თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი
სახელმწიფო უნივერსიტეტი

გ. მირიანაშვილი

ატომური ფიზიკა

საქართველოს სსრ უმაღლესი და საშუალო
სპეციალური განათლების სამინისტროს მიერ
დამტკიცებულია სახელმძღვანელოდ
სტუდენტებისათვის

თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა
თბილისი 1983

წინამდებარე ნაშრომი წარმოადგენს ზოგადი ფიზიკის კურსის ნაწილს. მასში მოცემულია კვანტური ფიზიკის ელემენტები, რაც აუცილებელია ატომური პროცესების შესასწავლად.

წიგნი განკუთვნილია სახელმძღვანელოდ ფიზიკის ფაკულტეტის სტუდენტებისათვის. იგი დაეხმარება სხვა ფაკულტეტის სტუდენტებსაც, ასევე საშუალო სკოლის მასწავლებლებსა და ფიზიკის ძირითადი საკითხებით დაინტერესებულ მკითხველებს.

რედაქტორი დოც. ბ. კიკიანი

რეცენზენტები: პროფ. გ. ხუციშვილი
პროფ. თ. სანაძე

შ ე ს ა ვ ა ლ ი

ყველა სხეული, რომელიც ბუნებაში გვხვდება, ატომებისა და მოლეკულებისაგან შედგება. ფიზიკისა და ქიმიის მრავალსაუკუნოვანი განვითარების პერიოდში ჩატარებული მრავალი ცდითა და დაკვირვებით აღმოჩნდა, რომ თვით ატომები და მოლეკულები რთული აგებულებისანი არიან. ისინი შედგებიან უფრო მცირე ნაწილაკებისაგან — ბირთვებისა და ელექტრონებისაგან, ატომის ბირთვები კი — პროტონებისა და ნეიტრონებისაგან. მეცნიერების განვითარების თანამედროვე ეტაპზე ელექტრონები, ნეიტრონები და პროტონები ელემენტარულ ნაწილაკებად ითვლებიან. მათი აგებულება ჯერჯერობით გაურკვეველია.

თანამედროვე ფიზიკის განვითარებამ ცხადყო, რომ ელექტრონების, ნეიტრონებისა და პროტონების გარდა კიდევ არსებობს საკმაოდ დიდი რიცხვი ელემენტარული ნაწილაკებისა, რომლებიც ნივთიერების შედგენილობაში შედიან.

მე-19 საუკუნის ბოლომდე მაკროსკოპული სხეულების შესწავლა კლასიკური ფიზიკის კანონებს ეყრდნობოდა. კლასიკურ ფიზიკას ფენომენოლოგიური ხასიათი აქვს. ეს მეთოდი არ ითვალისწინებს ნივთიერების ატომურ აგებულებას, ამიტომ ღრმად ვერ წვდება საკითხის ფიზიკურ მხარეს და მრავალ ექსპერიმენტულ ფაქტს ვერ ხსნის. მიუხედავად ამისა, კლასიკურმა ფიზიკამ უდიდესი როლი შეასრულა ფიზიკის განვითარების საქმეში.

მე-20 საუკუნის დასაწყისში ფიზიკა მაკროსხეულების შესწავლიდან მიკროსხეულების შესწავლაზე გადავიდა: შეიქმნა კვანტური ფიზიკა, რომელმაც მიკროპროცესები ახსნა. კვლევის კვანტური მეთოდი უფრო უნივერსალური აღმოჩნდა, ვიდრე კლასიკური (ფენომენოლოგიური). მან გამოყენება პოვა არა მარტო მიკროსამყაროში, არამედ ის ფართოდ გავრცელდა მაკროპროცესების შესწავლის დროსაც. მართალია, ჯერჯერობით ზოგიერთი პროცესის ახსნა ამ მეთოდითაც ვერ მოხერხდა, მაგრამ მომავალში, იმედია, სიძნელეები დაძლეული იქნება და კვანტური თეორიის მეთოდები ფიზიკურ მოვლენათა კვლევის უნივერსალურ მეთოდებად გადაიქცევა.

ატომური ფიზიკის მიზანია ნივთიერების შემადგენელი ნაწილაკების — ატომებისა და მოლეკულების აგებულების შესწავლა, მათ შორის ურთიერთქმედების ძალების ხასიათის დადგენა.

ატომური ფიზიკა კლასიკური ფიზიკის განვითარების საფუძველზე წარმოიშვა. ამას ხელი შეუწყო ახალი ცნებების შემოღებამ, ახალმა წარმოდგენებმა სივრცის, დროისა და მიზეზობრიობის შესახებ, რომლებიც მკვეთრად განსხვავდებიან კლასიკური ფიზიკის შეხედულებებისაგან.

მე-19 საუკუნის მიწურულსა და მე-20 საუკუნის დასაწყისში კლასიკური ფიზიკა მრავალ წინააღმდეგობას წააწყდა. აღმოჩნდა მთელი რიგი ფაქტებისა, რომელთა ახსნა კლასიკური წარმოდგენებით ვერ მოხერხდა. ასე მაგალითად, ენერგიის განაწილება სითბური გამოსხივების სპექტრში, დაბალი ტემპერატურის პირობებში მყარი სხეულის სითბოტევადობის საკითხი, ფოტოეფექტი, კანონზომიერებანი ხაზოვან სპექტრებში და სხვა. ამ გარემოებამ გამოიწვია კლასიკური ფიზიკის ძირითადი დებულებების გადასინჯვა.

პირველი ნაბიჯი ამ მიმართულებით გადადგა პლანკმა 1900 წელს. მან შექმნა ელექტრომაგნიტური გამოსხივების კვანტური თეორია და შემოიღო ქმედების ელემენტი. ახლა მას პლანკის მუდმივას უწოდებენ. კვანტური თეორიის საფუძველზე მან ახსნა ზოგიერთი ზემოთ ხსენებული მოვლენა. მაგალითად, საბოლოოდ გადაწყვიტა სითბური გამოსხივების პრობლემა.

1913 წელს, კვანტურ თეორიაზე დაყრდნობით, ბორმა გამოთქვა ახალი მოსაზრებანი ატომის აგებულების შესახებ, რომელთა საშუალებით მან ახსნა კანონზომიერებანი წყალბადის ხაზოვან სპექტრში.

ბორი-რეზერფორდის თეორია კვანტური ფიზიკის განვითარების პირველ საფეხურს წარმოადგენს. ამ თეორიის საშუალებით მოხერხდა ზოგიერთი ექსპერიმენტული ფაქტის ახსნა, მაგრამ მრავალი ფაქტი აუხსნელი დარჩა.

1924-25 წლებში შეიქმნა კვანტური (ტალღური) მექანიკა, რომელიც ბორის თეორიის შემდგომ განვითარებას წარმოადგენს. ახლა კვანტური მექანიკა საკმაოდ დამუშავებული ლოგიკური სისტემაა, მკვეთრად განსხვავებული კლასიკური მექანიკისაგან, მაგრამ მჭიდროდ დაკავშირებული მასთან. კვანტური ფიზიკა საფუძვლად დაედო ატომურ ფიზიკას.

ატომური ფიზიკის მნიშვნელობა მხოლოდ ფიზიკური მოვლენების ახსნით არ ამოიწურება. მან დიდი გავლენა მოახდინა ბუნების ზოგადი კანონების ჩამოყალიბებაზე და ზოგიერთი ფილოსოფიური საკითხის შესახებ ჩვენი მსოფლმხედველობის შემუშავებაზე. ამის გარდა, ატომურმა ფიზიკამ ხელი შეუწყო ყველა საბუნებისმეტყველო მეცნიერების სწრაფ განვითარებას. მან მნიშვნელოვანი გავლენა მოახდინა ქიმიურ მეცნიერებათა განვითარებაზე. კვანტური თეორიის საფუძველზე

ახსნილია ელემენტების პერიოდული სისტემა და გასაგები გახდა ქიმიური ბმის ბუნება.

ატომურმა ფიზიკამ ასტრო ფიზიკის განვითარებაშიაც დიდი როლი შეასრულა. კვანტური თეორიის საფუძველზე გადაწყვეტილია ისეთი ძირითადი საკითხი, როგორიცაა ვარსკვლავების ატმოსფეროს შედგენილობა, გადაწყვეტილია ვარსკვლავთა ენერგიის ბუნება და ვარსკვლავთა ევოლუციის ზოგიერთი საკითხი.

ატომურმა ფიზიკამ მნიშვნელოვანი გავლენა მოახდინა გეოლოგიური და ბიოლოგიური დარგების მეთოდოლოგიური საკითხების გადაჭრის საქმეშიც. ატომური ფიზიკის კვლევის მეთოდები ეფექტურად გამოიყენებიან გეოლოგიურ და ბიოლოგიურ მეცნიერებათა ძირითადი პრობლემების გადაწყვეტაში.

ატომური ფიზიკის განვითარებასთან მჭიდროდ არის დაკავშირებული მეცნიერებისა და ტექნიკის ახალი დარგების შექმნა და განვითარება. ჩამოყალიბდნენ და სწრაფად განვითარდნენ ისეთი ახალი დარგები, როგორიცაა რადიოქიმია, რადიოასტრონომია, რადიობიოლოგია, ელექტროტექნიკა, ტელემექანიკა და სხვ.

1. ატომისტურ შეხედულებათა მოკლე ისტორია

აზრი იმის შესახებ, რომ ნივთიერება შედგება უმცირესი, უხილავი ნაწილაკებისაგან — ატომებისაგან, გამოთქმული იყო ჯერ კიდევ ანტიკურ ხანაში, ბერძენი ფილოსოფოსების მიერ.

ატომისტურ მოძღვრებათა განვითარების ისტორიის ცოდნა საშუალებას იძლევა უფრო ღრმად გავიაზროთ თანამედროვე ატომისტური წარმოდგენები.

მე-6 საუკუნეში, ჩვენს წელთაღრიცხვამდე, თალეს მილეთელმა (624—547 წწ.) პირველმა გამოთქვა აზრი, რომ ყველა საგანს პირველად წყაროს წყალი წარმოადგენს. ახლა ეს მოსაზრება პრიმიტიული გვეჩვენება, მაგრამ თუ დავუკვირდებით, მასში ღრმა ფილოსოფიური აზრია. ის ფილოსოფიის სამ დებულებას შეიცავს: ჯერ ერთი, დასმულია საკითხი ყველა საგნის პირველადი წყაროს არსებობის შესახებ, მეორე — დებულება მიგვანიშნებს, რომ პასუხი მხოლოდ მეცნიერული კვლევის საფუძველზე უნდა გაეცეს, მითური და ზებუნებრივი ძალების უგულებელყოფის საფუძველზე. მესამე — რომ ბუნების არსის გაგება ერთიანი პრინციპის საფუძველზე უნდა მოხდეს. თალესის ეს მოძღვრება მისმა მოწაფეებმა განავითარეს.

ანაქსიმანდრემ (610 — 546 წწ. ჩვენს წელთაღრიცხვამდე) ნივთიერების არსად პოლარობა, დუალიზმი გამოაცხადა, არსებობასა და ქმნადობას შორის წინააღმდეგობა აღიარა. ანაქსიმანდრეს თანახ-

მად რომ მხოლოდ პირველადი მატერია არსებულიყო, მაშინ მთელი სამყარო ერთგვაროვანი უსასრულო სუბსტანციით იქნებოდა გავსებული და ბუნების მრავალსახეობა და ცვალებადობა გაუგებარი იქნებოდა. როგორც ვხედავთ, ანაქსიმანდრე სამყაროს პირველად წყაროდ, არსებობის გარდა, ქმნადობას აცხადებს და მის განვითარებას და ცვალებადობას პოლარობას უკავშირებს.

ანაქსაგორეს (500 — 428 წწ. ჩვ. წელთაღრიცხვამდე) აზრით, არსებობს უსასრულოდ ბევრი ძირითადი ნივთიერებანი, რომელთა შეერთებანი ბუნების ნაირფერთა მრავალსახეობას აპირობებენ. მისი სწავლების თანახმად, ეს ძირითადი ნივთიერებანი დაუშლელი და მარად არსებული მატერიალური სუბსტანციებია.

ემპედოკლემ (483—423 წწ. ჩვ. წ. აღ-მდე) ძირითად ნივთიერებათა რიცხვი ოთხამდე დაიყვანა. მისი აზრით, სამყარო ოთხი ძირითადი ნივთიერებისაგან შედგება: მიწა, წყალი, ჰაერი და ცეცხლი. დასაბამიდან სამყარო ამ ოთხ ნივთიერებათა ნარევისაგან შედგებოდა და ეს მდგომარეობა განპირობებული იყო ამ მეცნიერებათა შორის სიყვარულით, რის გამოც საწყის მდგომარეობაში ადგილი ჰქონდა სრულ ნეტარებას. ამ ელემენტთა შორის სიძულვილმა მათი განშორება გამოიწვია, რამაც ბუნებაში მრავალსახეობა და განვითარება შექმნა.

მატერიალიზმისაკენ გაბედული ნაბიჯი გადადგა ლევკიპმა და, განსაკუთრებით, მისმა მოწაფემ დემოკრიტემ (460—370 წწ. ჩვ. წ. აღ-მდე). მან შემოიღო ავსებულობისა და სიცარიელის ცნება. დემოკრიტეს თანახმად, ავსებულობა წარმოადგენს უმცირეს და განუყოფად მატერიალურ ნაწილაკებს — ატომებს, ხოლო სიცარიელე კი, — ცარიელ სივრცეს ატომებს შორის. დემოკრიტეს აზრით, ნამდვილი არსი ატომია. ის განუწყვეტელ მოძრაობაშია, მარადიულია და დაუშლელი. არსებობს მრავალი სახის ატომი. მათ აქვთ გარკვეული ფორმა და სივრცეში გარკვეული ადგილი უკავიათ. ატომებს არა აქვთ არც ფერი, არც სუნი, არც გემო და განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან მოძრაობის ხასიათით. ისინი უერთდებიან ერთმანეთს და სხეულთა და მოვლენათა მრავალფეროვნებას აჩენენ. დემოკრიტემდე, სიცარიელე ნივთიერების გარეშე ვერ წარმოედგინათ. დემოკრიტეს მოძღვრებაში ცარიელმა სივრცემ ატომების ურთიერთმოქმედებარეობას და მოძრაობას გეომეტრიული და კინემატიკური ხასიათი მისცა.

დემოკრიტეს შემდეგ, ბერძენმა ფილოსოფოსებმა მხოლოდ ნაწილობრივ მიიღეს და განავითარეს ატომისტური მოძღვრება და ახალი და მნიშვნელოვანი არაფერი შეუქმნიათ. კაცობრიობის ისტორიაში 2000 წელმა განვლო ისე, რომ დემოკრიტეს მოძღვრება ატომების შესახებ არავის განუვითარებია. ამ ხნის განმავლობაში მოწინავე კაცობრიობის აზროვნება შებოჭილი იყო არისტოტელეს (384—322 წწ.

ჩვ. წ. აღ-მდე) დოგმატური ფილოსოფიით. საშუალო საუკუნეებმა ისე განელო, რომ მოწინავე კაცობრიობას ვერ წარმოედგინა, თუ რა ხდებოდა სინამდვილეში მატერიალურ სამყაროში. მხოლოდ მე-17 საუკუნიდან დაიწყო საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა განვითარება. გალილეის და კეპლერის შრომებზე დაყრდნობით, გასენდიმ (1592 — 1655 წწ.) პირველმა აიმაღლა ხმა არისტოტელეს შეხედულებათა წინააღმდეგ. მან მოიგონა დემოკრიტეს მოძღვრება, გადაამუშავა ის, მისცა მას მატერიალური ფორმა და გამოაქვეყნა თავისი ატომისტური შეხედულება. გასენდის თანახმად, სამყარო შედგება მატერიალური ნაწილაკებისაგან — ატომებისაგან, რომელთა მოძრაობა და ურთიერთშეერთება აპირობებს სხეულთა თვისებებს და მოვლენათა ხასიათს. მან პირველმა გამოთქვა აზრი, რომ ატომისტური თეორიის საფუძველზე შესაძლებელია ფიზიკური მოვლენების ახსნა. კერძოდ, ნივთიერების აგრეგატული მდგომარეობის გაგება.

იმდროინდელმა მკვლევრებმა ისარგებლეს გასენდის იდეებით და ატომისტურმა წარმოდგენებმა ფართო გამოყენება პოვა ბუნებისმეტყველების სხვადასხვა დარგში, განსაკუთრებით ქიმიაში.

ბერძენი ფილოსოფოსებისათვის ატომი განყენებულ ცნებას წარმოადგენდა. მათთვის იგი ბუნების შემეცნების ზღვრული, აბსტრაქტული გამოსახულება იყო. გასენდიმ ამ ცნებას მატერიალური, რეალური ხასიათი მისცა. აქედან იწყება ატომისტური თეორიის არა ნატურფილოსოფიური, არამედ მეცნიერულ კვლევა-ძიებაზე დაყრდნობილი მოძღვრების განვითარება.

ბოილმა (1627 — 1691 წწ.) დაიწყო გაზების თვისებების შესწავლა ატომურ წარმოდგენათა საფუძველზე. მან კონკრეტული კითხვა დასვა: რომელი მარტივი ნივთიერებებისაგან შედგება ის უსასრულოდ ბევრი, რთული ნივთიერებანი, რომლებიც ბუნებაში გვხვდება? ბოილის აზრით, ქიმიური პროცესების დროს ხდება ერთი ნივთიერების მეორეში გარდაქმნა. ამიტომ უნდა არსებობდეს ისეთი მარტივი ნივთიერებანი, რომელთა გარდაქმნა ქიმიური პროცესებით უკვე აღარ შეიძლება.

თავისთავად ცხადი იყო, რომ სწორედ ამ ძირითადი ნივთიერებებისაგან უნდა შედგებოდეს მთელი სამყარო. ამ მარტივ ელემენტებს ახლა ქიმიურ ელემენტებს უწოდებენ. მათი რაოდენობა ასზე მეტია.

სხვადასხვა ფიზიკურ-ქიმიური პროცესების ასახსნელად თეორიის გამოყენება მხოლოდ მე-19 საუკუნიდან დაიწყო. ავოგადრომ (1811 წ.) საფუძველი ჩაუყარა თანამედროვე ქიმიას. შემოღებული იყო ატომური წონის ცნება (ბერცელიუსი). 1815 წელს პროუტმა ეჭვქვეშ დააყენა ატომის დაუშლელობა. მან გამოთქვა აზრი, რომ ყველა ელემენტის ატომი, უმცირესი ატომური წონის ელემენტის — წყალბადის

ატომებისაგან უნდა შედგებოდეს. მართალია, პროუტის მოსაზრება არ გამართლდა, მაგრამ მისი აზრი ჭეშმარიტების ელემენტს შეიცავდა.

სრულიად ახალი მიმართულება მიიღო ატომურმა თეორიამ ფარადეის (1791 — 1867 წწ.) აღმოჩენათა საფუძველზე. ფარადეიმ ატომიზმი ელექტრობას დაუკავშირა. მისი პირველი მნიშვნელოვანი აღმოჩენა ელექტროლიზის კანონი იყო. მან აღმოაჩინა, რომ ელექტროლიზის დროს გადატანილი ნივთიერების გარკვეულ რაოდენობას ელექტრული მუხტის გარკვეული რაოდენობა ეთანადება. აქედან გამომდინარეობდა, რომ ელექტრულ მუხტსაც ატომური აგებულება უნდა ახასიათებდეს და ქიმიური შენაერთის ყოველ ატომს ან მოლეკულას ელექტრული მუხტის ატომის გარკვეული რაოდენობა უნდა ეთანადებოდეს. ამ კავშირის ხასიათი იმ დროს გაურკვეველი იყო. ამ საკითხს პირველად ვებერმა მიაქცია ყურადღება.

ატომისტური თეორიის განვითარების შემდგომი ეტაპი გაზების კინეტიკურ თეორიას მიეკუთვნება. ამ მიმართულებით მნიშვნელოვანი ღვაწლი მიუძღვის მაქსველს, ბოლცმანს და კლაუზიუსს. მათ გაზების კინეტიკური თეორია ზუსტი მათემატიკური ანალიზის საფუძველზე შეიმუშავეს.

1865 წელს ლოშმიდტი შეეცადა დაახლოებით დაედგინა ატომის ზომა. მის მიერ მიღებული მნიშვნელობა მხოლოდ მიახლოებითია. ატომის ზუსტი ზომა დადგენილი იყო 40 წლის შემდეგ (10^{-8} სმ).

შემდგომ კვლევათა საფუძველზე აღმოჩნდა მნიშვნელოვანი ფაქტი ატომისაგან დამოუკიდებლად თავისუფალი, უარყოფითად დამუხტული ნაწილაკის არსებობისა. ეს აღმოჩენა ჰიტორფს ეკუთვნის. კათოდური სხივების გადახრით მაგნიტურ ველში, მან შეაფასა ამ ნაწილაკების ხვედრითი მუხტი. განსაკუთრებით ყურადღება მიექცა იმ ფაქტს, რომ თავისუფალ მდგომარეობაში მხოლოდ უარყოფითი ელექტრული მუხტის მატარებელი ნაწილაკი — ელექტრონი გვხვდება. დადებითი მუხტი კი, მხოლოდ იონის სახით არსებობს. აღმოჩნდა, რომ ყველა ელექტრონს აქვს ერთნაირი, ბუნებაში არსებული უმცირესი მუხტი და ერთნაირი მასა.

ამრიგად, დამტკიცდა ატომის რთული აგებულება.

თუ როგორ არიან ატომში ელექტრონები განაწილებული, რა კანონებს ექვემდებარება მათი მოძრაობა, როგორ ხდება ატომიდან ელექტრომაგნიტური ენერგიის შთანთქმა და გამოსხივება და სხვა საკითხები მხოლოდ მე-20 საუკუნეში აიხსნა. ამ საკითხების გადაწყვეტა კლასიკური ფიზიკის საფუძველზე ვერ მოხერხდა. საჭირო გახდა ფიზიკის ძირითადი დებულებების გადასინჯვა. შეიქმნა ახალი, თანამედროვე კვანტური ფიზიკა და ფარდობითობის თეორია. მხოლოდ ამ

შეხედულებათა საფუძველზე გახდა შესაძლებელი ატომური ფიზიკის სწრაფი განვითარება და მნიშვნელოვანი შედეგების მიღწევა, როგორც თეორიულ, ისე გამოყენებით დარგში.

2. კლასიკური ფიზიკა და სპეციალური ფარდობითობის თეორია. რელატივისტური თანაფარდობები

1. ზემოთ აღნიშნული გვქონდა, რომ ატომურ, განსაკუთრებით ბირთვულ და მაღალი ენერგიების ფიზიკაში შეისწავლება არა მაკროსხეულების თვისებები, არამედ მიკრონაწილაკების, რომლებიდანაც საბოლოოდ ბუნებაში არსებული ყველა სხეული შედგება. მიკრონაწილაკებს ეკუთვნიან მოლეკულები, ატომები, იონები და ელემენტარული ნაწილაკები. მიკრონაწილაკები განუწყვეტელ მოძრაობაში იმყოფებიან და ხშირად მათი სიჩქარეები მაკროსხეულთა სიჩქარეებს დიდად აღემატებიან. ზოგჯერ ზოგიერთი ნაწილაკის სიჩქარე სინათლის სიჩქარეს უახლოვდება. ამ შემთხვევაში ნაწილაკის მოძრაობის აღწერა კლასიკური მექანიკის კანონების გამოყენებით შეუძლებელი ხდება. ასეთი სიჩქარეებით მოძრავი სხეულებისათვის საჭიროა ფარდობითობის თეორიიდან გამომდინარე რელატივისტური თანაფარდობების გამოყენება.

ფარდობითობის თეორიის განხილვას აქ არ შევუდგებით, რადგან ვთვლით, რომ მკითხველი იცნობს მის ძირითად დებულებებს; მხოლოდ გავიხსენებთ სპეციალური ფარდობითობის თეორიის ძირითად საკითხებს და დავადგენთ ზოგიერთ რელატივისტურ თანაფარდობას, რომელთა ცოდნა აუცილებელია ატომური პროცესების შესწავლის დროს.

ფარდობითობის თეორიამ სახე შეუცვალა კლასიკურ მექანიკაში დადგენილ დამოკიდებულებებს—თანაფარდობებს მასას, სიჩქარეს, ენერგიასა და იმპულსს შორის, ამ ახალ თანაფარდობებს რელატივისტურს უწოდებენ. იმ შემთხვევაში, როდესაც ნაწილაკის სიჩქარე სინათლის სიჩქარეზე გაცილებით ნაკლებია ($v \ll c$), ისინი კლასიკურში გადადიან.

ვნახოთ რა ცვლილებები შეიტანა ფარდობითობის თეორიამ კლასიკური მექანიკის კანონებში. ამისათვის საჭიროა ფარდობითობის თეორიის ძირითადი დებულებები გავიხსენოთ.

2. ნიუტონს, რომელიც კლასიკური მექანიკის ფუძემდებლად ითვლებოდა, ეჭვიც არ ეპარებოდა იმაში, რომ რეალური სივრცე, რომელშიაც ბუნების ყველა მოვლენა მიმდინარეობს, აბსოლუტურია, ე. ი. იგი უძრავია და დროში უცვლელი. ამის გარდა, ნიუტონი თვლიდა, რომ რეალური სივრცე სამგანზომილებიანია და მასში ძალაშია ევკლიდეს გეომეტრია. ეს იმას ნიშნავს, რომ არსებობს პარალელური წირები, რომლებიც უსასრულობაში იკვეთებიან, რომ სამკუთხედის კუთ-

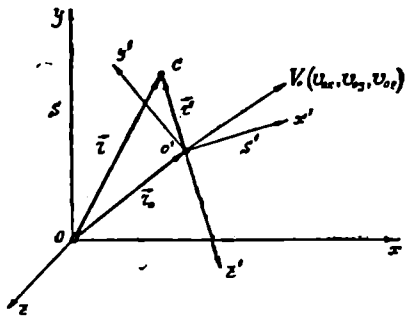
ხეთა ჯამი π-ის ტოლია, რომ წრის სიგრძე არის $2\pi r$ და სხვა. ნიუტონი თვლიდა, რომ დროც აბსოლუტურია და სივრცისაგან დამოუკიდებელი, რომ ის ყოველთვის ერთნაირად მიმდინარეობს წარსულიდან მომავლისაკენ და მას ერთი განზომილება აქვს. ის აგრეთვე თვლიდა, რომ სხეულების მოძრაობა ერთმანეთის მიმართ ფარდობითია, მაგრამ უნდა არსებობდეს მოძრაობა აბსოლუტური სივრცის მიმართ. სისტემას, რომელიც აბსოლუტურ სივრცესთან არის დაკავშირებული, აბსოლუტური ათვლის სისტემა უწოდა. ყველა სისტემას, რომელიც აბსოლუტური სისტემის მიმართ უძრავია ან მოძრაობს თანაბრად და წრფივად, მან ინერციული სისტემა უწოდა. ყოველი ინერციული სისტემის მიმართ ძალაში უნდა იყოს მექანიკის ძირითადი კანონი: ნაწილაკის იმპულსის ცვლილება დროში მოქმედი ძალის ტოლია

$$\frac{d(m\mathbf{v})}{dt}=\mathbf{F}. \qquad (1)$$

m ნაწილაკის მასაა, $\mathbf{v}$ — მისი სიჩქარე, $\mathbf{F}$ — მოქმედი ძალა.

იგულისხმება, რომ ნაწილაკის მასა დროის მიხედვით არ იცვლება, ის დამოკიდებული არ არის სიჩქარეზე: $m=\text{const}$.

როდესაც ნაწილაკზე ძალა არ მოქმედებს ($\mathbf{F}=0$), (1) ფორმულიდან გამოდის, რომ ნაწილაკი მუდმივი სიჩქარით მოძრაობს $\mathbf{v}=\text{const}$. ეს ცნობილი ინერციის კანონია.



ნახ. 1. უძრავი და მოძრავი ინერციული სისტემები (გალილეის გარდაქმნები).

ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეში გადასვლისას ადგილი უნდა ჰქონდეს თანაფარდობას:

$$\mathbf{r}'=\mathbf{r}-\mathbf{v}_0 t. \qquad (2)$$

$\mathbf{r}'$ რადიუსვექტორია, რომელიც განსაზღვრავს ნაწილაკის მდებარეობას მოძრავ, $S'(x', y', z')$ სისტემაში. $\mathbf{r}$ რადიუსვექტორი საზღვრავს იმავე ნაწილაკის მდებარეობას უძრავ, $S(x, y, z)$ სისტემაში. V_0 სიჩქარეა S' სისტემისა, S სისტემის მიმართ (ნახ. 1). (2) ვექტორული გამოსახულება შეიძლება კოორდინატებში გადაიწეროს:

$$x'=x-v_{0x}t;\ y'=y-v_{0y}t;\ z'=z-v_{0z}t. \qquad (3)$$

აქ (x', y', z') და (x, y, z) $\mathbf{r}'$ და $\mathbf{r}$ ვექტორების კოორდინატებია (S') და (S) სისტემებში, $\mathbf{r}_0(x_0, y_0, z_0)$ რადიუსვექტორია, რო-

მელიც საზღვრავს S' სისტემის მდებარეობას S-ის მიმართ. დრო ერთნაირია ორივე სისტემაში ($t' = t$).

(2) და (3) ფორმულებს გალილეის გარდაქმნის ფორმულები ეწოდება. ამ ფორმულებიდან ვღებულობთ სიჩქარეთა შეკრების კანონს: $\mathbf{u}' = \mathbf{u} - \mathbf{v}$, სადაც $\mathbf{u}'$ და $\mathbf{u}$ ნაწილაკის სიჩქარეებია S' და S სისტემებში, $\mathbf{v}$ — ფარდობითი სიჩქარე S' და S სისტემათა შორის.

გალილეის გარდაქმნის ფორმულებიდან რამდენიმე ძნიშვნელოვანი შედეგი გამოდის. ადვილად შეიძლება მკითხველმა თვითონ დაასაბუთოს, რომ ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეში გადასვლისას ორ ნაწილაკთა შორის მანძილი, ნაწილაკთა შორის ფარდობითი სიჩქარე, აჩქარება და დროის შუალედი არ იცვლიან რიცხვით მნიშვნელობებს, ანუ, როგორც ამბობენ, ინვარიანტულნი არიან გალილეის გარდაქმნების მიმართ. ამასთან, რადგან ასეთი გარდაქმნის დროს ნაწილაკის მასაც უცვლელი რჩება, მეჭანიკის ძირითადი განტოლება (1) სახეს არ იცვლის. აქედან გამოდის კლასიკური მეჭანიკის ერთ-ერთი უმნიშვნელოვანესი პრინციპი, რომელსაც გალილეის ფარდობითობის პრინციპს უწოდებენ: არც ერთი მეჭანიკური ექსპერიმენტი, რომელიც ინერციულ სისტემაში ტარდება, არ იძლევა საშუალებას დავადგინოთ, ეს ათვლის სისტემა უძრავია, თუ აბსოლუტური სივრცის მიმართ თანაბრად და სწორხაზოვნად მოძრაობს.

ასეთია კლასიკური მეჭანიკის ძირითადი დებულებები.

3. რა გვიჩვენა ელექტრომაგნიტური და ოპტიკური მოვლენების შესწავლამ?

როგორც ზოგადი ფიზიკის კურსიდან არის ცნობილი, მე-19 საუკუნეში, ელექტრომაგნიტურ და ოპტიკურ მოვლენათა შესწავლის შედეგად, ტალღური ოპტიკისა და ელექტრომაგნიტურ მოვლენათა შეწყვმა მოხდა. მაქსველმა და შემდეგ ლორენცმა სინათლის ელექტრომაგნიტური თეორია შექმნეს. ამ თეორიის თანახმად, სინათლე ელექტრომაგნიტურ ტალღებს წარმოადგენს, რომელიც ერთგვარ გარემოში — ეგრეთ წოდებულ ეთერში ვრცელდება. ამ თეორიის თანახმად, ეთერი უწყვეტად ავსებს მთელ სივრცეს და შედის ყველა სხეულში. ლორენცმა გამოთქვა აზრი, რომ ეთერი აბსოლუტურად უძრავი უნდა იყოს და არ უნდა მონაწილეობდეს სხეულების მოძრაობაში, ე. ი. სხეულები მოძრაობისას მას არ უნდა იტაცებდნენ. ამით ლორენცმა ნიუტონის კონცეფციას, აბსოლუტური სივრცის არსებობის შესახებ, მატერიალური საფუძველი მისცა. ამ თეორიიდან გამოდის, რომ აბსოლუტური მოძრაობა, ფაქტიურად, უძრავი ეთერის მიმართ მოძრაობაა. ამავე დროს, ცნობილი იყო, რომ აბსოლუტური მოძრაობის შეუმჩნეველობა, მექანიკური ექსპერიმენტების ჩატარების დროს იმით არის გა-

მოწვეული, რომ სხეულის მოძრაობა ეთერის მიმართ ამ სისტემაში მომხდარ პროცესებზე გავლენას არ უნდა ახდენდეს.

ვნახოთ რა მდგომარეობას ექნება ადგილი იმ შემთხვევაში, თუ სისტემაში ოპტიკური ექსპერიმენტი ტარდება.

ეთერის წარუტაცებლობის თეორიიდან გამომდინარეობს, რომ მოძრავ დედამიწაზე (დედამიწა მოძრაობს მზის ირგვლივ) ჩატარებულ ოპტიკურ მოვლენებზე დაკვირვებები, სისტემის (დედამიწის) აბსოლუტური მოძრაობის შემჩნევის შესაძლებლობას უნდა იძლეოდეს. მართლაც, დავუშვათ, რომ v სიჩქარით მოძრავ დედამიწაზე ვრცელდება სინათლის სხივი. ვინაიდან სინათლის წყარო დედამიწაზე იმყოფება, მისი სიჩქარე დედამიწის სიჩქარის ტოლი უნდა იყოს. თუ სინათლის სხივი დედამიწის მოძრაობის გასწვრივ ვრცელდება, მისი სიჩქარე (ეთერის მიმართ) იქნება $c+v$, თუკი ის დედამიწის მოძრაობის საწინააღმდეგოდ ვრცელდება, მისი სიჩქარე $v-c$ იქნება, სადაც c სინათლის სიჩქარეა, უძრავი წყაროს შემთხვევაში. მაშასადამე, სინათლის სიჩქარე დამოკიდებული უნდა იყოს დედამიწის მოძრაობის მიმართულებაზე, სინათლის სხივის გავრცელების მიმართ.

ეს მოსაზრება 1881 წელს შეთხოვნებული იყო მაღალი სიზუსტით დაყენებული ექსპერიმენტით, მაიკელსონის მიერ. 50 წლის შემდეგ, კენედიმ და ტორნდაიკმა იგივე ცდა გაუმჯობესებული მეთოდებით გაიმეორეს. ცდებმა უარყოფითი შედეგი უჩვენა. აღმოჩნდა, რომ სინათლის სიჩქარე c დედამიწის (ე. ი. წყაროს) მოძრაობის მიმართულებაზე დამოკიდებული არ არის. ის ყოველთვის ერთი და იგივე მნიშვნელობისაა და დაახლოებით $3 \cdot 10^{10}$ სმ/წმ-ის ტოლია.

მაიკელსონის ცდის შედეგების ასახსნელად წამოყენებული იყო სხვადასხვა მოსაზრება, რომელთაგან არც ერთი არ გამოდგა. მხოლოდ 1905 წელს, ა. აინშტაინმა შეძლო მაიკელსონის ცდის უარყოფითი შედეგის ახსნა. ამისათვის მას მოუხდა კლასიკური ფიზიკის ძირითადი დებულებების გადასინჯვა. აინშტაინმა უარყო სივრცისა და დროის აბსოლუტურობა და მის საფუძველზე შექმნა სპეციალური ფარდობითობის თეორია.

4. აინშტაინმა შემდეგი ორი დებულება წამოაყენა: რადგანაც ცდა გვიჩვენებს, რომ სინათლის სიჩქარე სიცარიელეში ათვლის სისტემის მოძრაობაზე არ არის დამოკიდებული, ეს იმის მაჩვენებელია, რომ სინათლის სიჩქარე სიცარიელეში ბუნების ერთ-ერთი უნივერსალური მუდმივი სიდიდეა; ამიტომ ეთერის არსებობა, როგორც მატერიალური გარემოსი, აზრს კარგავს. აქედან გამომდინარე, აინშტაინმა დაასაბუთა, რომ ყველა ინერციულ სისტემაში ერთნაირად მიმდინარეობს არა მარტო მექანიკური, არამედ ყველა ელექტრომაგნიტური და ოპტიკური პროცესებიც.

