორი დადის მატრიცაზე:

$$P(S) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \vec{\sigma} \cdot \vec{S}, & 0 \\ 0, & 1 - \vec{\sigma} \cdot \vec{S} \end{pmatrix}$$

ანუ ეს ყოფილა სასურველი ოპერატორი. საკუთარ მდგომარეობებს აქვთ სპინი S და მასთან დაკავშირებული სპინორები, u და v , რომლებიც აკმაყოფილებენ პირობებს:

$$P(s) u(p, s) = u(p, s)$$

$$P(s)u(p, s) = \nu(p, s)$$

$$P(-s)u(p, s) = P(-s)u(p, s) = 0$$

ესაა გარკვეული სისრულის პირობები. ნებისმიერი 4-სპინორი უნდა ჩაინერგოდეს 4-ფუნქციის $u_\alpha(0)$ და $v_\alpha(0)$ წრფივ კომბინაციად, რადგან ეს უკანასკნელი მოჭიმვენ სპინორების 4-სივრცეს, რომელიც დირაკის განტოლებას აკმაყოფილებენ. თუ სპინორებს ასე ვანორმირებთ:

$$\bar{u}(p, s)u(p, s) = 1$$

$$\bar{v}(p, s)v(p, s) = -1$$

აღმოჩნდება, რომ სისრულის პირობას აქვს სახე:

$$\sum_s (u_\alpha(p, s)\bar{u}_\beta(p, s) - v_\alpha(p, s)\bar{v}_\beta(p, s)) = \delta_{\alpha\beta}$$

ჩვენს მიერ არჩეულ დირაკის ნარმოდგენაში:

$$u_\alpha(p, s)\bar{u}_\beta(p, s) = \left(\frac{\hat{p} + m}{2m} \frac{1 + \gamma_5 \hat{s}}{2} \right)_{\alpha\beta} \quad (74)$$

$$v_\alpha(p, s)\bar{v}_\beta(p, s) = \left(\frac{\hat{p} - m}{2m} \frac{1 + \gamma_5 \hat{s}}{2} \right)_{\alpha\beta}$$

თუ ამ გამოსახულებებს ავჯამავთ s , სპირალურობებით, მივიღებთ პროექციის ორ ოპერატორს:

$$(\Lambda_+(p))_{\alpha\beta} = \sum_{\pm s} u_\alpha(p, s)\bar{u}_\beta(p, s) = \left(\frac{\hat{p} + m}{2m} \right)_{\alpha\beta}$$

$$(\Lambda_-(p))_{\alpha\beta} = -\sum v_\alpha(p, s)\bar{v}_\beta(p, s) = \left(\frac{m - \hat{p}}{2m} \right)_{\alpha\beta}$$

ესენი აკმაყოფილებენ პროექტორის ცნობილ თვისებებს:

$$\Lambda_{\pm}^2 = \Lambda_{\pm}, \Lambda_{+}\Lambda_{-} = 0, \Lambda_{+} + \Lambda_{-} = 1$$

მათი ფიზიკური შინაარსი შემდეგია: Λ_{\pm} აპროექტირებს ამონახსნებზე დადებითი ან უარყოფითი ენერგიებით.

როგორც ცნობილია, სპინის პროექციას იმპულსის მიმართულებაზე ჰქვია სპირალურობა (*helicity*) და უმასო ფერმიონის შემთხვევაში შენახვადი სიდიდეა. ამიტომ ხშირად იხილავენ ხოლმე სპირალურობის მდგომარეობებს და სათანადო ბაზისს. სპირალურობის ოპერატორია

$$h = \frac{1}{2} \bar{\sigma} \hat{p}, \text{ სადაც } \hat{p} = \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \text{ ერთეულოვანი ვექტორია } \vec{p} \text{ იმპულსის}$$

გასწვრივ.

χ_{λ} -იყოს 2-კომპონენტური სპინორი. მაშინ გვაქვს განტოლება:

$$\frac{1}{2} \bar{\sigma} \hat{p} \chi_{\lambda} = \lambda \chi_{\lambda}, \lambda = \pm \frac{1}{2}$$

თუ θ და ϕ არის \hat{p} -ს პოლარული და აზიმუტალური კუთხეები, მაშინ 2-კომპონენტური სპინორები ასე გამოიყურება:

$$\chi_{\frac{1}{2}}(\hat{p}) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} \\ e^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \chi_{-\frac{1}{2}}(\hat{p}) = \begin{pmatrix} e^{-i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \\ \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}$$

სპირალურობებისათვის პროექციის ოპერატორებსაც იხილავენ, რადგან ისინი დამოუკიდებელია დირაკის მატრიცებისთვის წარმოდგენის არჩევაზე.

თუ მასიური 1/2-სპინიანი ნაწილაკების 4-იმპულსია $p^{\mu} = (E, \vec{p})$, სპინის 4-ვექტორს ასე განსაზღვრავენ:

$$S^{\mu} = (2\lambda) \frac{1}{m} (\vec{p}; E\hat{p}).$$

სადაც $2\lambda = \pm 1$ არის გაორმაგებული სპირალურობა. ეს 4-ვექტორი ჩვეულებრივ პირობებს აკმაყოფილებს:

$$S \cdot p = 0, \quad S \cdot S = -1$$

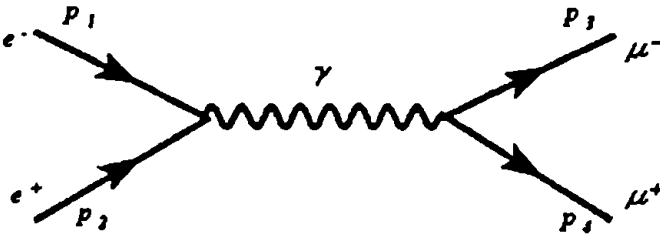
უძრაობის სისტემაში, $S = 2\lambda(0, \hat{p})$, ხოლო მაღალი ენერგიების ზღვარში ($E \gg m$), $S = \frac{2\lambda p}{m}$.

რაც შეეხება დირაკის α, β სპინორებს, ისინი ზემოთ მოყვანილი თანაფარდობებით განისაზღვრება.

განვიხილოთ სპირალური ბაზისის გამოყენების მაგალითი: ელექტრონ-პოზიტრონის წყვილის გარდაქმნა მიუონების წყვილად:

$$e^-(p_1, \lambda_1) + e^+(p_2, \lambda_2) \rightarrow \mu^-(p_3, \lambda_3) + \mu^+(p_4, \lambda_4)$$

ეს პროცესი QED ხე-მიახლოებაში აღინერება ფეინმანის შემდეგი ერთი დიაგრამით



$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2$$

ფეინმანის წესების გამოყენებით ამ პროცესის მატრიცული ელემენტი:

$$M_{\lambda_1 \lambda_2; \lambda_3 \lambda_4} = \frac{e^2}{s} \bar{u}(p_3, \lambda_3) \gamma^\mu v(p_4, \lambda_4) \bar{v}(p_2, \lambda_2) \gamma_\mu u(p_1, \lambda_1)$$

ამპლიტუდის მოდულის კვადრატისათვის ვპოულობთ:

$$|M_{\lambda_1 \lambda_2; \lambda_3 \lambda_4}|^2 = \frac{e^4}{16s^2} Sp[\gamma^\mu (1 + \gamma_5 \hat{s}_4)(\hat{p}_4 - m_\mu) \gamma^\nu (1 + \gamma_5 \hat{s}_3)(\hat{p}_3 + m_\nu)] \times \\ \times Sp[\gamma_\mu (1 + \gamma_5 \hat{s}_1)(\hat{p}_1 + m_e) \gamma_\nu (1 + \gamma_5 \hat{s}_2)(\hat{p}_2 - m_e)]$$

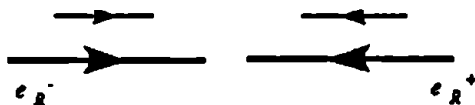
აქ გამოყენებული გვაქვს ადრე მოყვანილი პროექციული მატრიცები.

თუმცა ეს გამოსახულება რთულია გასაშუალოებულთან შედარებით, მაგრამ მისი გამოთვლა ცხადად მანძი შესაძლებელია. მაღალი ენერგიების შემთხვევაში შეგვიძლია თავიდანვე მოვახდინოთ ზოგიერთი გამარტივება: სახელდობრ, უგულებელვყოთ მასები და ყველა \hat{s}_i შევცვალოთ $\pm 2\lambda$ საკუთარი მნიშვნელობებით ($+\rightarrow$ ნანილაკისთვის, $-\rightarrow$ ანტინანილაკისთვის). მაშინ გვრჩება:

$$|M_{\lambda_1 \lambda_2; \lambda_3 \lambda_4}|^2 = \frac{e^4}{16s^2} Sp[\gamma^\mu (1 - 2\lambda_4 \gamma_5) \hat{p}_4 \gamma^\nu (1 + 2\lambda_3 \gamma_5) \hat{p}_3] \times \\ \times Sp[\gamma_\mu (1 + 2\lambda_1 \gamma_5) \hat{p}_1 \gamma_\nu (1 - 2\lambda_2 \gamma_5) \hat{p}_2] \\ = \frac{e^4}{4} \{ (1 + \cos^2 \theta)(1 - 4\lambda_1 \lambda_2)(1 - 4\lambda_3 \lambda_4) + 2 \cos \theta (2\lambda_1 - 2\lambda_2)(2\lambda_3 - 2\lambda_4) \}$$

უნდა გვახსოვდეს, რომ λ_i იღებს 2 მნიშვნელობას $\pm \frac{1}{2}$.