ამ პრინციპს შეიძლება შემდეგი ფორმულირება მივცეთ: არავითარი ფიზიკური ექსპერიმენტი (მექანიკური, ელექტრომაგნიტური, სითბური და სხვა), ჩატარებული ინერციულ სისტემაში, არ იძლევა საშუალებას დავადგინოთ ეს სისტემა უძრავია თუ თანაბრად — წრფივად მოძრაობს.

ამრიგად, აბსოლუტური მოძრაობა არ არსებობს, ე. ი. არ არსებობს ნიუტონის აბსოლუტური სივრცე და მისი მატერიალური სუბსტანცია — ეთერი.

მეორე დებულება შემდეგში მდგომარეობს: რადგანაც ყველა ინერციულ სისტემაში სინათლის სიჩქარე ერთნაირია, ის განსაკუთრებული სიდიდეა ბუნებაში და განსხვავდება სხვა სხეულთა სიჩქარეებისაგან. სინათლის სიჩქარის ასეთი სპეციფიკური თვისება ცელის ჩვენს წარმოდგენებს სივრცესა და დროზე. სივრცე და დრო კარგავენ აბსოლუტურ თვისებებს და ფარდობით ხასიათს ღებულობენ.

ამ საკითხის შემდგომ ანალიზს ჩვენ არ შევუდგებით, მხოლოდ აღვნიშნავთ, რომ საკითხის შესწავლა გვიჩვენებს სხვადასხვა ინერციულ სისტემაში სხვადასხვა ერთდროულობის ცნების შემოტანის აუცილებლობას და ამიტომ ნიუტონის კონცეფცია როგორც დროის, ისევე სივრცის აბსოლუტურობის შესახებ, მცდარია. ამ დებულების საფუძველზე, მცდარია გალილეის გარდაქმნის ფორმულებიც, რომელთა საშუალებით ერთი ინერციული სისტემიდან მეორეში გადავდივართ, რადგანაც ეს ფორმულები ემყარება სივრცისა და დროის აბსოლუტურობას და ამის საფუძველზე სიჩქარეთა შეკრების კანონს ვღებულობთ. ეს უკანასკნელი, სინათლის სიჩქარის აბსოლუტურობას ეწინააღმდეგება. ამიტომ საჭიროა გალილეის გარდაქმნის ფორმულების შეცვლა სხვა თანაფარდობებით, რომლებიც აინშტაინის ორივე დებულებას უნდა აკმაყოფილებდეს.

ახალი გარდაქმნის ფორმულები დადგენილი იყო ლორენცის მიერ და ისინი ლორენცის გარდაქმნის ფორმულების სახელწოდებით არიან ცნობილი.

რადგან მკითხველი ლორენცის თანაფარდობებს უნდა იცნობდეს, მოვიტანოთ ისინი მზა სახით. დავწეროთ ლორენცის გარდაქმნის ფორმულები დეკარტეს კოორდინატებში. კერძო შემთხვევაში, როდესაც S' სისტემა უძრავ S სისტემის მიმართ v სიჩქარით მოძრაობს x ღერძის გასწვრივ, ხოლო y და z ღერძები ორივე სისტემაში პარალელურნი არიან:

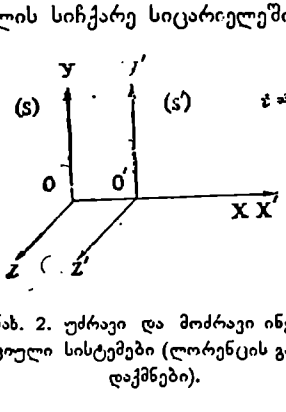
$$x' = \frac{x + vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}\ ;\ y' = y;\ z' = z;$$

$$t' = \frac{t + \frac{vx}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (4)$$

$\beta = \frac{v}{c}$, თუ $\beta^2 \ll 1$, ე. ი. $v \ll c$ და $\frac{vx}{c^2} \ll t$, მაშინ $\beta = 0$ და ლორენცის ფორმულები გალილეის გარდაქმნათა ფორმულებში გადადიან.

სხეულის სიჩქარე არ შეიძლება სინათლის სიჩქარეს აღემატებოდეს, რადგან ამ შემთხვევაში, როდესაც $v > c$, ფესვქვეშა გამოსახულება უარყოფითი ხდება და ფორმულები აზრს კარგავენ.

ზემოთქმულიდან შეიძლება ასეთი დასკვნა გამოვიტანოთ: სინათლის სიჩქარე სიცარიელეში c, გამოწვეული ნებისმიერი სახის ურთიერთქმედებით, ბუნებაში უდიდეს სიჩქარეს წარმოადგენს.



ნახ. 2. უძრავი და მოძრავი ინერციული სისტემები (ლორენცის გარდაქმნები).

ფიზიკურ თეორიას, რომელიც ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებს ექვემდებარება, რელატივისტური თეორია ეწოდება.

ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებიდან მრავალი მნიშვნელოვანი და საინტერესო შედეგი გამომდინარეობს:

5. პირველი შედეგი, რომელიც ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებიდან გამოდის, მდგომარეობს იმაში, რომ კლასიკური მექანიკის სიჩქარეთა შეკრების კანონი სახეს იცვლის. ეს თავის მხრივ იწვევს კლასიკური მექანიკის ერთ-ერთი უმნიშვნელოვანესი სიდიდის — მასის ცვლილებას. დიდი სიჩქარით მოძრაობისას მასა სიჩქარეზე დამოკიდებული ხდება. ფარდობითობის თეორიიდან გამომდინარე ეს ფაქტი ბუნების უმნიშვნელოვანესი კანონია.

განვიხილოთ, თუ როგორ იცვლება სიჩქარეთა შეკრების კანონი გალილეის გარდაქმნის ფორმულებიდან ლორენცის ფორმულებზე გადასვლის დროს.

კლასიკურ ფიზიკაში, გალილეის გარდაქმნის ფორმულების საფუძველზე, ადგილი აქვს სიჩქარეთა შეკრების ძალიან მარტივ კანონს: თუ S' სისტემაში ნაწილაკის სიჩქარე არის u', მისი სიჩქარე S სისტემაში იქნება $u = u' + v$, სადაც v არის S' სისტემის სიჩქარე S სისტემის მიმართ. სიჩქარეები მარტივ ადიტიურობის კანონს ექვემდებარებიან.

სულ სხვა მდგომარეობას აქვს ადგილი ფარდობითობის თეორიაში. მართლაც, თუ u' და v სიჩქარეები, სინათლის სიჩქარის ნახევარს აღე-

მატებიან $\left(u' \text{ და } v > \frac{c}{2}\right)$, მაშინ მათი ჯამი სინათლის სიჩქარეზე მეტი გახდება, რაც ფარდობითობის თეორიის თანახმად დაუშვებელია. მაშასადამე, ფარდობითობის თეორიაში სიჩქარეები მარტივად არ იკრიბებიან. იმისათვის, რომ გამოვარკვიოთ, თუ რა სახეს იღებს სიჩქარეთა შეკრების კანონი ფარდობითობის თეორიაში, გალილეის გარდაქმნის ფორმულების მაგიერ, ლორენცის ფორმულები გამოვიყენოთ.

განვიხილოთ მარტივი შემთხვევა, როდესაც S' სისტემა S-ის მიმართ, x ღერძის გასწვრივ მუდმივი v სიჩქარით მოძრაობს.

ლორენცის გარდაქმნათა ფორმულების თანახმად, კოორდინატები და დრო ერთმანეთთან (4) თანაფარდობებით არიან დაკავშირებულნი. გავადიფერენციალოთ ეს გამოსახულებები:

$$dx' = \frac{dx + vdt}{\sqrt{1-\beta^2}}; \quad dt' = \frac{dt + \frac{v}{c^2}dx}{\sqrt{1-\beta^2}};$$

თუ პირველ განტოლებას მეორეზე გავყოფთ, მივიღებთ S' სისტემაში, t' მომენტში, ნაწილაკის სიჩქარეს x ღერძის გასწვრივ,

$$u' = \frac{dx'}{dt'} = \frac{dx + vdt}{dt + \frac{v}{c^2}dx}.$$

თუ მნიშვნელს და მრიცხველს dt-ზე გავყოფთ და მხედველობაში მივიღებთ, რომ $\frac{dx}{dt} = u$, გვექნება:

$$u' = \frac{u + v}{1 + \frac{v}{c^2}u}. \tag{5}$$

მივიღეთ ლორენცის გარდაქმნის ფორმულა სიჩქარეებისათვის. როგორც ვხედავთ, ის განსხვავდება კლასიკური ფიზიკის სიჩქარის გარდაქმნის ფორმულისაგან; მაგრამ, თუ სიჩქარეები მცირეა სინათლის სიჩქარესთან შედარებით, მაშინ $\frac{vu}{c^2}$ წევრი შეიძლება უგულებელვყოთ და მივიღებთ კლასიკური ფიზიკის სიჩქარეთა შეკრების კანონს.

მეორე შედეგი ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებიდან პირდაპირ გამომდინარეობს (მკითხველმა თვითონ, დამოუკიდებლად შეიძლება დაამტკიცოს), რომ S' მოძრავ სისტემაში სხეულის სიგრძის აბსოლუტური მნიშვნელობა მცირდება უძრავ სისტემაში მის სიგრძესთან შედარებით $l' = l(1-\beta^2)$, სადაც l' არის სხეულის სიგრძე S' მოძრავ

სისტემაში, l—იმავე სხეულის სიგრძე S სისტემაში, v არის S' სისტემის სიჩქარე S სისტემის მიმართ, თუ მოძრაობა წარმოეუბს სხეულის სიგრძის გასწვრივ.

ამგვარად, სხეულის სიგრძე, რომელიც კლასიკურ მექანიკაში აბსოლუტურ სიდიდედ ითვლებოდა, ფარდობით სიდიდეს წარმოადგენს. სხეულის სიგრძე მაქსიმალურ მნიშვნელობას ღებულობს იმ სისტემაში, სადაც ის უძრავია.

ანალოგიურ მდგომარეობას აქვს ადგილი დროის მიმდინარეობის მიმართ. მხოლოდ აქ მოძრავ S' ინერციულ სისტემაში უძრავ S სისტემასთან შედარებით, დროის მიმდინარეობის ტემპი მცირდება. ე. ი. დროის შუალედი ორ მოვლენათა შორის $\Delta\tau$ მოძრავ სისტემაში მეტია, ვიდრე უძრავში.

სხვადასხვა სისტემის დროის ინტერვალები ერთმანეთთან დაკავშირებულნი არიან ტოლობით:

$$\Delta\tau' = \Delta\tau / \sqrt{1-\beta^2};\quad \beta = \frac{v}{c}.$$

მაშასადამე, ორ მოვლენათა შორის დროის ინტერვალი, რომელიც კლასიკურ მექანიკაში ყველა ინერციულ სისტემაში ერთი და იგივეა, ფარდობითობის თეორიაში სხვადასხვა სიჩქარით მოძრავ ათვლის სისტემებში განსხვავებული არიან ერთმანეთისაგან.

თუ დავუკვირდებით ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებს, ადვილად შევამჩნევთ, რომ სივრცითი კოორდინატები (x, y, z) და დროის კოორდინატა (t) ურთიერთკავშირში არიან. აქედან გამოდის, რომ რეალური სივრცე ერთ მთლიან ოთხგანზომილებიან სივრცე-დროს წარმოადგენს.

ლორენცის გარდაქმნის (4) ფორმულებიდან ადვილად შეიძლება მივიღოთ შემდეგი თანაფარდობები:

$$x'^2 - c^2 t'^2 = x^2 - c^2 t^2,$$

ან ზოგად შემთხვევაში:

$$s'^2 - c^2 t'^2 = s^2 - c^2 t^2, \qquad (6)$$

სადაც $s'^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2$ და $s^2 = x^2 + y^2 + z^2$.

ვხედავთ, რომ რეალური სივრცე-დრო, ოთხგანზომილებიანი მრავალსახეობაა, აქედან სამი სივრცითი კოორდინატაა და ერთი—დროის. სივრცითი კოორდინატები საზღვრავენ სხეულის ადგილმდებარეობას სივრცეში, დროის კოორდინატა კი მოვლენის მოხდენის დროს. ოთხგანზომილებიანი სივრცე-დროის ცნება ფარდობითობის თეორიაში მინკოვსკიმ შემოიღო და მას მინკოვსკის სივრცეს უწოდებენ. (6) გამოსახულებას „ინტერვალი“ ეწოდება.

(5) და (6) ფორმულებიდან ჩანს, რომ ყველა ინერციულ სისტემაში, ორ მოვლენათა შორის „ინტერვალი“ მუდმივი სიდიდეა, ანუ ინვარიანტულია ლორენცის გარდაქმნების მიმართ. (5) და (6) ფორმულებში დროის კოორდინატა c^2-ზეა გამრავლებული. ეს ნიშნავს, რომ დრო სიგრძის ერთეულებშია გაზომილი *.

მაშასადამე, სპეციალური ფარდობითობის თეორიის თანახმად, რეალური სივრცე ოთხგანზომილებიან სივრცე-დროს წარმოადგენს, რომელშიც ბუნების ყველა მოვლენა მიმდინარეობს. სხვადასხვა სიჩქარით მოძრავ ინერციულ სისტემებში მოვლენათა ადგილმდებარეობა და მოხდენის დრო სხვადასხვაა, ხოლო სივრცე-დროის „ინტერვალი“ ყველა დამკვირვებლისათვის ერთი და იგივეა. ეს სრულებითაც არ ნიშნავს, რომ სივრცეს და დროს ერთი და იგივე ბუნება აქვთ; ისინი ბუნებით განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან. (5) და (6) ფორმულებში დროის კოორდინატას უარყოფითი ნიშანი აქვს. სივრცისა და დროის საწინააღმდეგო ნიშნები მიუთითებს მათ სხვადასხვა ბუნებაზე. იმისათვის, რომ ყველა კოორდინატას ერთნაირი ნიშანი ჰქონდეს, მინკოვსკიმ დროის კოორდინატა ict-თი გამოსახა, სადაც $i=\sqrt{-1}$ წარმოსახვითი რიცხვია. მაშინ (6) ფორმულა შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$s'^2+(ict')^2=s^2+(ict)^2. \qquad (7)$$

ამ გამოსახულებას რასაკვირველია ფორმალური ხასიათი აქვს და სივრცისა და დროის კოორდინატებს შორის ფიზიკურ განსხვავებას ვერ გამოხატავს.

ამრიგად, როგორც ვხედავთ, რელატივისტურ მექანიკაში, კლასიკური მექანიკისაგან განსხვავებით, მნიშვნელოვანი ცვლილებები შემოვიდა. ამ ცვლილებებმა კლასიკური მექანიკის სიდიდეთა შორის თანაფარდობათა ცვლილებები გამოიწვია.

6. განვიხილოთ, თუ როგორ შეუცვალა სახე სპეციალურმა ფარდობითობის თეორიამ კლასიკური მექანიკის თანაფარდობებს.

ნიუტონის მეორე კანონის თანახმად, ნაწილაკზე მოქმედი ძალა იმპულსის ცვლილების სიჩქარის ტოლია $\frac{d(m\mathbf{v})}{dt}=\mathbf{F}$.

ზემოთ აღვნიშნეთ, რომ კლასიკურ მექანიკაში ნაწილაკის მასა m მუდმივი სიდიდეა. თითქმის ორასი წლის განმავლობაში ეს დებულება

---

* ფარდობითობის თეორიაში დროს სიგრძის ერთეულებით ზომავენ — 1 მ ან 1 სმ სინათლის დროის ერთეული. 1 მ სინათლის დროის ერთეული არის ის დრო, რომლის განმავლობაში სინათლის სხივი 1 მ სიგრძეს გაივლის. ცხადია რომ 1 წმ. უდრის $3\cdot10^8$ მ სინათლის დროის ერთეულს.

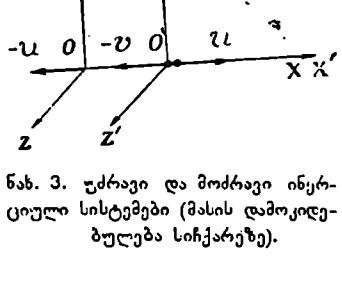
ეჭვს არ იწვევდა; მხოლოდ მე-20 საუკუნის დასაწყისში ექსპერიმენტით დამტკიცდა, რომ ელექტრონის მასა სიჩქარეზეა დამოკიდებული (კაუფმანი, 1901 წ.).

აღმოჩნდა, რომ:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}\ ;\quad \beta = \frac{v}{c}\ . \tag{8}$$

m_0-ს ნაწილაკის უძრაობის მასას უწოდებენ. m მოძრავი ნაწილაკის მასაა, რომელიც სიჩქარის მიხედვით იცვლება. მას რელატივისტური მასა ეწოდება, ეს დამოკიდებულება პირველად, თეორიულ მოსაზრებათა საფუძველზე, ლორენცის მიერ იყო მიღებული. შევეცადოთ ეს მნიშვნელოვანი ფაქტი ფარდობითობის თეორიის საშუალებით დავასაბუთოთ.

დავამტკიცოთ, რომ ნაწილაკის მასას ფარდობითი ხასიათი აქვს. ამისათვის საკმარისია დავეყრდნოთ იმპულსის მუდმივობის კანონს. ეს კანონი სამართლიანია, როგორც კლასიკურ მექანიკაში, ისე ფარდობითობის თეორიაში. ამის გარდა, უნდა გამოვიყენოთ აინშტაინის სიჩქარეთა შეკრების კანონი (5).



ნახ. 3. უძრავი და მოძრავი ინერციული სისტემები (მასის დამოკიდებულება სიჩქარეზე).

განვიხილოთ ორი ინერციული სისტემა S' და S.

S' სისტემა S-ის მიმართ, x ღერძის გასწვრივ — u სიჩქარით მოძრაობს. ორივე სისტემის y და z კოორდინატთა ღერძები ურთიერთპარალელურნი არიან.

დავუშვათ, რომ S სისტემის სათავეში ორი თანატოლი მასის ნაწილაკი იმყოფება, რომელთაც მხოლოდ x ღერძის გასწვრივ შეუძლიათ მოძრაობა. დავუშვათ, რომ რაღაც ურთიერთქმედების შედეგად ეს ნაწილაკები ერთიმეორის საწინააღმდეგოდ მიმართული u და $-u$ სიჩქარეებით ამოძრავდნენ. ნაწილაკების მოძრაობას თვალყურს ადევნებს S' სისტემაში მყოფი დამკვირვებელი. მისთვის მარცხენა ნაწილაკი უძრავია, მარჯვენა კი მოძრაობს, ვთქვათ, რაღაც v სიჩქარით, რომელიც უნდა გამოვთვალოთ არა გალილეის, არამედ აინშტაინის სიჩქარეთა შეკრების კანონით. გალილეის შეკრების კანონის თანახმად, $v=2u$, ხოლო ლორენცის ფორმულების გამოყენებით (5) მივიღებთ:

$$v = \frac{2u}{1+\frac{u^2}{c^2}}\ . \tag{9}$$

უძრავი ნაწილაკის მასა m_0-ით აღვნიშნოთ, v სიჩქარით მოძრავისა კი — m-ით.

ახლა გამოვიყენოთ იმპულსის მუდმივობის კანონი. S' სისტემაში მყოფი დამკვირვებლისათვის S სისტემის მიმართ ნაწილაკის იმპულსების ჯამი, მათ ამოძრავებამდე, ნულის ტოლი იყო. იმპულსის შენახვის კანონის თანახმად, ეს ჯამი შემდეგშიაც ნულის ტოლი უნდა დარჩეს. ამავე დროს S' სისტემაში მყოფი დამკვირვებლის თვალსაზრისით, m_0 მასის მქონე ნაწილაკი, S სისტემის მიმართ — u სიჩქარით მოძრაობს. მისი იმპულსი იქნება $-m_0 u$. მარჯვენა ნაწილაკი (S სისტემის თვალსაზრისით) S' სისტემის მიმართ $v-u$ სიჩქარით იმოძრავებს, რადგან S სისტემის მიმართ ის v სიჩქარით მოძრაობს და ამავე S სისტემის მიმართ S' სისტემა u სიჩქარით მოძრაობს. ამიტომ მისი იმპულსი S' სისტემის მიმართ, მაგრამ S' სისტემაში მყოფი დამკვირვებლის თვალსაზრისით, $m(v-u)$ იქნება. რადგანაც იმპულსების ჯამი ამოძრავების შემდეგაც ნულის ტოლი უნდა იყოს, მივიღებთ:

$$m(v-u) - m_0 u = 0,$$

ანუ

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

ამავე დროს, (9) ფორმულიდან ადვილად მივიღებთ[1]:

$$u = \frac{c^2}{v}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\right). \tag{10}$$

(10) ფორმულის წინა ფორმულაში ჩასმა მოგვცემს:

$$\frac{m_0}{m} = \frac{v^2/c^2}{1 - \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 = \frac{v^2}{c^2} - 1 + \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

და საბოლოოდ:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}; \quad \beta = \frac{v}{c}. \tag{11}$$

ამრიგად, ლორენცის გარდაქმნების გამოყენებით დავამტკიცეთ, რომ მასა სიჩქარეზეა დამოკიდებული. მაშასადამე, მასა ფარდობითი სიდიდეა და მისი მნიშვნელობა დამოკიდებულია იმაზე, თუ რომელ ათვლის სისტემაში განიხილება მოძრავი ნაწილაკი.

(11) ფორმულიდან ჩანს, რომ რელატივისტური მასა სიჩქარის ზრდით იზრდება და როდესაც ნაწილაკის სიჩქარე სინათლის სიჩქა-

[1] ადვილად მტკიცდება, რომ მეორე ფესვი ფიზიკურად დაუშვებელია. როდესაც v მიისწრაფვის ნულისაკენ, $u - v$ ნულის ტოლი უნდა გახდეს.

რას ვაკეთებდით $v=c$, ის უსასრულოდ დიდი ხდება. ამავე ფორმულიდან ჩანს, რომ მცირე სიჩქარეების ფარგლებში რელატივისტური მასის ცვლილება იმდენად უმნიშვნელოა, რომ ცდით მისი შემჩნევა შეუძლებელია, ამიტომ, როცა $v \ll c$, მასა შეიძლება მუდმივ სიდიდედ ჩავთვალოთ.

მაგალითად, ხელოვნური თანამგზავრების სიჩქარე ტოლია 8 კმ/წმ, ასეთ სიჩქარეებისათვის $\frac{v}{c}=3\cdot 10^{-5}$. ეს სიდიდე რომ (11) ფორმულაში ჩავსვათ, ადვილად დავრწმუნდებით, რომ თანამგზავრის მასის ცვლილება მის ჯართ მემილიონედ ნაწილს შეადგენს. ამ ცვლილების შემჩნევა პრაქტიკულად შეუძლებელია. სულ სხვა მდგომარეობაა, როდესაც ნაწილაკის სიჩქარე სინათლის სიჩქარის რიგისაა. მაშინ ნაწილაკის რელატივისტური მასა მნიშვნელოვნად იცვლება.

(11) ფორმულის საშუალებით შეიძლება სხვა რელატივისტური თანაფარდობების დადგენა.

ნაწილაკის იმპულსი ეწოდება:

$$\mathbf{P}=m\mathbf{v}=\frac{m_0\mathbf{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (12)$$

კლასიკური მექანიკიდან ცნობილია, რომ იზოლირებული სისტემის სრული იმპულსი ინახება. ანალოგიურ შენახვის კანონს აქვს ადგილი რელატივისტურ მექანიკაშიც, მხოლოდ აქ ინახება არა $m\mathbf{v}$ ($m=\text{const}$), არამედ (12) გამოსახულება, რომელშიაც მასა ცვლადია. კლასიკურ მექანიკაში იმპულსი სიჩქარის პროპორციულია. რელატივისტურ მექანიკაში, მცირე სიჩქარეთა ფარგლებში, როდესაც $v \ll c$, იმპულსი აგრეთვე სიჩქარის პროპორციულია, რადგან (12) განტოლებაში ფესვი ერთისაგან უმნიშვნელოდ განსხვავდება. მაგრამ, როდესაც ნაწილაკის სიჩქარე სინათლის სიჩქარეს უახლოვდება, ფესვი ნულისაკენ მიისწრაფვის და იმპულსი უსასრულოდ იზრდება.

განვიხილოთ შემთხვევა, როდესაც ნაწილაკზე მუდმივი ძალა მოქმედებს. ამ შემთხვევაში, კლასიკური მექანიკის თანახმად, სიჩქარე განუწყვეტლივ იზრდება და მან შეიძლება სინათლის სიჩქარეს გადააჭარბოს. რელატივისტურ მექანიკაში ეს შეუძლებელია. აქ განუწყვეტლივ იზრდება არა სიჩქარე, არამედ იმპულსი, რადგან სიჩქარის ზრდით მასა იზრდება. ნაწილაკის აჩქარება, ანუ სიჩქარის ზრდა, წყდება და ზრდას იმპულსი განაგრძობს. მოქმედი ძალა სიჩქარის უმნიშვნელო ცვლილებას იწვევს და იმპულსის ზრდა ინერციის ზრდით არის გამოწვეული.

7. გავარკვიოთ, თუ რას იწვევს კიდევ რელატივისტური მასის ზრდა. ამისათვის დავშალოთ $m_0(1-\beta^2)^{-1/2}$ გამოსახულება მწკრივად:

$$m = m_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} = m_0 \left(1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2} + \frac{3}{8}\frac{v^4}{c^4} + \ldots\right). \quad (13)$$

თუ ნაწილაკის სიჩქარე სინათლის სიჩქარესთან შედარებით მცირეა. საკმარისია მწკრივის მხოლოდ პირველი ორი წევრი მივიღოთ მხედველობაში. მაშინ გვექნება:

$$m \approx m_0 + \frac{1}{2} m_0 \frac{v^2}{c^2} \quad (14)$$

ან

$$m - m_0 = \frac{1}{2} m_0 \frac{v^2}{c^2}. \quad (15)$$

ამ ფორმულის მარცხენა მხარე გამოხატავს მასის ცვლილებას სიჩქარის მიხედვით. ამავე დროს $\frac{1}{2} m_0 v^2$ არის ნაწილაკის კინეტიკური ენერგია. აქედან შეიძლება დავასკვნათ, რომ ნაწილაკის მასის ზრდა მისი კინეტიკური ენერგიის ზრდითაა გამოწვეული.

მაშასადამე, რელატივისტური მასის ცვლილება იქნება:

$$\Delta m = \frac{\Delta\,(\text{კინ. ენ.})}{c^2}. \quad (16)$$

ეს შედეგი განზოგადებული იყო აინშტაინის მიერ. მან სრულიად სამართლიანად წამოაყენა შემდეგი დებულება: ნაწილაკის მასა არის მასში დაგროვილი სრული ენერგია, გაყოფილი c^2-ზე. თუ ნაწილაკის სრულ ენერგიას E-თი აღვნიშნავთ, მაშინ შეიძლება დავწეროთ:

$$\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2}. \quad (17)$$

მაშასადამე, მასასა და ენერგიას შორის შემდეგი კავშირი უნდა არსებობდეს:

$$E = mc^2. \quad (18)$$

ენერგიასა და მასას შორის კავშირი უმნიშვნელოვანეს როლს ასრულებს თანამედროვე ფიზიკაში. ამ პრინციპის სიმართლეს მრავალი ცდა და დაკვირვება ამტკიცებს. მის მრავალრიცხოვან გამოყენებას შემდეგში შევეხებით, განსაკუთრებით ბირთვული და მაღალი ენერგიების საკითხების განხილვის დროს. აქ მხოლოდ აღვნიშნავთ, რომ ეს პრინციპი არ უნდა გავიგოთ ისე, თითქოს მასა და ენერგია ერთი და იგივე ფიზიკური სიდიდეა. ეს არ შეესაბამება თანამედროვე წარმოდგენებს. მასას და ენერგიას ერთმანეთისაგან განსხვავებული ფიზიკური არსი აქვთ, მათ შორის მხოლოდ ეკვივალენტობა არსებობს. მასა შეიძ-

ლება ენერგიაში გადავიდეს და პირიქით. ორივე სიდიდე შეიძლება ან მასის, ან ენერგიის ერთეულებში გაიზომოს.

8. (14) ფორმულები შემდეგი სახით გადავწეროთ:

$$mc^2 = m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 v^2. \tag{19}$$

მარცხენა მხარე ნაწილაკის სრულ ენერგიას გამოხატავს. მარჯვენა მხარის პირველი წევრი სრული ენერგიის იმ ნაწილს წარმოადგენს, რომელიც უძრაობის მასასთან არის დაკავშირებული. ამიტომ მას ნაწილაკის უძრაობის ენერგიას უწოდებენ. აღვნიშნოთ ის E_0-ით, $E_0 = m_0 c^2$, მარჯვენა მხარის მეორე წევრი ნაწილაკის კინეტიკური ენერგიაა. იგი აღვნიშნოთ T_k-თი.

მაშასადამე, მივიღებთ:

$$E = E_0 + T_k. \tag{20}$$

ე. ი. სრული ენერგია უძრაობისა და კინეტიკურ ენერგიათა ჯამის ტოლია. მიკროპროცესების დროს ინახება სრული ენერგია· ცალ-ცალკე უძრაობისა და კინეტიკური ენერგიები კი შენახვის კანონს არ ექვემდებარებიან. თუ მაგალითად, შეიცვალა, გაიზარდა კინეტიკური ენერგია, ეს მოხდება უძრაობის ენერგიის ცვლილების — შემცირების ხარჯზე და — პირიქით.

ახლა დავადგინოთ კინეტიკური ენერგიის რელატივისტური სახე. (20) ფორმულიდან გვაქვს:

$$T_k = E - E_0. \tag{21}$$

თუ ამ ფორმულაში E და E_0-ის მნიშვნელობებს ჩავსვამთ, მივიღებთ:

$$T_k = mc^2 - m_0 c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} -$$

$$- m_0 c^2 = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right]. \tag{22}$$

ეს განტოლება წარმოადგენს კინეტიკური ენერგიის რელატივისტურ გამოსახულებას. თუ $\beta \ll 1$, ანუ $v \ll c$, კინეტიკური ენერგია კლასიკურ სახეს მიიღებს: $T_k = \frac{1}{2} m_0 v^2$.

ვიპოვოთ ენერგიასა და იმპულსს შორის რელატივისტური დამოკიდებულება.

რადგან $m^2(1-\beta^2) = m_0^2$, ამიტომ შეიძლება დავწეროთ:

$$m^2 c^2 - m^2 v^2 = m_0^2 c^2, \text{ ანუ } (mc^2)^2 = (pc)^2 + (m_0 c^2)^2.$$

და

$$E^2=(pc)^2+E_0^2. \tag{23}$$

აქედან:

$$E=\sqrt{(pc)^2+E_0^2}. \tag{24}$$

(22) და (23) ფორმულებიდან ადვილად ვიპოვით კინეტიკურ ენერგიასა და იმპულსს შორის დამოკიდებულებას:

$$T_k(2E_0+T_k)=(pc)^2, \tag{25}$$

ანუ

$$p=\frac{1}{c}\sqrt{T_k(2E_0+T_k)}. \tag{26}$$

თუ (25) განტოლებას $2m_0c^2$-ზე გავყოფთ, მივიღებთ:

$$\frac{p^2}{2m_0}=T_k\left(1+\frac{T_k}{2m_0c^2}\right). \tag{27}$$

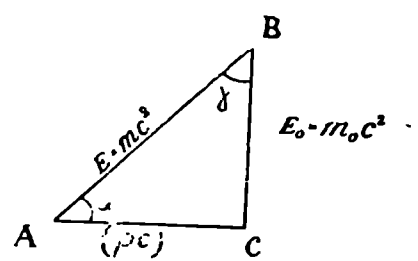
ეს ფორმულა გამოხატავს იმპულსსა და კანეტიკურ ენერგიას შორის რელატივისტურ დამოკიდებულებას. ის კლასიკურ სახეში გადადის იმ შემთხვევაში, თუ ნაწილაკის ენერგია გაცილებით ნაკლებია უძრაობის ენერგიაზე.

თუ $T_k \ll E_0$, მაშინ:

$$p=\sqrt{2T_km_0}, \text{ ანუ } T_k=\frac{p^2}{2m_0}. \tag{28}$$

ბუნებაში გვხვდება ნაწილაკები, რომელთა უძრაობის ენერგია E_0 ნულის ტოლია. ეს ნიშნავს, რომ მათი უძრაობის მასაც m_0 ნულის ტოლია. ასეთ ნაწილაკებს ეკუთვნიან ელექტრომაგნიტური კვანტები (ფოტონები) და ნეიტრინო. მათთვის ენერგიასა და იმპულსს შორის თანაფარდობა მარტივდება და შემდეგ სახეს იღებს:

$$p=\frac{T_k}{c} \text{ ან } T_k=pc. \tag{29}$$



ნახ. 4 რელატივისტური დამოკიდებულება ენერგიასა და იმპულსს შორის.

ნაწილაკის ენერგიის ნულთან ტოლობა ნიშნავს, რომ ამ ნაწილაკის სიჩქარე ყოველთვის სინათლის სიჩქარის ტოლი უნდა იყოს. ასეთმა ნაწილაკმა არ შეიძლება სიჩქარე შეიცვალოს — აჩქარდეს ან შენელდეს.

(24) ფორმულიდან გამოდის, რომ სრული ენერგია E, უძრაობის ენერგია E_0 და ნამრავლი pc სწორკუთხა სამკუთხედს ადგენს.

ამ სამკუთხედიდან შემდეგი გამოსახულება შევადგინოთ:

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{mv}{mc} = \frac{pc}{mc^2} = \cos\alpha = \sin\gamma \qquad (30)$$

ან კიდევ,

$$\beta = \frac{pc}{mc^2} = \frac{\sqrt{E^2 - E_0^2}}{E} = \frac{T_k\sqrt{1 + 2E_0}}{T_k + E_0}. \qquad (31)$$

α კუთხეა E ჰიპოტენუზასა და (pc) კათეტს შორის.

γ კუთხეა E ჰიპოტენუზასა და E_0 კათეტს შორის.

ყველა ზემოთ დადგენილი რელატივისტური თანაფარდობა ხშირად შეგვხვდება კურსში და მათი ცოდნა აუცილებელია.

თავი I

ატომები, ელექტრონები და იონები

§ 1. ნივთიერების ელექტრული მუხტის ატომური აგებულება

1. ატომიზმი ქიმიასა და ფიზიკაში

ატომური თეორია პირველად ქიმიაში ჩაისახა. ქიმიური რეაქციების შესწავლის შედეგად ნათელი გახდა, რომ ბუნებაში ყველა სხეული ატომებისა და მოლეკულებისაგან შედგება. პირველად ქიმიკოსებმა დაადგინეს კანონი, რომ იმ ნივთიერებათა საერთო მასა, რომლებიც ქიმიურ რეაქციებში მონაწილეობენ, მუდმივი სიდიდეა. ქიმიის მეორე ძირითადი კანონიც აშტკიცებს, რომ სხვადასხვა ნივთიერებანი უერთდებიან ერთმანეთს მასათა მარტივი შეფარდებით. ამ კანონს მუდმივი და ჯერადი ფარდობათა კანონი ეწოდება (დალტონი, 1808 წ.). დალტონის კანონიდან გამომდინარეობს, რომ ყოველი გაზი შედგება უმარავი ნაწილაკებისაგან — ატომებისაგან ან მოლეკულებისაგან, რომლებიც განუწყვეტელ ქაოსურ მოძრაობაში იმყოფებიან. დალტონის კანონის საფუძველზე, ავოგადროს დაასკვნა, რომ მოცემული ტემპერატურისა და წნევის პირობებში, ერთნაირი მოცულობის ორი სხვადასხვა გაზი მოლეკულების ერთსა და იმავე რიცხვს შეიცავს.

ამ კანონის საფუძველზე, ქიმიაში შემოღებული იყო ატომური A და მოლეკულური μ წონის ცნებები (შემდეგში წონის მაგიერ მის პროპორციულ სიდიდეს — მასას ვიხმართ).

ატომური და მოლეკულური მასები იზომებიან არა გრამებში, არამედ ფარდობით ერთეულებში, რომელსაც მასის ატომური ერთეული ეწოდა. ახლა მასის ატომურ ერთეულად მიღებულია არა ყველაზე მარტივი ნივთიერების — წყალბადის (H) ატომის მასა, არამედ ნახშირბადის (C) ატომის მასა, რომელიც პირობით 12-ის ტოლად არის მიღებული. შემოღებულ იქნა გრამატომის და გრამმოლეკულის ცნება. გრამატომი ეწოდა ნივთიერების რაოდენობას, რომლის მასა A გრამს უდრის. გრამმოლეკულა (შემოკლებულად მოლი) კი ეწოდა ნივთიერების რაოდენობას, რომლის მასა μ გრამის ტოლია. ორატომიანი წყალ-

ბადის (H_2) გრამმოლეკულა არის 2 გრამი, ატომური ნახშირბადის გრამმოლეკულა — 12 გრამი და ასე შემდეგ. აქედან გამოდის, რომ სხვადასხვა ნივთიერების ერთი მოლი, მოლეკულების ერთსა და იმავე რიცხვს შეიცავს.

ერთ მოლში მოთავსებული მოლეკულათა რიცხვი გაზების კინეტიკურ თეორიაში დიდ როლს ასრულებს. ამ რიცხვს (N_A) ავოგადროს რიცხვი ეწოდება.

ნივთიერების ატომური აგებულების იდეა ქიმიიდან ფიზიკაში გავრცელდა. ფიზიკის დარგს, რომელიც გაზების ფიზიკურ თვისებებს შეისწავლის ნივთიერების ატომურ აგებულებაზე დაყრდნობით, გაზების კინეტიკური თეორია ეწოდება. ის მოლეკულურ ფიზიკაში შეისწავლება. გაზების თვისებების შესწავლა ცალკე მოლეკულების მდგომარეობათა აღწერით შეუძლებელია, რადგან გაზში მოლეკულათა რიცხვი ძალიან დიდია და ისინი ქაოსურად მოძრაობენ.

მრავალი ნაწილაკისაგან შემდგარ სხეულს მაკროსხეული ეწოდება. მაკროსხეულის, როგორც ერთი მთლიანი სისტემის დასახასიათებლად სტატისტიკურ მეთოდს მიმართავენ. სტატისტიკა, რომელსაც მაკროსხეული ემორჩილება, განსხვავდება ჩვეულებრივი სტატისტიკისაგან. გაზი უნდა განვიხილოთ როგორც ერთი მთლიანი სისტემა (სხეული) და დავახასიათოთ რამდენიმე პარამეტრით. ამისათვის შემოჰყავთ ამა თუ იმ სიდიდის საშუალო მნიშვნელობა. მაგალითად, ერთეულ მოცულობაში მოთავსებულ მოლეკულათა რიცხვის საშუალო მნიშვნელობა, სიჩქარეებისა და ენერგიების საშუალო მნიშვნელობა და სხვა.

საშუალო მნიშვნელობა გამოითვლება ფორმულით:

$$c = \frac{\sum c_i n_i}{\sum n_i},$$

სადაც $\sum n_i$ ერთეულ მოცულობაში მოთავსებულ ნაწილაკთა რიცხვია, c — მოცემული სიდიდის საშუალო მნიშვნელობა. ეს საშუალო სიდიდეები მაკროსხეულს ახასიათებენ, როგორც მთლიანს. მაგალითად, მაკროსხეულის ტემპერატურა არის სიდიდე, რომელიც მოლეკულების საშუალო კინეტიკური ენერგიის პროპორციულია:

$$\frac{3}{2} kT = \sum \frac{m_i v_i^2}{2}.$$

k ტემპერატურისა და საშუალო კინეტიკურ ენერგიას შორის მაკავშირებელი მუდმივაა. მას ბოლცმანის მუდმივა ეწოდება. $k = 1{,}38 \cdot 10^{-16}$ ერგ/გრად. T აბსოლუტური ტემპერატურაა გაზომილი კელვინის სკალით.

კლასიკურ სტატისტიკას საფუძვლად უდევს კლასიკური ფიზიკის ერთ-ერთი ძირითადი კანონი, რომ მოლეკულის მოძრაობის ყოველ თავისუფლების ხარისხზე ენერგიის ერთი და იგივე მნიშვნელობა მოდის, ტოლი $\frac{1}{2}kT$. რადგან თავისუფლად მოძრავ მოლეკულას სამი თავისუფლების ხარისხი აქვს, მისი სრული ენერგია იქნება $\frac{3}{2}kT$.

გაზის წნევა ეწოდება იმ საშუალო ძალას, რომლითაც გაზი მოლეკულების დაჯახებისას პერპენდიკულარულად აწვება ჭურჭლის კედლის ფართობის ერთეულს.

სიმკვრივე არის ის საშუალო რიცხვი მოლეკულებისა, რომელიც გაზის მოცულობის ერთეულში იმყოფება. როგორც ცნობილია, ყველა ეს პარამეტრი ერთმანეთთანაა დაკავშირებული განტოლებით, რომელსაც იდეალური გაზის მდგომარეობის განტოლება ეწოდება:

$$PV=\frac{m}{\mu}N_A kT. \qquad (1.1)$$

$R=N_A k$ წარმოადგენს ორი უნივერსალური მუდმივის ნამრავლს, მას გაზების უნივერსალური მუდმივა ეწოდება. რიცხობრივად ის ტოლია

$$R=6{,}028\cdot 10^{23}\cdot 1{,}38\cdot 10^{-16}\ \text{ერგ/გრად. მოლი}=$$
$$=8{,}313\cdot 10^{7}\ \text{ერგ/გრად. მოლი}=1{,}98\ \text{კალ/გრად. მოლი.}$$

ახლა განვიხილოთ, თუ როგორ უნდა გვესმოდეს ატომურ ფიზიკაში სითბური ენერგია, ტემპერატურა და როგორია მათ შორის კავშირი.

როგორც ვიცით, მოლეკულურ ფიზიკაში სითბური ენერგია არის სხეულის შემადგენელი მოლეკულების ქაოსური მოძრაობის კინეტიკურ ენერგიათა ჯამი. ეს ენერგია ტემპერატურასთან ბოლცმანის მუდმივით არის დაკავშირებული: $E\approx kT$, $k=8{,}1617\cdot 19^{-5}$ ელვოლტ/გრად.

ოთახის ტემპერატურაზე ($20^\circ\,C=293^\circ\,k$), მოლეკულის ენერგია $\sim kT=8{,}617\cdot 10^{-5}\cdot 293$ ელვოლტი $=0{,}025$ ელვოლტს.

მაშასადამე, სითბო და ტემპერატურა ერთნაირ ერთეულებში შეიძლება გაიზომოს. აქედან შეიძლება ბოლცმანის მუდმივის ფიზიკური აზრის დადგენა. ბოლცმანის მუდმივა არის მოლეკულების საშუალო კინეტიკური ენერგია $1^\circ k$-ის ტემპერატურის პირობებში. ბოლცმანის მუდმივის შებრუნებული სიდიდე $\frac{1}{k}$ კი არის ის ტემპერატურა, რომლის დროსაც მოლეკულის ენერგია ერთი ელექტრონვოლტია.

მიუხედავად იმისა, რომ სითბო და ტემპერატურა ერთნაირ ერთეულებში შეიძლება გავზომოთ, ისინი განსხვავებული ფიზიკური სიდი-

დეებია. დიდი შეცდომა იქნებოდა, რომ მაკროსხეულის სითბური ენერგია E, kTN_A-ს ტოლად ჩაგვეთვალა. მაკროსხეულის შინაგანი სითბური ენერგია, გარდა ტემპერატურისა, სხვა მაკროსიდიდეებზედაც არის დამოკიდებული, მაგალითად, წნევაზე (თუ სხეული გაზია), მოცულობაზე, აგრეგატულ მდგომარეობაზე და სხვა. მაშასადამე, ენერგიასა და ტემპერატურას შორის კავშირი სხეულის ბუნებაზეა დამოკიდებული.

ამგვარად, საშუალო ენერგიისა და ტემპერატურის ცნებებს აზრი აქვს მხოლოდ მაკროსხეულებისათვის. ამ ცნებების გავრცელება ცალკეულ ნაწილაკებზე, მაგალითად, ატომზე, მოლეკულაზე ან სხვა ნაწილაკებზე არ შეიძლება. ეს ცნებები ცალკეული ნაწილაკებისათვის აზრს კარგავენ.

კიდევ ერთი გარემოება უნდა გავითვალისწინოთ. ცალკეული ნაწილაკის მოძრაობაზე დაკვირვების ჩატარება შეუძლებელია მაკრომდგომარეობის გათვალისწინების გარეშე. ნაწილაკი ყოველთვის მაკროგარემოში იმყოფება. გარემოს შემადგენელი ნაწილაკების ქაოსური მოძრაობა გავლენას ახდენს ნაწილაკის თვისებებზე, მის მიერ ელექტრომაგნიტური ენერგიის შთანთქმაზე და სხვა.

გარემოს ნაწილაკების ქაოსურ მოძრაობასთან დაკავშირებით, მოცემულ ნაწილაკთან გარემოს ნაწილაკების ურთიერთქმედება შემთხვევითი პროცესია და მოცემული ნაწილაკის თვისებებიც შემთხვევით ხასიათს ღებულობენ. მაკროსკოპული გარემო, მისი შემადგენელი ნაწილაკების ქაოსური მოძრაობის გამო, გარკვეული სახის „ხმაურის ფონს“ ქმნის, რომელიც მოცემული ნაწილაკის საკუთარ თვისებებზე ზემოქმედებას ახდენს. გარემოს „ხმაური“ ახშობს ნაწილაკის სუფთა „ხმას“. ტემპერატურის შემცირებით შეიძლება გარემოს „ხმაურის“ შემცირება. აბსოლუტურ ნულ გრადუსზე გარემოს „ხმაური“ ქრება, მაგრამ ასეთი ტემპერატურის მიღწევა, როგორც ცნობილია, შეუძლებელია. გარემოს შემადგენელი ნაწილაკების ქაოსური მოძრაობა, ანუ „გარემოს ფონი“ ჩვენი სამყაროს აუცილებელი თვისებაა.

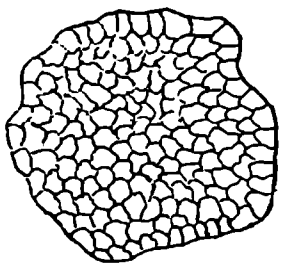
2. გაზების კინეტიკური თეორია და კლასიკური სტატისტიკა

მოლეკულური ფიზიკიდან ცნობილია, რომ მაკროსხეულების, ანუ მრავალი ნაწილაკისაგან შემდგარი სისტემის შესწავლა სტატისტიკური მეთოდით ხდება. კვლევის სტატისტიკურ მეთოდს საფუძვლად ალბათობის თეორია უდევს.

მაგალითად, გაზების კინეტიკური თეორია ბოლცმანის და მაქსველის (1860 წ.) მიერ იყო დამუშავებული. ამ მეთოდს კლასიკურ სტატისტიკას უწოდებენ. შევეხოთ მოკლედ მას.

ძალიან დიდი რიცხვი ნაწილაკებისაგან შემდგარი სხეულის თვისებების შესწავლა, ცალკეული ნაწილაკების მოძრაობის განხილვით, სრულიად წარმოუდგენელია ნაწილაკების სიმრავლისა და მათი ქაოსური მოძრაობის გამო, შეუძლებელია მაკროსხეულის მდგომარეობა თითოეული ნაწილაკის პარამეტრებით დავახასიათოთ.

სტატისტიკური მეთოდი იმაში მდგომარეობს, რომ მაკროსკოპული სხეულის მდგომარეობა ცალკეული ნაწილაკების პარამეტრებით კი არ დავახასიათოთ, არამედ ისეთი სიდიდეებით, რომლებიც ახასიათებენ მთელ სხეულს, როგორც მთლიანს. მოლეკულების ქაოსური მოძრაობის გამო, სისტემის სხვადასხვა ადგილას, მოცულობის ერთეულში ჩითავსებული ნაწილაკთა რიცხვი, ნაწილაკების სიჩქარეები, ენერგიები და სხვა, სხვადასხვა იქნება. ამიტომ მაკროსხეულების დასახასიათებლად, ამ სიდიდეების საშუალო მნიშვნელობები შემოაქვთ. საშუალო სიდიდეების მოსაძებნად მაკროსხეულს ყოფენ მცირე უჯრედებად, რომელთა მოცულობებია ვთქვათ, v_1, v_2, v_3,... v_i. საკითხის გასამარტივებლად სხეულის უჯრედები სიბრტყეზე წარმოვიდგინოთ (იხ. ნახ. 5).



ნახ. 5. მაკროსხეულის უჯრედებად დაყოფა.

თეორიული მსჯელობით ჩავატაროთ ცდა, რომლის პრაქტიკული განხორციელება შეუძლებელია. დავაყუმბაროთ უჯრედებად დაყოფილი სიბრტყე ნაწილაკების ნაკადით, რომელიც სხეულში შემავალი ნაწილაკების სრულ რიცხვს შეიცავს. ამის შემდეგ ნაწილაკების განაწილება უჯრედებში შემთხვევითი კანონის მიხედვით მოხდება. დავუშვათ, რომ პირველ უჯრედში n_1 ნაწილაკი მოხვდა, მეორეში — n_2 და ასე შემდეგ. i-ურ უჯრედში — n_i ნაწილაკი. მეორედ დაყუმბარებისას, უჯრედებს შორის ნაწილაკების სხვა განაწილებას მივიღებთ.

თუ ასეთ ცდას მრავალჯერ ჩავატარებთ, შევამჩნევთ, რომ სხვადასხვა განაწილება უჯრედებს შორის მეორდება და ერთ-ერთი ასეთი განაწილებათაგანი ყველაზე ხშირად გვხვდება. ასეთ განაწილებას უალბათესი ეწოდება.

რადგან ნაწილაკთა რიცხვი დიდია, განაწილებათა ალბათობას მკვეთრი მაქსიმუმი ექნება. ყოველი განაწილებისათვის ნაწილაკების რიცხვთა ჯამი უჯრედებში ნაწილაკთა საერთო რიცხვის ტოლი უნდა იყოს.

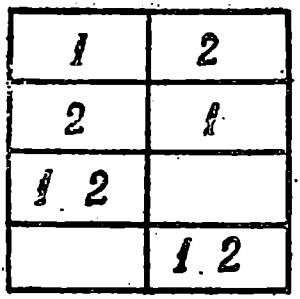
ცალკეული უჯრედის მოცულობის შეფარდება სრულ მოცულობას-

თან აღვნიშნოთ $\omega_i = \frac{v_i}{v}$. ამ სიდიდეს უჯრედის სტატისტიკური წონა ეწოდება. ცალკეულ უჯრედთა სტატისტიკურ წონათა ჯამი ერთს უნდა უდრიდეს:

$$\frac{v_1}{v} + \frac{v_2}{v} + \ldots + \frac{v_l}{v} = \omega_1 + \omega_2 + \ldots \omega_l = 1.$$

ვნახოთ, რა წესით უნდა გავანაწილოთ ნაწილაკები უჯრედებს შორის. სიმარტივისათვის ავიღოთ ორი ნაწილაკი და ორი უჯრედი.

კლასიკურ სტატისტიკაში მიღებულია, რომ ნაწილაკები ერთმანეთისაგან უნდა განსხვავდებოდნენ, რადგან ნაწილაკებში ატომებს და მოლეკულებს ვგულისხმობთ, რომლებიც რთულ სისტემებს წარმოადგენენ და შეიძლება სხვადასხვა ენერგეტიკულ მდგომარეობაში იმყოფებოდნენ. ამიტომ შესაძლებელია ნაწილაკების დანომვრა. მე-6 ნახაზზე ნაჩვენებია ორი ნაწილაკის გაანაწილება ორ უჯრედში.



ნახ. 6. ორი ნაწილაკის განაწილება ორ უჯრედში.

როგორც ვხედავთ, ორ უჯრედში ორი ნაწილაკის განაწილება ოთხი საშუალებით ხდება. შეიძლება პირველ უჯრედში მოხვდეს ერთი ნაწილაკი, მეორეში კი — მეორე, მეორე შემთხვევაში პირველ უჯრედში შეიძლება მეორე ნაწილაკი მოხვდეს, მეორეში კი — პირველი. მესამე შემთხვევაში შეიძლება ორივე ნაწილაკი პირველ უჯრედში მოხვდეს, მეორეში კი — არც ერთი. მეოთხე შემთხვევაში ორივე ნაწილაკი შეიძლება მეორე უჯრედში მოხვდეს, პირველში კი — არც ერთი.

დავუკვირდეთ მე-6 ნახაზს: როგორც ვხედავთ, თანაბარი განაწილება — თითო ნაწილაკი თითო უჯრედში, ორჯერ გვხვდება, ხოლო არათანაბარი განაწილება — თითოჯერ. ანალოგიური მდგომარეობა იქნება მრავალი ნაწილაკის და მრავალი უჯრედის შემთხვევაში. უფრო ხშირად თანაბარი განაწილება შეგვხვდება.

ნაწილაკების განაწილებაზე დაკვირვება გვიჩვენებს, რომ რაც მეტია ნაწილაკების რიცხვი, მით მეტია მათი თანაბარი განაწილებათა რიცხვი, არათანაბარ განაწილებასთან შედარებით. იმაში, რომ მრავალი ნაწილაკის შემთხვევაში თანაბარ განაწილებათა ალბათობას მკვეთრი მაქსიმუმი აქვს, მკითხველი თვითონ შეიძლება დარწმუნდეს, თუ განიხილავს სამი ან მეტი ნაწილაკის განაწილებას უჯრედებში. ვინაიდან

უალბათეს მდგომარეობაში თანაბარი განაწილების უჯრედების რაოდენობა უდიდესია, მაკროსკოპული სხეულის ყველაზე ალბათური მდგომარეობა სწორედ ისეთია, როდესაც ნაწილაკების რიცხვი n_1, n_2, n_3,... n_i უჯრედებში უჯრედების მოცულობის პროპორციულია. ამ მდგომარეობაში ნაწილაკები თანაბრად არიან განაწილებულნი. თითოეული უჯრედის სიდიდე არაეითარ როლს არ ასრულებს. ამგვარად, მაკროსხეულში ნაწილაკების თანაბარი განაწილება ყველაზე ალბათია და ასეთ მდგომარეობას სტატისტიკური წონასწორობის მდგომარეობა ეწოდება.

სულ სხვა სურათს მივიღებთ, თუ მაკროსხეულში ნაწილაკებს ენერგიის მიხედვით გავანაწილებთ. ყოველ უჯრედში გარკვეული ენერგიის ნაწილაკი მოთავსდება. დავუშვათ, რომ პირველ უჯრედში თითოეული ნაწილაკის ენერგია არის ε_1, მეორეში — ε_2 და ასე შემდეგ. მაშასადამე, აქ ერთდროულად ორი პირობა უნდა სრულდებოდეს: უჯრედებში არსებული ნაწილაკების რიცხვთა ჯამი ნაწილაკთა საერთო რაოდენობის ტოლი უნდა იყოს: $n_1+n_2+\ldots\ldots n_i=n$ და ცალკე უჯრედებში კი ნაწილაკთა ენერგიების ჯამი სისტემის საერთო ენერგიის ტოლი უნდა იყოს, $E=n_1\varepsilon_1+n_2\varepsilon_2+\ldots+n_i\varepsilon_i$.

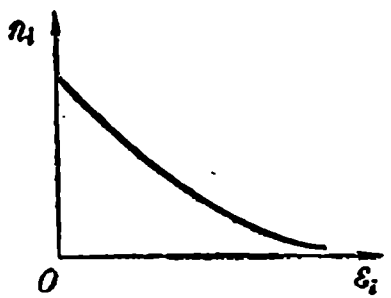
$n_1\varepsilon_1$ პირველ უჯრედში მყოფი ნაწილაკების სრული ენერგიაა, $n_2\varepsilon_2$ მეორე უჯრედში მყოფი ნაწილაკების ენერგიაა და ასე შემდეგ.

მარტივი გამოთვლები გვიჩვენებენ, რომ ნაწილაკების განაწილება უჯრედებში, ენერგიების მიხედვით, ბოლცმანის ფორმულით გამოისახება:

$$n_i=\omega_i a e^{-\frac{\varepsilon_i}{\theta}}, \qquad (1,2)$$

სადაც ω_i არის i-ური უჯრედის სტატისტიკური წონა.

a და θ მუდმივებია, n_i ნაწილაკთა რიცხვია, რომელთა ენერგია არის ε_i.



ნახ. 7. ბოლცმანის განაწილების კანონი.

როგორც ვხედავთ, n_i დამოკიდებულია როგორც უჯრედის სიდიდეზე, ისე იმ ენერგიაზე, რომელიც ამ უჯრედში შემავალ ნაწილაკებს შეესაბამება.

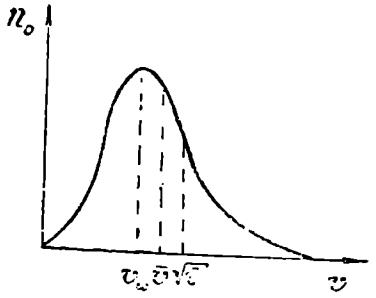
$n_i=f(\varepsilon_i)$ დამოკიდებულებას ექსპონენციური ხასიათი აქვს (ნახ. 7).

1860 წელს მაქსველმა ბოლცმანის განაწილება კერძო შემთხვევათეის გამოიყენა, სახელდობრ, მან გამოითვალა იდეალური გაზის

მოლეკულების განაწილება სიჩქარეების მიხედვით. მის მიერ მიღებულ ფორმულას მაქსველის განაწილების კანონი ეწოდება,

$$dn_v = 4\pi n \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2\, dv. \qquad (1,3)$$

dn_v ერთეულ მოცულობაში მოთავსებულ ნაწილაკთა რიცხვია, რომელთა სიჩქარეები იმყოფებიან v და $v+dv$ სიჩქარეთა შუალედში.



ნახ. 8. მაქსველის განაწილების გრაფიკი.

მაქსველის განაწილების გრაფიკი მე-8 ნახაზზეა მოცემული.

ადვილად შეიძლება უალბათესი სიჩქარის v_ω, საშუალო სიჩქარის v და საშუალო კვადრატული სიჩქარის $\sqrt{\overline{v^2}}$ გამოთვლა.

უალბათესი სიჩქარე:

$$v_\omega = \sqrt{\frac{2\overline{kT}}{m}} = \sqrt{\frac{2\overline{RT}}{\mu}};$$

საშუალო სიჩქარე:

$$v = \frac{2v_\omega}{\sqrt{\pi}} = \sqrt{\frac{8\overline{kT}}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8\overline{RT}}{\pi\mu}};$$

საშუალო კვადრატული სიჩქარე:

$$\sqrt{\overline{v^2}} = v_\omega \sqrt{\frac{3}{2}} = \sqrt{\frac{3\overline{kT}}{m}} = \sqrt{\frac{3\overline{RT}}{\mu}}.$$

ყველა ზემოთ განხილული კანონი მკითხველმა მოლეკულური ფიზიკიდან უნდა იცოდეს, რადგან ეს კანონები დიდ როლს ასრულებენ ატომურ პროცესებში, ამიტომ ისინი მოკლედ განვიხილეთ.

3. ელექტრული მუხტის ატომური აგებულება

ზემოთ ნათქვამიდან ნათლად ჩანს, რომ ნივთიერების ატომური აგებულება ჭეშმარიტი ფაქტია და არავითარ ეჭვს არ იწვევს.

მე-19 საუკუნეში თვლიდნენ, რომ ატომი ნივთიერების უმცირეს, განუყოფად ნაწილაკს წარმოადგენს. მის აგებულებაზე მსჯელობა უაზრო იყო, რადგან ამის შესახებ არავითარი ფაქტები არ მოიპოვებოდა.

მე-19 საუკუნის მეორე ნახევარში აღმოჩნდა მთელი რიგი ფაქტებისა, რომლებიც უდავოდ ამტკიცებენ ელექტრული მუხტის ატომურ აგებულებას.

1883 წელს ფარადეიმ ელექტროლიზის კანონები დაადგინა. ამ კანონებიდან გამომდინარეობს უმცირესი ელექტრული მუხტის არსებობა. ელექტროლიზის დროს, ერთვალენტოვანი ატომის იონს ელემენტარული მუხტი გადააქვს. ორვალენტოვანი ატომის იონი ორი ასეთი მუხტის მატარებელია, სამვალენტოვანი — სამის და ასე შემდეგ. ამ ელემენტარული მუხტის სიდიდე ახლა ზუსტად არის დადგენილი: $e = 4{,}81 \cdot 10^{-10}\ CGSE = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ კულონი.

ამ შედეგების საფუძველზე, ჰელმჰოლცმა ასეთი დასკვნა გამოიტანა. თუ ჩვენ მივიღებთ ელემენტების ატომების არსებობას, არ შეიძლება არ დავუშვათ, რომ ელექტრული მუხტიც, როგორც დადებითი, ისე უარყოფითი, დისკრეტულია.

ელექტროლიზის კანონი ამყარებს კავშირს ავოგადროს რიცხვსა და ელემენტარულ მუხტს შორის: $eN_A = F$. F-ს ფარადეის რიცხვი ეწოდება, ის ტოლია 96500 კულონისა.

ნივთიერების შემადგენელ ატომებსა და ელემენტარულ მუხტს შორის კავშირის დადგენაში, დიდი როლი შეასრულა ელექტრული დენის გავლის შესწავლამ გაზებში.

ნორმალურ მდგომარეობაში გაზი ელექტრობის ცუდი გამტარია. მაგრამ თუ გაზს მოვათავსებთ დახშულ მინის ჭურჭელში, რომელსაც ორი ელექტროდი აქვს მიერთებული და მოვდებთ მათ შორის პოტენციალთა სხვაობას, მაშინ გაზის მცირე წნევის შემთხვევაში (0,1 მმ ვწს), ის იწყებს ნათებას. თუ გაზის წნევას კიდევ უფრო შევამცირებთ (10^{-3} მმ ვწს), გაჩნდება კათოდიდან გამომავალი სხივი, რომელიც, ეცემა რა ჭურჭლის კედელს, იწვევს მის ნათებას — ფლუორესცენციას. ამ სხივებს კათოდური სხივები უწოდეს.

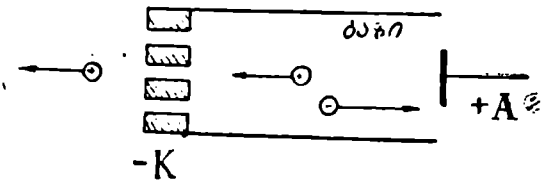
კათოდური სხივების თვისებები მრავალმა მკვლევარმა შეისწავლა (ჰიტორფი, 1869 წ., ტომსონი, 1894 წ.). კვლევათა საფუძველზე დადგინდა, რომ ეს სხივები უარყოფითი ელექტრული მუხტის მატარებელ ნაწილაკებს — ელექტრონებს წარმოადგენენ.

ელექტრონების ნაკადზე ძლიერ გავლენას ახდენენ ელექტრული და მაგნიტური ველები. მათი საშუალებით შეიძლება ელექტრონების აჩქარება, გადახრა, ხვედრითი მუხტის $\left(\frac{e}{m}\right)$ გაზომვა, იმპულსისა და ენერგიის გაზომვა.

ცდებით მიღებული შედეგები გვიჩვენებენ, რომ ელექტრონის ხვედრითი მუხტი, უძრავი ელექტრონის შემთხვევაში არის $\frac{e}{m} = 1840\ F$, ფარადეის რიცხვი F დაკავშირებულია წყალბადის ატომის მასასთან შემდეგნაირად: $F = \frac{e}{m_H}$, აქედან ელექტრონის უძრაობის მასა იქნება:

$$m_0 = \frac{m_H}{1840} = 9{,}1 \cdot 10^{-28} \text{ გრ.} \qquad (1{,}4)$$

ცდებით დამტკიცდა, რომ კათოდური სხივების გარდა არსებობენ დადებითი ნიშნით დამუხტული ნაწილაკებისაგან შემდგარი ნაკადები (ჰოლდშტეინი, 1886 წ.). ამ ნაკადებს არხითი სხივები უწოდეს. ეს სახელწოდება მათ მიიღეს იმიტომ, რომ ისინი განმუხტვის მილაკიდან, კათოდში გაკეთებული არხებიდან, ანოდის მდებარეობის საწინააღმდეგო მხარეს არსებული ხვრელებიდან გამოდიან (იხ. ნახ. 9).



ნახ. 9. არხითი სხივების გაჩენა.

ასეთი სხივების გაჩენის მექანიზმი ცნობილია. კათოდიდან ამოტყორცნილი ელექტრონები მოძრაობენ ანოდის მიმართულებით, ეჯახებიან გაზის მოლეკულებს ან ატომებს და აიონიზირებენ მათ. იონიზაციის შედეგად ატომები გადაიქცევიან დადებითად დამუხტულ იონებად, რომლებიც კათოდისაკენ იწყებენ მოძრაობას, გადიან არხებში და განაგრძობენ მოძრაობას კათოდის მეორე მხარეს. ამრიგად, არხითი სხივები დადებითი იონების ნაკადს წარმოადგენენ.

იონებისაგან შემდგარი ნაკადი შეიძლება სხვა წესითაც მივიღოთ: ელექტრონები დაეცემა რა ანოდის ზედაპირს, გაანთავისუფლებს ანოდის ატომური მესრიდან იონებს, რომლებიც კათოდისაკენ ამოძრავდებიან. ამ ნაკადებს ხშირად ანოდურ სხივებს უწოდებენ.

იონური ნაკადების შესწავლა იმავე მეთოდებით წარმოებს, როგორც ელექტრონებისა. იონების ნაკადს გაატარებენ ელექტრულ და მაგნიტურ ველებში და ზომავენ მათ ხვედრით მუხტს.

სწორედ ასეთი ცდების საშუალებით დამტკიცდა, რომ იონების მასა გაცილებით აღემატება ელექტრონის მასას. იონის მასა ატომის ან მოლეკულის მასის რიგისაა. დამტკიცდა, რომ დადებითი მუხტი ყოველთვის ნივთიერების შემადგენელ ატომებთან და მოლეკულებთან არის დაკავშირებული. იონის მუხტი ყოველთვის ჯერადია ელემენტარული დადებითი მუხტისა, რომელიც აქვს წყალბადის იონს. დადებითი ნიშნის ელემენტარული მუხტის სიდიდე ელექტრონის მუხტის ტოლი აღმოჩნდა. ხშირად ჩნდებიან აგრეთვე უაოყოფითად დამუხტული იონები.

ყველა საკითხს, დაკავშირებულს დადებითად და უარყოფითად დამუხტული ნაწილაკების გაჩენასთან, § 2-ში განვიხილავთ.

ამრიგად, დამტკიცდა, რომ ატომები და მოლეკულები არ წარმოადგენენ ელემენტარულ, განუყოფად ნაწილაკებს, რომლებისგანაც შედგება ნივთიერება. ყველა ცდა და დაკვირვება ატომების რთულ აგებულებას გვიმტკიცებს.

§ 2. ელექტრონული და იონური პროცესები

1. ელექტრონებისა და იონების გაჩენა

გავარჩიოთ დამუხტული ნაწილაკების გაჩენის მექანიზმი. ატომურ ფიზიკაში განვიხილავთ დამუხტული ნაწილაკების სამ ჯგუფს: დადებით იონებს, უარყოფით იონებს და ელექტრონებს. იონები წარმოადგენენ ერთჯერად ან მრავალჯერად დამუხტულ ატომებს ან მოლეკულებს. მათ ატომური და მოლეკულური იონები ეწოდებათ. იონის მასა დაახლოებით ატომის ან მოლეკულის მასის ტოლია. იონის მუხტი ყოველთვის ჯერადია ელემენტარული მუხტისა, რომელიც ტოლია $e=4{,}8\cdot10^{-10}\,CGSE$ ან $1{,}6\cdot10^{-19}$ კულონის. უმცირესი მასა აქვს წყალბადის (H) ატომის იონს, რომელიც 10^{-24} გ-ს უდრის. წყალბადის ერთჯერადი დადებითი იონი აღინიშნება H^+, ჰელიუმის ორჯერადი იონი He^{++}, და ასე შემდეგ. დადებითი იონი ჩნდება ნეიტრალური ატომისაგან ან მოლეკულისაგან ელექტრონის მოცილების შედეგად. ატომიდან ელექტრონის მოსაცილებლად საჭიროა დავხარჯოთ გარკვეული მუშაობა, კულონური მიზიდულობის ძალების დასაძლევად. ენერგია, რომელიც საჭიროა იმისათვის, რომ ატომს ელექტრონი მოვაცილოთ, ატომის ბუნებაზეა დამოკიდებული. ატომიდან ყველაზე სუსტად ბმული ელექტრონის მოცილებისათვის საჭირო ენერგია სხვადასხვაა სხვადასხვა ატომებისათვის და იცვლება 4-დან 25 ელექტრონვოლტამდე. ამ ენერგიას ატომის პირველი იონიზაციის პოტენციალი ეწოდება. იონიზაციის პოტენციალი მით ნაკლებია, რაც უფრო ელექტროდადებითია ატომი. ელექტრონის მოცილება ატომიდან მით ადვილად ხდება, რაც უფრო მარცხნივ მდებარეობს ელემენტი პერიოდულ სისტემაში და ამავე დროს, რაც უფრო ქვედა უჯრედში იმყოფება ის. უმცირესი იონიზაციის პოტენციალი აქვთ ტუტე მეტალთა ატომებს, განსაკუთრებით ცეზიუმს (Cs). დიდი იონიზაციის პოტენციალი ახასიათებთ ჰალოიდებს და კეთილშობილ გაზებს. დადებითი იონების გაჩენა ყველა ელემენტში ხდება სათანადო ენერგიის დახარჯვით.

უარყოფითი იონი გაჩნდება მაშინ, როდესაც ერთი ან რამდენიმე ელექტრონი შეუერთდება ატომს ან მოლეკულას. თუ ელექტრონი

მიუახლოვდა ატომს (მოლეკულას), ის მიიზიდება, შეუერთდება მას და გადაიქცევა უარყოფით იონად. ელექტრონის მიერთება ატომთან ან მოლეკულასთან ატომის ბუნებაზეა დამოკიდებული. ელექტრონების მიერთება მით ადვილად ხდება, რაც უფრო მარჯვნივ მდებარეობს ელემენტი პერიოდულ სისტემაში. იმ ელემენტებს, რომელთა ატომები და მოლეკულები ადვილად იერთებენ ელექტრონებს, ელექტროუარყოფითი ელემენტები ეწოდებათ. უარყოფითი იონები ადვილად ჩნდებიან ჰალოიდებში (F_2, Cl_2, Br_2), ჟანგბადში (O_2), წყლის ორთქლში. მათი გაჩენა ტეტოვან ლითონებში გაძნელებულია. კეთილშობილ ელემენტებში არც უარყოფითი და არც დადებითი იონების წარმოქმნა, როგორც წესი, არ ხდება. ელექტრონები ატომებისა და მოლეკულების იონიზაციის შედეგად ჩნდებიან.

ელექტრონის მუხტი ყოველთვის ერთი ელემენტარული მუხტის ტოლია და უარყოფითი ნიშნისაა. ელექტრონის მასა, იონის მასასთან შედარებით, ძალიან მცირეა. ის შეადგენს წყალბადის იონის მასის 1/1840 ნაწილს და ტოლია $9 \cdot 10^{-28}$ გ.

2. დამუხტული ნაწილაკების მოძრაობა ელექტრულ და მაგნიტურ ველებში

დავუშვათ, რომ ze მუხტის მქონე ნაწილაკი **E** დაძაბულობის ელექტრულ და **B** ინდუქციის მაგნიტურ ველში იმყოფება. როგორც ცნობილია, მასზე ორი ძალა იმოქმედებს: ელექტრულ ველში მასზე $ze\mathbf{E}$ ძალა მოქმედებს, რომელიც ყოველთვის ველის გასწვრივაა მიმართული, — თუ ნაწილაკს დადებითი მუხტი აქვს ($e>0$) და ველის საწინააღმდეგოდაა — თუ მუხტი უარყოფითია ($e<0$). შევთანხმდეთ, რომ e და **E** სიდიდეები $CGSE$ ერთეულებში იზომება. z მუხტის ჯერადობის მაჩვენებელია. ის ყოველთვის მთელ რიცხვს უდრის $z=1, 2, 3,\ldots$ ელექტრონისათვის $z=-1$, პროტონისათვის $z=+1$.