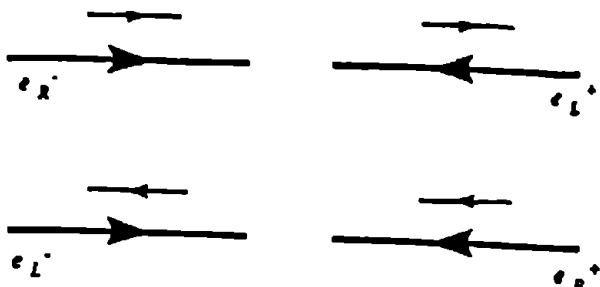
მიღებული გამოსახულების აზრი ადვილი გასაგებია. ჯერ შევნიშნოთ, რომ თუ $\lambda_1 = \lambda_2$ და (ან) $\lambda_3 = \lambda_4$, მიიღება $M_{\lambda_1 \lambda_2; \lambda_3 \lambda_4} = 0$. ეს ნარმოადგენს მომენტის შენახვის კანონის შედეგს, რაც დიაგრამულად ასე შეიძლება გავიგოთ: (ნახაზი CM სისტემაში)



გრძელი ისარი აღნიშნავს იმპულსს, მოკლე - სპირალურობის მიმართულებას (CM სისტემაში). სპირალურობა იმპულსის პარალელურია ან ანტიპარალელური λ -ს ნიშნის მიხედვით. თუ ამ ნახაზზე z -ღერძის დადებით მიმართულებად ავირჩევთ ელექტრონის იმპულსის თანხვედრილს, მაშინ სრული მომენტის

გეგმილი, $J_z = 0$. ეს კი წინააღმდეგობაშია $J_z = \pm 1$ მნიშვნელობასთან, რაც მოითხოვება სპირალურობის შენახვით QED -ში, როცა ფერმიონების მასები უგულებელყოფილია.

ზუსტად იგივე მოსაზრებებით შეგვიძლია დავასაბუთოდ, რომ დასაშვები (არანულოვანი) კონფიგურაციები ასე გამოიყურება:



ამ კონფიგურაციებისთვის, ამპლიტუდის კვადრატი იღებს სახეს:

$$|M_{\lambda_1, -\lambda_2; \lambda_3, -\lambda_4}|^2 = e^4 \{1 + (2\lambda_1)(2\lambda_2) \cos \theta\}^2$$

ამპლიტუდა 0-ის ტოლი ხდება, როცა $\cos \theta = -1$, თუ ამ დროს $\lambda_1 = \lambda_2$, ასევე, როცა $\cos \theta = 1$, თუ $\lambda_1 = -\lambda_2$. ესეც ადვილად გასაგებია მომენტის შენახვის კანონიდან.

უნდა აღინიშნოს დასასრულს, რომ სპირალურობის მეთოდი ეფექტურად გამოიყენება დამლის და გაფანტვის პროცესების აღსანიშნად მაღალ ენერგიებზე და ხშირად უფრო მარტივად გამოიყურება.

ლიტერატურაში ცნობილია ჯაკობის და ვიკის მეთოდი, რომელიც ფართოდ გამოიყენება ორნაწილაკოვანი დაჯახებების აღსანიშნად (იხ. D დამატება წიგნში M.L. Goldberger, K.M. Watson, "Collision Theory", 1967). ვიკის მიერ მეთოდი განზოგადებული იყო 3-ნაწილაკოვანი სისტემისთვისაც (G.C.Wick, Ann. of Phys. 18, 65 (1965)).

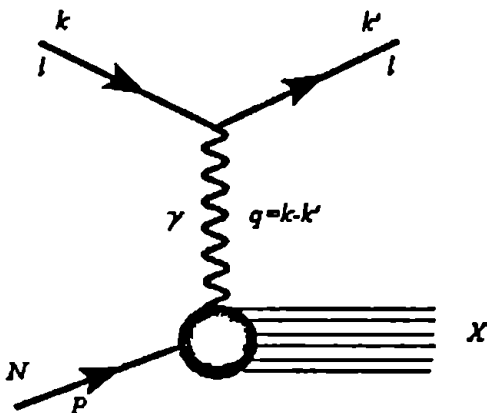
XI. პოლარიზაციული მოვლენები ღრმად - არაღრმად პროცესებში

ახლა განვიხილოთ პოლარიზაციული მოვლენები ღრმად-არა-ღრმად პროცესებში და მივუყენოთ ზემოთ მოყვანილი სპინური ფორმალიზმი.

განვიხილოთ პოლარიზებული ლეპტონების გაფანტვა პოლარიზებულ ნუკლონებზე. m -იყოს ლეპტონის მასა, $k(k')$ -მისი სანყისი (საბოლოო) 4-იმპულსი და $s(s')$ -ლეპტონის სპინის კოვარიანტული 4-ვექტორი:

$$s \cdot k = 0, \quad (s' \cdot k') = 0, \quad s \cdot s = -1 \quad (s' \cdot s' = -1).$$

ნუკლონის მასაა M და მისი სპინის 4-ვექტორი - S . ვიხილავთ ერთფოტონიან გაცვლას:



იგივე მექანიზმი გამოიყენება ნეიტრინოთი (ანტინეიტრინოთი) ინდუცირებული პროცესის შემთხვევაშიც, ოღონდ ამ დროს ფოტონის ნაცვლად გვექნება შუალედური ვექტორული ბოზონი.

საბოლოო მდგომარეობაში პოლარიზებული ლეპტონის დიფ. განივკვეთი $d\Omega$ სხეულოვან კუთხეში და $(E', E' + dE')$ ენერგიის ინტერვალში ლაბ. სისტემაში $P = (M, \vec{0})$, $k = (E, \vec{k})$, $k' = (E', \vec{k}')$ შეგვიძლია ასე ჩავწეროთ:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{2Mq^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}$$

ამ ფორმულაში $L_{\mu\nu}$ ლეპტონური ტენზორი ასე მოიცემა:

$$L_{\mu\nu} = L_{\mu\nu}(k, s; k', s') = [\bar{u}(k', s') \gamma_\mu u(k, s)] [\bar{u}(k', s') \gamma_\nu u(k, s)]$$

როგორც პირველ თავში იყო აღნიშნული, ეს გამოსახულება მოიყვანება სახეზე:

$$L_{\mu\nu} = Sp \{ [u(k', s') \bar{u}(k', s')] \gamma_\mu [u(k, s) \bar{u}(k, s)] \gamma_\nu \}$$

გამოვიყენოთ ახლა ზემოთ აღწერილი სპინური ფორმალიზმი, რომლის თანახმადაც:

$$u(k', s') \bar{u}(k', s') = \frac{\hat{k}' + m}{2m} \frac{1 + \gamma_3 \hat{s}'}{2}$$

$$u(k, s) \bar{u}(k, s) = \frac{\hat{k} + m}{2m} \frac{1 + \gamma_3 \hat{s}}{2}$$

ამის ჩასმის შემდეგ $L_{\mu\nu}$ -ში, გამოსათვლელი იქნება შპურები. ბუნებრივი და მოსახერხებელია ცალ-ცალკე ამოვიკრიფოდ წევრები, რომლებიც პოლარიზაციის ვექტორებს s, s' შეიცავენ გარკვეულ ხარისხებში (0, 1 ან 2). ამის მიხედვით $L_{\mu\nu}$ ტენზორი დაიყოფა რამდენიმე წევრად:

$$L_{\mu\nu} = L_{\mu\nu}(k, s; k', s') = L_{\mu\nu}^{(S)}(k; k') + iL_{\mu\nu}^{(A)}(k, s; k') + L_{\mu\nu}^{(S)}(k, s; k', s') + iL_{\mu\nu}^{(A)}(k; k', s') \quad (74)$$

სადაც

$$L_{\mu\nu}^{(S)}(k; k') = k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu} (kk' - m^2)$$

$$L_{\mu\nu}^{(A)}(k, s; k') = m \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} s^\alpha (k - k')^\beta$$

$$L_{\mu\nu}^{(S)}(k, s; k', s') = (k \cdot s')(k'_\mu s'_\nu + s'_\mu k'_\nu - g_{\mu\nu} k' \cdot s') - (kk' - m^2)(s_\mu s'_\nu + s'_\mu s_\nu - g_{\mu\nu} s \cdot s') + (k' \cdot s)(s'_\mu k'_\nu + k'_\mu s'_\nu) - (s \cdot s')(k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu)$$

$$L_{\mu\nu}^{(A)}(k; k', s') = m \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} s'^\alpha (k - k')^\beta \quad (75)$$

ცხადია, რომ თუ $L_{\mu\nu}$ -ს გამოსახულებას ავჯამავთ s' -ით და გავასაშუალოებთ s -ით ყველა ნეერის წვლილი ნული გახდება, გარდა $2L_{\mu\nu}^{(S)}$ -ისა. თუ მხოლოდ s' -ით ავჯამავთ, მიიღება $2L_{\mu\nu}^{(S)} + 2iL_{\mu\nu}^{(A)}$. ანალოგიურად აიგება უცნობი ჰადრონული $W_{\mu\nu}$ ტენზორი. მისი სახეა:

$$W_{\mu\nu}(q, P; S) = W_{\mu\nu}^{(S)}(q, P) + iW_{\mu\nu}^{(A)}(q, P; S) \quad (76)$$

სადაც

$$\frac{1}{2M} W_{\mu\nu}^{(S)}(q, P) = \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1(P \cdot q, q^2) + \left[\left(P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu \right) \right] \frac{W_2(P \cdot q, q^2)}{M^2} \quad (77)$$

და

$$\frac{1}{2M} W_{\mu\nu}^{(A)}(q, P, S) = \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha \left\{ MS^\beta G_1(P \cdot q, q^2) + [(P \cdot q)S^\beta - (S \cdot q)P^\beta] \frac{G_2(P \cdot q, q^2)}{M} \right\} \quad (78)$$

თუ ახლა ყოველივე ამას გავითვალისწინებთ კვეთის ფორმულაში, მიიღება:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{2Mq^4} \frac{E'}{E} \left[L_{\mu\nu}^{(S)} W_{\mu\nu}^{(S)} + L_{\mu\nu}^{(S)} W_{\mu\nu}^{(S)} - L_{\mu\nu}^{(A)} W_{\mu\nu}^{(A)} - L_{\mu\nu}^{(A)} W_{\mu\nu}^{(A)} \right] \quad (79)$$

აქ კვადრატულ ფრჩხილებში მოთავსებული ინდივიდუალური ნეერები შეგვიძლია ცალკე შევისწავლოთ თუ განვიხილავთ კვეთების გარკვეულ თანაფარდობებს (ჯამებს ან სხვაობებს) მოცემული სანყისი ან საბოლოო პოლარიზაციებით. მაშინ გამოვა, რომ თითოეული ნეერის გაზომვა პრინციპულად შესაძლებელი იქნება და განისაზღვრება ორი სპინით გასაშუალოებული სტრუქტურული ფუნქცია W_1 და W_2 ($W_{\mu\nu}^{(S)}$ -ის შემცველი ნეერებიდან)

და ორი სპინზე დამოკიდებული სტრუქტურული ფუნქცია G_1 და G_2 ($W_{\mu\nu}^{(A)}$ -ს შემცველი ნევრებიდან).