მაგნიტურ ველში ნაწილაკზე მოქმედებს ლორენცის ძალა, ტოლი $ze[\mathbf{vB}]$, $\mathbf{v}$ — ნაწილაკის სიჩქარეა, **B** მაგნიტური ინდუქციაა, რომელიც გაუსებში იზომება. ლორენცის ძალა ყოველთვის მიმართულია **v** და **B**-ზე გავლებული სიბრტყის მართობულად და ორიენტირებულია მარჯვენა ბურღის წესის თანახმად.

ამრიგად, ელექტრულ და მაგნიტურ ველებში დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობის განტოლება იქნება:

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt}=ze\,(\mathbf{E}+[\mathbf{vB}]). \qquad (1,5)$$

ზოგიერთ კერძო შემთხვევაში ამ განტოლებას მარტივი ამოხსნა აქვს.

განვიხილოთ კერძო შემთხვევები:

1. მუდმივი სიდიდის და მიმართულების ელექტრულ ველში, სადაც $\mathbf{B}=0$ და $\mathbf{E}=\text{const}$, მოძრაობის განტოლება იქნება:

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt}=ze\mathbf{E}. \tag{1,6}$$

ნაწილაკი იმოძრავებს მუდმივი აჩქარებით:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt}=\mathbf{a}=\frac{ze\mathbf{E}}{m}=\text{const}. \tag{1,7}$$

ნაწილაკის აჩქარება $\frac{e}{m}$ ფარდობაზეა დამოკიდებული. ნაწილაკის სიჩქარე დროის წრფივი ფუნქცია იქნება:

$$\mathbf{v}=\frac{ze}{m}\mathbf{E}t+c. \tag{1,8}$$

თუ საწყის $t=0$ მომენტში სიჩქარე იყო v_0, მაშინ

$$\mathbf{v}=\mathbf{v}_0+\frac{ze}{m}\mathbf{E}t. \tag{1,9}$$

ამრიგად, მუდმივ ელექტრულ ველში დამუხტული ნაწილაკი, რომლის საწყისი სიჩქარე ნულია ან მიმართულია ველის გასწვრივ, იმოძრავებს ველის მიმართულებით, დადებითი აჩქარებით — თუ მუხტი დადებითია და უარყოფითი აჩქარებით, — თუ მუხტი უარყოფითია.

გამოვთვალოთ კინეტიკური ენერგია, რომელსაც შეიძენს (ან დაკარგავს) ნაწილაკი ელექტრულ ველში. ამისათვის (1,6) განტოლება გავამრავლოთ dr-ზე და ის სკალარულად გადავწეროთ. საწყისი სიჩქარე ნულის ტოლად ჩავთვალოთ.

$$m\frac{dv}{dt}\,dr=zeEdr,$$

ანუ

$$m\frac{dr}{dt}\,dv=zeEdr=mvdv=d\left(\frac{mv^2}{2}\right).$$

აქედან

$$\frac{mv^2}{2}=ze\int Edr=zeV. \tag{1,10}$$

დამუხტული ნაწილაკის მიერ ელექტრულ ველში შეძენილი ენერგია ცალსახად განისაზღვრება გავლილ პოტენციალთა სხვაობით (V). ამიტომ დამუხტული ნაწილაკის ენერგიას ამ პოტენციალთა სხვაობით ზომავენ.

ენერგიის ერთეული ელექტრონვოლტი ის ენერგიაა, რომელსაც შეიძენს ერთი ელემენტარული მუხტის მქონე ნაწილაკი, ერთი ვოლტი პოტენციალთა სხვაობის გარბენის დროს. ცხადია, რომ

$$1 \text{ ელ-ვოლტი } (eV) = 4{,}8 \cdot 10^{-10} \cdot 300 \text{ ერგ} = 1{,}6 \cdot 10^{-12} \text{ ერგ.}$$

დიდი ენერგიების გასაზომად შემოღებულია ელექტრონვოლტის წარმოებული ერთეულები: კილოელ-ვოლტი (KeV) 10^3 ელ-ვ, მეგაელ-ვოლტი (MeV) 10^6 ელ-ვ და ბევი (BeV) 10^9 ელ-ვ.

(1,10) განტოლებიდან ჩანს, რომ დამუხტული ნაწილაკის სიჩქარეც შეიძლება ვოლტებში გავზომოთ. ელექტრონის სიჩქარე ვოლტებში გაზომილი დაკავშირებულია აბსოლუტურ ერთეულებში გამოსახულ სიჩქარესთან შემდეგნაირად:

$$v = \sqrt{\frac{2zcV}{m}}. \qquad (1,11)$$

ელექტრონისათვის, როდესაც $z = 1$, $c = 4{,}8 \cdot 10^{-10}$ $CGSE$ და $m = 9{,}1 \cdot 10^{-28}$ გ, გვექნება: $v = 6 \cdot 10^7 \sqrt{V}$ სმ/(წმ).

ამგვარად, ელექტრონი, რომელიც ერთ ვოლტ პოტენციალთა სხვაობას გაირბენს, $6 \cdot 10^7$ სმ/წმ = 600 კმ/სეკ სიჩქარეს შეიძენს.

ზემოთ განხილული გამოთვლები ჩვენ იმ დაშვებით ჩავატარეთ, რომ დამუხტული ნაწილაკის სიჩქარე, სინათლის სიჩქარესთან შედარებით, მცირეა ($v \ll c$). ამ პირობებში ნაწილაკის მასა მუდმივია. თუ დამუხტული ნაწილაკის მასა სინათლის სიჩქარეს უახლოვდება, დაწყებული 3000 ვოლტიდან და ზევით, ელექტრონისათვის და სხვა მსუბუქი ნაწილაკებისათვის, უნდა მასაში რელატივისტური შესწორება შევიტანოთ. მძიმე დამუხტული ნაწილაკების (იონების) მასის ცვლილება მხოლოდ ძალიან დიდი ენერგიების შემთხვევაში შეიმჩნევა, რაც პრაქტიკაში იშვიათად გვხვდება.

2. განვიხილოთ დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობა მუდმივ ელექტრულ ველში, რომელიც მოქმედებს ნაწილაკის მოძრაობის სიჩქარის პერპენდიკულარულად.

მე-10 ნახაზზე ნაჩვენებია ნაწილაკის მოძრაობის სქემა.

ნაწილაკის საწყისი სიჩქარე v_0 ველის ნორმალურია. მე-10 ნახაზზე ცდის გეომეტრიაა ნაჩვენები. საწყისი სიჩქარე მიმართულია x ღერძის გასწვრივ, ველის მიმართულება y ღერძს ემთხვევა (ქვევით).

დავწეროთ მოძრაობის განტოლება სკალარული სახით:

$$m\frac{dv_x}{dt} = 0; \quad m\frac{dv_y}{dt} = zcE. \qquad (1,12)$$

ცხადია, ნაწილაკი Oxy სიბრტყეში იმოძრავებს.

(1,12) განტოლებიდან გამომდინარეობს:

$$\frac{dv_x}{dt}=0;\quad v_x=v_0=\text{const}.$$

მაშასადამე, ნაწილაკი იმოძრავებს x ღერძის გასწვრივ, v_0 მუდმივი სიჩქარით.

გავამრავლოთ (1,12)-ის მეორე განტოლების ორივე მხარე dx-ზე:

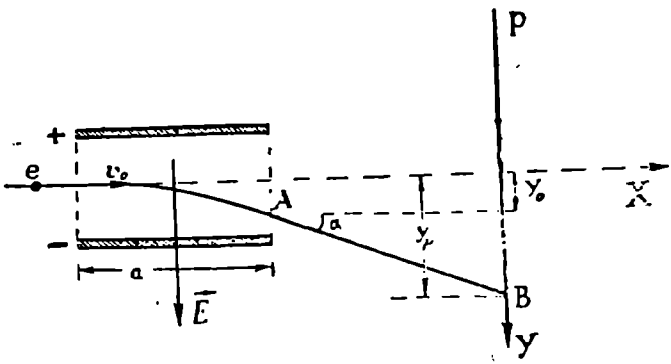
$$\frac{d}{dt}\left(\frac{dy}{dt}\right)dx=\frac{ze}{m}Edx,$$

ანუ

$$d\left(\frac{dy}{dt}\right)\frac{dx}{dt}=\frac{ze}{m}Edx.$$

და რადგან $\frac{dx}{dt}=v_0=\text{const}$, ამიტომ, $d\left(\frac{dy}{dt}\right)=\frac{zeE}{mv_0}dx$ ინტეგრება გვაძლევს:

$$\frac{dy}{dt}=\frac{ze}{mv_0}Ex.$$



ნახ. 10. დამუხტული ნაწილაკის გადახრა მუდმივ, განივ ელექტრულ ველში.

გავამრავლოთ ორივე მხარე ისევ dx-ზე:

$$\frac{dy}{dt}dx=\frac{ze}{mv_0}xEdx,$$

ანუ

$$dy=\frac{zexE}{mv_0^2}dx.$$

რადგან $E=\text{const}$, ინტეგრების შემდეგ მივიღებთ:

$$y=\frac{zcEx^2}{2mv_0^2}. \qquad (1,13)$$

მაშასადამე, განივ ელექტრულ ველში ნაწილაკი იმოძრავებს პარაბოლურ მრუდზე. ელექტრული ველიდან გამოსვლის შემდეგ, A წერტილიდან დაწყებული, ის იმოძრავებს სწორხაზოვნად და P ეკრანს B წერტილში დაეცემა. ელექტრული ველიდან გამოსვლის ადგილას (A წერტილში) ნაწილაკის გადახრა იქნება:

$$y_0=\frac{zcEa^2}{2mv_0^2}.$$

ეკრანზე ნაწილაკის გადახრის გამოთვლა ადვილია. მე-10 ნახაზიდან ჩანს, რომ:

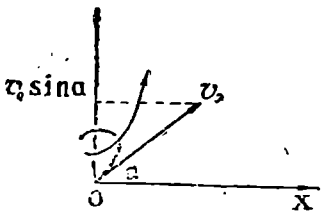
$$\operatorname{tg}\alpha=\left(\frac{dy}{dx}\right)_{x=a}=\frac{zcEa}{mv_0^2}$$

და

$$y_p=y_0+l\operatorname{tg}\alpha=\frac{zcEa}{mv_0^2}\left(\frac{a}{2}+l\right). \qquad (1,14)$$

a კონდენსატორის სიგრძეა, l — ეკრანის დაშორება ველიდან.

აქედან ჩვენ ვხედავთ, რომ განივ ელექტრულ ველში დამუხტული ნაწილაკი გადაიხრება სწორხაზოვანი მიმართულებიდან. გადახრის სიდიდე დამოკიდებულია ხვედრით მუხტზე $\left(\frac{ze}{m}\right)$ და უკუპროპორციულია საწყისი სიჩქარის კვადრატისა.



ნახ. 11. დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობა მუდმივ ელექტრულ ველში, როდესაც ის ველში ნებისმიერი კუთხით შედის.

განივ ელექტრულ ველში გადახრა შეიძლება ასე გადაიწეროს:

$$y=\frac{ze}{m}\,\frac{A}{v_0^2}, \qquad (1,15)$$

სადაც A ცდის გეომეტრიის განმსაზღვრელი მუდმივაა.

ზოგად შემთხვევაში, როდესაც დამუხტული ნაწილაკის სიჩქარე ველის მიმართულებასთან ნებისმიერ α კუთხეს ადგენს, სიჩქარე ორ მდგენელად შეიძლება დავშალოთ. პირველი მდგენელი $v_{0x}=v_0\cos\alpha$ მიმართულია ველის გასწვრივ, მეორე $v_{0y}=v_0\sin\alpha$ — ველის პერპენდიკულარულად (იხ. ნახ. 11). x ღერძის გასწვრივ მოძრაობა იქნება აჩქარებული.

$$x=\frac{zeEt^2}{2m}+v_0\cos\alpha\cdot t.$$

y ღერძის გასწვრივ კი თანაბარი:

$$y_0=v_0\sin\alpha\cdot t.$$

თუ ამ ორი განტოლებიდან t-ს გამოვრიცხავთ, მივიღებთ პარაბოლის განტოლებას:

$$x=\frac{zcE}{2mv_0^2\sin^2\alpha}y^2+y\operatorname{ctg}\alpha. \qquad (1,16)$$

ამრიგად, მუდმივ ელექტრულ ველში, თუ დამუხტული ნაწილაკის სიჩქარე ველის მიმართულებასთან ნებისმიერ კუთხეს ქმნის, ნაწილაკი ღერძის გასწვრივ მუდმივი ბიჯის მქონე პარაბოლის სახის ხრახნწირს შემოწერს.

3. განვიხილოთ დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობა პერიოდულად ცვლად ელექტრულ ველში.

დაეუშვათ, რომ ელექტრული ველი დროში სინუსოიდალურად იცვლება:

$$E=E_0\sin\omega t,$$

სადაც E_0 ელექტრული ველის დაძაბულობის ამპლიტუდაა, $\omega=2\pi\nu$— კუთხური სიხშირე.

მოძრაობის განტოლება იქნება:

$$\frac{d^2x}{dt^2}=\frac{ze}{m}E_0\sin\omega t=a_x\sin\omega t. \qquad (1,17)$$

ამ განტოლების ამოხსნა შემდეგი სახით დავწეროთ:

$$x=x_0\sin\omega t+v_0t+x_0. \qquad (1,18)$$

გარეშე ძალა სინუსოიდალურად იცვლება, ამიტომ (1,17) განტოლების თანახმად, დამუხტული ნაწილაკის აჩქარება და გადაადგილება დროის სინუსოიდალური ფუნქცია უნდა იყოს. x_0 არის საწყისი გადაადგილება.

გავადიფერენციალოთ (1,18) განტოლება ორჯერ, მივიღებთ:

$$\frac{d^2x}{dt^2}=-\omega^2x_0\sin\omega t. \qquad (1,19)$$

(1,18) განტოლება წარმოადგენს მოძრაობის განტოლების ამოხსნას იმ პირობით, თუ

$$-\omega^2x_0\sin\omega t=\frac{ze}{m}E_0\sin\omega t, \qquad (1,20)$$

ანუ

$$x_0=-\frac{zeE_0}{m\omega^2}. \qquad (1,21)$$

თუ ამ მნიშვნელობას (1,18) განტოლებაში ჩავსვამთ, მივიღებთ:

$$x(t)=-\frac{zcE_0}{m\omega^2}\sin\omega t+v_0 t+x_0. \qquad (1,22)$$

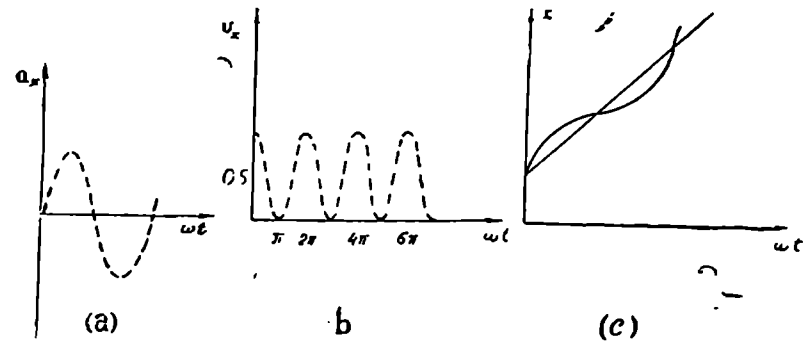
ხოლო ნაწილაკის სიჩქარე იქნება:

$$v_x(t)=\frac{dx}{dt}=-\frac{zcE_0}{m\omega}\cos\omega t+v_0. \qquad (1,23)$$

საწყისი მომენტისათვის, როდესაც $t=0$, სიჩქარე ტოლია:

$$v_x(0)=-\frac{zcE_0}{m\omega}+v_0. \qquad (1,24)$$

არ უნდა ავურიოთ $v_x(0)$ და v_0. $v_x(0)$ დამუხტული ნაწილაკის სიჩქარეა $t=0$ მომენტში, v_0 კი არის არჩეული ინტეგრების მუდმივა, იმისათვის, რომ $v_x(0)$-მა გარკვეული მნიშვნელობა მიიღოს.



ნახ. 12. დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობა ცვლად ელექტრულ ველში.

თუ ნაწილაკის საწყის სიჩქარეს ნულის ტოლად ჩავთვლით, მაშინ $v_0=\frac{zcE_0}{m\omega}$ და ჩასმა (1,22) განტოლებაში მოგვცემს:

$$x(t)=-\frac{zcE_0}{m\omega^2}\sin\omega t+\frac{zcE_0}{m\omega}t+x_0. \qquad (1,25)$$

მაშასადამე, ჩვენ შეგვიძლია შემდეგი დასკვნა გავაკეთოთ: თუ დამუხტული ნაწილაკი იმყოფება ელექტრულ ველში, რომელიც იცვლება $E=E_0\sin\omega t$ კანონის თანახმად, მაშინ მისი აჩქარება (1,17) პერიოდულად იცვლება (იხ. ნახ. 12a), მისი სიჩქარე (1,23) ცვალებადობს, თანახმად ნახ. 12 b-სი. კოორდინატის ცვლილება (1,25) გამოსახულია ნახ. 12 c-ზე.

ჩვენ ვხედავთ, რომ საწყის მომენტში, როდესაც $v_x=0$, ნაწილაკის მოძრაობა ორი მოძრაობის ჯამს წარმოადგენს: ერთი, თანაბარი მოძრაობა მუდმივი სიჩქარით $\frac{zeE_0}{m\omega}$, ხოლო მეორე რხევაა. დამუხტული ნაწილაკი განუწყვეტლივ ერთი და იგივე მიმართულებით მოძრაობს.

4. განვიხილოთ ნაწილაკის მოძრაობა მუდმივ ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში. ამ შემთხვევაში მასზე მხოლოდ ლორენცის ძალა მოქმედებს.

$$\mathbf{F}_m = ze[\mathbf{vB}]. \qquad (1,26)$$

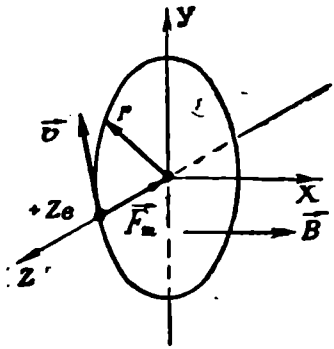
სკალარული სახით ეს განტოლება შემდეგნაირად დაიწერება:

$$F_m = zevB\sin\theta. \qquad (1,27)$$

ლორენცის ძალა სიჩქარეს მხოლოდ მიმართულებით ცვლის. თუ ნაწილაკი უძრავია ან მოძრაობს ველის გასწვრივ, ლორენცის ძალა ნულია. დამუხტულ ნაწილაკზე მაგნიტური ველის მაქსიმალურ მოქმედებას ადგილი ექნება მაშინ, როდესაც სიჩქარე ველის მართობია. ამ შემთხვევაში

$$F_m = zevB \qquad (1,28)$$

და ნაწილაკი წრეხაზზე იმოძრავებს. ნაწილაკის ტრაექტორია იმ სიბრტყეში მდებარეობს, რომელიც ველის მდებარეობისადმი მართობია.



ნახ. 13. დადებითი ნიშნის დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობა განივ მაგნიტურ ველში.

მე-13 ნახაზზე მოცემულია დადებითად დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობა. ის საათის ისრის მოძრაობის მიმართულებით ხდება.

გამოვთვალოთ ტრაექტორიის რადიუსი და ბრუნვის კუთხური სიხშირე. ამისათვის ლორენცის ძალა ცენტრისკენულ ძალას გავუტოლოთ.

$$zevB = \frac{mv^2}{r};$$

აქედან:

$$r = \frac{mv}{zeB}; \qquad (1,29)$$

ხოლო

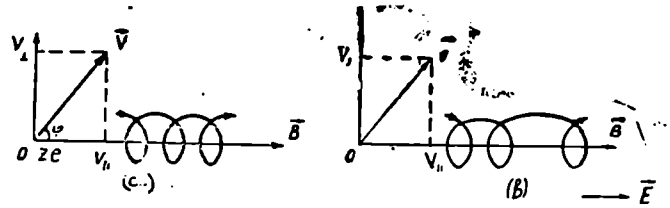
$$\omega_c = \frac{v}{r} = \frac{zeB}{m}. \qquad (1,30)$$

ω_c ციკლოტრონულ სიხშირეს უწოდებენ, რადგან ის იმ კუთხურ სიხშირეს უდრის, რომლითაც დამუხტული ნაწილაკი (იონი) ციკლოტრონში ბრუნავს. ბრუნვის სიხშირე იქნება:

$$\nu_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{eB}{2\pi m}. \qquad (1,31)$$

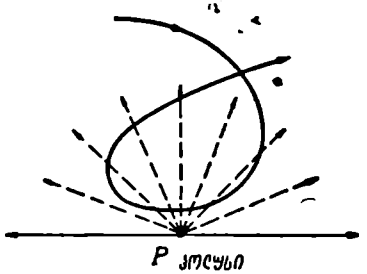
თუ დამუხტული ნაწილაკის საწყისი სიჩქარე ველის მართობი არ არის, მაშინ წრის რადიუსს სიჩქარის პერპენდიკულარული მდგენელი განსაზღვრავს ($v_\perp$) და

$$r = \frac{v_\perp}{\omega_c} = \frac{mv_\perp}{eB}. \qquad (1,32)$$



ნახ. 14. დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობა მუდმივი ბიჯის ხრახნწირზე.

სიჩქარის პარალელური კომპონენტი v_{II} არ იცვლება და არავითარ გავლენას არ ახდენს ნაწილაკის მოძრაობაზე. ამის გამო ნაწილაკის მოძრაობა წარმოებს მუდმივი ბიჯის ხრახნწირზე, მაგნიტური ველის გასწვრივ (იხ. ნახ. 14a). თუ მაგნიტური ველის გასწვრივ, მიმართული სიჩქარის კომპონენტი იზრდება, მაგალითად, ელექტრული ველის მოქმედებით, დამუხტული ნაწილაკი მზარდი ბიჯის ხრახნწირზე იმოძრავებს (ნახ. 14b).

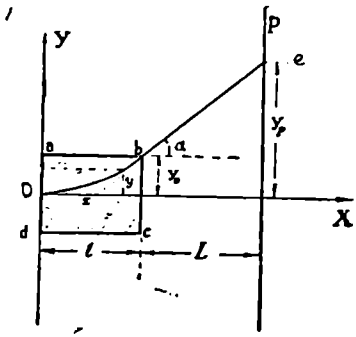


ნახ. 15. დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობა რადიალურ მაგნიტურ ველში.

(1,29) განტოლება სამართლიანია არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველის შემთხვევაშიც. მაგალითად, თუ მაგნიტური ველი რადიალურია (ნახ. 15), ნაწილაკი ცვლადი რადიუსის განშლად ხრახნწირზე იმოძრავებს, რადგან ინდუქციის ცვალებადობა რადიუსის ცვლას იწვევს.

მე-15 ნახაზზე ნაჩვენებია დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობის ტრაექტორია რადიალურ მაგნიტურ ველში, მაგნიტური პოლუსის სიახლოვეს. ასეთი რთული სახის ტრაექტორიაზე მოძრაობენ ზეციდან და კოსმოსური სივრციდან მომავალი დამუხტული ნაწილაკები (ელექტრონები), დედამიწის მაგნიტური პოლუსის სიახლოვეს.

5. მაგნიტურ ველში დამუხტული ნაწილაკის გადახრის გაზომვა შეიძლება მე-16 ნახაზზე ნაჩვენები სქემის საშუალებით. დავუშვათ, რომ მაგნიტური ველი მიმართულია ნახაზის სიბრტყის პერპენდიკულარულად. *abcd* მართკუთხედი გვიჩვენებს სამხრეთ მაგნიტურ პოლუსს. ჩრდილოეთი პოლუსი მის ზემოთ იმყოფება (ნახაზზე ნაჩვენები არ არის). დამუხტული ნაწილაკი *O* წერტილში შედის ველში და მოძრაობს *Ox* ღერძის გასწვრივ.



ნ ხ. 16. დამუხტული ნაწილაკის გადახრა განივ მაგნიტურ ველში.

ნაწილაკი მაგნიტურ ველში *R* რადიუსის *Ob* რკალს შემოწერს. მაგნიტური ველიდან გამოსვლის წერტილში ნაწილაკის გადახრა y_0-ს უდრის. ველიდან გამოსვლის შემდეგ ნაწილაკი სწორ ხაზზე იმოძრავებს და *P* ეკრანს *e* წერტილში გადაკვეთს. y_P არის ნაწილაკის გადახრა *P* ეკრანზე.

მე-16 ნახაზიდან გამომდინარეობს:

$$R^2 = x^2 + (R - y)^2. \qquad (1,33)$$

დავუშვათ, რომ $2R \gg y$ (ველში გადახრა მცირეა). (1,33) ფორმულიდან გვექნება:

$$x^2 = R^2 - (R - y)^2 = y(2R - y) = 2Ry \quad \text{და} \quad y = \frac{x^2}{2R}$$

თუ *R*-ის მნიშვნელობას ჩავსვამთ, მივიღებთ:

$$y = \frac{zeBx^2}{2mv_0}, \quad \text{ხოლო} \quad y_0 = \frac{l^2zeB}{2mv_0}$$

და

$$y_P = y_0 + L \operatorname{tg} \alpha.$$

ადვილად გამოვთვლით $\operatorname{tg}\alpha$-ს, ის უდრის $\left|\frac{dy}{dx}\right|_{x=e} = \frac{lzeB}{mv_0}$; და საბოლოოდ:

$$y_P = \frac{lecB}{mv_0}\left(\frac{l}{2}+L\right). \qquad (1,34)$$

როგორც ამ ფორმულიდან ჩანს, განივ მაგნიტურ ველში დამუხტული ნაწილაკის გადახრა დამოკიდებულია ნაწილაკის ხვედრით მუხტზე $\left(\frac{e}{m}\right)$ და უკუპროპორციულია ნაწილაკის საწყისი სიჩქარისა. დანარჩენი სიდიდეები, შემავალი (1,34) ფორმულაში, განისაზღვრებიან ცდის გეომეტრიით. ამიტომ (1,34) ფორმულა შეიძლება შემდეგნაირად გადავწეროთ:

$$y_P = \frac{e}{m}\,\frac{1}{v_0}\,B. \qquad (1,35)$$

B ცდის გეომეტრიის ფუნქციაა. თუ შევადარებთ (1,35) და (1,13) ფორმულებს, ასეთი დასკვნა შეიძლება გამოვიტანოთ: მაგნიტურ ველში დამუხტული ნაწილაკის გადახრა სიჩქარის პირველი ხარისხის უკუპროპორციულია, იმ დროს, როდესაც ელექტრულ ველში — სიჩქარის კვადრატის უკუპროპორციულია.

6. განვიხილოთ ზოგიერთი მარტივი შემთხვევა დამუხტულ ნაწილაკებზე ელექტრული და მაგნიტური ველების ერთდროული მოქმედებისა. ასეთი კომბინირებული მოქმედება ხშირად სხვადასხვა ფიზიკურ ხელსაწყოებში გამოიყენება. მაგალითად, მასსპექტრომეტრებში და სხვა დანადგარებში.

დავუშვათ, რომ დამუხტული ნაწილაკი მოძრაობს პარალელურად ან ანტიპარალელურად მიმართულ ელექტრულ და მაგნიტურ ველებში. თუ ნაწილაკის საწყისი სიჩქარე ნულია ან მიმართულია ველის გასწვრივ, მაშინ მაგნიტური ველი ნაწილაკის მოძრაობაზე არ მოქმედებს და მისი მოძრაობა განისაზღვრება მხოლოდ ელექტრული ველის მოქმედებით. დამუხტული ნაწილაკი ამოძრავებს ველის მიმართულებით, მუდმივი აჩქარებით. ანალოგიურ მდგომარეობას ექნება ადგილი, თუ ველები ანტიპარალელურნი არიან.

ელექტრული და მაგნიტური ველების პარალელური (ან ანტიპარალელური) განლაგება გამოიყენება სხვადასხვა მიზნებისათვის, მაგალითად, მასსპექტრომეტრებში იონების მასების განსასაზღვრავად. იონების მასების განსაზღვრის ეს მეთოდი პირველად ტომსონმა გამოიყენა 1910 წელს. განვიხილოთ ამ მეთოდის პრინციპი.

ვთქვათ, დადებითი იონების ვიწრო ნაკადი გადის განივ $\mathbf{E}$ დაძაბულობის და $\mathbf{B}$ მაგნიტური ინდუქციის ველებში (ნახ. 17 a, b).

ელექტრული ველი, დადებითი ნიშნის იონს y ღერძის გასწვრივ გადახრის. როგორც დავინახეთ, გადახრა ხვედრითი მუხტის $\frac{e}{m}$ პრო-

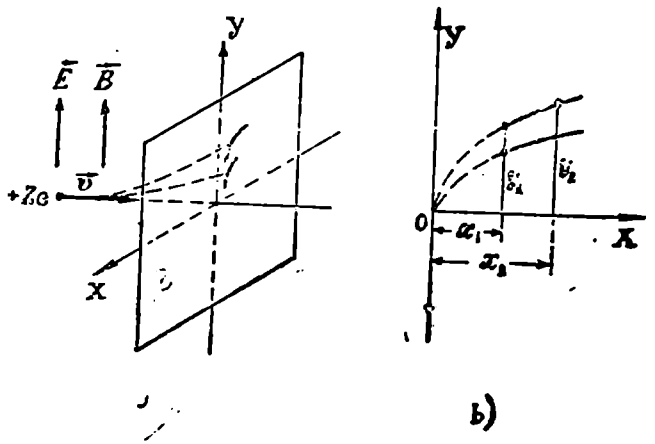
პორციულია და სიჩქარის კვადრატის უკუპროპორციულია. მაგნიტური ველი იონს x ღერძის გასწვრივ გადახრის. ამ შემთხვევაში გადახრის სიდიდე ხვედრითი მუხტის პროპორციულია და სიჩქარის პირველი ხარისხის უკუპროპორციულია.

$$y=\frac{ze}{m}\frac{1}{v_0^2}A; \quad x=\frac{ze}{m}\frac{1}{v_0}C.$$

თუ ამ განტოლებებიდან v_0-ს გამოვრიცხავთ, მივიღებთ y და x-ს შორის პარაბოლურ დამოკიდებულებას, თუ $\frac{ze}{m}=\text{const}$, მაშინ

$$y=\left(\frac{m}{ze}\right)\frac{A}{C^2}x^2. \qquad (1,36)$$

ეს გამოიწვევს P ეკრანზე (yx სიბრტყეში) გარკვეული მუხტის მქონე იონების პარაბოლაზე განლაგებას, დამოუკიდებლად სიჩქარისა. ამიტომ ხვედრითი მუხტის გაზომვის ამ მეთოდს პარაბოლურს უწოდებენ.



ნახ. 17. პარაბოლების მეთოდი.

იონის მუხტი შეიძლება იყოს მხოლოდ ჯერადი ელემენტარული მუხტისა, თუ ნაკადში შემავალ ყველა იონს ერთჯერადი მუხტი აქვს, მაშინ, როგორც (1,36) ფორმულიდან ჩანს, მოცემულ მუდმივ y-ისათვის იონების მასები გადახრის (y-ის) კვადრატის პროპორციულია (იხ. ნახ. 17 ბ). კოორდინატთა სათავეში თავს მოიყრიან ნეიტრალური ატომები. რადგანაც იონურ ნაკადში მათი რიცხვი უმნიშვნელოა, პარაბოლის ის ნაწილი, რომელიც ახლოა სათავესთან, ჩვეულებრივად

არ ჩანს. იმისათვის, რომ იონების ფარდობითი მასები განისაზღვროს, ორი ნაწილაკის ორდინატები უნდა გაიზომოს მოცემული xy-სათვის.

თუ ნაკადში ერთჯერად დამუხტულ იონებთან მრავალჯერადი მუხტის მატარებელი იონებიც არის, მაგალითად, O^+ და O^{++}, უკანასკნელნი აჩენენ პარაბოლას, რომლის სახე ისეთივეა, როგორც ნახევარი მასის შემთხვევაში. არსებობენ გარეშე ფაქტორები, რომელთა საშუალებით შეიძლება გავარჩიოთ ერთი და იგივე მასის მქონე ერთჯერადი დამუხტული იონების პარაბოლები მრავალჯერად დამუხტული იონების პარაბოლებისაგან.

სხვადასხვა ხელსაწყოებში ხშირად გადაჯვარედინებული ელექტრული და მაგნიტური ველები გამოიყენება. ამ შემთხვევაში დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობის ხასიათის დადგენა არავითარ სიძნელეს არ წარმოადგენს. გათვლას მოძრაობის კანონების გამოყენებით აწარმოებენ, ეს წმინდა დინამიკის ამოცანაა.

ამ შემთხვევაში, როდესაც ელექტრული და მაგნიტური ველები რთული სახის არიან და, თუ უცნობია ველის ხასიათი, მაშინ ველის შესასწავლად ლაპლასის განტოლებას მიმართავენ ($\Delta V = 0$, $s = 0$). ამ განტოლების ანალიზური ამოხსნა შესაძლებელია მხოლოდ ზოგიერთ კერძო შემთხვევაში, როდესაც ელექტროდების ფორმა და ურთიერთგანლაგება მარტივია. უფრო ზოგად შემთხვევაში, ველის გათვლისათვის ცდას მიმართავენ. ამისათვის ამოირჩევენ გარკვეულ, დიდი წინააღმდეგობის ელექტროლიტს, მაგალითად ზეთს. ათავსებენ მას ელექტროლიტურ აბაზანაში და სპეციალური ზონდებით საზღვრავენ ველის პოტენციალს სხვადასხვა წერტილში. როდესაც ცნობილი ხდება ველის ტოპოგრაფია, საზღვრავენ დამუხტული ნაწილაკის ტრაექტორიას.

7. ზემოთ თქმულიდან ვხედავთ, რომ ელექტრული და მაგნიტური ველების სათანადო გამოყენებით, შეიძლება ელექტრონებისა და იონების ხვედრითი მუხტის გაზომვა, მათი ენერგიისა და იმპულსის გაზომვა და სხვა. ამ პარამეტრების განსაზღვრის გარდა, ელექტრული და მაგნიტური ველები შეიძლება გამოვიყენოთ ელექტრონებისა და იონების ნაკადების მონოქრომატიზაციისათვის და ფოკუსირებისათვის.

დამუხტული ნაწილაკების მონოქრომატიზაცია და ფოკუსირება მნიშვნელოვან როლს ასრულებენ თითქმის ყველა ფიზიკურ გაზომვაში. ჩვენ არ შეუდგებით ამ საკითხების დაწვრილებით განხილვას, მხოლოდ შევეხებით მის პრინციპულ მხარეს.

დამუხტული ნაწილაკების მონოქრომატიზაციის ყველაზე მარტივი საშუალება მდგომარეობს შემდეგში: ურთიერთპერპენდიკულარულ ელექტრულ და მაგნიტურ ველებში ატარებენ ნაწილაკების ვიწრო ნაკადს. დამუხტულ ნაწილაკზე მოქმედებს ორი ურთიერთსაწინააღმდეგოდ მიმართული, ელექტრულ ველში მოქმედი $e\mathcal{E}$ და მაგნიტურში

მოქმედი $zev\mathrm{B}$ ძალები, თუ ველებს ისე ავარჩევთ, რომ ამ ძალებმა ერთმანეთი გააბათილონ, ე. ი. $zeE = zev B$, მაშინ $v = \frac{E}{B}$.

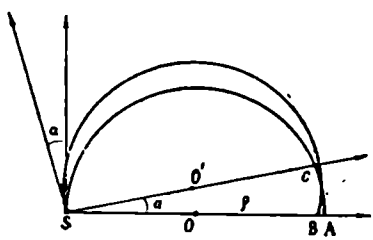
ნაწილაკები, რომელთა სიჩქარეები ამ ტოლობას არ ექვემდებარებიან, გადაიხრებიან და გამოდიან ნაკადიდან. ეს ნიშნავს, რომ მოხდა სიჩქარის მიხედვით ნაწილაკების მონოქრომატიზაცია.

არსებობს მონოქრომატიზაციის სხვა მრავალი, უფრო ქმედითი მეთოდი.