მაგალითად, ჩვეულებრივი არაპოლარიზებული კვეთა პროპორციულია სიდიდისა $L_{\mu\nu}^{(S)}W_{\mu\nu}^{(S)}$,

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k; P, k') = \frac{1}{4} \sum_{s, s'} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, S; k', s') = \frac{\alpha^2}{2Mq^4} \frac{E'}{E} 2L_{\mu\nu}^{(S)}W_{\mu\nu}^{(S)} \quad (80)$$

ამავე დროს, თუ განვიხილავთ განიკვეთების სხვაობას სამიზნეს ურთიერთსანიხააღმდეგოდ მიმართული სპინებით, გამოიყოფა შემდეგი სტრუქტურა:

$$\sum_s \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, -S; k', s') - \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, S; k', s') \right] = \frac{\alpha^2}{2Mq^4} \frac{E'}{E} 4L_{\mu\nu}^{(A)}W_{\mu\nu}^{(A)} \quad (81)$$

სხვა სტრუქტურების შემცველი თანაფარდობებიც მიიღება. ისინი აღწერილია ნაშრომში:

/M. Anselmino, Phys. Rev. D19, N9, 2803-2805(1979)/

მოვიყვანოთ ზოგიერთი მათგანი:

$$\begin{aligned} \frac{\alpha^2}{2Mq^4} \frac{E'}{E} 2L_{\mu\nu}^{(S)}W_{\mu\nu}^{(S)} &= \frac{1}{2} \sum_s \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, S; k', s') - \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, S; k', -s') \right] = \\ &= \frac{1}{2} \sum_s \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, S; k', s') - \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, -s, P, S; k', s') \right] \quad (82) \end{aligned}$$

ასევე

$$\begin{aligned} \frac{\alpha^2}{2Mq^4} \frac{E'}{E} 4L_{\mu\nu}^{(A)}W_{\mu\nu}^{(A)} &= \sum_s \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, -S; k', s') - \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, -s, P, S; k', s') \right] = \\ &= \sum_s \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, S; k', -s') - \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, S; k', s') \right] \quad (83) \end{aligned}$$

მიიღება აგრეთვე სხვა თანაფარდობებიც, მაგრამ ყველა მათგანი გამოიხატება აქ მოყვანილი თანაფარდობების სიდიდეებით.

სტრუქტურული ფუნქციები და ბიორკენის სკეილინგი

ამ თანაფარდობების ის ნაწილი, რომელიც განივკვეთებს შეიცავს, შესაძლებელია გაიზომოს ცდებზე და ამით აღდგეს $L_{\mu\nu}^{(i)} W_{\mu\nu}^{(i)}$ გამოსახულებები. შემდგომი ეტაპები იქნება აქედან ინფორმაციის ამოღება ცალკეულ $W, (G)$ -ფუნქციებზე, რომელიც სკეილინგის ზღვარში უნდა მივიღოთ. ხერხდება სკეილინგის რეჟიმში სათანადო ფუნქციების დაკავშირება ჰადრონში (ნუკლონში) კვარკების განაწილების ფუნქციებთან და სხვადასხვა ჯამთა წესების მიღება და შემონახვა. ახლა სწორედ ამ პრობლემებს შევხებით.

არაპოლარიზებული შემთხვევა საკმაოდ დეტალურად გავარჩიეთ ადრინდელ პარაგრაფებში.

ლეპტონის მასის უგულებელყოფის პირობებში მიღებული გვექონდა კვეთის ფორმულა:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \left[2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

ბიორკენის ზღვარში:

$$-q^2 = Q^2 \rightarrow \infty, \quad \nu = E - E' \rightarrow \infty, \quad x = \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

მიიღება

$$MW_1(\nu, Q^2) \rightarrow F_1(x), \quad \nu W_2(\nu, Q^2) \rightarrow F_2(x)$$

ექსპერიმენტებიდან ცნობილია, რომ $F_{1,2}$ -ფუნქციები x -ისთვის ძალიან ნელა იცვლებიან Q^2 -ის მიხედვით, პრაქტიკულად დამოუკიდებელი არიან Q^2 -ზე.

ახლა განვიხილოთ შემდეგი თანაფარდობა:

$$\begin{aligned} \sum_r \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, S; k', s') - \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, -S; k', s') \right] &= \frac{d^2\sigma^{s,s}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma^{s,-s}}{d\Omega dE'} = \\ &= \frac{8m\alpha^2 E'}{q^2 E} \left\{ [(q \cdot S)(q \cdot s) + Q^2(s \cdot S)] MG_1 + Q^2[(s \cdot S)(P \cdot q) - (q \cdot S)(P \cdot s)] \frac{G_2}{M} \right\} \quad (84) \end{aligned}$$

ეს თანაფარდობა მოგვცემს ინფორმაციას $G_{1,2}(v, q^2)$ - ფუნქციის შესახებ. მოსალოდნელია, რომ ბიორკენის ზღვარში ისინიც სკეილინგურ ყოფაქცევას ამჟღავნებდნენ:

$$\begin{aligned} M^2 v G_1(v, Q^2) &\rightarrow g_1(x) \\ M v^2 G_2(v, Q^2) &\rightarrow g_2(x) \end{aligned} \quad (85)$$

$g_{1,2}$ - ფუნქციების მეშვეობით $W_{\mu\nu}^{(A)}$ -ს გამოსახულება ასეთია:

$$W_{\mu\nu}^{(A)}(q, P, s) = \frac{2M}{P \cdot q} \varepsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} q^\alpha \left\{ S^\beta g_1(x, Q^2) + \left[S^\beta - \frac{S \cdot q}{P \cdot q} P^\beta \right] g_2(x, Q^2) \right\} \quad (86)$$

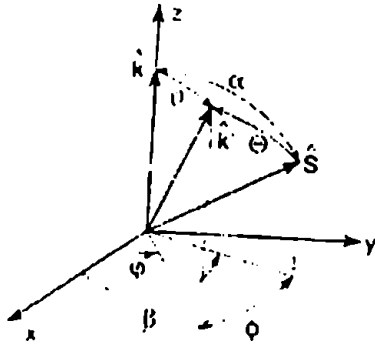
კვეთების სხვაობები

კვეთების სხვაობების ზემოთ მოყვანილი თანაფარდობა შეგვიძლია გამოვიყენოთ $G_{1,2}$ ფუნქციებზე ინფორმაციის მისაღებად, თუკი რამენაირად შევარჩევთ დაცემული ლეპტონის და სამიზნეს პროტონის სპინების კონფიგურაციებს.

ჯერ განვიხილოთ გასწვრივად პოლარიზებული ლეპტონები, ე.ი. სანყისი ლეპტონები სპინით მოძრაობის მიმართულებით (\rightarrow) ან მის სანიანააღმდეგოდ (\leftarrow), იმ დროს, როცა უძრავი ნუკლონის სპინია S ან $-S$ რაიმე \hat{S} მიმართულებით. ამიტომ გვაქვს:

$$S_{\rightarrow}^{\mu} = -S_{\leftarrow}^{\mu} = \frac{1}{m} \left(|\vec{k}|, \hat{k} E \right); \quad \hat{k} = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}, \quad S^{\mu} = \left(0, \hat{S} \right)$$

Z - ღერძი მივმართოთ დაცემული ლეპტონების გასწვრივ და მივიღოთ ნახაზზე აღწერილი განმარტებები:



ნახაზი 9. $\alpha, \beta, \theta, \varphi, \phi, \Theta$ კუთხეების განმარტება

$$k^\mu = (E, 0, 0, \vec{k}) \approx E(1, 0, 0, 1)$$

$$k'^\mu = (E', \vec{k}') \equiv E'(1, \hat{k}') = E'(1, \cos \vartheta \cos \phi, \sin \vartheta \sin \phi, \cos \vartheta)$$

$$\hat{S} = (\sin \alpha \cos \beta, \sin \alpha \sin \beta, \cos \alpha) \quad (87)$$

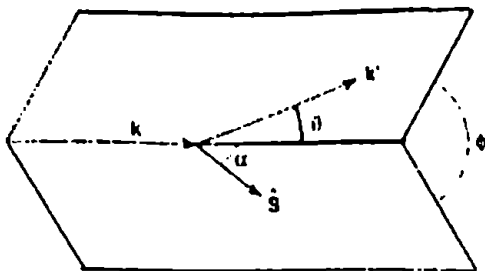
მაშინ მიიღება:

$$\frac{d^2 \sigma^{-s}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2 \sigma^{-s}}{d\Omega dE} = -\frac{4\alpha^2 E'}{Q^2 E} \{ [E \cos \alpha + E' \cos \Theta] MG_1 + 2EE' [\cos \Theta - \cos \alpha] G_2 \} \quad (88)$$

α არის ნუკლონის სპინის მიმართულების პოლარული კუთხე, ანუ კუთხე \hat{k} და \hat{S} -ს შორის, ხოლო Θ არის კუთხე \hat{k}' -სა და \hat{S} -ს შორის. (იხ. ნახაზი)

$$\begin{aligned} \cos \Theta &= \sin \vartheta \cos \phi \sin \alpha \cos \beta + \sin \vartheta \sin \phi \sin \alpha \sin \beta + \cos \vartheta \cos \alpha = \\ &= \sin \vartheta \sin \alpha \cos \phi + \cos \vartheta \cos \alpha \end{aligned}$$

სადაც $\phi = \beta - \alpha$ ანუ აზიმუტალური კუთხე (\hat{k}, \hat{k}') დაჯახების სიბრტყესა და (\hat{k}, \hat{S}) პოლარიზაციის სიბრტყეს შორის:



ნახაზი 10. α, θ, ϕ კუთხეების შემდგომი განმარტება

α -ს კერძო მნიშვნელობებისათვის მივიღებთ ცნობილ შედეგებს: მაგალითად, თუ ნუკლონები პოლარიზებულია სანყისი ლეპტონის მოძრაობის გასწვრივ (\Rightarrow) ან საპირისპიროდ (\Leftarrow), გვექნება $\alpha = 0$, $\Theta = \vartheta$ და ამიტომ

$$\frac{d^2\sigma^{\rightarrow}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma^{\leftarrow}}{d\Omega dE'} = -\frac{4\alpha^2 E'}{Q^2 E} \left\{ (E + E' \cos \vartheta) MG_1 - Q^2 G_2 \right\} \quad (89)$$

თუ ნუკლონები განივად პოლარიზებულია ანუ ნუკლონის სპინი მიმართულია დაცემული ლეპტონების მოძრაობის პერპენდიკულარულად, გვექნება $\alpha = \frac{\pi}{2}$ და

$$\frac{d^2\sigma^{\rightarrow\parallel}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma^{\leftarrow\parallel}}{d\Omega dE'} = -\frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^2 E} \sin \vartheta \cos \phi (MG_1 + 2EG_2) \quad (90)$$

შევნიშნოთ, რომ თუ ნუკლონის სპინი მიმართული იქნებოდა დაჯახების სიბრტყის პერპენდიკულარულად ($\alpha = \phi = \pi/2$), მაშინ ეს სხვაობა 0-ის ტოლი გამოვიდოდა. ეს სხვაობა თავის მაქსიმუმს აღწევს, როცა $\phi = 0$ ან π . ანუ როცა ნუკლონის სპინი \hat{k} -ს პერპენდიკულარულია და ძევს გაფანტვის სიბრტყეში.

ზემოთ ვიხილავდით მხოლოდ გასწვრივად პოლარიზებულ ლეპტონებს. შევნიშნოთ, რომ მეტად არაპრაქტიკულია დავიჭიროთ საქმე განივად პოლარიზებულ დაცემულ ლეპტონებთან, ანუ ლეპტონებთან, რომელთა სპინი პერპენდიკულარულია მოძრაობის

მიმართულებისა. გვაქვს $S = \left(0, \hat{S}\right)$, ხოლო ერთეულოვანი ვექტორი \hat{S} მართობულია \hat{k} ვექტორისა, $\hat{S} \cdot \hat{k} = 0$. ამ შემთხვევაში გასწვრივი პოლარიზაციის შემთხვევისაგან განსხვავებით არ გვექნება $\frac{E}{m}$ ფაქტორი, რომელმაც უნდა შეკვეცოს $\frac{m}{E}$ ფაქტორი განივევების სხვაობის ფორმულაში, ამიტომ ეს გამოინვევს სათანადო წერის სიმცირეს მაღალი ენერგიების ზღვარში ($\frac{m}{E} \rightarrow 0$).

სასარგებლო ინფორმაცია შეიძლება ამოვიღოთ W_1 და W_2 ფუნქციებზე, თუ გავზომავთ ლეპტონების სპინურ ასიმეტრიას. მაგრამ ამისთვის საჭირო იქნება კარგი სიზუსტით გაიზომოს დამჯახებელი ლეპტონის პოლარიზაცია, რაც საკმაოდ რთული ყოფილა ექსპერიმენტულად.

XII. g_1 და g_2 ფუნქციების ექსპერიმენტული გაზომვა ნაკლონარ სამიზნაზე

გარკვეული სპინების კონფიგურაციებით კვეთების სხვაობების გაზომვები ინფორმაციას იძლევიან G_1 და G_2 ფუნქციებზე ან სკეილინგურ $g_{1,2}$ ფუნქციებზე, მაგრამ ამ გაზომვებით ვსაზღვრავთ G_1 და G_2 -ის კომბინაციებს და არა თითოეულ მათგანს. გეჭრდება დამატებითი მიახლოებითი პროცედურების ჩატარება. სათანადო მეთოდიკა აღწერილია ქვემოთ:

გასწვრივად პოლარიზებული სამიზნა

უკვე ჩატარებულ ექსპერიმენტებში იზომებოდა გასწვრივი სპინური ასიმეტრია პროცესში $lp \rightarrow lX$:

$$A_{\parallel} = \frac{d\sigma^{\leftarrow} - d\sigma^{\rightarrow}}{d\sigma^{\leftarrow} + d\sigma^{\rightarrow}} \quad (91)$$

სადაც $d\sigma$ მოკლედ აღნიშნავს ორმაგ დიფერენციალურ კვეთას, $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}$. აქ მნიშვნელი არის გაორმაგებული არაპოლარიზებული განივკვეთი. თუ ზემოთ მოყვანილ განტოლებებს გავითვალისწინებთ, მივიღებთ:

$$A_{\parallel} = \frac{Q^2[(E - E' \cos \vartheta)MG_1 - Q^2G_2]}{2EE' \left[2W_1 \sin^2 \frac{\vartheta}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\vartheta}{2} \right]} \quad (92)$$

აქაც შეიძლება მივხვდეთ იმას, რომ A_{\parallel} ასიმეტრია შეიძლება დავეუკავშიროთ $A_{1,2}$ ასიმეტრიას ვირტუალურ კომპტონ-ეფექტში:

$$A_{\parallel} = D(A_1 + \eta A_2),$$

სადაც D და η არიან ცნობილი კოეფიციენტები. შეიძლება შემდეგი მიახლოების გამოყენება

$$A_{\parallel} \approx DA_1 \text{ და } g_1(x) \approx \frac{A_{\parallel}}{D} \frac{F_2(x)}{2x[1+R(x)]}$$

$$\text{ხოლო } R = \frac{W_2}{W_1} \left(1 + \frac{v^2}{Q^2} \right) - 1$$

თუ ამ ხაზს გავყვებით, გამოვიყვანთ შემდეგ თანაფარდობას

$$\frac{MvQ^2E}{2\alpha^2 E'(E + E' \cos \vartheta)} \frac{d^2\sigma^{unpol}}{d\Omega dE'} A_{\parallel} = g_1 - \frac{2xM}{E + E' \cos \vartheta} g_2$$

ეს კი ასე გადავწეროთ;

$$g_1 - \kappa g_2 = 2K \cdot d\sigma^{\text{max}} A_{||} \quad (93)$$

სადაც

$$\kappa = \frac{2xM}{E + E' \cos \vartheta} \approx \frac{xM}{E - \frac{Q^2}{4Mx}}$$

$$K = \frac{MvQ^2E}{4\alpha^2 E'(E + E' \cos \vartheta)} = \frac{EE' \cos^2 \frac{\vartheta}{2}}{2x\sigma_{\text{Mott}}(E + E' \cos \vartheta)}$$

ხოლო აქ;

$$\sigma_{\text{Mott}} = \left| \frac{\alpha \cos \frac{\vartheta}{2}}{2E \sin^2 \frac{\vartheta}{2}} \right|^2$$

(93) განტოლების მარჯვენა მხარე უშუალოდ ექსპერიმენტებიდან განისაზღვრება, საიდანაც მივიღებთ ინფორმაციას კომბინაციაზე $g_1 - \kappa g_2$, და არა ცალკეულ ფუნქციებზე. ჩვეულებრივი არგუმენტებით g_2 ნევრს უგულებელყოფენ ხოლმე მის წინ მდგომი მცირე კინემატიკური κ კოეფიციენტის გამო, რომელიც დიდ ენერგიებზე მართლაც ძალიან მცირე ხდება. ეს შესაძლებლობა სხვა გზებითაც არის დადასტურებული. ამრიგად, შეგვიძლია ჩავთვალოთ, რომ (93) ფორმულაში მარჯვენა მხარის განსაზღვრით იზომება g_1 .

თუ დაეუშვებთ g_1 -ის ნელ დამოკიდებულებას Q^2 -ზე, ე.ი. $g_1 = g_1(x, Q^2)$, მაშინ (93) ფორმულა კვლავ მოსახერხებელია $A_{||}$ -ზე ექსპერიმენტული მონაცემების გამოყენების შემთხვევაში, მაგრამ ხშირად საინტერესოა მივიღოთ შედეგები $g_1(x, Q^2)$ ფუნქციაზე მთელ $x(0 \leq x \leq 1)$ არეში, ერთიდაიგივე Q^2 -ზე. ექსპერიმენტულად ეს შეუძლებელია. კინემატიკის განხილვა გვეუბნება, რომ x -ების მცირე ინტერვალის აღებას შეესაბამება Q^2 -ის მცირე ინტერვალი.

ამიტომ ექსპერიმენტატორი იძულებულია Q^2 -ით მოახდინოს ექსტრაპოლირება ფიქსირებული x -ის დროს. ამ დროს იბადება კითხვა - რომელი სიდიდე იცვლება ნელა და გლუვად Q^2 -ის მიხედვით?

დადასტურდა, რომ ერთადერთი ასეთი სიდიდეა $\frac{A_{||}(x, Q^2)}{D}$.

ამის გამო ექსპერიმენტატორები ამჯობინებენ ჩათვალონ, რომ $\frac{A_{||}(x, Q^2)}{D}$ პრაქტიკულად დამოუკიდებელია Q^2 -ზე და g_1 ასე განსაზღვრონ:

$$g_1(x, Q^2) = \frac{A_{||}(x)}{D} \frac{F_2(x, \langle Q^2 \rangle)}{2x[1 + R(x, \langle Q^2 \rangle)]}, \quad (94)$$

სადაც $\langle Q^2 \rangle$ არის Q^2 -ის ექსპერიმენტული მნიშვნელობა.

განივად პოლარიზებული სამიზნე

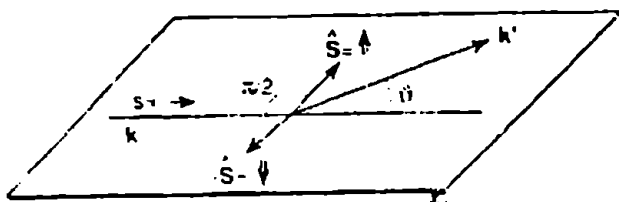
g_2 -ზე ინფორმაციის გამოსატანად უნდა განვიხილოთ სხვა სპინური ასიმეტრიებიც. გასწვრივად პოლარიზებული ლეპტონების განივად პოლარიზებულ ნუკლონებზე გაბნევისას შეგვიძლია გავზომოთ სიდიდე:

$$A_1 = \frac{d\sigma^{\rightarrow\downarrow} - d\sigma^{\rightarrow\uparrow}}{d\sigma^{\rightarrow\downarrow} + d\sigma^{\rightarrow\uparrow}}$$

ზემოთ მოყვანილი შესაბამისი ფორმულებიდან გამომდინარეობს, რომ

$$A_1 = \frac{Q^2 \sin\theta (MG_1 + 2EG_2)}{2E \left[2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \right]} \cos\phi \quad (95)$$

სადაც ϕ არის \hat{S} და \hat{k}' ვექტორების აზიმუტალური კუთხეების სხვაობა $\phi = \beta - \phi$



ნახაზი 11. სპინის კონფიგურაცია $\phi = 0$ შემთხვევაში A_{\perp} -ის გასაზომად

ამ ნახაზზე $\phi = 0$, რასაც შემდგომში ყოველთვის დავუშვებთ ხოლმე.