8. განვიხილოთ დამუხტული ნაწილაკების ფოკუსირების ერთ-ერთი მარტივი მეთოდი. ნაწილაკების ფოკუსირება (ერთ წერტილში თავის მოყრა) შეიძლება მარტივად განვახორციელოთ განივი მაგნიტური ველის საშუალებით. დავუშვათ, რომ ნაწილაკების წყარო S წერტილში იმყოფება (ნახ. 18).

ვთქვათ, ნაწილაკებს აქვთ ერთნაირი მახასიათებელი სიდიდე $\frac{m}{ze} v$. ნაწილაკი, რომელიც ვერტიკალურად ზემოთ ამოიტყორცნება, შემოწერს $2\frac{mv}{zeB} = 2\rho$ დიამეტრის ნახევარწრეს. მაგნიტური (ერთგვაროვანი) ველი მიმართულია ნახაზის სიბრტყის მართობულად, ზემოთ.

ნაწილაკი, რომელიც ამოიტყორცნება წყაროდან, პირველი ნაწილაკის მიმართულებისადმი α კუთხით შემოწერს იმავე რადიუსის წრეს, მხოლოდ ეს წრე გადაკვეთს SB სწორს სხვა წერტილში (A).



ნახ. 18. დამუხტული ნაწილაკების ფოკუსირება განივ მაგნიტურ ველში.

ადვილად დავადგენთ, რომ

$$BA = 2\rho(1 - \cos\alpha).$$

თუ α საკმარისად მცირეა, შეიძლება $\cos\alpha$ დავშალოთ მწკრივად: $\cos\alpha = 1 - \frac{\alpha^2}{2} + \ldots$ და დავტოვოთ მხოლოდ ორი პირველი წევრი. მაშინ: $BA = \rho\alpha^2$.

აქედან ჩვენ ვხედავთ, რომ ყველა ნაწილაკი, რომელიც S წყაროდან ამოიტყორცნება α კუთხის ფარგლებში, მაგნიტურ ველში შემოწერს წრიელ ტრაექტორიებს, რომლებიც თავს მოიყრიან BA შუალედში. მაშასადამე, თუ წყარო S ხვრელს წარმოადგენს, რომლიდანაც დამუხტული ნაწილაკები გამოდიან, BA იქნება ამ ხვრელის გამო-

სახულება. განიკი მაგნიტური ველი ისევე მოქმედებს, როგორც ცილინდრული ლინზა.

გამომუშავებულია აგრეთვე სხვა მრავალი მეთოდი, რომელთა განხილვას ჩვენ არ შევუდგებით.

3. ელექტრონული ოპტიკის ელემენტები

ზემოთ ჩვენ განვიხილეთ დამუხტული ნაწილაკების გადახრა მუდმივ ელექტრულ და მაგნიტურ ველებში. როგორც დავინახეთ, ნაწილაკის ტრაექტორიის პოვნა შესაძლებელია ნიუტონის მოძრაობის კანონების გამოყენებით. წესი განსაკუთრებით მარტივია, თუ მოძრაობას დეკარტეს სწორკუთხა კოორდინატთა სისტემაში ვიხილავთ. მაგრამ ხშირად, პირობების მიხედვით, საჭირო ხდება სხვა კოორდინატთა სისტემის გამოყენება. ამ შემთხვევაში ამოცანის გადაწყვეტა საგრძნობლად რთულდება. ასეთი რთული ამოცანის გადასაწყვეტად ჩვეულებრივად, მაგალითად, მექანიკაში, მიმართავენ უფრო ზოგად — ვარიაციულ პრინციპს, რომელიც ჰამილტონმა შემოიღო და მას ჰამილტონის პრინციპს უწოდებენ. ამ პრინციპის თანახმად, მატერიალური ნაწილაკი A-დან B წერტილში მოძრაობისას (იხ. ნახ. 19) ყველა შესაძლო გზათა შორის ირჩევს ისეთს, რომლისთვისაც გამოსახულება $L=\int_{t_1}^{t_2}(E_k-U)\,dt$ იღებს მინიმალურ მნიშვნელობას. ე. ი.



ნახ. 19. ნაწილაკის მოძრაობა A და B წერტილებს შორის.

$$\delta L=\delta\int_{t_1}^{t_2}(E_k-U)\,dt=0. \qquad (1{,}37)$$

აქ. E_k ნაწილაკის კინეტიკური ენერგიაა, U — პოტენციური ენერგია. t_1 და t_2 დროის მომენტებია, როდესაც ნაწილაკი A და B წერტილებში იმყოფება.

ვარიაციული პრინციპი უფრო ზოგადი კანონია, ვიდრე ნიუტონის მოძრაობის კანონი. ის განსაზღვრავს მოძრაობის იმ განსაკუთრებულ თვისებას, რომელიც არ არის დამოკიდებული კოორდინატთა სისტემის არჩევაზე. იმ კერძო შემთხვევაში, როდესაც არჩეულია დეკარტეს კოორდინატთა სისტემა, ეს პრინციპი ნიუტონის მოძრაობის განტოლებებზე დაიყვანება.

კონსერვატული ძალების შემთხვევაში, ვარიაციულ პრინციპს ასეთი სახე აქვს:

$$\delta \int_{t_1}^{t_2} 2E_k\, dt = 0. \qquad (1,38)$$

თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ

$$2E_k = m\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = 2(E-U) = \frac{ds}{dt}\sqrt{2m(E-U)}, \qquad (1,39)$$

სადაც $E_k + U = E$ არის სრული ენერგია, ამის გამო, (1,39) განტოლება შეიძლება ასეთ სახეზე დავიყვანოთ:

$$\delta \int_{S_A}^{S_B} \sqrt{2m(E-U)}\, ds = 0. \qquad (1,40)$$

ამ განტოლებას ის უპირატესობა აქვს, რომ აქ ინტეგრალი გზის მიხედვითაა აღებული და დროს არ შეიცავს. (1,40) განტოლება მექანიკის ძირითადი განტოლების განზოგადებას წარმოადგენს და შეიცავს აგრეთვე ენერგიის შენახვის კანონს. (1,40) განტოლება მჭიდრო კავშირშია მეორე ძირითად პრინციპთან, რომელსაც ფერმას პრინციპი ეწოდება. ამ პრინციპის თანახმად, სინათლის სხივი A-დან B წერტილში მხოლოდ იმ გზით ვრცელდება, რომლის გავლისთვის მას მინიმალური დრო სჭირდება. შესრულებული უნდა იყოს პირობა:

$$\delta \int_{t_1}^{t_2} \frac{ds}{v} = 0. \qquad (1,41)$$

ds გზის ელემენტია, v სინათლის გავრცელების სიჩქარეა.

თუ დავუშვებთ, რომ

$$\sqrt{2m(E_k - U)} = \frac{B}{v}. \qquad (1,42)$$

და შევადარებთ (1,41) და (1,40) ფორმულებს, მათ შორის სრულ მსგავსებას შევამჩნევთ.

აქ B მუდმივი სიდიდეა, რომელიც ნაწილაკის ენერგიით განისაზღვრება.

როგორც ვხედავთ, ნაწილაკის მოძრაობა ელექტრომაგნიტურ ველში იმავე კანონებს ექვემდებარება, რომლებსაც სინათლის სხივის გავრცელება გამჭვირვალე გარემოში. ამ იდეას თუ განვაზოგადებთ, შემდეგ დასკვნამდე მივალთ: (1,42) ფორმულის თანახმად, U პოტენციურ ველ-

ში, E ენერგიის და m მასის მქონე ნაწილაკის მოძრაობა შეიძლება გამჭვირვალე გარემოში v სიჩქარით გავრცელებული სინათლის სხივით შევცვალოთ.

გარემოს გარდატეხის მაჩვენებლისათვის მივიღებთ:

$$n = \frac{c}{v} = \frac{c\sqrt{2m(E-U)}}{B}. \qquad (1,43)$$

c სინათლის გავრცელების სიჩქარეა ვაკუუმში.

ამრიგად, ნაწილაკის მოძრაობის მექანიკური ამოცანა ოპტიკურ ამოცანაზე შეიძლება დავიყვანოთ. ე. ი. ნაწილაკის მოძრაობის მაგიერ განვიხილოთ სინათლის სხივის გავრცელება ოპტიკურ გარემოში, რომელშიც გარდატეხის მაჩვენებელი ერთი წერტილიდან მეორეში გადასვლის დროს იცვლება.

მეორე მხრივ, ვიცით, რომ ოპტიკაში დიდი გამოყენება პოვა სხვადასხვა გარდატეხის მაჩვენებლის მქონე სისტემებმა, რომლებიც ქმნიან ოპტიკურ ლინზებს. ასეთი ლინზების საშუალებით შეიძლება მოვახდინოთ სხივების ფოკუსირება და მათი საშუალო ით საგნის გამოსახულების მიღება, გადიდება და შემცირება. ამასთან დაკავშირებით, შეიძლება ასეთი საკითხი დაისვას: შეიძლება თუ არა ისეთი სახის ელექტრომაგნიტური ველი შევქმნათ, რომელშიც პოტენციური ფუნქციის $u(x, y, z)$ სახე იყოს ისეთი, რომ მისი საშუალებით შესაძლებელი გახდეს m მასის დამუხტული ნაწილაკების კონის ფოკუსირება? ეს საშუალებას მოგვცემდა მიგვეღო სხეულის გამოსახულება.

ეს აზრი შეიძლება სხვანაირადაც გამოვთქვათ: შეიძლება თუ არა, მაგალითად, ელექტრონების ან იონების მოძრაობის საშუალებით, ავაგოთ ლინზები, მიკროსკოპები, ტელესკოპები და სხვა ოპტიკური ხელსაწყოები. ამ საკითხის გადაწყვეტა მხოლოდ იმ შემთხვევაში შეიძლება, თუ ისეთ ელექტრომაგნიტურ ველს შევქმნით, რომელშიაც პოტენციალი ისეთნაირად იქნება განაწილებული, რომ (1,43) ფორმულა დაკმაყოფილდეს. ამ შემთხვევაში გარდატეხის მაჩვენებელი გარემოში ამა თუ იმ ოპტიკური სისტემის მიხედვით განაწილდება.

აღმოჩნდა, რომ ასეთი მაგნიტური ლინზების აგება შესაძლებელია. მკაფიო გამოსახულების მისაღებად საჭიროა ისეთი მსუბუქი ნაწილაკები გამოვიყენოთ, რომლებიც მათზე მოქმედი ძალების ზეგავლენით ადვილად იმოძრავებენ. ასეთ ნაწილაკებს ელექტრონები წარმოადგენს. მართლაც, ელექტრონებს ძალიან მცირე მასა აქვთ და ადვილია მათზე მოქმედი ელექტრული და მაგნიტური ველების შექმნა.

ამრიგად, შეიქმნა მეცნიერების ახალი დარგი, რომელსაც ელექტრონული ოპტიკა უწოდეს. ეს უკანასკნელი ფიზიკის სპეციალური დარგია და მის შესწავლას აქ არ შევუდგებით.

§ 3. ნეიტრალური ატომები და იზოტოპები

1. ქიმიური ელემენტების პერიოდული სისტემა

1. უკვე მე-19 საუკუნეში ცხადი გახდა, რომ ბუნებაში არსებული ყველა სხეული შედგება რამდენიმე ათეული მარტივი ნივთიერებისაგან, რომელთაც ქიმიურ ელემენტებს უწოდებენ. ყოველი ქიმიური ელემენტის შემადგენელი ატომი უკავშირდება ერთმანეთს, რის შედეგად ჩნდება მოლეკულები. სხვადასხვა სახის მოლეკულები ქმნიან რთულ ნივთიერებათა მრავალსახეობას. ყოველი ელემენტი შედგება თავისი დამახასიათებელი ატომებისაგან. ელემენტთა რიცხვი 100-ს აღემატება. ზოგიერთი ელემენტის ატომები არამდგრადია, თავისთავად იშლებიან და გარდაიქმნებიან სხვა ელემენტის ატომებად. ასეთ ელემენტებს რადიაქტიული ელემენტები ეწოდებათ. მათ ჩვენ არ შევეხებით. ჩვენ განვიხილავთ მხოლოდ მდგრად, სტაბილურ ატომებს, რომელთა სიცოცხლის ხანგრძლივობა თეორიულად უსასრულოდ დიდია. დღეს ცნობილ სტაბილურ ატომთა რიცხვი 80-ს აღწევს.

2. სანამ ატომის შინაგან აგებულებას შევეხებოდეთ და მის მოდელს შევიმუშავებდეთ, შევეფასოთ სხვადასხვა ელემენტის ატომური ზომა.

კინეტიკური თეორიის თანახმად, ატომები ძალიან მცირე, აბსოლუტურად დრეკად ბირთვებს წარმოადგენენ. მათი დიამეტრი პირველად იუნგმა შეაფასა და დაადგინა, რომ ის დაახლოებით $2{,}5 \cdot 10^{-9}$ სმ-ს უნდა უდრიდეს, რაც დღესდღეობით ცნობილი მნიშვნელობის დაახლოებით 0,1 ნაწილს შეადგენს.

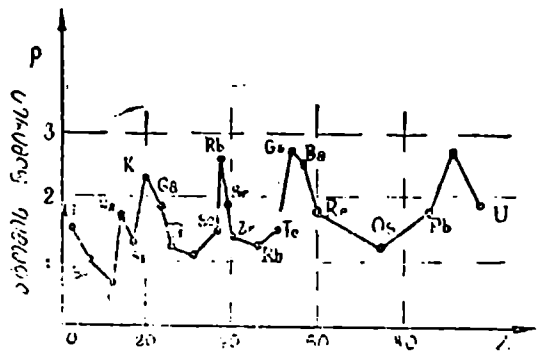
ატომის რადიუსის განსაზღვრა შემდეგ მარტივ მსჯელობას ემყარება: დავუშვათ, რომ V მოცულობაში n ატომია. მოცულობის ერთეულში მოთავსებული ატომთა რიცხვი $\frac{n}{V} = N_v = \rho N_A$ იქნება, სადაც $N_A = \frac{n}{M}$ ხვედრითი რიცხვია. თუ ავიღებთ ერთ გრამმოლეკულა ნივთიერების რაოდენობას, მაშინ N_A ავიგადროს რიცხვი იქნება, ტოლი — $6{,}02 \cdot 10^{26}$ კმოლ$^{-1}$, ρ არის თხევად ან მყარ მდგომარეობაში მყოფი ნივთიერების სიმკვრივე, აღებული რაც შეიძლება დაბალ ტემპერატურაზე, იმისათვის, რომ მოლეკულები ერთმანეთთან მჭიდროდ იყვნენ განლაგებული და მათი რხევა უმნიშვნელო იყოს.

$\frac{1}{N_v}$ იქნება მოცულობა, რომელიც ერთ ატომს შეიცავს. ვთქვათ მას კუბის ფორმა აქვს, რომლის წიბოა $2r$ (r ატომის რადიუსი), მაშინ ატომის რადიუსისათვის მივიღებთ:

$$(2r)^3 = \frac{1}{\rho} N, \quad \text{ანუ} \quad r = \sqrt[3]{\frac{N}{8\rho}} \qquad (1,44)$$

მე-20 ნახაზზე ნაჩვენებია ამ ფორმულით გათვლილი სხვადასხვა ელემენტების ატომების რადიუსები.

3. სხვადასხვა ელემენტების ატომების ქიმიური თვისებები ერთმანეთთან დაკავშირებული არიან. ზოგადი კანონი, რომელიც გამოხატავს ამ კავშირს, პირველად მენდელეევმა დაადგინა (1869 წ.). ეს კანონი ტაბულის სახით არის მოცემული. მასში გამოხატულია ელემენტების ყველა ფიზიკურ-ქიმიური თვისება.



ნახ. 20. ელემენტების ატომების რადიუსების დამოკიდებულება ატომურ ნომერზე.

მენდელეევმა ყველა ელემენტი ცხრილში ატომური მასის ზრდის მიხედვით დაალაგა და შენიშნა, რომ ელემენტების თვისებები პერიოდულად მეორდებიან. ამ სისტემას პერიოდული სისტემა ეწოდა.

პერიოდული სისტემის შესწავლის შედეგად გამოირკვა, რომ ატომური მასა არ წარმოადგენს ძირითად პარამეტრს, რომელიც ელემენტის ქიმიურ თვისებებს ცალსახად განსაზღვრავს. აღმოჩნდა, რომ ატომების ძირითადი მახასიათებელი სიდიდეა რიგითი ნომერი, ანუ ატომური ნომერი (Z). ატომური ნომერი ყოველთვის მთელი რიცხვია. წყალბადისათვის $Z = 1$, ჰელიუმისათვის $Z = 2$, ლითიუმისათვის $Z = 3$ და ასე შემდეგ, ურანისათვის $Z = 92$. რომ ატომური ნომერი უმნიშვნელოვანეს ფიზიკურ სიდიდეს წარმოადგენს, ჩვენ შემდეგში დავრწმუნდებით.

მოცემული ელემენტის ატომებს ერთნაირი მასა არა აქვთ. თითქმის ყველა ელემენტი სხვადასხვა ატომური მასების მქონე ატომების ნარევისაგან შედგება. იმ ნივთიერებებს, რომელთაც სხვადასხვა მასა

და ერთნაირი ატომური ნომერი აქვთ, იზოტოპები ეწოდებათ. ყოველი ელემენტი ერთი ან რამდენიმე იზოტოპის ნარევს წარმოადგენს.

რადგან იზოტოპებს ერთნაირი ატომური ნომერი აქვთ, მათი ქიმიური თვისებებიც მსგავსია. მაგალითად, წყალბადს აქვს ორი სტაბილური იზოტოპი H_1^1 და D_1^2, პირველია ჩვეულებრივი წყალბადი, მეორე — მძიმე წყალბადი, რომელსაც დეითერიუმს უწოდებენ. ჟანგბადს აქვს სამი სტაბილური იზოტოპი — O_8^{16}, O_8^{17} და O_8^{18}; ნახშირბადს — ორი სტაბილური იზოტოპი C_6^{12} და C_6^{13} და ა. შ. ამას გარდა, არსებობს კიდევ დიდი რაოდენობით რადიაქტიური იზოტოპები.

იზოტოპებს გარდა არის ნივთიერებანი, რომელთაც განსხვავებული ატომური ნომერი და ერთნაირი ატომური მასა აქვთ. მათ იზობარებს უწოდებენ. იზობარები ერთმანეთისაგან ქიმიურად განსხვავებული ელემენტებია.

ბუნებაში გავრცელებული ელემენტების ატომური მასები მათში შემავალი იზოტოპების პროცენტული შემადგენლობის ატომური მასების საშუალო მნიშვნელობას წარმოადგენენ. დაკვირვებები გვიჩვენებენ, რომ მსუბუქი ელემენტებისათვის ატომურ მასასა და ატომურ ნომერს შორის წრფივი დამოკიდებულებაა, ძნელ ელემენტებისათვის ეს დამოკიდებულება ირღვევა.

2. ატომების მასების გაზომვა. მასსპექტრომეტრია

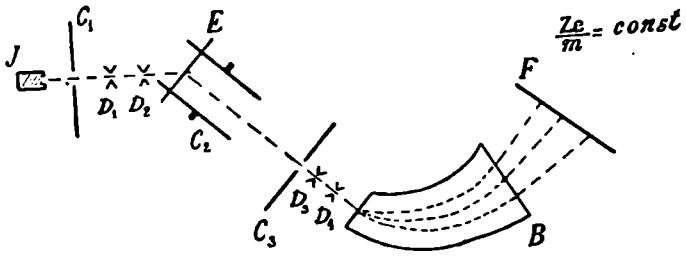
1. დიდი მნიშვნელობა აქვს სხვადასხვა ქიმიური ელემენტის მასების ზუსტ გაზომვას და ელემენტში იზოტოპების პროცენტული შემადგენლობის დადგენას.

ატომების მასების გაზომვის თანამედროვე, ზუსტი მეთოდები დაფუძნებულია ცალკეული ატომების ფარდობით მასებს შორის სხვაობათა გაზომვაზე. ამ გაზომვებს საფუძვლად უდევს ტომსონის მიერ დამუშავებული პარაბოლების მეთოდი, რომელიც ჩვენ ზემოთ განვიხილეთ. მიუხედავად იმისა, რომ ტომსონის მიერ აგებულ ხელსაწყოს მთელი რიგი ნაკლოვანებები გააჩნდა, მან პირველმა დაამტკიცა, რომ ბუნებრივი ნეონი (N_e), რომლის საშუალო ატომური მასა 20,2-ის ტოლია, შედგება ორი იზოტოპისაგან: N_e^{20} — 90% და N_e^{22} — 10%.

პარაბოლების მეთოდის ძირითადი ნაკლი მისი ძალიან მცირე შუქძალაა. ხელსაწყოს გარჩევისუნარიანობა არის მხოლოდ 0,001. ეს რიცხვი გვიჩვენებს, რომ ორი ხაზი იმ შემთხვევაში გაირჩევა ერთმანეთისაგან, თუ მასებს შორის სხვაობა თავისი მნიშვნელობის 1/600 ნაწილს შეადგენს.

ტომსონის პარაბოლების მეთოდი გაუმჯობესებულ იქნა ასტონისა (1919 წ.) და დემპსტერის (1918 წ.) მიერ.

2. ასტონის მიერ შემუშავებული მეთოდი ელემენტში შემავალი ატომის მასის გაზომვისა, მდგომარეობს შემდეგში: სხვადასხვა სიჩქარის, ხოლო გარკვეული $\frac{ze}{m}$ პარამეტრის მქონე იონები ერთ წერტილში ფოკუსირდებიან. ყოველ პარამეტრს გარკვეული წერტილი შეესაბამება. ამით მიიღება მასების სპექტრი, რომლის ანალიზი ატომის მასის დიდი სიზუსტით შეფასების საშუალებას იძლევა. ამიტომ ასტონის ხელსაწყოს მასსპექტრომეტრი ეწოდა (ნახ. 21).



ნახ. 21. ასტონის მასსპექტრომეტრის სქემა.

J იონურ წყაროში გამოსაკვლევი ნივთიერების ატომების იონიზაცია ხდება და ჩნდება ატომური ან მოლეკულური იონები, რომელთა მუხტი ze-ის ტოლია. იონების ნაკადი წყაროდან სპეციალური ელექტროდით გამოიწოვება. ამის შემდეგ, $D_1 D_2$ დიაფრაგმების საშუალებით, იონების ვიწრო ნაკადი გამოიყოფა. ნაკადი შეიცავს სხვადასხვა სიჩქარის მქონე იონებს, რომელთაც $\frac{ze}{m}$ პარამეტრის დისკრეტული მნიშვნელობა აქვთ. z იონიზაციის რიგია, მისი შეფასება იონური დენის ძალის გაზომვით შეიძლება.

დიაფრაგმების შემდეგ იონების ნაკადი შედის ელექტროსტატიკურ ველში (E), რომელიც იონებისათვის ენერგეტიკულ ფილტრს წარმოადგენს — გამოყოფს ერთი და იმავე ენერგიის იონების ნაკადს. ენერგეტიკული ფილტრი შეიძლება სხვადასხვა სახისა იყოს, მაგალითად, რადიალური (იხ. ნახ. 22a) ან წარმოადგენდეს ბრტყელ კონდესატორს, ხვრელით შუა ნაწილში (ნახ. 22b). ენერგეტიკულ ფილტრში ფირფიტებს შორის მოღებულია V პოტენციალთა სხვაობა, რომელიც ცალსახად საზღვრავს იონის ენერგიას.

რადიალური ველის შემთხვევაში, ფილტრიდან გამოსული იონების ენერგია განისაზღვრება შემდეგი თანაფარდობით:

$$\frac{mv^2}{r} = zeE, \quad \text{ანუ} \quad \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2} zeEr. \tag{1,45}$$

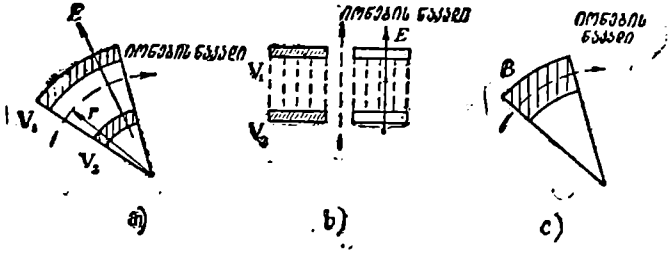
E რადიალური ველის დაძაბულობაა, ცენტრიდან r მანძილზე.

ბრტყელი კონდენსატორის შემთხვევაში იონების ენერგია შემდეგი ფორმულით გამოითვლება:

$$\frac{1}{2} mv^2 = ze(V_1 - V_2). \tag{1,46}$$

V_1 და V_2 ბრტყელ კონდენსატორზე მოდებული პოტენციალთა სხვაობაა.

ენერგეტიკული ფილტრის შემდეგ იონების ნაკადი გაივლის D_3 და D_4 დიაფრაგმებში, რომლებიც გარკვეული ენერგიის, ვიწრო იონების



ნახ. 22. ენერგეტიკული და იმპულსური ფილტრები. a) რადიალური ენერგეტიკული ფილტრი, b) ბრტყელი ენერგეტიკული ფილტრი, c) მაგნიტური (იმპულსური) ფილტრი.

ნაკადს გამოყოფენ. იონების ნაკადი სპეციალური ფორმის განივ მაგნიტურ ველში (B) შედის. როგორც ცნობილია, მაგნიტური ველი იმპულსურ ფილტრს წარმოადგენს. ის ნაკადს იმპულსების მიხედვით შლის, ე. ი. ერთნაირი იმპულსების და სხვადასხვა სიჩქარის მქონე იონებს ერთ წერტილში აფოკუსირებს.

მაგნიტურ ველში მოქმედი ძალა არის:

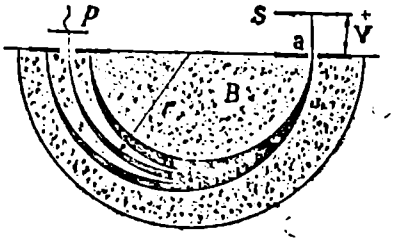
$$\frac{mv^2}{r} = B\frac{zev}{c}, \quad \text{ანუ} \quad mv = Br\frac{ze}{c} \tag{1,47}$$

r იონის ტრაექტორიის სიმრუდის რადიუსია. ამ განტოლებიდან ჩანს, რომ იონის იმპულსი ტრაექტორიის სიმრუდის რადიუსით განისაზღვრება.

ამრიგად, F მიმღებზე სხვადასხვა სიჩქარისა და დისკრეტული $\frac{ze}{m}$ პარამეტრის მქონე იონები განლაგდებიან. მაშასადამე, F მიმღებზე მასების სპექტრს მივიღებთ.

3. განსაკუთრებული კონსტრუქციის მასსპექტრომეტრი შექმნა 1918 წელს დემპსტერმა. მან იონების ფოკუსირებისათვის ისეთი სახის მაგნიტური ველი გამოიყენა, რომლის საშუალებით იონების ნაკადი 180°-ით იხრებოდა.

როგორც ვიცით, განივ მაგნიტურ ველში მცირედად განშლადი იონების ნაკადი, შემოწერს რა ნახევარწრიულ ტრაექტორიას, გარკვეული $\frac{ze}{m}$ მქონე იონებს ერთ ადგილას აფოკუსირებს.



ნახ. 23. დემპსტერის მასსპექტრომეტრის სქემა.

23-ე ნახაზზე ნაჩვენებია დემპსტერის მასსპექტრომეტრის გამარტივებული სქემა.

S წყაროდან გამომავალი და V პოტენციალთა სხვაობით აჩქარებული იონები გაივლიან a ხვრელში და შედიან B ინდუქციის განივ მაგნიტურ ველში, რომელიც მთელ ტრაექტორიის მანძილზე მოქმედებს. იონები r რადიუსის ნახევარწრეს შემოწერენ.

ელექტრულ ველში ადგილი აქვს დამოკიდებულებას: $\frac{1}{2}mv^2 = zeV$.

მაგნიტურ ველში კი: $\frac{mv^2}{r} = Bzev$.

თუ ამ ორ განტოლებას ერთმანეთს შევადარებთ, მივიღებთ:

$$\frac{m}{ze} = \frac{r^2 B^2}{2V} \quad \text{და} \quad r = \frac{mv}{zeB} = \text{const.}$$

მაშასადამე, ერთი და იმავე $\frac{ze}{m}$ მნიშვნელობის იონები თავს მოიყრიან მიმღების ერთ წერტილში. თუ V პოტენციალს ვცვლით, მიმღებზე სხვადასხვა $\frac{ze}{m}$ პარამეტრის მქონე იონები დაეცემა.

4. ჩვენ მიერ აღწერილი მასსპექტროგრაფების საშუალებით, შეიძლება სხვადასხვა ელემენტის ატომების მასების ძალიან დიდი სიზუსტით გაზომვა. სიზუსტე 10^{-5} %-ს აღწევს.

ატომების მასების გასაზომ ხელსაწყოებს ორ ჯგუფად ყოფენ: პირველ ჯგუფს მიეკუთვნებიან მასსპექტროგრაფები, რომელთა საშუალებით ცალკეული ატომის მასას ზომავენ. მეორე ჯგუფს კი, მასსპექტრომეტრები, რომელთა საშუალებით იზომება არა ატომების მასები,

არამედ ელემენტში შემავალი იზოტოპების პროცენტული შედგენილობა.

ამ უკანასკნელ ხანს, მასსპექტრომეტრებმა ფართო გამოყენება პოვეს მრავალი საკითხის გადასაწყვეტად. მათ წარმატებით იყენებენ გაზების ზუსტი ქიმიური ანალიზისათვის, განსაკუთრებით ნახშირწყალბადების შესწავლისას.

თანამედროვე, გაუმჯობესებული სახის მასსპექტრომეტრების გარჩევისუნარიანობა თითქმის 10^{-6} %-ს უდრის.

3. იზოტოპების გაყოფა

1. როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ბუნებაში ქიმიური ელემენტები ერთი ან რამდენიმე იზოტოპის ნარევის სახით გვხვდება. საიდანაც არ უნდა ავიღოთ გამოსაკვლევი ელემენტი, მასში იზოტოპების პროცენტული შედგენილობა უმეტესი ელემენტისათვის დაახლოებით ერთი და იგივეა. მხოლოდ ზოგიერთისათვის ეს შედგენილობა უმნიშვნელოდ ცვალებადობს. ელემენტების იზოტოპური შედგენილობის საკითხი ფიზიკის უშუალო საკითხს არ წარმოადგენს. იგი გეო- და კოსმოქიმიის პრობლემებს უკავშირდება. ჩვენი მიზანია მხოლოდ იმ საკითხების განხილვა, რომელიც იზოტოპების ხელოვნურ გაყოფასთანაა დაკავშირებული.

სუფთა მდგომარეობაში ცალკე იზოტოპების მიღებას უაღრესად დიდი მეცნიერული და ტექნიკური მნიშვნელობა აქვს. ამ პრობლემის მნიშვნელობა კიდევ უფრო გაიზარდა ბირთვული ენერგეტიკის განვითარებასთან დაკავშირებით. იზოტოპების მიღება სუფთა მდგომარეობაში ან კიდევ ნარევის გამდიდრება ამა თუ იმ იზოტოპით, რთული ამოცანაა. იზოტოპების გაყოფა დაფუძნებულია მათი შემადგენელი ატომების მასათა შორის განსხვავებაზე. იზოტოპების ატომების მასებს შორის პროცენტული სხვაობა საკმაოდ დიდია მსუბუქ ელემენტებში. მაგალითად, წყალბადის ორ იზოტოპს შორის (მძიმე წყალბადი D^2, და ჩვეულებრივი წყალბადი H^1) მასათა შორის სხვაობა 100%-ია. ნახშირბადის იზოტოპების (C^{12} და C^{13}) მასათა შორის სხვაობა უკვე 8,35%-ია. მძიმე ელემენტებში მასათა შორის სხვაობა ძალიან მცირეა. ურანის იზოტოპების (U^{238} და U^{235}) მასათა შორის სხვაობა 1,2%-ს შეადგენს. მასათა სხვაობის ასეთი სიმცირის გამო, გაყოფის დროს საჭიროა გაყოფის ოპერაციის მრავალჯერადი გამეორება.

იზოტოპების გაყოფის უნივერსალური მეთოდი, გამოსადეგი ყველა ელემენტისათვის, არ არსებობს. არსებული მეთოდებიდან რომელიმეს არჩევა დამოკიდებულია ელემენტის ბუნებაზე და სხვა მრავალ ფაქტორზე.

დანადგარში, რომელშიაც იზოტოპების გაყოფა ხდება, ჩვეულებრივად საწყისი ნარევი ორ (ან რამდენიმე) კომპონენტად იყოფა. გაყოფის პროცესში ერთი კომპონენტი მდიდრდება, მეორე კი მცირდება. დანადგარის ეფექტურობა ხასიათდება ორი სიდიდით, რომლებიც ერთმანეთთან დაკავშირებულნი არიან. ძირითადი დამახასიათებელი სიდიდეა გაყოფის კოეფიციენტი. ის შემდეგი თანაფარდობით განისაზღვრება:

$$\alpha = \frac{n_2}{1-n_2} \Big/ \frac{n_1}{1-n_1}, \qquad (1,48)$$

სადაც n_2 და $1-n_2$ არის მძიმე და მსუბუქი კომპონენტების კონცენტრაციები გაყოფის შემდეგ. n_1 და $1-n_1$ სათანადოდ, მძიმე და მსუბუქი კომპონენტების კონცენტრაციებია გაყოფამდე.

ვთქვათ, მაგალითად, ბუნებაში გავრცელებული ნეონი (Ne), რომელიც 90% მსუბუქი (Ne^{20}) და 10% მძიმე (Ne^{22}) იზოტოპისაგან შედგება, გვინდა 90%-მდე მძიმე იზოტოპით გავამდიდროთ. ამ შემთხვევაში, გაყოფის კოეფიციენტი იქნება:

$$\alpha = \frac{0,9/0,1}{0,1/0,9} = 81.$$

დანადგარის ეფექტურობის მეორე დამახასიათებელი სიდიდე არის გამოსავალი β. β არის გამდიდრებული ნივთიერების რაოდენობა. გაყოფის კოეფიციენტის ზრდა გამოსავლის შემცირებას იწვევს. ამიტომ არ არის მიზანშეწონილი, რომ გაყოფის კოეფიციენტი ყოველთვის დიდი იყოს.

იზოტოპების გაყოფის ძირითადი მეთოდები შემდეგია: გაზური დიფუზია ფოროვან კედელში, თერმოდიფუზია, ქიმიური გაყოფა, ელექტროლიზური მეთოდი, ცენტროფუგირება და სხვა.

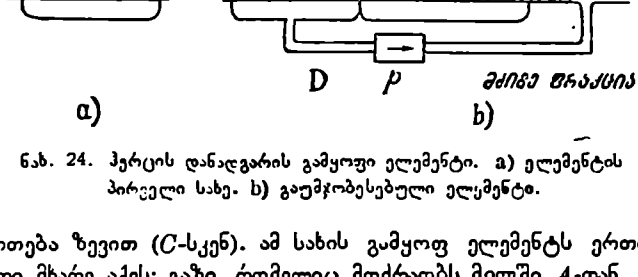
2. დიფუზიის მეთოდი შემუშავებული იყო რელეის მიერ 1889 წელს. ამ მეთოდით იზოტოპების გაყოფა პირველად ჰერცმა მოახერხა 1932 წელს.

დაბალი წნევის პირობებში, როდესაც მოლეკულების თავისუფალი ვანარბენი ფორების ზომას აღემატება, ნარევის ყოველი კომპონენტი სხვა კომპონენტისაგან დამოუკიდებლად მოძრაობს. მოძრაობა ხდება პარციალურ წნევათა სხვაობის გამო. ამ მოძრაობის სიჩქარე მოლეკულების საშუალო სითბური სიჩქარის პროპორციულია, ე. ი. მოლეკულური წონის კვადრატული ფესვის უკუპროპორციულია. ფოროვანი ტიხრის ორივე მხარეს წნევათა სხვაობის გამო, ტიხარში მოლეკულები მაღალი წნევის მხრიდან დაბალი წნევის მხრისკენ გადავლენ, მაგრამ მსუბუქი კომპონენტის მოლეკულები უფრო სწრაფად გადიან ფორებს,

ვიდრე მძიმე კომპონენტის მოლეკულები, რაც იწვევს ერთ მხარეს მსუბუქი ფრაქციით გამდიდრებას, ხოლო მეორე მხარეს — გაღარიბებას.