ახლა g_2 -სთვის შეგვიძლია გავიმეოროთ იგივე, რაც A_{\parallel} -შემთხვევაში ვქვით.

ენერთ

$$g_2 + \frac{\nu}{2E} g_1 = \left(\frac{\nu}{E} \right) K d\sigma^{unpol} A_{\perp} \quad (96)$$

სადაც

$$K = \frac{Q^2 E M \nu}{4\alpha^2 E'^2 \sin \vartheta} = \frac{E \cos^2 \frac{\vartheta}{2}}{2x\sigma_{Mott} \sin \vartheta} \quad (97)$$

A_{\perp} -ის გაზომვა იძლევა $g_2 + \frac{\nu}{2E} g_1$ კომბინაციაზე ინფორმაციას. ამ დროს g_1 -ის კოეფიციენტები არ არის მცირე და g_2 -ის გამოსაცალკეებლად საჭიროა g_1 -ის ცოდნა, რომელიც ზემოთ განვსაზღვრეთ A_{\parallel} ექსპერიმენტით.

A_{\perp} ტიპის ექსპერიმენტები უფრო რთულია, ვიდრე A_{\parallel} ტიპისა. ამიტომ შეგვიძლია შევადგინოთ $g_2(x)$ A_{\parallel} -ექსპერიმენტებიდან, თუ მათ ჩავატარებთ ნაკადის სხვადასხვა ენერჯიებზე.

ფიქსირებული Q^2 და x -სთვის g_1 -ების ფორმულის მარცხენა მხარეში ერთადერთი ენერგიაზე დამოკიდებული სიდიდეა g_1 -ის კოეფიციენტი. ამიტომ მარჯვენა მხარეში ენერგიის ცვლილებით შეიძლება პრინციპულად განესაზღვროთ $g_2(x)$, მაგრამ კოეფიციენტის სიმცირის გამო არ არის გარკვეული მეთოდის გამოსადეგარობის სიმძლავრე. აქ საუბარია $A_{||}$ ექსპერიმენტებზე. ანალოგიურად, A_{\perp} -ის გაზომვით ნაკადის სხვადასხვა E ენერგიებზე მოვახერხებთ g_2 -ის გამოყოფას. მაგალითად, გაზომვა ორ E_1 და E_2 ენერგიებზე გვაძლევს თანაფარდობას:

$$(E_1 - E_2)g_2(x) = \left[\nu K'd\sigma^{unpol} A_{\perp} \right]_{E=E_1} - \left[\nu K'd\sigma^{unpol} A_{\perp} \right]_{E=E_2}$$

ეს განტოლება g_2 -ის განსაზღვრის ყველაზე დასაშვები ბაზისია, თუკი g_1 -განსაზღვრული გვაქვს საკმაოდ აკურატულად. მაგრამ ფიქსირებულ Q^2 -ზე x -ის მთელ არეში გაზომვებს განსხვავებული მიდგომა ესაჭიროება.

კომბინირებული ანალიზი $A_{||}$ და A_{\perp} -ის გამოყენებით

გასწვრივი პოლარიზაციის მონაცემებიდან $A_{||}/D$ სიდიდის

Q^2 -ზე დამოკიდებულება ფიქსირებული x -სთვის შეიძლება მივიღოთ ექსტრაპოლირებით. ამასთან ერთად განვივი პოლარიზაციის მონაცემებსაც თუ განვიხილავთ, შეგვიძლია ავაგოთ სიდიდე

$$A' = \frac{\sqrt{Q^2}}{2M} A_2 = \frac{\sqrt{Q^2}}{2M(1 + \xi\eta)} \left\{ \xi \frac{A_{||}}{D} + \frac{A_{\perp}}{d} \right\}. \quad (98)$$

აქ შემდეგი აღნიშვნებია გამოყენებული:

$$A_{||} = D(A_1 + \eta A_2)$$

$$A_{\perp} = d(A_2 - \xi A_1)$$

$$D = \frac{E - \varepsilon E'}{E(1 + \varepsilon R)}, \quad d = D \sqrt{\frac{2\varepsilon}{1 + \varepsilon}}$$

$$\eta = \frac{\varepsilon \sqrt{Q^2}}{E - \varepsilon E'}, \quad \xi = \eta \frac{1 + \varepsilon}{2\varepsilon}$$

$$\frac{1}{\varepsilon} = 1 + 2 \left(1 + \frac{\nu}{Q^2} \right) \varepsilon^2 \frac{\theta}{2}$$

მაგრამ A' თვითონ შეიცვლება ნელა Q^2 -თან ერთად, რადგან ჩვენ გვაქვს:

$$g_1(x, Q^2) + g_2(x, Q^2) = \frac{F_2(x, Q^2)}{2x^2 [1 + R(x, Q^2)]} A'(x, Q^2) \quad (99)$$

ამიტომ Q^2 -ით ექსტრაპოლაცია ფიქსირებული x -სთვის იქნება გლუვი. ამ ფორმულით შეგვიძლია შევაფასოთ $g_1 + g_2$ მთელ x, Q^2 არეში.

თუ A' -ს გავაგრძელებთ სათანადო Q^2 -ისკენ, ვიპოვით $g_1(x, Q^2)$ -თვის შეცვლილ გამოსახულებას:

$$g_1(x, Q^2) = \frac{F_2(x, Q^2)}{2x [1 + R(x, Q^2)]} \frac{1}{1 + \frac{4M^2 x^2}{Q^2}} \left\{ \frac{A_{||}}{D} - \frac{2M}{\sqrt{Q^2}} \left(\eta - \frac{2Mx}{\sqrt{Q^2}} \right) A' \right\} \quad (100)$$

ბოლო ორი ფორმულა არის ზუსტი.

**XIII. ექსპერიმენტული მონაცემების განსჯა.
პროტონის სპინის „კრიზისი“**

ღრმად-არადრეკადი პროცესების სპინებზე დამოკიდებულება დღევანდელი მაღალი ენერგიების ფიზიკის ერთ-ერთი ცენტრალური საკითხია, რადგან სხვადასხვა პოლარიზაციულ ექსპერიმენტებში შესაძლებელი ხდება სტრუქტურული ფუნქციების განსაზღვრა (გაზომვა).

როგორც ადრე ვნახეთ, ღრმა-არადრეკადი ინკლუზიური პროცესის ორმაგი დიფერენციალური განივკვეთი უკავშირდება ვირტუალურ კომპტონ-ეფექტში წინ გაბნევის ამპლიტუდის წარმოსახვით ნაწილს. ამავ დროს აღმოჩნდა, რომ სტრუქტურული ფუნქციები ამ პროცესის განივი და გასწვრივი კვეთებით გამოიხატებიან.

გავიხსენოთ ზოგიერთი თანაზარდობა:

განვიხილოთ ვირტუალური კომპტონ-ეფექტი წინ

$$\gamma(q, n) + P(p, \tau) \rightarrow \gamma(q, m) + P(p, \sigma)$$

აქ n, m - ფოტონის პოლარიზაციების მდგომარეობებია, ხოლო τ, σ - ნუკლონის სპირალურობებია. სათანადო ამპლიტუდას აღნიშნავენ ასე: $W_{m\sigma, nr}$.

გვეკონდა:

$$\begin{aligned} W_{m\sigma, nr} &= \frac{1}{4\pi} \int d^4x e^{iqx} \varepsilon_\mu^{(m)}(q) \langle p, \sigma | [J^\mu(x), j^\nu(0)] | p, \sigma \rangle \varepsilon_\nu^{(n)}(q) = \\ &= \varepsilon_\mu^{(m)}(q) \bar{u}_\sigma(p) W^{\mu\nu}(q, p) u_\tau(p) \varepsilon_\nu^{(n)}(q), \end{aligned} \quad (101)$$

სადაც

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu}(q, p) &= \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) W_1 + \frac{1}{M^2} \left(p^\mu - \frac{pq}{q^2} q^\mu \right) \left(p^\nu - \frac{pq}{q^2} q^\nu \right) W_2 \\ &+ \frac{1}{M} (\gamma^\mu \hat{q} \gamma^\nu - \gamma^\nu \hat{q} \gamma^\mu) G_1 + \frac{1}{M^2} \{ q^2 [\gamma^\mu, \gamma^\nu] - 2\hat{q}(q^\mu \gamma^\nu - q^\nu \gamma^\mu) \} G_2 \end{aligned} \quad (102)$$

აქ $\varepsilon_\mu^{(m)}$, $m = 1, 0, -1$ არის ვირტუალური ფოტონის სპირალურობის 4-ვექტორი. ამ ფორმულების მიხედვით შეგვიძლია მივიღოთ შემდეგი თანაფარდობები:

$$\frac{1}{2}(W_{1\frac{1}{2},1\frac{1}{2}} + W_{-1\frac{1}{2},1-\frac{1}{2}}) = W_1 \quad \Rightarrow \quad \sigma_T = \frac{1}{2}(\sigma_{\frac{1}{2}}^T + \sigma_{\frac{1}{2}}^T) \quad (103)$$

$$W_{0\frac{1}{2},0\frac{1}{2}} = \left(\frac{v^2}{q^2} + 1\right)W_2 - W_1 \quad \Rightarrow \quad \sigma_L = \sigma_{\frac{1}{2}}^L$$

$$\frac{1}{2}(W_{1\frac{1}{2},1\frac{1}{2}} - W_{-1\frac{1}{2},1-\frac{1}{2}}) = -2\left(\frac{v}{M}G_1 + \frac{q^2}{2M^2}G_2\right) = -\frac{1}{2}(\sigma_{\frac{1}{2}}^T - \sigma_{\frac{1}{2}}^T) \quad (104)$$

$$W_{1\frac{1}{2},0-\frac{1}{2}} = 2\sqrt{\frac{2q^2}{M^2}}\left(-G_1 + \frac{v}{M^2}G_2\right)$$

ამ თანაფარდობებიდან ალგებრულად გამოიყვანება უტოლობა:

$$Q^2(MG_1 + vG_2)^2 \leq R^{(N)}W_1^2, \quad R^{(N)} \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} \quad (105)$$

როგორც ვიცით, ცდაზე ეს შეფარდება, $R^{(N)}$ საკმაოდ მცირეა (დაახლოებით 0.18). ამიტომ (5) უტოლობიდან გამომდინარეობს, რომ $MG_1 + vG_2$ უნდა იყოს მცირე W_1 -ზე ძალიან დიდი Q^2 -ისთვის.