ვაკუუმში დიფუზიის შემთხვევაში $\alpha = \sqrt{\frac{\mu_2}{\mu_1}}$, სადაც μ_2 და μ_1 მსუბუქი და მძიმე კომპონენტების მოლეკულური წონებია, α თითქმის ყველა იზოტოპისათვის ერთისაგან განსხვავდება. მაგალითად, $U^{238}F_6$-სათვის $\alpha = 1{,}0043$.

ჰერცის პირველი დანადგარის გამყოფი ელემენტი, რომელიც 24-ე ნახაზზეა ნაჩვენები, შედგება მინის ჭურჭელში ჩასმული ფოროვანი AB მილისაგან. ბალონიდან მილში ორი იზოტოპისაგან შემდგარი ნარევი გაზი შედის. დიფუზიის გამო ნაწილი გაზისა მილის კედლებში გადის და განიერ ჭურჭელში გროვდება. რადგან მსუბუქი კომპონენტის დიფუზია უფრო სწრაფად ხდება, ჭურჭელში დაგროვილი გაზი ამ კომპონენტითაა გამდიდრებული. მისი გამოყვანა C მილით შეიძლება. B ბოლოდან მძიმე კომპონენტის გამდიდრებული ნარევი გაჰქონდის. გამყოფ ელემენტში გაზის ნაკადის ორ ნაწილად გაყოფა ხდება: ერთი ნაწილი, მძიმე კომპონენტით გამდიდრებული, მარცხნივ მიემართება (B-სკენ), მეორე კი, მსუბუქი კომპონენტით გამდიდრებული,



ნახ. 24. ჰერცის დანადგარის გამყოფი ელემენტი. a) ელემენტის პირველი სახე. b) გაუმჯობესებული ელემენტი.

მიემართება ზევით (C-სკენ). ამ სახის გამყოფ ელემენტს ერთი უარყოფითი მხარე აქვს: გაზი, რომელიც მოძრაობს მილში A-დან B-სკენ, თანდათანობით მძიმე კომპონენტით მდიდრდება. ამ გაზიდან უკვე მსუბუქი კომპონენტის გამოყოფა ძნელია. ამიტომ ჰერცმა სხვა სახის გამყოფი ელემენტი ააგო (იხ. ნახ. 24b).

მილი ორი ნაწილისაგან შედგება. მსუბუქი კომპონენტით გაზის მხოლოდ ის ნაწილი მდიდრდება, რომელიც B ჭურჭელში დიფუნდირებს. ეს ნაწილი C მილიდან იტუმბება და გადის მის მეზობელ მარჯვენა საფეხურში. დანარჩენი ნაწილი შედის A-ში და, რადგან ის თავისი შემადგენლობით ძალიან წააგავს E-დან შემოსულ ნარევს, ის P

ტემპათი D მილიდან პირვანდელ გაზს უერთდება და ხელმეორედ შედის B-ში, რომელშიაც ის ისევ ნაწილობრივ იყოფა. რადგან თითოეული საფეხურის გაყოფის კოეფიციენტი ძალიან მცირეა, ჰერცმა მრავალი საფეხურისაგან შემდგარი კასკადი შეადგინა. ამით მან საჭირო გაყოფის კოეფიციენტს მიაღწია.

ამ მეთოდის შემდგომი გაუმჯობესება ისევ ჰერცს ეკუთვნის. მან ფოროვანი ნივთიერების მაგიერ სინდიყის ორთქლის ნაკადი გამოიყენა, რომელიც იტაცებს მსუბუქ კომპონენტს. ამ მეთოდით მან მოახდინა N_2, O_2, As, C_2-ის იზოტოპების გაყოფა.

3. იზოტოპების გაყოფის მეორე მეთოდი, რომელიც დიფუზიის მეთოდს წაგავს, თერმოდიფუზიაა. თერმოდიფუზიის მეთოდით, გაზების ნარევში ტემპერატურულ გრადიენტს ქმნიან, რომლის საშუალებით გაზის კომპონენტების ნაწილობრივი გაყოფა ხდება.

წარმოვიდგინოთ ჭურჭელი, რომელშიც გარკვეული პროპორციით ორი სხვადასხვა მოლეკულური წონის გაზის ნარევი იმყოფება. თუ ჭურჭლის ცივ ფსკერსა და გამთბარ სახურავს შორის გვაქვს dT ტემპერატურული გრადიენტი, მაშინ, როგორც ცდა გვიჩვენებს, ფსკერთან მძიმე კომპონენტი გროვდება, ხოლო სახურავთან — მსუბუქი. კომპონენტების გაყოფა ხასიათდება თერმოდიფუზიის კოეფიციენტით, რომელიც ტოლია $\chi = \frac{dc}{\ln T_2/T_1}$, სადაც dc კონცენტრაციათა ცვლილებაა გამთბარ და ცივ კედლებს შორის. T_2 და T_1 ფსკერის და სახურავის ტემპერატურებია.

თერმოდიფუზიის მოვლენა პირველად თეორიულ მოსაზრებათა საფუძველზე იქნა აღმოჩენილი და შემდეგ — ექსპერიმენტულად დასაბუთებული. თერმოდიფუზიით იზოტოპების გაყოფა ერთ-ერთი ეფექტური მეთოდთაგანია.

4. არსებობს აგრეთვე რამდენიმე ქიმიური მეთოდი იზოტოპების გაყოფისა. გაყოფის ეს მეთოდები სხვადასხვა ელემენტის შენაერთთა შორის გაცვლის რეაქციებს ემყარება. ეს მეთოდები, განსაკუთრებით მსუბუქ ელემენტებში იზოტოპების გამოყოფის დროს გამოიყენება. მაგალითად, გაზობრივ მდგომარეობაში მყოფ ამიაკში (NH_3), შედის აზოტის მძიმე იზოტოპი (N^{15}) და ამიაკის ხსნარი, რომელიც თავის მხრივ აზოტის მსუბუქ იზოტოპს (N^{14}) შეიცავს. გაზსა და სითხეს შორის ადგილი ექნება გაცვლის რეაქციას: გაზობრივ ამიაკში შესული აზოტის მძიმე იზოტოპი N^{15} გაცვლის ადგილს სითხეში მყოფ აზოტის მსუბუქ იზოტოპთან N^{14}. რეაქცია მიმდინარეობს როგორც ერთი, ისე საწინააღმდეგო მიმართულებით.

$$N^{15}H_3 \text{ (გაზი)} + N^{14}H_3 \text{ (ხსნარი)} \rightleftharpoons N^{14}H_3 \text{ (გაზი)} + N^{15}H_3 \text{ (ხსნარი)}.$$

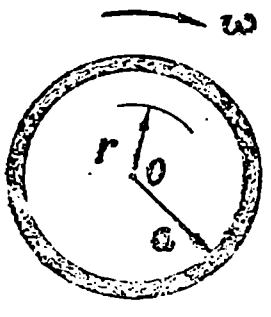
ცდები გვიჩვენებენ, რომ მსუბუქი იზოტოპი მეტი რაოდენობით გვხვდება გაზობრივ ფაზაში; მძიმე კი — ხსნარში. რეაქციის წონასწორობის მუდმივა მცირედ აღემატება ერთს. თუ გაცვლა ერთნაირი მასის მქონე ატომებს შორის ხდება, მაშინ ეს მუდმივა ზუსტად ერთის ტოლია. მაგალითად, ზემოთ მოყვანილი გაცვლითი რეაქციისათვის წონასწორობის კოეფიციენტი უდრის 1,033. ეს არის ამავე დროს გაყოფის კოეფიციენტი.

არსებობს აგრეთვე მრავალი სხვა სახის გაცვლითი რეაქცია.

რადგან აქაც გაყოფის კოეფიციენტი, ისევე როგორც დიფუზიის დროს, მცირეა, დიდი ეფექტის მისაღებად გამოიყენება ელემენტების კასკადი. კასკადის სრული გაყოფის კოეფიციენტი, ისევე როგორც დიფუზიის დროს, ყოველთვის არის $A=\alpha^z$, სადაც α ცალკეული საფეხურის გაყოფის კოეფიციენტია, z კასკადში შემავალი ელემენტების რიცხვია.

5. დაბოლოს, არის კიდევ ერთი საკმაოდ გავრცელებული მეთოდი იზოტოპების გაყოფისა. მას ცენტროფუგირების მეთოდი ეწოდება.

ცნობილია, რომ მიზიდულობის ძალა მასის პროპორციულია. მაგრამ დედამიწის მიზიდულობა იმდენად მცირეა, რომ მისი გამოყენება სხვადასხვა მასის იზოტოპების გასაყოფად შეუძლებელია. ამიტომ ხელოვნურად ქმნიან მძლავრ გრავიტაციულ ველებს, რომელთა საშუალებით გაყოფა უკვე შესაძლებელი ხდება. როგორც ცნობილია, ცენტრიდანული ძალები, ისევე როგორც გრავიტაციული, მასის პროპორციულია. სწრაფად მბრუნავ ცენტროფუგაში აღძრული ცენტრიდანული ძალები საკმარისი აღმოჩნდა სხვადასხვა მასის იზოტოპების გასაყოფად.



ნახ. 25. ცენტროფუგა.

დავუშვათ, რომ a რადიუსის მქონე ცილინდრული ფორმის ჭურჭელში (ნახ. 25) იმყოფება ორი კომპონენტისაგან შემდგარი ნარევი გაზი. ცილინდრი სწრაფი ბრუნვით მოვიყვანოთ მოძრაობაში, ω კუთხური სიჩქარით. ყოველ ატომზე იმოქმედებს ცენტრიდანული ძალა, რომელიც ატომის მასის პროპორციულია. ვიპოვოთ ატომების განაწილება ცენტროფუგაში r რადიუსის გასწვრივ. ρ-თი აღვნიშნოთ გაზის სიმკვრივე. გამოვთვალოთ, r რადიუსის მქონე წრეხაზის გასწვრივ, გაზის წნევა. ცენტრიდანული აჩქარება არის $r\omega^2$. გაზის მასა, რომელიც მოთავსებულია dr სისქის და 1 სმ² ფართობის მქონე შრეში, იქნება ρdr. მაშინ ამ შრეზე ბრუნვით გამოწვეული წნევა იქნება: $dp=\rho dr r\omega^2$.

მეორე მხრივ, იდეალური გაზის მდგომარეობის განტოლებიდან გვაქვს, $p=\frac{RT}{\mu}\rho$, ამიტომ $\frac{dp}{p}=\frac{\mu\omega^2}{RT}rdr$, ანუ

$$p=p_0 e^{-\frac{\mu\omega^2 r^2}{2RT}}.$$

იგივე სახის განტოლებას მივიღებთ 1 სმ³-ში მოთავსებული ნაწილაკების რიცხვისათვის:

$$n=n_0 e^{-\frac{\mu\omega^2 r^2}{2RT}}$$

n_0 ცილინდრის ცენტრში 1 სმ³-ში მოთავსებული ატომების რიცხვია. $n-r$ რადიუსის ცილინდრული შრის 1 სმ³-ში მოთავსებული ატომების რიცხვია. თუ დავუშვებთ, რომ გაზი ორი, მძიმე და მსუბუქი კომპონენტისაგან შედგება, შეიძლება დავწეროთ:

$$\frac{n_L}{n_S}=\left[\frac{n_L}{n_S}\right]_0 e^{\frac{(\mu_L-\mu_S)\omega^2 r^2}{2kT}}, \qquad (1,49)$$

სადაც n_L და n_S არის 1 სმ³-ში მოთავსებული მსუბუქი და მძიმე კომპონენტების რაოდენობა, მათი მოლეკულური მასებია μ_L და μ_S. ცილინდრის ცენტრში მოთავსებული მსუბუქი და მძიმე კომპონენტების რაოდენობა არის n_{0_L} და n_{0_S}. გაყოფის კოეფიციენტი იქნება:

$$\alpha=\frac{n_L/n_S}{(n_L/n_S)_0}=e^{\frac{(\mu_L-\mu_S)\omega^2 a^2}{2kT}}, \qquad (1,50)$$

სადაც a ცილინდრის რადიუსია.

ცენტროფუგის მეთოდი იმით განსხვავდება სხვა მეთოდებისაგან, რომ აქ გაყოფის კოეფიციენტი დამოკიდებულია არა კომპონენტების ატომურ მასათა შეფარდებაზე, არამედ მათ სხვაობაზე. ეს გარემოება უპირატესობას ანიჭებს ამ მეთოდს სხვა მეთოდებთან შედარებით.

(1,50) ფორმულიდან ჩანს, რომ გაყოფის კოეფიციენტი არ არის დამოკიდებული იმაზე, ელემენტი თავისუფალია, თუ შედის რომელიმე შენაერთში. ცენტროფუგის მეთოდი განსაკუთრებით ეფექტურია მძიმე ელემენტების იზოტოპების გაყოფის დროს. მაგალითად, UF_6-სათვის, რომელიც ნორმალურ პირობებში გაზობრივ მდგომარეობაშია, გაყოფის კოეფიციენტი $\alpha=\sqrt{\frac{352}{349}}=1{,}0043$, იმ დროს, როდესაც სხვაობა $\mu_L-\mu_S=3$.

გაყოფისათვის იყენებენ ზესწრაფ ცენტროფუგებს, რომელთათვის ნორმალური ტემპერატურის დროს გაყოფის კოეფიციენტი 1,16-ს აღწევს.

6. განვიხილოთ წყალბადის მძიმე იზოტოპის (დეიტერიუმის) და მძიმე წყლის მიღება. ამ საკითხს ცალკე ვიხილავთ, რადგან ეს ნივთიერებები დიდ როლს ასრულებენ თანამედროვე ფიზიკაში.

განვიხილოთ ჯერ წყალბადის მძიმე იზოტოპი — დეიტერიუმი.

ამ იზოტოპის ატომის მასა ორჯერ აღემატება ჩვეულებრივი წყალბადის ატომის მასას. ბუნებაში დეიტერიუმი წყალბადთან ერთად გვხვდება და მის მხოლოდ 0,2%-ს შეადგენს. დეიტერიუმის ატომური მასა არის 2,014741, იმ დროს, როდესაც წყალბადის ჩვეულებრივი იზოტოპის მასა ტოლია 1,008146. იმის გამო, რომ დეიტერიუმისა და წყალბადის მასათა შორის სხვაობა დიდია სხვა ელემენტების იზოტოპების მასათა შორის სხვაობასთან შედარებით, განსხვავება წყალბადის იზოტოპების თვისებათა შორის უფრო მნიშვნელოვანია. (I) ცხრილში მოცემულია H_2 და D_2 ზოგიერთი მახასიათებელი პარამეტრი.

ცხრილი I

	H_2	D_2
1. დუღილის ტემპერატურა $K°$	20,39	23,57
2. დნობის ტემპერატურა $K°$	13,96	18,72
3. კრიტიკული ტემპერატურა $K°$	33,96	38,26
4. აორთქლების ტემპერატურა $K°$ 194,5 მმ. ვც. წ. სვ. კალ/მოლ	219,7	302,3
5. სუბლიმაციის სითბო კალ/მოლ	183,4	274,0

დეიტერიუმისა და წყალბადის შენაერთთა ქიმიური თვისებებიც განსხვავდება. დეიტერიუმის შენაერთებს შორის რეაქციები უფრო ნელა მიმდინარეობს, ვიდრე წყალბადის შენაერთებში დეიტერიუმი წარმოადგენს ატომურ რეაქციებში ნეიტრონების ყველაზე ეფექტურ შემანელებელს. აქ ის გამოიყენება მძიმე წყლის სახით. რადგან ჟანგბადსაც აქვს იზოტოპები (O^{16}, O^{17}, O^{18}), წყლის მოლეკულაში იზოტოპების სხვადასხვა კომბინაცია გვხვდება. მაგალითად, D_2O^{16}, HDO^{16}, H_2O^{18}, D_2O^{18} და სხვა. მათ შორის მძიმე წყალს D_2O^{16}-ს უწოდებენ. მძიმე წყლის ფიზიკური თვისებები ჩვეულებრივი წყლის თვისებებისაგან განსხვავდება.

II ცხრილში მოცემულია მძიმე და მსუბუქი წყლის ზოგიერთი მახასიათებელი.

ცხრილი II

	H_2O	D_2O
1. სიმკვრივე 4° C	0,9982	1,1059
2. გაყინვის ტემპ. C გრად.	0°	3,82°
3. დუღილის ტემპ. C გრად.	100°	101,42°
4. სპლანტე აბს. ერთ -ში	10,09	12,6
5. ზედაპირული დაჭიმულობა დნ/სმ	72,75	67,8
6. გარდატეხის მაჩვენებელი	1,333	1,328

ახლა მძიმე წყალს დიდი რაოდენობით იღებენ ქარხნული წესით. მის მისაღებად გამოყენებულია ელექტროლიზი და გაცვლითი ქიმიური რეაქციები.

დაბოლოს, მოგვყავს სტაბილური იზოტოპების სრული ცხრილა, რომელშიაც მოცემულია იზოტოპების ატომური ნომერი, მასური რიცხვი და მათი გავრცელება ბუნებაში (იხ. იზოტოპების ცხრილა, დამატება ა).

თავი 2

ატომის მოდელები

§ 1. ატომის ტომსონის მოდელი

1. ზოგადი მოსაზრებანი

როგორც წინა თავში დავინახეთ, ატომი რთულ სისტემას წარმოადგენს. მასში შედიან ერთნაირი რაოდენობით დადებითი და უარყოფითი მუხტები, ისე რომ, ნორმალურ მდგომარეობაში ატომი ნეიტრალურია. თავისთავად ისმება კითხვა: როგორ არიან ატომში მუხტები განლაგებული?

მრავალი ფაქტი გვიჩვენებს, რომ ელექტრონების მოცილება ატომიდან დიდ სიძნელეს არ წარმოადგენს. ელექტრონები ადვილად სცილდებიან ატომს და ხშირად თავისუფალ მდგომარეობაში იმყოფებიან. ელექტრონის მოცილების შედეგად ატომი გადაიქცევა დადებითი ნიშნის იონად, რომლის მასა თითქმის ატომის მასის ტოლია. აქედან შეიძლება დავასკვნათ, რომ ატომის დადებითი მუხტი ატომის მასასთან მჭიდროდ არის დაკავშირებული, ელექტრონის მასა კი, იონის მასასთან შედარებით მცირეა.

ამ დაკვირვებათა საფუძველზე ტომსონმა 1903 წელს პირველმა შეიმუშავა ატომის მოდელი.

ტომსონის მოდელის მიხედვით, ატომში დადებითი მუხტი განაწილებულია მუდმივი სიმკვრივით მთელ მის მოცულობაში. ამ უწყვეტად განაწილებულ დადებით მუხტებში ჩაფლულები არიან ელექტრონები.

ტომსონის მოდელს ექსპერიმენტული დასაბუთება ესაჭიროებოდა. ატომში დადებითი მუხტების განაწილების გამოსარკვევად საჭირო იყო მისი ზონდირება დამუხტული ნაწილაკებით, მაგალითად, სწრაფი ელექტრონებით ან დადებითი იონებით.

ატომების დაყუმბარება დამუხტული ნაწილაკებით შემდეგნაირად შეიძლება: თხელ სამიზნეზე მივმართოთ დამუხტული ნაწილაკების ნაკადი. სამიზნეში გასვლისას დამუხტული ნაწილაკები ატომთან ურთიერთქმედებენ, რის შედეგადაც ისინი განიბნევიან (იცვლიან მიმართულებას) და გამოდიან ნაკადიდან. ნაკადის ინტენსივობა მცირდება, ე. ი. აღგილი აქვს ნაკადის შთანთქმას ნივთიერებაში.

2. ლენარდის ცდები

პირველად, 1903 წელს, ატომში მუხტების განაწილების საკითხი ლენარდმა შეისწავლა. ამისათვის მან გამოიყენა ელექტრონების ნაკადი და განიხილა მათი გაბნევა ატომზე.

ცნობილია, რომ ატომის დიამეტრის ზომა არის 10^{-8} სმ-ის რიგის. თუ ატომებს წარმოვიდგენთ როგორც არაგამჭვირვალე სფეროებს, ელექტრონების ნაკადი სამიზნეში გავლისას სწრაფად უნდა შთაინთქას. ლენარდის ცდებმა საწინააღმდეგო სურათი გვიჩვენა.

აღმოჩნდა, რომ ელექტრონების ნაკადის ინტენსივობა x სისქის ნივთიერების გავლისას ექსპონენციალურად მცირდება.

$$J = J_0 e^{-\alpha x}$$

კოეფიციენტი α ახასიათებს ინტენსივობის შემცირებას ერთ სანტიმეტრზე. აღმოჩნდა, რომ ამ კოეფიციენტს ახასიათებს შემდეგი საინტერესო თვისებები: ელექტრონის გარკვეული სიჩქარის პირობებში α არ არის დამოკიდებული არც გამბნევი ნივთიერების გვარობაზე, არც მის აგრეგატულ მდგომარეობაზე. ის დამოკიდებულია მხოლოდ ნივთიერების ρ სიმკვრივეზე. α საკმაო სიზუსტით სიმკვრივის პროპორციულია. მაშასადამ, α/ρ ფარდობა ელექტრონების მოცემული სიჩქარისათვის მუდმივი სიდიდეა. აღმოჩნდა, რომ α/ρ სწრაფად მცირდება სიჩქარის ზრდისას, დაახლოებით სიჩქარის მეოთხე ხარისხის უკუპროპორციულია. ლენარდის გამოთვლებმა გვიჩვენა, რომ, როდესაც ელექტრონის ფარდობითი სიჩქარე $\beta = \frac{v}{c} = 0{,}004$-ის ტოლია, მაშინ $\alpha/\rho = 58 \cdot 10^5$. თუ $\rho = 0{,}9$, მაშინ $\alpha/\rho = 6$, ე. ი. 10^6-ჯერ ნაკლებია, ვიდრე ნელი ელექტრონებისათვის. აქედან ლენარდმა შემდეგი დასკვნა გამოიტანა: 10^{-8} სმ დიამეტრის ატომში ნივთიერების (ელექტრონებისა და დადებითი მუხტების) მიერ დაკავებული სივრცე სრულიად უმნიშვნელოა. მაშასადამე, ლენარდის ცდებიდან გამოდის, რომ ატომი შიგ თითქმის ცარიელია, მუხტებს ძალიან მცირე მოცულობა უკავიათ.

§ 2. ატომის ბირთვული მოდელი

1. გაბნევის ეფექტური კვეთა

სანამ ატომის ბირთვული მოდელის საკითხს განვიხილავდეთ, შემოვიღოთ ერთი მნიშვნელოვანი სიდიდე, რომელიც თანამედროვე ფიზიკაში დიდ როლს ასრულებს. ეს სიდიდე ახასიათებს ყველა სახის ურთიერთქმედებას: გაბნევას, შთანთქმას და სხვა პროცესებს. მას ეფექ-

ტური განიცდეთი ეწოდება, ზოგჯერ მას ურთიერთქმედების კვეთას უწოდებენ. განვმარტოთ რა არის ნაწილაკის გაბნევის კვეთა ატომზე.

წარმოვიდგინოთ, რომ ნაწილაკი მოძრაობს უძრავ, ქაოსურად განლაგებულ სფერული ფორმის ატომებს შორის. ნაწილაკის დაჯახება ატომთან შემთხვევითი მოვლენაა. ნაწილაკი იმდენად მცირეა ატომთან შედარებით, რომ ის შეიძლება წერტილად ჩავთვალოთ. ცხადია, რომ ალბათობა იმისა, რომ ნაწილაკი გარენოში ატომებთან დაუჯახებლად x მანძილს გაივლის, გაქრობის კანონის ფუნქციაა. აღვნიშნოთ ეს ალბათობა $f(x)$-ით. მეორე მხრივ, ალბათობა იმისა, რომ dx მანძილზე ნაწილაკი განიცდის ატომთან დაჯახებას, dx-ის პროპორციულია, ანუ ტოლია αdx, სადაც α პროპორციულობის კოეფიციენტია, ხოლო ალბათობა იმისა, რომ ნაწილაკი ამ მანძილს დაუჯახებლად გაივლის, იქნება $1 - \alpha dx$.

ალბათობა იმისა, რომ ნაწილაკი $x+dx$ მანძილს დაუჯახებლად გაივლის, ორნაირად შეიძლება გამოვთვალოთ: ერთი მხრივ, ის არის $x+dx$-ის ფუნქცია $f(x+dx)$, მეორე მხრივ, ეს პროცესი შეიძლება განვიხილოთ როგორც რთული პროცესი, რომელიც ორი საფეხურისაგან შედგება: ჯერ x მანძილის გარბენა და შემდეგ dx-ის გაევლა. ასეთი რთული მოძრაობის ალბათობა ცალკე მოძრაობათა ალბათობათა ნამრავლს უდრის $f(x) \cdot (1 - \alpha dx)$.

მაშასადამე, შეიძლება დავწეროთ:

$$f(x+dx) = f(x)\,(1 - \alpha dx).$$

დავშალოთ ეს გამოსახულება მწკრივად და მეორე რიგის წევრით შემოვიფარგლოთ:

$$f(x) + \frac{df(x)}{dx}\,dx = f(x) - \alpha f(x)\,dx.$$

აქედან

$$f(x) = Be^{-\alpha x}. \qquad (2,1)$$

მაშასადამე, ალბათობა იმისა, რომ ნაწილაკი გაივლის x მანძილს დაუჯახებლად, გარემოს შრის სისქის გაზრდით ექსპონენციალურად მცირდება.

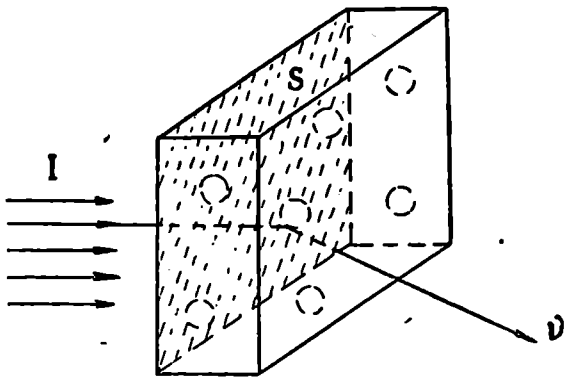
ინტეგრების B მუდმივას შემდეგი საწყისი პირობების თანახმად ვიპოვით: თუ $x=0$, ცხადია $f(x)$ ერთის ტოლი უნდა იყოს: მაშინ $B=1$ და საბოლოოდ (2,1) ფორმულა შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$f(x) = e^{-\alpha x}. \qquad (2,2)$$

ამ ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ α კოეფიციენტის განზომილება უდრის $1/\text{სმ} = \text{სმ}^2/\text{სმ}^3$.

ახლა დავუშვათ, რომ გარემოს 1 სმ³-ში n ატომია. ყველა ატომი ნაწილაკების მოძრაობის მიმართულების მართობი სიბრტყით გავკვეთოთ. კვეთაში გარკვეულ r_0 რადიუსის წრეს მივიღებთ. თითოეული წრის ფართი იქნება πr_0^2. მივიღოთ, რომ ნებისმიერად ის ნაწილაკი განიცდის ატომთან დაჯახებას და განიბნევა, რომელიც ამ წრის შიგნით გაივლის. ადვილი მისახვედრია, რომ $[n\pi r_0^2]$ განზომილებაც სმ²/სმ³ = =1/სმ იქნება. $\sigma = \pi r_0^2$ ატომის გაბნევის ეფექტური კვეთა ან, მოკლედ, გაბნევის კვეთა ეწოდება. r_0-ს კვეთის რადიუსს უწოდებენ, ხოლო $[n\sigma]$-ს გაბნევის მაკროსკოპულ კვეთას. ეს უკანასკნელი 1 სმ³-ში მოთავსებულ ატომთა კვეთების ჯამია. რადგან $[n\sigma]$-ის განზომილება იგივეა, რაც α-სი, შეგვიძლია მივიღოთ, რომ α გარემოს ერთეულ მოცულობაში მყოფ ატომთა კვეთების ჯამია და ის $[n\sigma]$ ნამრავლის სახით წარმოვიდგინოთ.

გაბნევის კვეთას შეიძლება სტატისტიკური სახე მივცეთ. დავუშვათ, რომ ნაწილაკების ნაკადი ეცემა თხელ სამიზნეს (ნახ. 26).



ნახ. 26. გაბნევის ეფექტური კვეთა.

ვთქვათ, ნაკადის ინტენსივობა, ე. ი. ნაწილაკთა რიცხვი, რომელიც სამიზნის ერთეულ ფართს ერთ წამში ეცემა, არის I ნაწ/სმ² წმ. და სამიზნე A ატომს შეიცავს. სამიზნის ზედაპირის ფართია S სმ². დავუშვათ, რომ სამიზნის სისქე იმდენად მცირეა, რომ ნაწილაკების ნაკადი სამიზნის გავლისას პრაქტიკულად არ იცვლება. აღვნიშნოთ ნაწილაკების რიცხვი, რომელიც ერთ წუთში სამიზნის ზედაპირის 1 სმ²-ზე ეცემა, N-ით. ვთქვათ, სამიზნის ატომებთან ნაწილაკების ურთიერთქმედების შედეგად, ერთ წუთში ν ნაწილაკი გაიბნა. გაბნევის კვეთა ეწოდება სიდიდეს

$$\sigma = \frac{\nu}{IA} = \frac{\nu s}{NA}, \qquad (2,3)$$

თუ $S=1$ სმ², $N=1$ ნაწ/სეკ და $A=1$ ატომს, მაშინ $\sigma=\nu$.

მაშასადამე, გაბნევის კვეთა ეწოდება იმ ნაწილაკების რიცხვს, რომლებიც განიბნევიან სამიზნეში, როდესაც სამიზნის 1 სმ²-ზე ერთ წამში ერთი ნაწილაკი ეცემა და თუ სამიზნე ერთ ატომს შეიცავს.

2. ნაწილაკების გაბნევა და რეზერფორდის ცდები

ატომის აგებულების საკითხი საბოლოოდ რეზერფორდმა (1910 წ.) გადაწყვიტა. მან მსუბუქი ელექტრონების მაგივრად მძიმე α ნაწილაკები გამოიყენა და შეისწავლა მათი გაბნევა ნივთიერებაში. როგორც ცნობილია, α ნაწილაკები ჰელიუმის ორჯერ იონიზირებულ ატომებს წარმოადგენენ. მათი მასა დაახლოებით 700-ჯერ აღემატება ელექტრონის მასას, ამიტომ ისინი ატომის ელექტრონებთან დაჯახებისას თითქმის არ გადაიხრებიან მხოლოდ დიდი მასის მქონე ნაწილაკებთან ურთიერთქმედებენ.

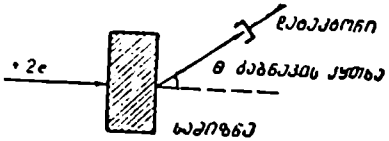
რეზერფორდმა α ნაწილაკების პარალელური ნაკადი ლითონის თხელ ფირფიტას მიმართა. ფირფიტის გავლის შემდეგ α ნაწილაკები განიბნევიან, იცვლიან მიმართულებას. დაკვირვებებმა გვიჩვენა, რომ ძირითადი ნაწილი ნაწილაკებისა განიბნევიან მცირე კუთხით, საშუალოდ 2 — 3 გრადუსით. გაბნეული ნაწილაკები ნაწილდებიან შემთხვევით მოვლენათა სტატისტიკური კანონით.

ასეთ ნაწილაკებს გარდა, შემჩნეული იყო ძალიან მცირე რიცხვი α ნაწილაკებისა (დაახლოებით 1/8000 ნაწილი), რომლებიც $\frac{\pi}{2}$-ზე მეტი კუთხით განიბნევიან, ზოგი თითქმის π კუთხით. α ნაწილაკების ასეთი დიდი კუთხით გაბნევას ადგილი აქვს აგრეთვე მათი გაზებში გავლისას. დაკვირვებები გვიჩვენებენ, რომ α ნაწილაკის დიდი კუთხით გაბნევა მცირე კუთხეებით გაბნევათა ჯამს კი არ წარმოადგენს, არამედ ეს გაბნევა ერთი დაჯახების შედეგად ხდება.

27-ე ნახაზზე ნაჩვენებია ცდის სქემა, რომელიც გამოიყენა რეზერფორდმა α ნაწილაკების გაბნევის შესასწავლად.

ასეთი ცდების შედეგებზე დაყრდნობით, რეზერფორდმა ტომსონის ატომის მოდელი უარყო. მან გამოთქვა მოსაზრება, რომ ატომში დადებითი მუხტი ძალიან მცირე არეში უნდა იყოს კონცენტრირებული, ატომის ცენტრში და არა მის მთელ მოცულობაში. ასეთი კონცენტრაციის გამო, მის ახლოს ველი ძლიერი უნდა იყოს. თუ α ნაწილაკი დადებითი მუხტის ახლოს გაივლის, ის უნდა დიდი კუთხით გადაიხა-

როს. რაც უფრო შორს გაივლის ის დადებითი მუხტისაგან, მით უფრო მცირე კუთხით გადაიხრება. დიდი კუთხით გაბნეულ ნაწილაკთა რიცხვი გაცილებით მცირე უნდა იყოს მცირე კუთხით გაბნეულ ნაწილაკთა რიცხვზე. ამ მოსაზრებებს ამტკიცებს ცდაც.

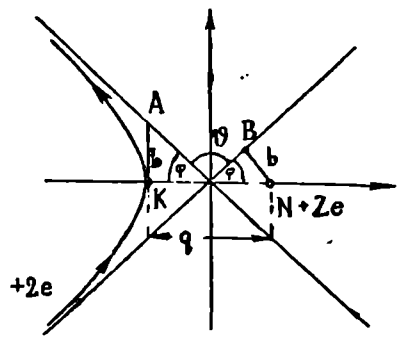


ნახ. 27. α ნაწილაკების გაბნევა.

ამის გარდა, რეზერფორდის თანახმად, დადებითი მუხტი დიდ მასასთან უნდა იყოს დაკავშირებული. ამ უკანასკნელს ატომის ბირთვი ეწოდა. ბირთვის ზომა 10^{-13} სმ რიგის უნდა იყოს. ამრიგად, შეიქმნა ატომის ბირთვული მოდელი. ამ მოდელის თანახმად, ატომი პლანეტური სისტემას უნდა წააგავდეს. მცირე ზომის დადებითად დამუხტული ბირთვი, რომელშიც დაგროვილია ატომის თითქმის მთელი მასა, იმყოფება ატომის ცენტრში. რადგან ატომი ნეიტრალურია, მის ირგვლივ მოძრავი ელექტრონების მუხტი ბირთვის დადებითი მუხტის ტოლი უნდა იყოს.

3. რეზერფორდის ფორმულა

რეზერფორდმა თავისი ატომის ბირთვული მოდელი გათვლებით დაასაბუთა. განვიხილოთ α ნაწილაკის გაბნევა ბირთვზე. α ნაწილაკს აქვს $+2e$ მუხტი, ბირთვს კი $+Ze$, სადაც Z ატომის ნომერია. α ნაწილაკს და ბირთვს შორის მოქმედებენ კულონური ძალები, რომლებიც აპირობებენ ნაწილაკის გაბნევას ბირთვთან მიახლოებისას. კულონური ძალა, რომელიც α ნაწილაკს და ბირთვს შორის მოქმედებს, იქნება $2Ze^2/r^2$, სადაც r მანძილია ბირთვსა და ნაწილაკს შორის. ცხადია, რომ, რადგან განზიდვას აქვს ადგილი, α ნაწილაკის ტრაექტორია ჰიპერბოლა იქნება (იხ. ნახ. 28). ჩავთვალოთ, რომ ბირთვი უძრავია, ხოლო ნაწილაკი მოძრაობს ჰიპერბოლის ერთ შტოზე, რომლის ფოკუსში მდებარეობს ბირთვი, მუხტით $+Ze$. b არის უმცირესი მანძილი ბირთვიდან ჰიპერბოლის ასიმპტოტამდე. მას დაჯახების პარამეტრს უწოდებენ.



ნახ. 28. ჰიპერბოლური ტრაექტორია ბირთვის სიახლოვეს.

ბირთვსა და α ნაწილაკს შორის განზიდვას რომ არ ჰქონოდა ადგილი, ნაწილაკი ასიმპტოტაზე იმოძრავებდა.

აღვნიშნოთ KN ბირთვის დაშორება ჰიპერბოლის წვეროდან q ასოთი. ON მანძილი ჰიპერბოლის ექსცენტრისიტეტია, აღვნიშნოთ ის ε ით მაშინ ადგილი ექნება ტოლობას: $q=\varepsilon(1+\cos\varphi)$, სადაც φ კუთხეა ასიმპტოტსა და ღერძს შორის.

ნახაზიდან ჩანს, რომ $\varepsilon=\dfrac{b}{\sin\varphi}$ და, მაშასადამე,

$$q=\frac{b(1+\cos\varphi)}{\sin\varphi}=b\operatorname{ctg}\frac{\varphi}{2}. \tag{2,4}$$

ცხადია, რომ b ჰიპერბოლის მცირე ნახევარღერძის ტოლია. ნახაზიდან ჩანს, რომ α ნაწილაკის გაბნევის კუთხე θ დაკავშირებულია φ-სთან თანაფარდობით: $\theta=\pi-2\varphi$.

ვიპოვოთ ჯერ დამოკიდებულება b-ს და φ-ს შორის. ამისათვის გამოვიყენოთ ენერგიისა და იმპულსის შენახვის კანონები. ენერგიის შენახვის კანონის თანახმად, გვაქვს:

$$\frac{1}{2}Mv^2=\frac{1}{2}Mv_0^2+\frac{2Ze^2}{q}, \tag{2,5}$$

სადაც v_0 არის α ნაწილაკის სიჩქარე ჰიპერბოლის წვეროში, v კი α ნაწილაკის სიჩქარე ბირთვიდან უსასრულო შორ მანძილზე.

როდესაც α ნაწილაკი უსასრულობაშია, მას მხოლოდ კინეტიკური ენერგია აქვს. K წერტილში მისი ენერგია შედგება კინეტიკური $\left(\frac{1}{2}Mv_0^2\right)$ და პოტენციური $\left(\frac{2Ze^2}{q}\right)$ ენერგიებისაგან.

გავყოთ (2,5) განტოლება $\frac{1}{2}Mv^2$-ზე და შემოვიღოთ აღნიშვნა: $k=\dfrac{2Ze^2}{Mv^2}$, მაშინ მივიღებთ:

$$\frac{v_0^2}{v^2}=1-\frac{2k}{b}\frac{\sin\varphi}{1+\cos\varphi}. \tag{2,6}$$

იმპულსის მომენტის შენახვის კანონის თანახმად, გვექნება

$$Mvb=Mv_0q, \quad \text{ანუ} \quad \frac{v_0}{v}=\frac{b}{q}=\frac{\sin\varphi}{1+\cos\varphi},$$

ე. ი.

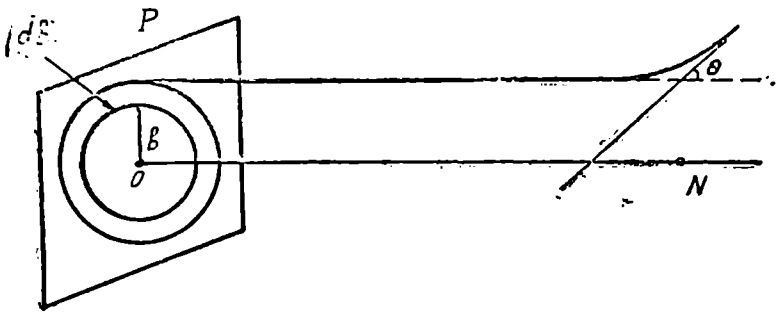
$$\left(\frac{v_0}{v}\right)^2=\frac{\sin^2\varphi}{(1+\cos\varphi)^2}=\frac{1-\cos\varphi}{1+\cos} . \tag{2,7}$$

ღე ამ სიდიდეებს (2,6) განტოლებაში ჩავსვამთ, მცირე გარდაქმნების შემდეგ მივიღებთ: $\frac{b}{k}=\frac{\sin\varphi}{\cos\varphi}=\operatorname{tg}\varphi$ და, რადგან $\theta=\pi-2\varphi$, გვექნება:

$$b=k\operatorname{ctg}\frac{\theta}{2}. \qquad (2,8)$$

ეს განტოლება აკავშირებს α ნაწილაკის გაბნევის კუთხეს b სთან. ვიპოვოთ ბირთვზე დაცემული და გარკვეული კუთხით გაბნეული პარალელურ ნაკადში შემავალი α ნაწილაკების რიცხვი. ამისათვის ავირჩიოთ ბირთვიდან შორ მანძილზე მყოფი α ნაწილაკების ნაკადის მართობი სიბრტყე P.

O წარმოადგენს წერტილს, რომელშიც ბირთვიდან დაშვებული მართობი P სიბრტყეს კვეთს (იხ. ნახ. 29).



ნახ. 29 კუთხეთა გარკვეულ შეალედში გაბნეულ ნაწილაკთა რიცხვი.

ვთქვათ, ყველა ნაწილაკი, რომლებიც P სიბრტყეს კვეთს b და $b+db$ რადიუსებს შორის მოთავსებულ რგოლში, θ და $\theta+d\theta$ კუთხეთა შეალედში გადაიხრებიან. თუ P სიბრტყის 1 სმ² ფართობზე ერთ სეკუნდში ერთი ნაწილაკი გაივლის, მაშინ ამ რგოლში გამავალი dn ნაწილაკების რიცხვი იქნება $dn=2\pi b\,db$, სადაც

$$db=kd\left(\operatorname{ctg}\frac{\theta}{2}\right)=-\frac{kd\theta}{2\sin^2\frac{\theta}{2}},$$

აქედან:

$$|dn|=\pi k^2\frac{\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sin^3\left(\frac{\theta}{2}\right)}.$$

ეს არის იმ α ნაწილაკთა რიცხვი, რომელთა გაბნევის კუთხე θ და $\theta+d\theta$ შუალედში მდებარეობს. ნაწილაკები თანაბრად არიან განაწილებული ერთეულოვანი რადიუსის მქონე სფეროს სარტყელზე, რომლის ფართი არის $2\pi \sin\theta d\theta$. მაშასადამე, ნაწილაკთა რიცხვი, რომლებიც გაბნევის შედეგად გადაკვეთენ სფეროს ზედაპირის ერთეულს, იქნება:

$$dn/2\pi \sin\theta\, d\theta.$$

საბოლოოდ, ერთეულ სივრცით კუთხეში გაბნეულ ნაწილაკთა ალბათობისათვის მივიღებთ:

$$\frac{dn}{d\Omega} = \omega(\theta) = \frac{1}{4} k^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} = \left(\frac{2Ze^2}{2Mv^2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}}. \qquad (2,9)$$

ეს არის რეზერფორდის ცნობილი ფორმულა, რომელიც ერთეულოვან θ სივრცით კუთხით გადახრილ (გაბნეულ) ნაწილაკთა რიცხვს გასაზღვრავს.

რეზერფორდის ფორმულას ისეთი სახე შეიძლება მიეცეს, რომ ის ადვილად შემოწმდეს ექსპერიმენტულად.

ალბათობა $\omega(\theta)$ არის რიცხვი α ნაწილაკებისა, რომლებიც კვეთენ ეკრანის ფართობის ერთეულს $d\Omega$ სივრცით კუთხეში. მაშასადამე,

$$dn = \left(\frac{2Ze^2}{2Mv^2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}} d\Omega.$$

ეს განტოლება ასე გადავწეროთ:

$$dn \cdot \sin^4\frac{\theta}{2} = \left(\frac{2Ze^2}{2Mv^2}\right)^2 d\Omega.$$

თუ ამ ფორმულაში შემავალ ყველა სიდიდეს გარკვეულ ცნობილობას მივცემთ და მხოლოდ θ კუთხეს ვცვლით, მივიღებთ:

$$dn \cdot \sin^4\frac{\theta}{2} = \text{const}. \qquad (2,10)$$

ამ ფორმულის შემოწმება ექსპერიმენტულად შეიძლება, თუ გავზომავთ θ კუთხით გაბნეულ α ნაწილაკების რიცხვს მოცემული სიჩქარისათვის და სამიზნის ატომური რიცხვისათვის. რეზერფორდის ფორმულა შემოწმებული იყო მრავალი ცდით, რომლებიც ჩატარებული იყო ჩადვიკისა და სხვათა მიერ.

ექსპერიმენტული შედეგები კარგად ეთანხმებიან რეზერფორდის ფორმულით მიღებულ მნიშვნელობებს. ასეთი შეთანხმება ცდასა და

თეორიას შორის იმის დამამტკიცებელია, რომ α ნაწილაკისა და ატომის ბირთვს შორის მოქმედებენ მხოლოდ კულონური ძალები. ამ ცდების გარდა ჩატარებული იყო მთელი რიგი ცდებისა იმის დასადგენად, თუ რა მანძილზე მოქმედებენ α ნაწილაკსა და ბირთვს შორის კულონური ძალები. აღმოჩნდა, რომ ამ ძალების მოქმედება ვრცელდება 10^{-12} სმ მანძილზე ბირთვის ცენტრიდან. თუ მანძილი ნაწილაკსა და ბირთვს შორის 10^{-12} სმ-ზე ნაკლებია, რეზერფორდის ფორმულა უკვე ძალაში აღარ არის. ასეთ პირობებში, როგორც ამბობენ, ადგილი აქვს ანომალურ გაბნევას. როგორც შემდგომში დავინახავთ, ეს არის შედეგი იმისა, რომ ასეთ მანძილებზე კულონის (ელექტრომაგნიტური) ძალები ქრება და ჩნდება ახალი სახის ძალები, რომელთაც ბირთვულ ძალებს უწოდებენ. ეს ძალები მოქმედებას იწყებენ 10^{-12} სმ-ზე უფრო მცირე მანძილებზე და მიზიდვის ხასიათი აქვთ.

რეზერფორდის ფორმულის საშუალებით შეიძლება ელემენტის ატომური ნომრის (Z), ე. ი. ბირთვში მყოფი დადებითი ელემენტარული ნაწილაკების რიცხვის ან, რაც იგივეა, ატომში მყოფი ელექტრონების რიცხვის ზუსტი განსაზღვრა. ამისათვის საკმარისია ვიცოდეთ ერთეულ მოცულობაში მოთავსებული გამბნევი ატომების რიცხვი და დავთვალოთ ნაწილაკების რაოდენობა ნაკადში გაბნევამდე და გაბნევის შემდეგ. ასეთი ცდები ჩადეიკმა ჩაატარა.

მან მთელი რიგი ელემენტებისათვის გამოთვალა ატომური ნომერი (Z). მაგალითად, პლატინის (Pt) ატომური ნომერი აღმოჩნდა 77,4 (78), ვერცხლისათვის (Ag) — 46,3 (47), სპილენძისათვის (Cu) — 29,3 (29). ფრჩხილებში მოცემულია ელემენტის ნომერი პერიოდულ სისტემაში.

ამ მნიშვნელობათა შორის ასეთი კარგი დამთხვევა იმის დამამტკიცებელია, რომ ბირთვის მუხტი ატომური ნომრის იდენტური სიდიდეა.

ელემენტის ატომური ნომრის გაზომვის სხვა მეთოდებიც იმავე ფაქტს ადასტურებენ.

თ ა ვ ი 3

ატომის ელექტრომაგნიტური გამოსხივება და სპექტრები

§ 1. ელექტრომაგნიტური გამოსხივების კლასიკური თეორია

1. ელექტრომაგნიტური გამოსხივების უწყვეტი სპექტრი

ოპტიკიდან ცნობილია, რომ სინათლის ელექტრომაგნიტური თეორიის თანახმად, ყოველი აჩქარების მქონე მერხევი სხეული ასხივებს ენერგიას ელექტრომაგნიტური ტალღების სახით. ელექტრომაგნიტური ტალღების სპექტრი უწყვეტია. ის შედგება მარტივი მონოქრომატული გამოსხივებებისაგან. ყოველი მონოქრომატული გამოსხივება ხასიათდება გარკვეული ტალღის სიგრძით (λ) და რხევის სიხშირით (ν), რომელთა შორის შემდეგი დამოკიდებულებაა: $\lambda = \frac{c}{\nu}$, c სინათლის გავრცელების სიჩქარეა სიცარიელეში.

თუ ელექტრომაგნიტური ტალღა ნივთიერ გარემოში ვრცელდება, მაშინ ეს დამოკიდებულება იქნება: $\lambda = \frac{v_ფ}{\nu}$, სადაც $v_ფ$ სინათლის ფაზური სიჩქარეა მოცემულ გარემოში.

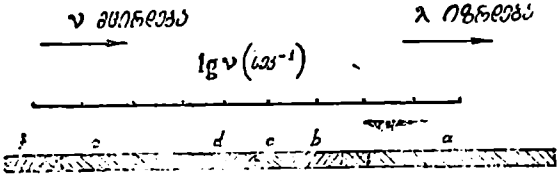
მონოქრომატული გამოსხივებანი განუწყვეტელ მიმდევრობას ქმნიან, ანალოგიურად იმისა, როგორც წერტილების თანმიმდევრობა სწორ ხაზს წარმოადგენს.

ამ მიმდევრობაში არის გამოსხივების ვიწრო ჯგუფი, რომელიც ადამიანის მხედველობის ორგანოზე მოქმედებს და იწვევს სინათლის შეგრძნებას. ხილული გამოსხივების ორივე მხარეს, ტალღის სიგრძის ზრდისა და შემცირების მიმართულებით, მდებარეობენ თვალისათვის უხილავი მონოქრომატული გამოსხივებანი. მათი დიაპაზონი საგრძნობლად აღემატება ხილული გამოსხივების შუალედს.

30-ე ნახაზზე ნაჩვენებია ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებათა სპექტრის გამარტივებული სქემა.

ჰორიზონტალურ ხაზზე გადაზომილია რხევის სიხშირის ლოგარითმი. ხილული შუალედის (*c*) მარჯვნივ, თანმიმდევრობით მისდევენ ინფრაწითელი (*b*) და სხვადასხვა სიგრძის რადიოტალღები (*a*). მარცხნივ, ტალღის სიგრძის შემცირების მიმართულებით — ულტრაიისფერი (*d*), რენტგენის (*e*) და γ გამოსხივება (*f*).

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ელექტრომაგნიტურ სპექტრს არსად არა აქვს წყვეტა. ერთი სახის გამოსხივება უწყვეტად გადადის მეორეში. ცალკე გამოსხივებათა შორის მკაფიო საზღვრები არ არის. საზღვრებს ტექნიკურ მოსაზრებათა მიხედვით ადგენენ. ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებათა რხევის სიხშირეები $3 \cdot 10^{21}$ ჰერციდან (γ სხივებისათვის) — 10^4 ჰერცამდე (რადიოტალღები) იცვლება. რხევის სიხშირეთა ეს დიაპაზონი შეესაბამება ტალღის სიგრძის შუალედს 0,001 *Å*-დან (γ გამოსხივება) 30 კმ-მდე (რადიოტალღები).



ნახ. 30. ელექტრომაგნიტური გამოსხივებათა სპექტრი. *a* — რადიოდიაპაზონი, *b* — ინფრაწითელი სხივები, *c* — ხილული სხივები, *d* — ულტრაიისფერი გამოსხივება, *e* — რენტგენის სხივები, *f* — γ გამოსხივება.

სპექტრის სხვადასხვა დიაპაზონის ტალღებს სხვადასხვა წარმოშობა აქვთ. ატომის ფიზიკაში ჩვენ განვიხილავთ მხოლოდ იმ ელექტრომაგნიტურ ტალღებს, რომელთა გაჩენა ატომებში და მოლეკულებში მიმდინარე პროცესებთან არის დაკავშირებული. ამ გამოსხივებებს ეკუთვნიან ინფრაწითელი, ხილული, ულტრაიისფერი და რენტგენის სხივები. ქვემოთ დავინახავთ, რომ ინფრაწითელი ელექტრომაგნიტური ტალღები ატომებისა და მოლეკულების რხევის შედეგად ჩნდებიან. ხილული და ულტრაიისფერი სხივების წყაროს ატომებში ელექტრონების პერიოდული მოძრაობა წარმოადგენს, ხოლო რენტგენის გამოსხივება ატომის შიგა ელექტრონების რხევათა შედეგად ჩნდება. γ გამოსხივება, რომლის კვანტის ენერგია ძალიან დიდია, დაკავშირებულია ატომის ბირთვში მიმდინარე პროცესებთან. ამ უკანასკნელს ბირთვულ ფიზიკაში იხილავენ.

სხვადასხვა გამოსხივებათა კვანტების (ფოტონების) ენერგია სხვადასხვა რიგისაა: ინფრაწითელი კვანტის ენერგია ($E = h\nu$) მეათედ და მეასედ ელექტრონვოლტს უდრის. ხილული და ულტრაიისფერი კვან-

ტების ენერგია ელექტრონვოლტის და ათეული ელექტრონვოლტის რიგისაა, რენტგენის კი — კილო-ელექტრონვოლტის და მეტიც.

ამ თავში განვიხილავთ ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ბუნებას, მისი გაჩენის მექანიზმს და დავადგენთ მის კვანტურ ხასიათს. ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ბუნების გარკვევამ საფუძველი ჩაუყარა თანამედროვე კვანტურ ფიზიკას.

ჯერ შევეხოთ, თუ როგორ მიუდგა ამ საკითხის გადაწყვეტას კლასიკური ფიზიკა და რატომ ვერ შეძლო მან ელექტრომაგნიტური გამოსხივების პრობლემის გადაწყვეტა.

2. გამოსხივების კლასიკური თეორია

ელექტრონის აღმოჩენის შემდეგ ცხადი გახდა, რომ ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ცენტრებს ატომში მერხევი, ანუ პერიოდულად მოძრავი ელექტრონები უნდა წარმოადგენდნენ.

პირველად 1896 წელს, ლორენცმა შეამჩნია, რომ მოკლე ტალღის სიგრძის ელექტრომაგნიტური გამოსხივების წყაროს ხვედრითი მუხტი $\left(\frac{e}{m}\right)$ ელექტრონის ხვედრითი მუხტის ტოლია. ამის საფუძველზე მან დაასკვნა, რომ ატომის გამოსხივების მიზეზი მასში მყოფი მერხევი ელექტრონები უნდა იყოს.

პირველი მიახლოებით, ელექტრონები წრფივ ოსცილატორს უნდა წარმოადგენდნენ. მაშასადამე, ატომი უნდა შეიცავდეს რაღაც r მანძილით დაშორებულ ორ ტოლ და საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტს, რომელთაგან დადებითი მუხტი უძრავია, უარყოფითი კი ირხევა. ამრიგად, ატომი შეიძლება წარმოვიდგინოთ, როგორც მერხევი დიპოლი მომენტით: $\mathbf{M} = -e\mathbf{r}$. $\mathbf{r}$ რადიუს-ვექტორია, მიმართული უარყოფითი მუხტიდან დადებითისაკენ.

რადგან დიპოლური მომენტი კოორდინატთა სათავის არჩევაზე არ არის დამოკიდებული, სათავე შეიძლება უძრავ დადებით მუხტში მოვათავსოთ. თუ ატომში მუხტი სიერცულად არის განაწილებული, მაშინ დიპოლური მომენტი განისაზღვრება ტოლობით: $|M| = \int r\rho dv$, სადაც ρ მუხტის მოცულობითი სიმკვრივეა, dv — მოცულობის ელემენტი.

თუ უარყოფითი მუხტების კონფიგურაცია დადებითი მუხტების მიმართ სიმეტრიულია, მაშინ დიპოლური მომენტის აბსოლუტური მნიშვნელობა იქნება ნულის ტოლი $|M| = 0$. თუ სიმეტრია დარღვეულია, დიპოლური მომენტი სასრულო სიდიდე იქნება. შემდეგში დავინახავთ, რომ ატომის დიპოლური მომენტის, წერტილოვანი ან სიერ-

ცითი მუხტების დიპოლურ მომენტთან ასეთმა გაიგივებამ გამოიწვია მიღებული შედეგების შეუსაბამობა ცდასთან.

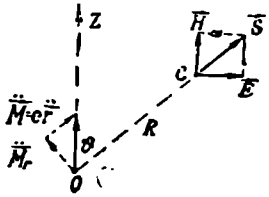
ჩვენ არ დავიწყებთ გამოთვლებს, რომელიც ველის თეორიაში განიხილება, მოვიყვანთ მხოლოდ შედეგს.

დავუშვათ, რომ დიპოლი ასრულებს ჰარმონიულ რხევას. t მომენტში, მასთან საკმაოდ შორ მანძილზე, c წერტილში შექმნილი ელექტრომაგნიტური ველის დაძაბულობა არის:

$$|E|=|H|=\frac{|\ddot{M}|}{c^2}\frac{1}{R}\sin\theta=\frac{|\ddot{M}_n|}{c^2}\frac{1}{R}=\frac{\ddot{er}_n}{c^2R}. \qquad (3,1)$$

(იხ. ნახ. 31) დიპოლი ირხევა Z ღერძის გასწვრივ. დიპოლის მომენტის მეორე წარმოებული იქნება: $\ddot{\mu}=\ddot{er}$.

R მანძილია დიპოლიდან C წერტილამდე. θ კუთხეა R-სა და Z ღერძს შორის. μ_n მომენტის მდგენელია, გამოსხივების გავრცელების მიმართულების ნორმალის გასწვრივ. r_n ჩაჩარებაა.



ნახ. 31. $\ddot{M}=\ddot{er}$ დიპოლური მომენტის გამოსხივება c წერტილში.

$$|\ddot{M}|=f\left(t-\frac{R}{c}\right)$$ (ფუნქციაა არა t-ის, არამედ $t-\frac{R}{c}$ დროის), $\frac{R}{c}$ ის დროა, რომელიც სჭირდება ელექტრომაგნიტურ ტალღას C წანძილის გასავლელად. c სინათლის სიჩქარეა.

E ვექტორი r_n ვექტორის ანტიპარალელურია. H და E ურთიერთპერპენდიკულარულნი არიან. როგორც ცნობილია, c წერტილში ელექტრომაგნიტური ენერგიის ნაკადი (პოინტინგის ვექტორი) გამოისახება შემდეგი ფორმულით:

$$S=\frac{c}{4\pi}[EH],$$

ანუ სკალარულად:

$$S=\frac{c}{4\pi}EH\sin\theta=\frac{c}{4\pi}EH$$

(E აბსოლუტურ ელექტროსტატიკურ ერთეულებშია გამოსახული, H ელექტრომაგნიტურ ერთეულებში)

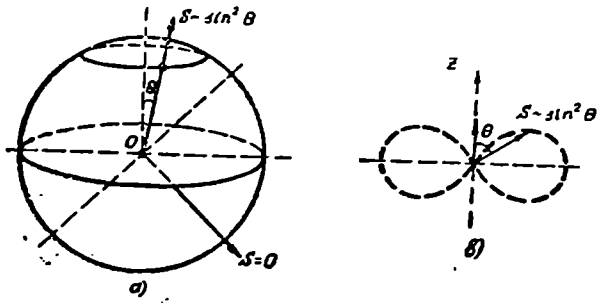
(3,1) ფორმულის გათვალისწინებით S იქნება:

$$S=\frac{c^2\ddot{r}^2}{4\pi c^3}\frac{\sin^2\theta}{R^2}. \qquad (3,2)$$

დიპოლის მიერ გამოსხივებული ელექტრომაგნიტური ენერგიის ნაკადის სივრცული განაწილება 32-ე ნახაზზეა ნაჩვენები.

ნახაზიდან ვხედავთ, რომ S არის θ-ს ფუნქცია. (3,2) დამოკიდებულება გვიჩვენებს, რომ როდესაც $R=\text{const}$, მაშინ მაქსიმალური გამოსხივების ენერგიას ადგილი აქვს იმ სიბრტყეში, რომელიც O წერტილზე გადის და $\ddot{\mathbf{r}}$ ვექტორის პერპენდიკულარულია. დიპოლის აჩქარების მიმართულებით ($\theta=0$) ენერგია არ გამოსხივდება, $S=0$.

გამოთვლების სისწორე ცდებით იქნა შემოწმებული. გამოყენებული იყო რენტგენის მილაკი. აჩქარებული ელექტრონების ნაკადი ანტიკა-



ნახ. 32. ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ინტენსივობის სივრცული განაწილება.

თოდის ზედაპირს ეცემოდა და დამუხრუჭების შედეგად მათი კინეტიკური ენერგია რენტგენის კვანტებად გარდაიქმნებოდა. ანტიკათოდზე დაჯახებისას ელექტრონის სიჩქარე სწრაფად მცირდება, რადგან $\ddot{\mathbf{r}}$ აჩქარება ელექტრონის მოძრაობის საწინააღმდეგოდ არის მიმართული.

ზომერფელდმა გათვალა რენტგენის გამოსხივების სივრცითი განაწილება. გათვლების შედეგები ცდის შედეგებს კარგად დაემთხვა, განსაკუთრებით, მცირე ენერგიის ელექტრონების შემთხვევაში. დიდი ენერგიის ელექტრონებისათვის, რომელთა სიჩქარე სინათლის სიჩქარეს უახლოვდება, რელატივისტური ეფექტის გამო, გამოსხივების მაქსიმუმი წაინაცვლებს წინ, ელექტრონების მოძრაობის მიმართულებით (იხ. რენტგენის სხივები, § 1).

ახლა გამოვთვალოთ O წერტილის ირგვლივ R რადიუსით შემოწერილი სფეროს ზედაპირზე დაცემული ელექტრომაგნიტური გამოსხივების სრული ნაკადი, ანუ 4π სივრცით კუთხეში ინტეგრალური ნაკადი:

$$\int S d\sigma = \frac{e^2 \ddot{r}^2}{4\pi c^3} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sin^3 \theta \, d\theta =$$

$$= \frac{e^2 \ddot{r}^2}{2c^3} \int_0^{\pi} (1 - \cos^2 \theta) \, d \cos \theta = \frac{2}{3} \frac{e^2 \ddot{r}^2}{c^3} \qquad (3,3)$$

$d\sigma$ სფეროს ზედაპირის ელემენტია, რომელიც ტოლია $R^2 \sin \theta \, d\theta \, d\varphi$. მაშასადამე:

$$\int S d\sigma = \frac{2}{3} \frac{\ddot{M}^2}{c^3} . \qquad (3,4)$$

თუ დავუშვებთ, რომ დიპოლი Z ღერძის გასწვრივ ჰარმონიულ რხევებს ასრულებს, მაშინ, $r = a_0 \sin \omega t$; $M = -er = -ea_0 \sin \omega t = -M_0 \sin \omega t$. $M_0 = ea_0$; $\ddot{M} = a \sin \omega t$ და $a = M_0 \omega^2$ (3,1) განტოლება ასეთ სახეს მიიღებს:

$$E = H = \frac{\omega^2}{c^2 R} M_0 \sin \theta = B \sin \omega t. \qquad (3,5)$$

(3,5) განტოლებიდან გამომდინარეობს, რომ ელექტრომაგნიტური ველი იმავე ω სიხშირით იცვლება, როგორც დიპოლის მომენტი M, რადგანაც $\ddot{r}$ ყოველთვის Z ღერძის მიმართულებას ემთხვევა, გამოსხივების ინტენსივობა S მუდმივად 32-ე ნახაზზე ნაჩვენებ განაწილებას ინარჩუნებს. ეს შედეგიც შეიძლება ცდით შემოწმდეს. თუ გაზის ატომებს ω სიხშირის წრფივად დაპოლარებული სინათლით დავასხივებთ, ატომები ყველა მიმართულებით იმავე ω სიხშირის ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებას იწყებენ. ხვედასხვა მიმართულებით გამოსხივებული ნაკადის ინტენსიობა კარგად ემთხვევა გათვლილ ინტენსიობას. ამრიგად, კლასიკური ფიზიკის ეს შედეგი გამართლებულია ცდებით.

თუ (3,4) განტოლებაში $\ddot{M} = M_0 \omega^2 \sin \omega t$ ჩავსვამთ, მივიღებთ ჰარმონიულად მერხევი დიპოლის ინტეგრალური გამოსხივების მყისიერ მნიშვნელობას:

$$I = \int S d\sigma = \frac{2}{3} \frac{M^2 \omega^4}{c^3} , \qquad (3,6)$$

სადაც $M^2 = M_0^2 \sin^2 \omega t$.

ადვილად მივიღებთ აგრეთვე ინტეგრალური გამოსხივების საშუალო მნიშვნელობას:

$$\overline{I} = \int S d\sigma = \frac{2}{3} \frac{\omega^4}{c^3} \overline{M^2}. \qquad (3,7)$$

რადგან $\overline{M^2}=\frac{M_0^2}{2}$, გვექნება: $\overline{I}=\frac{1}{3}\frac{\omega^4}{c^3}M_0^2$. M_0 მომენტის საწყისი ამპლიტუდაა.

ზუსტად ჰარმონიული რხევები აბსტრაქციაა და ბუნებაში არ გვხვდება. მექანიკური რხევების შემთხვევაში, კვაზიდრეკად ძალას მხოლოდ მცირე გადახრების დროს აქვს ადგილი. დიდი გადახრების შემთხვევაში ჩნდებიან წევრები, რომლებიც გადახრის მაღალ ხარისხებს შეიცავენ და მექანიკურ სპექტრში ძირითადი სიხშირის გარდა ჰარმონიკები ჩნდებიან.

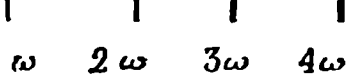
განვიხილოთ ელექტრომაგნიტური სპექტრი, რომელიც არაჰარმონიული რხევის დროს ჩნდება.

დავუშვათ, რომ რხევა რაიმე რთული კანონით წარმოებს, რომელშიაც მაინც შეინიშნება პერიოდულობა. საკითხის დაწვრილებით განხილვას არ შევუდგებით, მოვიყვანთ მხოლოდ შედეგებს.

მარტივი ანალიზი გვიჩვენებს, რომ ასეთი ოსცილატორის საშუალო გამოსხივების ინტენსივობა გამოისახება შემდეგი ფორმულით:

$$\overline{I}=\frac{1}{3}\frac{M_{01}^2}{c^3}\omega^4+\frac{1}{3}\frac{M_{02}^2}{c^3}(2\omega)^4+\frac{1}{3}\frac{M_{03}^2}{c^3}(3\omega)^4+\dots \qquad (3,8)$$

თუ ამ ფორმულას (3,7) გამოსახულებას შევადარებთ, დავინახავთ, რომ არაჰარმონიული ოსცილატორის გამოსხივების საშუალო ინტენსივობა შედგება რამდენიმე წევრისაგან. ყოველი წევრი ჰარმონიული ოსცილატორის გამოსხივების საშუალო მნიშვნელობებს გამოხატავს. ამ ოსცილატორების სიხშირეები აჩენენ მამდევრობას 1, 2, 3,... აქედან ასეთი დასკვნა შეიძლება გამოვიტანოთ: არაჰარმონიული ოსცილატორის ელექტრომაგნიტური სპექტრი შეიცავს როგორც ძირითად სიხშირეს, ისე ობერტონებს, სიხშირეებით: 2ω, 3ω,... მივიღებთ თანატოლი მანძილებით დაშორებულ ხაზებს (ნახ. 33).



ნახ. 33. არაჰარმონიული, პერიოდულად მერხევი ოსცილატორის სპექტრი.

ასეთ სპექტრს იძლევა ელექტრომაგნიტური ტალღების გამომსხივებელი რადიოელექტრონული ანტენა. დაახლოებით ასეთივე სპექტრს გვაძლევს იონებისა და მოლეკულების რხევის შედეგად მიღებული ინფრაწითელი გამოსხივება, მხოლოდ იმ განსხვავებით, რომ ამ უკანასკნელის ხაზები, მართალია უმნიშვნელოდ, მაგრამ მაინც, თანდათან უახლოვდებიან ერთმანეთს. სპექტრები, რომლებსაც იძლევიან ატომში მერხევი ელექტრონები (ხილული და ულტრაიისფერი სპექტრები),

სრულიად არ ემორჩილებიან ამ კანონს. ასეთ სპექტრებში, რხევის ზრდით, ხაზები სწრაფად უახლოვდებიან ერთმანეთს, ძიისწრაფიან გარკვეული საზღვრისაკენ და ბოლოს გადაფარავენ ერთმანეთს. ჩვენ შემდეგში დავინახავთ, რომ ხილული და ულტრაიისფერი სპექტრების ხაზების განლაგება სულ სხვა კანონებს ემორჩილება. ამ კანონების ახსნა მხოლოდ კვანტური თეორიით მოხერხდა.

3. სპექტრული ხაზების ბუნებრივი სიგანე

ჩვენ აქამდე ვგულისხმობდით, რომ ოსცილატორის ენერგია მუდმივია. ეს ნიშნავს, რომ ოსცილატორი განუზღვრელად დიდი დროის განმავლობაში ასხივებს ელექტრომაგნიტურ ტალღებს. ასეთი სურათი, ცხადია, სინამდვილეს არ შეესაბამება. გამოსხივების შედეგად ოსცილატორი ენერგიას უნდა კარგავდეს, რადგან ელექტრომაგნიტურ ტალღას მიაქვს ენერგია. ამის შედეგად ოსცილატორის რხევა მილევადი უნდა იყოს.

ვიპოვოთ ოსცილატორის რხევის შემცირების კანონი დროის მიხედვით.

ცხადია, ენერგიის შემცირება თვით ენერგიისა და დროის პროპორციული უნდა იყოს:

$$dE = -\gamma E dt.$$

γ პროპორციულობის კოეფიციენტია.

ინტეგრების შემდეგ მივიღებთ:

$$E = E_0 e^{-\gamma t}. \tag{3,9}$$

მაშასადამე, ოსცილატორის ენერგია ექსპონენციალური კანონით უნდა მცირდებოდეს. E_0 ოსცილატორის საწყისი ენერგიაა. γ მუდმივას გარკვეული ფიზიკური აზრი აქვს. მისი განზომილება არის $[\gamma] = \frac{1}{წმ}$. აღვნიშნოთ γ-ს შებრუნებული სიდიდე τ-თი, $\gamma = \frac{1}{\tau}$, მაშინ: $E = E_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$, როდესაც $\tau = t$, მაშინ $E_1 = \frac{E_0}{e}$, მაშასადამე, τ არის იმ დროის შუალედი, რომლის განმავლობაში ოსცილატორის ენერგია $e = 2{,}7$-ჯერ შემცირდება. ამ დროს რელაქსაციის დრო ეწოდება.

გამოვთვალოთ რას უდრის რელაქსაციის დრო. როგორც დავინახეთ, დროის ერთეულში, ელექტრომაგნიტური ტალღის მიერ გადატანილი საშუალო ენერგია არის $\frac{1}{3}\frac{e^2 a_0^2}{c^3}\omega^4$. ოსცილატორმა დროის ერთეულში იგივე ენერგია უნდა დაკარგოს:

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{e^2 a_0^2}{3c^3}\,\omega^4. \qquad (3,10)$$

ჰარმონიული ოსცილატორის სრული ენერგია არის:

$$E = \frac{m a_0^2 \omega^2}{2}. \qquad (3,11)$$

აქედან:

$$\frac{dE}{E} = -\frac{2e^2}{3mc^3}\,\omega^2\,dt \qquad (3,12)$$

და

$$\tau = \frac{1}{\gamma} = \frac{3mc^3}{2\omega^2 e^2}. \qquad (3,13)$$

თუ შევაფასებთ წყალბადის ატომის ხილული სპექტრის რომელიმე ხაზის გამოსხივების რელაქსაციის დროს, ადვილად დავრწმუნდებით, რომ ეს დრო 10^{-8} წმ-ის რიგისაა.

როგორც ვხედავთ, ატომიდან სინათლის გამოსხივების დრო მცირე სიდიდეა, ხოლო ამ დროის შეფარდება ოსცილატორის რხევის პერიოდთან, ე. ი. მისი ფარდობითი სიდიდე, ძალიან დიდია $\sim 10^6$. ელექტრონმა ერთი მილიონი რხევა უნდა შეასრულოს, რომ მისი ენერგია e-ჯერ შემცირდეს.

რელაქსაციის დრო ექსპერიმენტულად მრავალი გზით იქნა გაზომილი. მაგალითად, აღგზნებული ატომების ნაკადს უშვებენ ისეთ მაღალ ვაკუუმის სივრცეში, რომ მათ დაჯახების გარეშე ჰქონდეთ სინათლის გამოსხივების შესაძლებლობა. თუ ცნობილია ატომების სიჩქარე და გაზომილ იქნა მნათი ნაკადის გასწვრივ ინტენსივობის შემცირება, შეიძლება τ-ს გაზომვა. ცდების შედეგები კარგად დაემთხვა τ-ს ზემოთ აღნიშნულ მნიშვნელობას.