განიხილება ასიმეტრიის პარამეტრიც

$$A \equiv \frac{\sigma_{\frac{1}{2}}^T - \sigma_{\frac{1}{2}}^T}{\sigma_{\frac{1}{2}}^T + \sigma_{\frac{1}{2}}^T}, \quad (106)$$

რომელიც იცვლება (-1,1) ინტერვალში.

ამ პარამეტრის შეფასება ხდება კიდევ ერთი ჯამთა წესით

$$\frac{\pi^2 \alpha \kappa^2}{M^2} = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu} \left[\sigma_{\frac{1}{2}}^T(\nu) - \sigma_{\frac{1}{2}}^T(\nu) \right] \quad (107)$$

აქ κ არის პროტონის ანომალური მაგნიტური მომენტი.

ესაა დრალ-პირნ-გირასიმოვის (DHG) ჯამთა ნესი (1966), რომელიც რეალური ფოტოკვეთებისათვის არის დანერილი.

ჯამთა ნესების მიღების ძირითადი წყაროა (101) ფორმულა, სადაც საძიებელი ამპლიტუდა გამოხატულია დენების კომუტატორების მატრიცული ელემენტით და აქ ხდება ხოლმე სხვადასხვა მოდელის გამოყენება კომუტატორების დასათვლელად.

აქედანვეა მიღებული, მაგალითად, ბიორკენის მე-2 ჯამთა ნესი:

$$\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} \int_0^1 \frac{d\nu}{\nu} [\nu W_2(\nu, Q^2)] \frac{A(\nu, Q^2)}{1 + R^{(N)}} = Z \quad (108)$$

ხოლო

$$Z_p - Z_n = \frac{1}{3} \frac{G_A}{G_V} \quad (109)$$

ინტეგრალქვეშ A არის ზემოთმოყვანილი ასიმეტრიის პარამეტრი.

განიხილება აგრეთვე შემდეგი ჯამთა ნესი (Hey, Mandula):

$$\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} \int_0^1 d\nu G_2(\nu, Q^2) = 0 \quad (110)$$

რას გვეუბნება ჯამთა ნესები გულუბრყვილო პარტონული მოდელის ფარგლებში?

პირველ რიგში აღსანიშნავია ბიორკენის სკეილინგური თანაფარდობები:

$$M^2 \nu G_1(\nu, q^2) \rightarrow g_1(x), \quad M \nu^2 G_2(\nu, q^2) \rightarrow g_2(x) \quad (111)$$

პარტონულ მოდელში პარტონებთან მაღალენერგეტიკული ფოტონის ურთიერთქმედების დროს შეიძლება უგულებელვყოთ პარტონის მასა. ამიტომ დაჯახების დროს პარტონის სპირალურობა არ შეიცვლება და ამის გამო აღარ არსებობს მექანიზმი, რომელიც შეცვლიდა ნუკლონის სპირალურობას ვირტუალურ ფოტონთან დაჯახებისას. ზემოთ მოყვანილი (4) ფორმულიდან ჩანს, რომ ნუკლონის სპინის შებრუნების ამპლიტუდა პროპორციულია

კომბინაციისა $MG_1 + \nu G_2$. ამრიგად, პარტონულ მოდელში უნდა გვექონდეს

$$MG_1 + \nu G_2 = 0$$

აქედან კი გამომდინარეობს, რომ ბიორკენის ზღვარში G_2 ფუნქცია შეგვიძლია უგულებელვყოთ G_1 -თან შედარებით,

შემოვიტანოთ პოლარიზებულ ნუკლონში პარტონების განაწილების ფუნქციები:

$f_j^{++}(x)$ და $f_j^{+-}(x)$ როგორც j -ტიპის პარტონების რიცხვის სიმკვრივე ნუკლონის სპირალურობის გასწვრივ ან სანინაალმდეგოდ.

ბუნებრივია, რომ არაპოლარიზებული ნუკლონის შემთხვევაში გვექნება:

$$f_j(x) = f_j^{++}(x) + f_j^{+-}(x) \quad (112)$$

ამიტომ გვექნება

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_j Q_j^2 f_j(x) = \frac{1}{2} \sum_j Q_j^2 [f_j^{++}(x) + f_j^{+-}(x)] \quad (113)$$

ხოლო

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_j Q_j^2 [f_j^{++}(x) - f_j^{+-}(x)] \quad (114)$$

ზემოთ განხილული ასიმეტრიის პარამეტრისათვის მიღებული ფორმულებიდან გვაქვს:

$$A = \frac{y}{F_1(x)} \frac{(2-y)g_1(x) - 2Mxy \frac{g_2(x)}{\nu}}{y^2 + 2(1+R^{(N)})(1-y)}, \quad y = \frac{\nu}{E} \quad (115)$$

$F_1(x)$ სტრუქტურული ფუნქცია, აგრეთვე $R^{(N)}$ ცნობილია არაპოლარიზებული ნაწილაკების ექსპერიმენტებიდან. გარდა ამისა, $\nu = E - E' \gg M$, ამიტომ $g_2(x)$ -ის შემცველი ნევრი შეგვიძლია უგულებელვყოთ (შევნიშნოთ, რომ ამ ორი სტრუქტურული ფუნქციის ერთმანეთისაგან გამოყოფა შესაძლებელია, თუ ჩავატარებთ ექსპერიმენტებს ლეპტონების ნაკადის პერპენდიკულარულად პოლარიზებულ წყალბადის სამიზნეზე. მართლაც

$$\frac{d^2\sigma^{\rightarrow\downarrow}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma^{\rightarrow\uparrow}}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2(E')^2}{Q^2 E} \sin^2\theta (MG_1 + 2EG_2) \quad (116)$$

ამასთან ერთად უნდა განვიხილოთ გასწვრივად პოლარიზებული სამიზნეც:

$$\frac{d^2\sigma^{\rightarrow\Rightarrow}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma^{\rightarrow\Leftarrow}}{d\Omega dE'} = -\frac{4\alpha^2(E')^2}{Q^2 E} [(E + E')MG_1 - Q^2G_2] \quad (117)$$

ამ ორი ექსპერიმენტით შეიძლება ცალკე-ცალკე განისაზღვროს ორივე სტრუქტურული ფუნქცია).

ამავე დროს ნათელია, რომ ასიმეტრიის (115) პარამეტრის განსაზღვრა პრაქტიკულად g_1 -ის განსაზღვრას ნიშნავს, რაც იგივეა, რომ განისაზღვრება სიდიდე

$$\Delta g_j(x) = f_j^{\uparrow\uparrow}(x) - f_j^{\uparrow\downarrow}(x), \quad (118)$$

რომელიც მოგვცემს კვარკის პოლარიზებას.

რას იძლევა ექსპერიმენტები? ყველაზე მნიშვნელოვანი ექსპერიმენტები ჩატარდა ჯგუფებში EMC, SLAC-YALE. მონაცემები x -ის საშუალო და დიდი მნიშვნელობებისათვის მიგვანიშნებენ, რომ ასიმეტრიის პარამეტრი A პრაქტიკულად 1-თან ახლოა, როცა $x \rightarrow 1$. აქედან გამომდინარეობს, რომ სწრაფი კვარკები პრაქტიკულად 100%-ით არიან პოლარიზებული იმ პროტონის პოლარიზაციის გასწვრივ, რომელშიც ისინი იმყოფებიან.

EMC ჯგუფის საბოლოო შედეგებში პოლარიზებულ სამიზნეზე შესწავლილი იყო მცირე x -ების არე ($x \geq 0.01$). შედეგი მეტად

უცნაურია — ასიმეტრიის პარამეტრი $A_1 = g_1/F_1$ გაცილებით ნაკლები აღმოჩნდა მცირე x -ებზე, ვიდრე მოსალოდნელი იყო დიდი x -ებიდან ექსტრაპოლირებით (დიდ x -ებზე იყო სხვა ექსპერიმენტი — SLAC-YALE).

თუ ამ შედეგებს დაეუფერებთ და გამოვიყენებთ მარტო u , d კვარკებისათვის, ვღებულობთ მეტად უცნაურ შედეგს:

ექსპერიმენტული მონაცემებით შეიძლება განისაზღვროს სიდიდე

$$\int_0^1 g_1(x) dx = \frac{1}{2} \int_0^1 \left(\frac{4}{9} \Delta u(x) + \frac{1}{9} \Delta d(x) \right) dx \quad (119)$$

აქ $\Delta q(x) = q^{Par}(x) - q^{antipar}(x)$, როგორც ზემოთ იყო შემოყვანილი.

ამავე დროს ბიორკენის ჯამთა ნესი გაძლევს

$$\int_0^1 (g_1^p(x) - g_1^n(x)) dx = \frac{1}{6} \int_0^1 (\Delta u(x) - \Delta d(x)) dx \quad (120)$$

ამ ორი განტოლების კომბინირებით ცალკე-ცალკე განისაზღვრება $\int_0^1 \Delta u(x) dx$ და $\int_0^1 \Delta d(x) dx$, ხოლო ამის შემდეგ ადვილად

ვიპოვით კვარკების მიერ წაღებული სპინის Z-კომპონენტას.

პროტონის სპინის მატარებლები მხოლოდ ვალენტური კვარკები რომ იყვნენ, უნდა მიგველო

$$\int_0^1 dx \left(\frac{1}{2} \Delta u(x) + \frac{1}{2} \Delta d(x) \right) = \frac{1}{2} \quad (121)$$

ექსპერიმენტული მონაცემებიდან კი გამოდის სიდიდე $\approx \frac{1}{8} \frac{1}{2}$,

ანუ ვალენტური კვარკები ატარებენ პროტონის სპინის მხოლოდ მერვედს (!!!) ამ მოვლენას სახელად შეარქვეს „პროტონის სპინის კრიზისი“.

აქ კეთდება ხოლმე რამდენიმე კომენტარი:

- 1) ექსპერიმენტები არ არის საკმარისად სანდო;
- 2) მცირე x -ებზე $g_2(x)$ -ის გადაგდება შეიძლება სახიფათო იყოს, რადგან პრინციპში მას შეიძლება ჰქონდეს სინგულარული ყოფაქცევა, მაგალითად, $\frac{1}{x^2}$. ეს კი შედეგს შეცვლის მაქსიმუმ 15-20 პროცენტით.

3) დაისმის პრინციპულად კითხვა: სად არის დამალული პროტონის უკმარი მომენტი? ნაკლებად დასაჯერებელია, მაგრამ არსებობის უფლება აქვს მოსაზრებას, რომ ის მიაქვთ გლუონებს.

გავარჩიოთ ახლა პროტონის სპინის კრიზისის საკითხი უფრო დეტალურად დღევანდელი ინფორმაციის უარგლებში სხვადასხვა მოდელაგში:

ა) გულუბრყვილო პარტონული მოდელი

განვიხილოთ თანაფარდობა

$$g_1^p(x) = \frac{1}{2} \left[\frac{4}{9} \Delta u_v(x) + \frac{1}{9} \Delta d_v(x) \right] \quad (122)$$

აქ $\Delta q(x) = q^{Par}(x) - q^{Ani}(x)$ არის კვარკების რიცხვის სიმკვრივე, რომელთა სპირალურობა იგივეა, რაც პროტონისა ან მისი სანინალმდეგო. ჩვეულებრივ ნაწილაკთა რიცხვის სიმკვრივეა

$$q(x) = q^{Par}(x) + q^{Ani}(x)$$

გულუბრყვილო მოდელში პროტონის სრულ სპინს ატარებენ მისი ვალენტური კვარკები და ამიტომ უნდა გვექონდეს (OZ - ლერძის გასწვრივ მოძრავი პროტონისათვის, რომლის სპირალურობაა +1/2):

$$\begin{aligned} J_z^{Proton} &= \frac{1}{2} = \sum_{J_z} \int_0^1 dx [J_z^u u_v^{J_z}(x) + J_z^d d_v^{J_z}(x)] = \\ &= \int_0^1 dx \left[\frac{1}{2} u_v^{Par}(x) - \frac{1}{2} u_v^{Ani}(x) + \frac{1}{2} d_v^{Par}(x) - \frac{1}{2} d_v^{Ani}(x) \right] = \\ &= \frac{1}{2} \int_0^1 dx [\Delta u_v(x) + \Delta d_v(x)] \end{aligned} \quad (123)$$

აქ გამოვიყენეთ ის ფაქტი, რომ გულუბრყვილო პარტონულ მოდელში კვარკები მოძრაობენ პროტონის პარალელურად და ორბიტალურ მომენტს არ აქვს მდგენელი OZ - ლერძზე.

ექსპერიმენტული მონაცემები არ იძლევიან საშუალებას გამოვთვალოთ $g_1^p(x)$ -ის მარჯვენა მხარე. საქმეს წაადგებოდა, თუ გვეცოდინებოდა ნეიტრონული მონაცემები

$$g_1^n(x) = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{9} \Delta u_v(x) + \frac{4}{9} \Delta d_v(x) \right] \quad (124)$$

მაგრამ ასეთი მონაცემები არ არსებობს.

ამიტომ მიმართავენ ბიორკენის ჯამთა წესს

$$\int_0^1 dx [g_1^p(x) - g_1^n(x)] = \frac{1}{6} \left| \frac{G_A}{G_V} \right| \left(1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right) \quad (125)$$

სადაც $G_{A,V}$ არიან β -დაშლის აქსიალური და ვექტორული კონსტანტები და კიდევ გათვალისწინებულია QCD შემფოთების თეორიული შესწორება - ფაქტორი $\left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi} \right)$.

EMC ექსპერიმენტული მონაცემების დასამუშაველად ამ ჯამთა წესთან ერთად იღებენ ხოლმე (122) და (125) თანაფარდობებს, საიდანაც გამოდის, რომ ბიორკენის ჯამთა წესი შემდეგ სახეზე მიიყვანება:

$$\int_0^1 dx [\Delta u_\nu(x) - \Delta d_\nu(x)] = \left| \frac{G_A}{G_V} \right| \left(1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right) \quad (126)$$

მაგრამ ეს შეიძლება აღარ იყოს სწორი, რადგან მარჯვენა მხარე დამოკიდებულია Q^2 -ზე, მაშინ როდესაც ალტარელი-პარიზის ბანტოლუბაჰის თანახმად, მარცხენა მხარეში არც ინტეგრალი და არც განაწილების ფუნქციები არ იცვლებიან Q^2 -ის მიხედვით.

მაგრამ რადგან ბიორკენის ჯამთა წესი მიესადაგება $Q^2 \rightarrow \infty$ ზღვარს, შემოვიფარგლებით მისი გულუბრყვილო ფორმით

$$\int_0^1 dx [\Delta u_\nu(x) - \Delta d_\nu(x)] = \left| \frac{G_A}{G_V} \right| \quad (127)$$

მაშინ, თუ შემოვიღებთ აღნიშვნას,

$$\Gamma_p = \int_0^1 g_1^p(x) dx \quad (128)$$

(127) ჯამთა წესიდან (123)-ის გათვალისწინებით მივიღებთ

$$(J_z^p)_\nu = \frac{3}{10} \left(12\Gamma_p - \left| \frac{G_A}{G_V} \right| \right) \quad (129)$$

ექსპერიმენტული მონაცემები ასეთია

$$\Gamma_p = 0.114 \pm 0.012 \pm 0.026$$

$$\left| \frac{G_A}{G_V} \right| = 1.254 \pm 0.006$$

რაც საძიებელი სიდიდისათვის იძლევა

$$(J_Z^P)_\nu = 0.034 \pm 0.043 \pm 0.094 \quad (130)$$

რომელიც კიდევ უფრო მცირეა, ვიდრე EMC ჯგუფის შედეგი – შესაძარია ნულთან!!!

რაშია საქმე? ცხადია, რომ მოყვანილი ანალიზი არ არის დამაკმაყოფილებელი ექსპერიმენტებში გამოყენებული მნიშვნელობებისათვის $1 < Q^2 < 70(\text{GeV}/c)^2$. აუცილებელია ჩავრთოთ QCD შესწორებები პარტონულ მოდელში, ანუ (122) და (124) თანაფარდობები უნდა შესწორდეს.

ბ) QCD მოდიფიცირებული პარტონული მოდელი

შესწორებების გამოთვლა ხდება ე.წ. ოპერატორულ ნამრავლებად გაშლის მეთოდით (OPE – Operator Product Expansion). მოკლედ ამ მეთოდის შესახებ:

გავიხსენოთ (101) ფორმულა – ჩვენთვის საინტერესო სტრუქტურული ფუნქციები დაკავშირებულია ლოკალური დენების კომუტატორთან. გვინტერესებს დენების კომუტატორის მატრიცული ელემენტი პროტონის მდგომარეობებით ასიმპტოტურ რეჟიმში. პროტონის უძრაობის სისტემაში გვექონდა

$$P_\mu = (M, 0, 0, 0), \quad q_\mu = (q_0, 0, 0, q_3) = \left(\frac{\nu}{M}, 0, 0, \sqrt{\frac{\nu^2}{M^2} + Q^2} \right)$$

სადაც, თუ გადავალთ ასიმპტოტურ რეჟიმში,

$$\nu, Q^2 \gg M^2, \quad \frac{Q^2}{2M\nu} \equiv x \text{ fixed}, \text{ ფაქტორი ექსპონენტაში იღებს}$$

სახეს

$$\exp i(q_0 x_0 - q_3 x_3) = \exp i \left(\frac{\nu}{M} x_0 - \sqrt{\frac{\nu^2}{M^2} + Q^2} x^3 \right) \approx \exp i \frac{\nu}{M} (x_0 - x_3) \quad (131)$$

ამიტომ ძირითადი ნვლილი კომუტატორის გამოთვლისას მოვაარიდან

$$|x_0 - x_3| \approx O\left(\frac{M}{v}\right)$$

ასევე, სტრუქტურული ფუნქციიდან ინტეგრალში ძირითადი ნელილი მოვა არიდან

$$x^2 = x_0^2 - x_1^2 - x_2^2 - x_3^2 \leq x_0^2 - x_3^2 \approx O\left(\frac{M}{v}\right) \quad (132)$$

მეორე მხრივ, კომუტატორი ნულის ტოლია სივრცის-მაგვარ არეში, $x^2 < 0$. ამრიგად მატრიცულ ელემენტში დომინირებს სინათლის-მაგვარი არე, $x^2 = 0$. ამიტომ სასურველია გამოვიკვლიოთ კომუტატორის ყოფაქცევა სინათლის-მაგვარ არეში.

ამისათვის გამოიყენება სწორედ OPE მეთოდი.

განვიხილოთ ორი ლოკალური ოპერატორის ნამრავლი. მისთვის ვილსონმა შემოიტანა გაშლები მცირე მანძილებზე შემდეგი სახით

$$A(x)B(y) \approx \sum_{x \rightarrow y}^N C_N(x-y) O_N\left(\frac{x+y}{2}\right) \quad (133)$$

აქ O_N აღნიშნავს ლოკალურ რეგულარიზებულ ოპერატორთა მიმდევრობას, იმ დროს, როცა რიცხვითი კოეფიციენტები $C_N(x-y)$ არიან სინგულარული ზღვარში $x \rightarrow y$. შემფოთების თეორიაში ლოგარითმული სიზუსტით ამ კოეფიციენტების ყოფაქცევა განისაზღვრება სათანაო ოპერატორების განზომილებებით:

$$\lim_{x \rightarrow 0} C_N(x) \approx x^{\gamma_N} \pmod{\ln|x|} \quad (134)$$

$$\gamma_N = d_{O_N} - d_A - d_B$$

ამ მეთოდის გამოყენებით ლებულობენ აგრეთვე გაშლებს სინათლის კონუსზე

$$J\left(\frac{x}{2}\right)J\left(-\frac{x}{2}\right) \approx \sum_{x^2 \rightarrow 0}^N C_{N,\alpha}(x^2) x_{\mu_1} x_{\mu_2} \dots x_{\mu_N} O_{N,\alpha}^{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_N}(0) \quad (135)$$

სადაც O ოპერატორები სიმეტრიულია ლორენც-ინდექსების მიმართ და აქვთ ნულოვანი მპური ინდექსთა ნებისმიერი წყვილისათვის. შემფოთების თეორიის ფარგლებში ლოგარითმების სიზუსტით მოველით, რომ გვექნება

$$C_{N,\alpha}(x^2) \underset{x^2 \rightarrow 0}{\approx} (x^2)^{\frac{1}{2}(d_0 - N - 2d_j)} \quad (136)$$

ეს ფორმულები, მართალია საკმაოდ კომპაქტურად გამოიყურება, მათი საშუალებით გამოთვლები მაინც საკმაოდ რთულია. კვანტურ ქრომოდინამიკაში საქმეს საგძნობლად ამარტივებს ასიმპტოტური თავისუფლება, რაც ხშირად თავისუფალი ველების ოპერატორებით მანიპულირების საშუალებას იძლევა.

ჩვენთვის საინტერესო ამოცანაში ამ გაშლებით მიღებულია თანაფარდობა (J.Kodaira, Nucl. Physics, B165,129 (1980):

$$\int_0^1 dx g_1(x) = \frac{1}{12} \left\{ E_3 \left(\frac{Q^2}{\mu^2}, g^2 \right) a_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} E_4 \left(\frac{Q^2}{\mu^2}, g^2 \right) a_4 + 2\sqrt{\frac{2}{3}} E_0 \left(\frac{Q^2}{\mu^2}, g^2 \right) a_0 \right\} \quad (137)$$

სადაც a_j არიან კვარკების SU(3) აქსიალური A_j^a დენების მატრიცული ელემენტები პროტონის მდგომარეობებს შორის

$$\langle P, S | A_j^a | P, S \rangle = 2M a_j S^a \quad (138)$$

ხოლო

$$A_j^a \equiv \bar{\Psi} \gamma^\mu \gamma^5 \left(\frac{\lambda_j}{2} \right) \Psi \quad (139)$$

E_j ფუნქციები g^2 რიგში მარტივი სახისაა:

$$E_j \left(\frac{Q^2}{\mu^2}, g^2 \right) = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}, \quad j = 1, 2, \dots, 8 \quad (140)$$

ხოლო

$$E_0 \left(\frac{Q^2}{\mu^2}, g^2 \right) = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \left(\frac{33 - 8f}{33 - 2f} \right) \quad (141)$$

აქ f არის კვარკების სახეების (flavours) რიცხვია. როცა $f = 3$

$$E_0 \left(\frac{Q^2}{\mu^2}, g^2 \right) = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{3\pi}. \quad (142)$$

თუ პარტონულ მოდელს გამოვიყენებთ, (38)-დან ვიპოვიით:

$$a_3 = \int_0^1 dx \{ \Delta u + \Delta \bar{u} - \Delta d - \Delta \bar{d} \} = \int_0^1 dx (\Delta u_v - \Delta d_v) \quad (143)$$

ამ ფორმულის მიღებისას ჩავთვალეთ, რომ კვარკ-ანტიკვარკების ზღვა არის იზოტოპურად ინვარიანტული. დანარჩენი სიდიდეებისათვის მიიღება

$$a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \int_0^1 dx \{ \Delta u + \Delta \bar{u} + \Delta d + \Delta \bar{d} - 2(\Delta s + \Delta \bar{s}) \} \quad (144)$$

$$a_0 = \sqrt{\frac{2}{3}} \int_0^1 dx \{ \Delta u + \Delta \bar{u} + \Delta d + \Delta \bar{d} + \Delta s + \Delta \bar{s} \} \quad (145)$$

შევნიშნოთ, რომ ეს უკანასკნელი უშუალოდ არის დაკავშირებული ყველა კვარკის მიერ მატარებელ სპინთან

$$a_0 = 2 \sqrt{\frac{2}{3}} S_z^{quarks} \quad (146)$$

თუ ახლა ყველა ამ თანაფარდობას გამოვიყენებთ (137) ფორმულაში, მივიღებთ:

$$\int_0^1 dx g_1'(x) = \frac{1}{2} \int_0^1 dx \left\{ \frac{4}{9} (\Delta u + \Delta \bar{u}) \left(1 - \frac{2\alpha_s(\mathcal{Q}^2)}{3\pi} \right) + \frac{1}{9} (\Delta d + \Delta \bar{d} + \Delta s + \Delta \bar{s}) \left(1 + \frac{\alpha_s(\mathcal{Q}^2)}{3\pi} \right) \right\} \quad (147)$$

ნეიტრონისათვის გვაქვს

$$\int_0^1 dx g_1'(x) = \frac{1}{2} \int_0^1 dx \left\{ \frac{4}{9} (\Delta d + \Delta \bar{d}) \left(1 - \frac{2\alpha_s(\mathcal{Q}^2)}{3\pi} \right) + \frac{1}{9} (\Delta u + \Delta \bar{u} + \Delta s + \Delta \bar{s}) \left(1 + \frac{\alpha_s(\mathcal{Q}^2)}{3\pi} \right) \right\} \quad (148)$$

A_8 და A_0 არიან იზოტოპური სინგლეტები, მაშინ როცა A_3 არის იზოსპინის ტრიპლეტის მესამე კომპონენტი. ამიტომ იზოტოპურ ინვარიანტობას თუ დავეყრდნობით, (137), (143-145) ფორმულები იძლევა:

$$\int_0^1 dx [g_1^p(x) - g_1^n(x)] = \frac{1}{6} \left(1 - \frac{\alpha_s(\mathcal{Q}^2)}{\pi} \right) a_3 \quad (149)$$

რადგან ნეიტრონის ბეტა-დაშლის კვარკული დენია $A_1'' + iA_2''$, შეგვიძლია გამოვიყენოთ კვლავ იზოტოპური ინვარიანტობა და ვაჩვენოთ, რომ

$$a_3 = \left| \frac{G_A}{G_V} \right| \quad (150)$$

ამრიგად (149) არის QCD შესწორებული ბიორკენის ჯამის წესი, (125).

გამოვიყენოთ ახლა (147) და (148) თანაფარდობები (125)-ის მარცხენა მხარეში, ვნახავთ, რომ

$$\int_0^1 dx [\Delta u_\nu(x) - \Delta d_\nu(x)] = \left| \frac{G_A}{G_V} \right| \quad (151)$$

როგორც გვექონდა ადრე, (127).

თუ ახლა დაეუშვებთ, რომ ზღვის წვლილი უგულებელსაყოფია, ვიპოვით:

$$(J_2^P)_\nu = \left[1 - \frac{7\alpha_s(Q^2)}{15\pi} \right]^{-1} \frac{3}{10} \left[12\Gamma_P - \left| \frac{G_A}{G_V} \right| \left(1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right) \right] \equiv J_0. \quad (152)$$

ნაცვლად (129)-ისა.

რიცხვითი მონაცემები იძლევა ($\alpha_s \approx 0.27$)

$$(J_2^P)_\nu = 0.069 \pm 0.045 \pm 0.098 \quad (153)$$

ეს უფრო ახლოსაა EMC ექსპერიმენტის შედეგთან, თუმცა კვლავ ძალიან მცირეა. მიუხედავად QCD შესწორებებისა, მაინც ფრთხილად უნდა გამოვიყენოთ ეს ფორმულები, რაკი მონაცემები მიღებულია ფიქსირებული Q^2 -ისათვის, ე. ი. როცა Q^2 მკვეთრად იცვლება x -ის მიხედვით. EMC-იმ შეისწავლა ეს საკითხი და, როგორც ეტყობა, ეფექტი არ უნდა იყოს მნიშვნელოვანი.

XIV. დასკვნები

დასკვნები ასეთია: მართალია EMC მონაცემები ბევრჯერ გადაისინჯა და გადაფასდა, დღემდე ითვლება, რომ სავალენტო კვარკები ატარებენ პროტონის სპინის უმნიშვნელო წილს. გამოდის, რომ სპინის 7/8 მოდის გლუონებზე და ზღვის წვლილზე. ამიტომ ითვლება, რომ:

- ა) კვარკების შინაგანი მოძრაობა, ანუ k_1 შეიძლება იყოს მნიშვნელოვანი;
- ბ) ბიორკენის ჯამთა წესი ირლევია. ამის დასადგენად უნდა კარგად გაიზომოს g_1 .
- გ) ექსპერიმენტული გაზომვები არასწორია. უნდა ჩატარდეს გაზომვები x -ის უფრო ფართო ინტრვალში Q^2 -ის ყველა მნიშვნელობის დროს, და მეტი ყურადღება უნდა მიექცეს მცირე x -ების არეს.

აგრეთვე მეტად მნიშვნელოვანია $g_2(x)$ -ის დამოუკიდებელი გაზომვა.

ამ ნიგზში შივხათ პროტონის სტრუქტურის შესწავლის ცენტრალურ საკითხს. ცალკე განსჯის თემაა კვანტური ქრომოდინამიკის აპარატის გამოყენება ნაგვანი რიგების შემდგომ მიხსლოებაში. წინამდებარე კურსი, ჩვენი აზრით, ხელს შეუწყობს იმ თეორიული მეთოდების დაუფლებას, რითიც ძირითადად არის დაკავებული მაღალი ენერგიების ფიზიკა უკანასკნელი 40 წლის განმავლობაში და განსაზღვრავენ ექსპერიმენტების დაგეგმვის სტრატეგიას.

ლიტერატურა შებენიანი კითხვისათვის:

1. M. Anselmino, A. Efremov, E. Leader. *"The Theory and Phenomenology of Polarized Deep Inelastic Scattering"*, Physics Reports, 261, 1-124 (1995).
2. W. Greiner, S. Schramm, E. Stein, *"Quantum Chromodynamics"*, (Springer, 2002);
3. B. Lampe, E. Reya. *"Spin Physics and Polarized Structure Functions"*, Physics Reports, 332, 1-163 (2000).
4. E. Leader, E. Predazzi, *"An Introduction to Gauge Theories and Modern Particle Physics"*, (Cambridge Univ. Press, 1994)