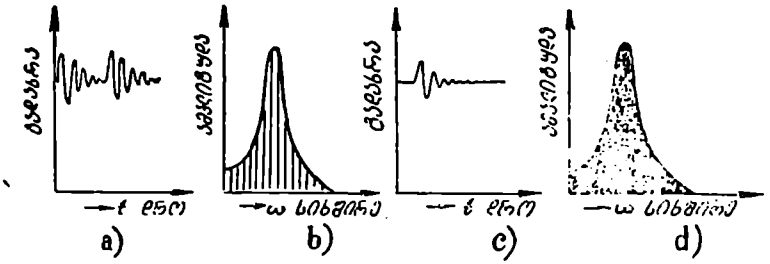
როგორც მექანიკიდან ცნობილია, ოსცილატორის მიღებული რხევის პროცესი პერიოდულ პროცესს აღარ წარმოადგენს. ამიტომ განვიხილოთ არაპერიოდული პროცესის სპექტრული დაშლის საკითხი.

როგორც ვიცით, ნებისმიერი პერიოდული ფუნქცია ფურიეს მწკრივად შეიძლება დავშალოთ, ე. ი. წარმოვიდგინოთ როგორც ჯამი ჰარმონიული რხევებისა, სიხშირეებით: ω_0, $2\omega_0$, $3\omega_0$,... სადაც ω_0 ძირითადი რხევის სიხშირეა. ამრიგად, პერიოდული პროცესის დაშლის შედეგად მივიღებთ ხაზოვან სპექტრს.

თუ პროცესი პერიოდული არ არის, როგორც მათემატიკიდან ცნობილია, მისი დაშლა უკვე ფურიეს ინტეგრალის საშუალებით შეიძლება. ფიზიკური თვალსაზრისით, პერიოდული ფუნქციის ფურიეს მწკრივად და არაპერიოდული ფუნქციის ფურიეს ინტეგრალად დაშლა, განსხვავებული პროცესებია. ფურიეს მწკრივი შედგება წევრებისაგან,

რომლებიც გამოხატავენ ჰარმონიულ რხევებს სიხშირეებით: ω_0, $2\omega_0$,..., ხოლო ფურიეს ინტეგრალში ინტეგრება სიხშირეებით წარმოებს, რაც ნიშნავს იმას, რომ სიხშირე უწყვეტად იცვლება. პირველ შემთხვევაში ხაზოვან სპექტრს ვღებულობთ, მეორეში კი — უწყვეტს.

34 a ნახაზზე ნაჩვენებია პერიოდული ფუნქციის დაშლის შედეგად მიღებული ხაზოვანი სპექტრი. 34-ს ნახაზზე წარმოდგენილია არაპერიოდული ფუნქციის დაშლა უწყვეტ სპექტრად.



ნახ. 34. პერიოდული და არაპერიოდული ფუნქციების დაშლა ხაზოვან და უწყვეტ სპექტრებად.

ზემოთ ნათქვამიდან ასეთი დასკვნა შეიძლება გამოვიტანოთ: ოსცილატორის რხევის მილევის გამო, მისი რხევა არა მარტო ჰარმონიული არ არის, არამედ არაპერიოდულიცაა, ამიტომ მისი დაშლისათვის უნდა გამოვიყენოთ არა ფურიეს მწკრივი, არამედ ფურიეს ინტეგრალი. ასეთი რხევის შედეგად მიღებული სპექტრი უწყვეტი იქნება. ეს ნიშნავს, რომ სპექტრულ ხაზს გარკვეული $\Delta\omega$ სიგანე ექნება და ეს სიგანე რხევის მილევის კოეფიციენტით განისაზღვრება.

4. სპექტრული ხაზების გაგანიერება

აღსანიშნავია, რომ ცდები დაბეჯითებით გვიჩვენებენ, რომ სპექტრულ ხაზებს სასრულო სიგანე აქვთ. სპექტრული ხაზების გაგანიერება სამი გარემოებით არის გამოწვეული: 1. ოსცილატორის რხევის ჩილევით, 2. დოპლერის ეფექტით, რომელიც გამოწვეულია იმით, რომ ატომები, რომლებიც ელექტრომაგნიტურ ტალღებს ასხივებენ, განუწყვეტელ მოძრაობაში იმყოფებიან და 3. ატომების ქაოსური მოძრაობის დროს ერთმანეთთან დაჯახებით.

რადგან სპექტრული ხაზების სიგანის საკითხი დიდ როლს ასრულებს ატომურ და ბირთვულ პროცესებში, მოკლედ შევეხოთ მათი გაგანიერების სამივე მიზეზს.

სიგანეს, რომელიც უჩნდება სპექტრულ ხაზს, ატომში ელექტრო-

ნის რხევის მილევის გამო, სპექტრული ხაზის ბუნებრივი სიგანე ეწოდება.

დავუშვათ, რომ მოცემული გვაქვს ფუნქცია $f(t)=ae^{-\gamma t}\cos(\omega t+\delta)$, რომელიც ოსცილატორის რხევის მილევას გამოხატავს. უფრო მოსახერხებელია ეს ფუნქცია შემდეგი სახით გამოვსახოთ:

$$f(t)=ae^{-\gamma t}e^{i\omega t}.$$

სიმარტივისათვის დავუშვათ, რომ როდესაც $t<0$, მაშინ $f(t)=0$ და როდესაც $t>0$, მაშინ $f(t)=ae^{-\gamma t}e^{i\omega t}$.

ასეთი ფუნქციის დაშლა ფურიეს ინტეგრალის საშუალებით ხდება, რომელსაც შემდეგი სახე აქვს:

$$f(t)=\int_{-\infty}^{+\infty}a(\omega)\,e^{i\omega t}\,d\omega. \tag{3,14}$$

სადაც ამპლიტუდა, თავის მხრივ, შემდეგნაირად გამოისახება:

$$a(\omega)=\int_{-\infty}^{+\infty}f(t)\,e^{-i\omega t}\cdot dt. \tag{3,15}$$

ჩავსვათ (3,15) ფორმულაში $f(t)$-ის მნიშვნელობა და მივიღოთ მხედველობაში, რომ $-\infty$-დან 0-მდე $f(t)=0$. მაშინ მივიღებთ:

$$a(\omega)=\int_{0}^{+\infty}a_0\,e^{-\gamma t}\cdot e^{i(\omega_0-\omega)t}\,dt=\frac{a_0}{\gamma-i(\omega_0-\omega)}. \tag{3,16}$$

ω_0 ოსცილატორის საწყისი სიხშირეა და a_0 საწყისი ამპლიტუდა.

სპექტრში სიხშირის მიხედვით ინტენსივობის განაწილების საპოვნელად გამოვთვალოთ $a(\omega)$-ის მოდულის კვადრატი.

$$|a(\omega)|^2=\frac{a_0^2}{(\omega_0-\omega)^2+\gamma^2}. \tag{3,17}$$

თუ (3,6) ფორმულას დროის მიხედვით გავასაშუალოებთ, მივიღებთ:

$$\overline{I}_{\omega}=\frac{2}{3}\,\frac{\omega^4e^2}{c^3}\,|a(\omega)|^2 \tag{3,18}$$

(3,17) გამოსახულება შევიტანოთ (3,18)-ე ფორმულაში:

$$\overline{I}_{\omega}=\frac{2}{3}\,\frac{\omega^4(e^2a_0^2)}{c^3}\cdot\frac{1}{(\omega_0-\omega)^2+\gamma^2}, \tag{3,19}$$

ანუ

$$\overline{I}_{\omega}=\frac{2}{3}\,\frac{\omega^4(e^2a_0^2)}{c^3\omega_0^2}\cdot\frac{1}{\left(1-\dfrac{\omega}{\omega_0}\right)^2+\dfrac{\gamma^2}{\omega_0^2}}. \tag{3,20}$$

აღვნიშნოთ $\frac{\omega}{\omega_0}=x$ და $\frac{\gamma}{\omega_0}=\Gamma$, მაშინ:

$$\overline{I}_{\omega}=\frac{2}{3}\,\frac{\omega^4\,(e^2\,a_0^2)}{c^3\omega_0^2}\,\frac{1}{(1-x)^2+\Gamma^2}. \qquad (3,21)$$

(3,20) და (3,21) ფორმულები გვაძლევენ ინტენსივობის განაწილებას, სიხშირის მიხედვით, ე. ი. მილევადი ოსცილატორის სპექტრს.

35-ე ნახაზზე ნაჩვენებია $f(x)=\frac{1}{(1-x)^2+\Gamma^2}$ მამრავლის x-საგან დამოკიდებულების გრაფიკი.

როგორც ამ ნახაზიდან ჩანს, როდესაც $x=1$, ანუ, როდესაც $\omega=\omega_0$, ე. ი. არამილევადად მერხევი ოსცილატორის საკუთარი სიხშირისათვის მრუდს მკვეთრი მაქსიმუმი აქვს. ეს მაქსიმუმი არის $\frac{1}{\Gamma^2}$.

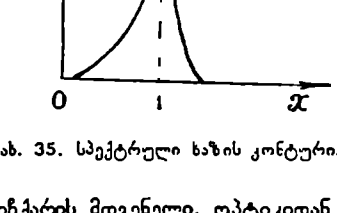
$f(x)$ მამრავლის მაქსიმალური მნიშვნელობის ნახევრის გამოსათვლელად დავუშვათ, რომ $(1-x)^2=\frac{1}{2}\Gamma^2$.

თუ შემოვიღებთ აღნიშვნას: $(\omega-\omega_0)=\Delta\omega_{1/2}$. მივიღებთ: $\Delta\omega_{1/2}=\frac{\gamma}{2}$. $\Delta\omega_{1/2}$-ს სპექტრული ხაზის ნახევარსიგანეს უწოდებენ.

სპექტრის ოპტიკურ დიაპაზონში ხაზის ნახევარსიგანე ძალიან მცირეა. ეს კარგად ჩანს 35-ე ნახაზზე.

სპექტრული ხაზის გაგანიერების მეორე მიზეზი არის დოპლერის ეფექტი.

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, სპექტრული ხაზის გაგანიერება, რომელიც ოსცილატორის რხევის მილეევით არის გამოწვეული, 10^{-7} — 10^{-8} წმ$^{-1}$ რიგის უნდა იყოს. მაგრამ დაკვირვებები გვიჩვენებენ, რომ სპექტრული ხაზების სიგანე გაცილებით მეტია. თეორიასა და ექსპერიმენტს შორის ასეთი შეუსაბამობა იმით არის გამოწვეული, რომ ჩვენ ვთვლიდით, რომ ატომები უძრავნი არიან. სინამდვილეში ატომები განუწყვეტელ მოძრაობაში იმყოფებიან. ამიტომ ყოველ ატომს აქვს დამკვირვებლისკენ მიმართული სიჩქარის მდგენელი. ოპტიკიდან ცნობილია, რომ, თუ სინათლის წყარო, ჩვენს შემთხვევაში ატომი, დამკვირვებლის მიმართ v სიჩქარით



ნახ. 35. სპექტრული ხაზის კონტური.

მოძრაობს, გამოსხივებული ტალღის სიხშირე იცვლება. სიხშირის ფარდობითი წანაცვლება $\frac{\Delta\omega}{\omega}$, გამოწვეული წყაროს მოძრაობით, ტოლია $\frac{v}{c}$. ამ მოვლენას დოპლერის ეფექტი ეწოდება. ამ ეფექტით გამოწვეული სიხშირის წანაცვლება რომ შევაფასოთ, უნდა დამკვირვებლის მიმართ ატომების საშუალო $\bar{v}$ სიჩქარე ვიცოდეთ. სიჩქარის მიმართულებად რომელიმე კოორდინატთა ღერძის მიმართულება ავარჩიოთ. თუ გამომსხივებელი ნივთიერება გაზურ მდგომარეობაშია, ამ სიდიდეს ადვილად ვიპოვით. გაზებისათვის ატომების საშუალო კინეტიკური ენერგია აბსოლუტურ ტემპერატურასთან შემდეგნაირად არის დაკავშირებული:

$$\overline{E_k} = \frac{\overline{mv^2}}{2} = \frac{3}{2} kT.$$

m გამომსხივებელი ნივთიერების ატომის მასაა და ტოლია $m_p A$. m_p პროტონის მასაა, A — ნივთიერების ატომური მასა.

საშუალო სიჩქარე ყველა მიმართულებით ერთი და იგივეა და x ღერძის გასწვრივ მიმართული საშუალო სიჩქარე იქნება:

$$\bar{v}_x = \sqrt{\frac{\overline{kT}}{Am_p}}. \qquad (3,22)$$

ამგვარად, დოპლერის ეფექტით გამოწვეული გაგანიერება მით მეტია, რაც მეტია გაზის ტემპერატურა და მით ნაკლებია, რაც მეტია გაზის ატომური და მოლეკულური მასა.

მაშასადამე, დოპლერის გაგანიერება იქნება:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\bar{v}_x}{c} = \frac{1}{c}\sqrt{\frac{\overline{kT}}{Am_p}}. \qquad (3,23)$$

ოთახის ტემპერატურის პირობებში ($T = 293° K$) მუდმივების მნიშვნელობების ჩასმის შემდეგ, გვექნება:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = 0{,}52 \cdot 10^{-5}\sqrt{\frac{T}{A\,293° K}} \sim f\left(\frac{T}{A}\right). \qquad (3.24)$$

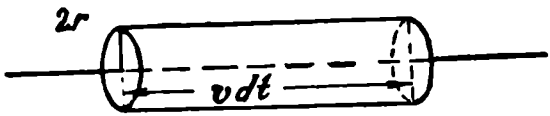
ამ ფორმულით გამოთვლილი გაგანიერება, კადმიუმის წითელი ხაზისათვის, ოთახის ტემპერატურაზე არის $0{,}0038\,\text{Å}$, რაც კარგად ემთხვევა ცდით მიღებულ შედეგებს.

მესამე მიზეზი სპექტრული ხაზების გაგანიერებისა არის ატომების ურთიერთქმედება (დაჯახება).

დავუშვათ, რომ ატომის ორ მომდევნო დაჯახებათა შორის მანძილის გასარბენად საჭიროა τ_h დრო. მისი შებრუნებული სიდიდე $\frac{1}{\tau_h} = z$ იქნება ერთ წამში დაჯახებათა რიცხვი. თუ დავუშვებთ, რომ ყოველი დაჯახების შემდეგ ატომი გამოსხივებას წყვეტს, მაშინ τ_h იქნება ატომის ეფექტური სიცოცხლის ხანგრძლივობა და, მაშასადამე, სპექტრული ხაზის სათანადო გაგანიერება იქნება:

$$\Delta\omega_h = \frac{1}{\tau_h}. \tag{3,25}$$

გამოვთვალოთ დაჯახებათა რიცხვი ერთ წამში ან ორ მომდევნო დაჯახებათა შორის საშუალო τ_h დრო. სიმარტივისათვის დავუშვათ, რომ მოცემული ატომი მოძრაობს, ხოლო მეზობელი ატომები, რომლებსაც ის ეჯახება, უძრავნი არიან.



ნახ. 36. ატომების დაჯახება.

v სიჩქარის მქონე ატომი dt დროში vdt მანძილს გაივლის. აღვნიშნოთ ატომის ეფექტური რადიუსი r-ით. განვიხილოთ $2r$ რადიუსის მქონე წრიული ცილინდრი, რომლის ღერძი ატომის მოძრაობის მიმართულებას ემთხვევა (იხ. ნახ. 36).

ცილინდრის სიმაღლე იქნება vdt. თუ ამ ცილინდრის მოცულობაში ატომები არ იმყოფებიან, მაშინ მოძრავი ატომი dt დროში დაჯახებას არ განიცდის. ცხადია, რომ დაჯახებათა ალბათობა ცილინდრის მოცულობაში მეზობელი ატომების ყოფნის ალბათობით განისაზღვრება.

ცილინდრის მოცულობა იქნება: $4\pi r^2 vdt$.

თუ n-ით მოცულობის ერთეულში მოთავსებულ ატომთა საშუალო რიცხვს აღვნიშნავთ, მთელ ცილინდრის მოცულობაში მყოფ ატომთა საშუალო რიცხვი $4\pi r^2 vndt$ იქნება. თუ ეს რიცხვი ერთთან ახლოსაა, ის იძლევა ალბათობას იმისა, რომ მოცულობაში ერთი ატომია და, მაშასადამე, ალბათობას იმისა, რომ dt დროში ადგილი ექნება ერთ დაჯახებას.

τ_h-ს განსაზღვრისათვის შეგვიძლია დავწეროთ:

$$4\pi r^2 vn\tau_h \sim 1 \tag{3,26}$$

აქედან:

$$\frac{1}{\tau_k} = z = 4\pi r^2 n v. \qquad (3,27)$$

რადგან ერთ გრამმოლეკულაში $6 \cdot 10^{23}$ ატომია და მისი მოცულობა ნორმალურ პირობებში 22,4 ლიტრია, 1 სმ³-ში მოთავსებულ ატომთა რაოდენობა იქნება:

$$n_0 = \frac{N_A}{22{,}4 \cdot 10^3} = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ ატომი/სმ}^3 \qquad (3,28)$$

P წნევისა და T ტემპერატურის დროს მოცულობის ერთეულში მოთავსებულ ატომთა რიცხვი იქნება:

$$n = \frac{n_0 T_0 P}{P_0 T}. \qquad (3,29)$$

ატომის სიჩქარის გამოსათვლელად შეიძლება იდეალური გაზის კანონების გამოყენება:

$$\frac{\overline{Mv^2}}{2} = \frac{1}{2} kT. \qquad (3,30)$$

თუ r-ის ნიშნულობისათვის ატომის რადიუსს $0{,}5 \cdot 10^{-8}$ სმ-ის ტოლად მივიღებთ, (3,27) განტოლებიდან, დაჯახებასთან დაკავშირებული სპექტრული ხაზის გაგანიერებისათვის გვექნება:

$$\Delta\omega_k = \frac{1}{\tau_k} = 2 \cdot 10^9 p \sqrt{\frac{1}{AT}} \text{ წმ}^{-1}. \qquad (3,31)$$

აქედან ჩანს, რომ სპექტრული ხაზის გაგანიერება, გამოწვეული დაჯახებებით, წნევის პირდაპირპროპორციულია და უკუპროპორციულია ტემპერატურის და ატომური მასის ნამრავლიდან ფესვისა.

დოპლერის ეფექტით გამოწვეული სპექტრული ხაზის გაგანიერება გაცილებით მეტია ურთიერთქმედებით გამოწვეულ გაგანიერებაზე. ეს უკანასკნელი წნევის პროპორციულია და მისი შემცირებით მცირდება. ამიტომ დაბალი წნევების შემთხვევაში ეს ეფექტი იმდენად მცირეა, რომ დოპლერის გაგანიერებასთან შედარებით, მისი უგულებელყოფა შეიძლება.

6. ოპტიკური სპექტრების ახსნის შეუძლებლობა კლასიკური თეორიით

დავუბრუნდეთ ისევ ატომს, როგორც ელექტრომაგნიტური გამოსხივების წყაროს. ამ მოდელის თანახმად, ატომი წარმოადგენს წრფივ ოსცილატორს (დიპოლს), რომელიც ჰარმონიულ ან არაჰარმონიულ

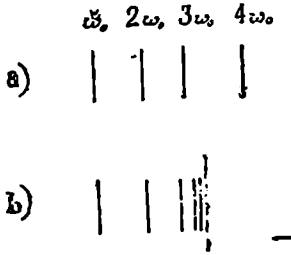
რხევას ასრულებს. როგორც დავინახეთ, ასეთი ატომი იძლევა სპექტრს, რომელიც სრულიად განსხვავდება ცდით მიღებული სპექტრისაგან.

განვიხილოთ ატომის ბირთვული მოდელი (რეზერფორდის). ამ მოდელის თანახმად, ელექტრონი ბირთვის ირგვლივ ჩაკეტილ ორბიტაზე მოძრაობს. ადვილად დავრწმუნდებით, რომ ეს მოდელი, ოსცილატორის მოდელთან შედარებით, ახალს არაფერს შეიცავს. მართლაც, განვიხილოთ ატომის უმარტივესი მოდელი: ელექტრონი მოძრაობს წრეზე, ბირთვის ირგვლივ: მოძრაობა აჩქარებულია, ამიტომ ის უნდა ენერგიას ასხივებდეს. გამოვთვალოთ მის მიერ გამოსხივებული ენერგია. ამისათვის დავშალოთ წრიული მოძრაობა ორ ჰარმონიულ რხევად: $x = a\cos\omega t$ და $y = a\sin\omega t$.

მაშასადამე, წრიული მოძრაობის მაგივრად, შეიძლება ორი ერთნაირი სიხშირისა და ამპლიტუდის, ურთიერთმართობი დიპოლის რხევა განვიხილოთ.

მარტივი გამოთვლები გვიჩვენებენ, რომ ამ შემთხვევაში გამოსხივების საშუალო ინტენსივობა იგივეა, რაც ერთი დიპოლის შემთხვევაში.

საკითხი ცოტაოდენ რთულდება, თუ ბირთვის კულონურ ველში ელექტრონის მოძრაობას კეპლერის ორბიტებზე განვიხილავთ. ამ შემთხვევაში, x და y ღერძებზე მოძრაობის მდგენლები ჰარმონიულ რხევებს აღარ წარმოადგენენ, მაგრამ მათი დაშლა ფურიეს მწკრივად ყოველთვის შეიძლება. მაშასადამე, ასეთი მოძრაობა ჰარმონიული რხევების ზედდების შედეგად მიიღება.



ნახ. 37. ატომის სპექტრი: a) კლასიკური. b) ნამდვილი.

თუ გამოსხივებათა ინტენსივობას იმავე ფორმულებით გამოვთვლით, ამოცანას რამდენიმე ოსცილატორის რხევაზე დავიყვანთ, სიხშირეებით: ω_0. $2\omega_0$. $3\omega_0$,...

ამრიგად, კეპლერის ორბიტებზე მოძრავი ელექტრონი იძლევა სიხშირეთა სპექტრს, რომელიც ძირითადი სიხშირისაგან და ჰარმონიკებისგან შედგება.

როგორც შემდეგში დავინახავთ, წყალბადის სპექტრს ამისაგან სრულიად განსხვავებული სახე აქვს. ის შედგება ცალკე ხაზებისაგან, რომლებიც თანდათან ერთმანეთს უახლოვდებიან (ნახ. 37).

ამით ატომის კლასიკური მოდელის უვარგისობა არ ამოიწურება. გამოსხივების სპექტრში ჩვენ ენერგეტიკული მხარე არ გაგვითვალისწინებია. ატომის მიერ ენერგიის განუწყვეტელი გამოსხივება უნდა

იწვევდეს ორბიტის შემცირებას და ამასთან, გარშემოვლის სიხშირის გაზრდას. ელექტრონი განუწყვეტლივ ჩქარდება და ბოლოს უნდა დაეცეს ბირთვს. ატომი უნდა გაქრეს. ასეთი გამოსხივების შედეგად უწყვეტი სპექტრი უნდა მივიღოთ. მთელი ეს პროცესი 10^{-8} წამის განმავლობაში უნდა მოხდეს, რადგან ასეთი ატომი შეუძლებელია დიდი ხნის განმავლობაში არსებობდეს. ეს ნიშნავს, რომ წყალბადის ატომის კლასიკური მოდელი რეალური ატომის ყოფაქცევას საერთოდ ვერ აღწერს

ატომის გამოსხივების პრობლემის გადასაწყვეტად შემოღებული იყო ვიბრატორის მოდელი, მაგრამ აქედანაც მიღებული შედეგები აშკარად ეწინააღმდეგებოდნენ ცდების შედეგებს. ცხადი გახდა, რომ ერთი მხრივ, უნდა უარყოფილიყო კავშირი კლასიკურ მექანიკასა და გამოსხივებას შორის, მეორე მხრივ, ატომის შიგა პროცესების აღსაწერად, უკუგდებული უნდა ყოფილიყო კლასიკური მექანიკის კანონები. ამის საფუძველზე, ატომური პროცესების აღსაწერად უნდა გამომუშავებულიყო სრულიად სხვა პრინციპებზე დაფუძნებული სქემა. ამან განაპირობა ფიზიკის ახალი დარგის, ტალღური (კვანტური) მექანიკის შექმნა.

§ 2. სრთბური გამოსხივება და პლანკის ელექტრომაგნიტური გამოსხივების კვანტური თეორია

1. სითბური გამოსხივების კანონები

1. ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებას, რომელიც მიიღება მყარი და თხევადი სხეულებისაგან მათი გახურების შედეგად, სითბური გამოსხივება ეწოდება. ასეთ გამოსხივებას იძლევა ყველა ცნობილი სინათლის წყარო. სპექტრული ანალიზი გვიჩვენებს, რომ ელექტრომაგნიტური გამოსხივების სპექტრი უწყვეტია და მისი ხილული უბნის წითელი ნაწილი ჩნდება მაშინ, როდესაც სხეულის ტემპერატურა 550° C მიაღწევს. ტემპერატურის გაზრდით, გარკვეული მიმდევრობით ჩნდებიან სპექტრის სხვა ნაწილებიც და გამოსხივების ინტენსივობის მაქსიმუმის მდებარეობა სპექტრში მოკლე ტალღის სიგრძის მხარეს წაინაცვლებს.

დაკვირვებები გვიჩვენებენ, რომ გამოსხივების ხასიათი, ანუ ენერგიის სპექტრული განაწილება არ არის დამოკიდებული გამომსხივებელი წყაროს ნივთიერების გვარობაზე, ის დამოკიდებულია მხოლოდ მის აბსოლუტურ ტემპერატურაზე. ამის გამო ასეთ გამოსხივებას სითბური, ანუ ტემპერატურული გამოსხივება ეწოდება.

კლასიკური ელექტრომაგნიტური თეორიის საშუალებით კარგად შეიძლება აღიწეროს გამოსხივების ენერგიის გავრცელება ნივთიერ გარემოში. მაგრამ ამ თეორიის გამოყენებისას ელექტრომაგნიტური ენერ-

გიის შთანთქმისა და გამოსხივების საკითხებში მიღებულ იქნა შედეგები. რომლებიც აშკარად ეწინააღმდეგებოდნენ ცდას. თუ განვიხილავთ ელექტრომაგნიტური გამოსხივებით ავსილ დახურულ ჭურჭელს და კედლებსა და ველს შორის წონასწორობის აღსაწერად თერმოდინამიკის კანონებს გამოვიყენებთ, სრულიად უაზრო შედეგებს მივიღებთ. ამ გარემოებამ პირველად ცხადყო კლასიკური ფიზიკის არასაკმარისობა ამ საკითხის გადაწყვეტისათვის. აუცილებელი გახდა ელექტრომაგნიტური გამოსხივებისა და შთანთქმის მექანიზმის შესასწავლად კლასიკური წარმოდგენების გადასინჯვა.

კლასიკური ფიზიკის თანახმად ითვლებოდა, რომ ელექტრომაგნიტური ენერგიის გამოსხივებასა და შთანთქმაში მთავარ როლს ნივთიერების შემადგენელ ატომებში შემავალი ელექტრონები უნდა ასრულებდნენ, მაგრამ ამავე დროს, კლასიკურ წარმოდგენათა საფუძველზე, შეუძლებელი გახდა ისეთი გამომსხივებელი სისტემის შექმნა, რომელიც გამოსხივებისა და შთანთქმის პროცესს ახსნიდა.

1901 წელს მ. პლანკმა ელექტრომაგნიტური ენერგიის გამოსხივებისა და შთანთქმის შესახებ სრულიად ახალი შეხედულება წამოაყენა.

პლანკის თანახმად, ატომების მიერ ელექტრომაგნიტური ენერგიის გამოსხივება და შთანთქმა უნდა ხდებოდეს არა უწყვეტად, არამედ წყვეტილად, ცალკე ულუფების — კვანტების სახით. კვანტის ენერგია ტოლი უნდა იყოს $h\omega$-ს, სადაც ω გამოსხივების რხევის კუთხური სიხშირეა და $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1{,}05 \cdot 10^{-27}$ ერგი · წმ, h პლანკის მუდმივაა.

პლანკის მოსაზრება გამართლდა და ამ თეორიის საფუძველზე სითბური გამოსხივების პრობლემა საბოლოოდ გადაწყდა. პლანკის თეორიამ საფუძველი ჩაუყარა თანამედროვე კვანტურ ფიზიკას.

ჩვენ სითბური გამოსხივების საკითხს ისტორიული თანმიმდევრობით განვიხილავთ. ეს საშუალებას მოგვცემს ნათლად დავინახოთ ის წინააღმდეგობანი, რომელთა გადალახვა ვერ შეძლო კლასიკურმა ფიზიკამ.

2. განვიხილოთ დახშული ჭურჭელი, რომლის კედლების ტემპერატურა არის $T°$ C. გახურებულ კედლებსა და გარემოს შორის ადგილი ექნება ელექტრომაგნიტური ენერგიის გაცვლას — ენერგიის გამოსხივებას და შთანთქმას. ამ პროცესის შედეგად ჭურჭელში გაჩნდება ელექტრომაგნიტური ველი. დაბოლოს დამყარდება ისეთი მდგომარეობა, როდესაც კედლის ზედაპირის ერთეულის მიერ დროის ერთეულში გამოსხივებული და შთანთქმული ენერგია ერთმანეთს გაუტოლდება. ამის შემდეგ, ჭურჭლის ყოველ წერტილში, ენერგიის სიმკვრივე u ერთნაირი გახდება, კედელსა და ველს შორის სტატისტიკური წონასწორობა დამყარდება.

დავშალოთ ელექტრომაგნიტური გამოსხივება სპექტრულ კომპონენტებად. აღვნიშნოთ $u_\nu d_\nu$-თი გამოსხივების სიმკვრივე ν და $\nu+d\nu$ სიხშირეთა შუალედში. U_ν ფუნქცია შეიცავს ყველა სიხშირეს 0-დან ∞-მდე და უწყვეტ სპექტრში ენერგიის განაწილების დამახასიათებელ პარამეტრს წარმოადგენს.

შემოვიღოთ სხეულის გამოსხივებისა და შთანთქმის უნარიანობის ცნებები.

სხეულის გამოსხივების უნარიანობა ვუწოდოთ იმ ენერგიას, რომელსაც გამოასხივებს სხეულის ზედაპირის ერთეული დროის ერთეულში, ν და $\nu+d\nu$ სიხშირეთა შუალედში. აღვნიშნოთ ეს სიდიდე e_ν-თი.

შთანთქმის უნარიანობა ვუწოდოთ სხეულის ზედაპირის ერთეულზე დაცემული ენერგიის იმ ნაწილს, ν და $\nu+d\nu$ სიხშირეთა შუალედში, რომელიც ამ სხეულის მიერ შთაინთქმება. აღვნიშნოთ შთანთქმის უნარიანობა a_ν-თი.

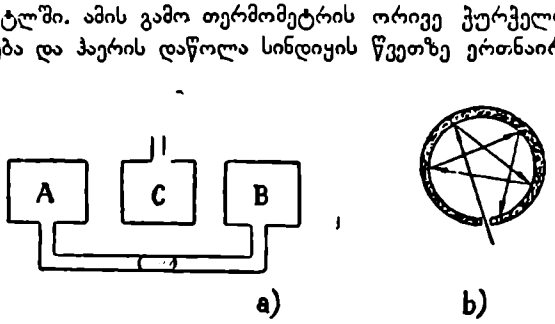
სხეულს, რომელიც მასზე დაცემულ ენერგიას მთლიანად შთანთქავს, აბსოლუტურად შავი სხეული ეწოდება. ასეთი სხეულისათვის $a_\nu=1$ და მის გამოსხივებას „შავ გამოსხივებას“ უწოდებენ. თუ კედელზე დაცემისას ელექტრომაგნიტური გამოსხივების სპექტრში ენერგიის გადანაწილება არ ხდება, მაშინ თავისთავად ცხადია, რომ გამოსხივებისა და შთანთქმის უნარიანობათა შორის, მოცემული სიხშირის ელექტრომაგნიტური გამოსხივებისათვის, ადგილი უნდა ჰქონდეს ტოლობას:

$$a_\nu+e_\nu=1.$$

3. კავშირი გამოსხივების და შთანთქმის უნარიანობათა შორის მთელი რიგი ცდებით იქნა დადგენილი. ყველა ცდამ ნათლად დაადასტურა, რომ რაც უფრო კარგად ასხივებს სხეული ენერგიას მოცემული ტალღათა სიგრძეების შუალედში, მით უფრო მეტად შთანთქავს მასზე დაცემულ ამავე ტალღის სხივებს. ეს ნიშნავს, რომ გამოსხივების უნარიანობა შთანთქმის უნარიანობის პროპორციულია.

სხეულის ამ თვისებას კარგად ადასტურებს რიჩის მიერ ჩატარებული ცდა. ორი ჰერმეტულად დახშული A და B ჭურჭელი შეერთებულია მილით; ჭურჭლებს ყოფს მილში მოთავსებული სინდიყის წვეთი. ეს სისტემა ჰაერის თერმომეტრს წარმოადგენს (ნახ. 38 ა). A და B ჭურჭლებს შორის მოთავსებულია მესამე C ჭურჭელი, რომელშიაც გათბობის მიზნით, ცხელ წყალს ასხამენ. C ჭურჭლის ერთი ზედაპირი, ვთქვათ B-სკენ მიმართული, დაფარულია ჭვარტლით, ხოლო მეორე — სინგურით. ჰაერის თერმომეტრის B ჭურჭლის ზედაპირი, მიმართული C ჭურჭლისაკენ, დაფარულია აგრეთვე სინგურით, ხოლო A ჭურჭლის ზედაპირი, რომელიც C ჭურჭლისკენაა მიმართული — ჭვარტლით. C ჭურჭელში რომ ადუღებული წყალი ჩავასხათ, სინდი-

ყის წვეთი თავის მდებარეობას არ შეიცვლის. ეს ნათლად ამტკიცებს იმას, რომ ორივე ნივთიერებისათვის, ჭვარტლისა და სინგურისათვის, გამოსხივებისა და შთანთქმის უნარიანობათა ფარდობა ერთნაირია. თუ ჭვარტლი უფრო კარგი გამომსხივებელია, ვიდრე სინგური, ჭვარტლიდან გამომავალი ძლიერი გამოსხივება სინგურში სუსტად შთაინთქმება, ხოლო სინგურიდან გამოსული სუსტი გამოსხივება ძლიერად შთაინთქმება ჭვარტლში. ამის გამო თერმომეტრის ორივე ჭურჭელი ერთნაირად გათბება და ჰაერის დაწოლა სინდიყის წვეთზე ერთნაირი იქნება.



ნახ. 33. ა) რიჩის ცდა. ბ) აბსოლუტურად შავი სხეულის მოდელი.

თუ ჭვარტლის გამოსხივების უნარიანობას $e_ჭ$-ით აღვნიშნავთ და შთანთქმის უნარიანობას $a_ჭ$-თი, ხოლო სინგურისათვის შესაბამისად, $e_ს$-ით და $a_ს$-ით, რადგან ორივე ჭურჭელი ერთნაირ ტემპერატურამდე თბება, შეიძლება დავწეროთ: $e_ჭ a_ს = e_ს a_ჭ$, აქედან: $e_ჭ/a_ჭ = e_ს/a_ს$. მაშასადამე, გარკვეული ტემპერატურის პირობებში, ორივე ნივთიერებისათვის გამოსხივების უნარიანობის შეფარდება შთანთქმის უნარიანობასთან ერთნაირია. ანალოგიური ცდები სხვა ნივთიერებებზედაც იქნა ჩატარებული. შედეგი ყველასათვის ერთი და იგივე გამოვიდა.

აქედან შეიძლება დავასკვნათ: მოკემული ტემპერატურის პირობებში, რაც მეტია სხეულის გამოსხივების უნარიანობა, მით მეტია მისი შთანთქმის უნარიანობა.

1859 წელს კირხჰოფმა ამ კანონზომიერებას უფრო ზუსტი სახე მისცა. მან დაამტკიცა, რომ ეს კანონი ყველა სიხშირის ტალღისათვის უნდა სრულდებოდეს. კირხჰოფის ფორმულირებით, მოცემული ტემპერატურისათვის, გამოსხივების უნარიანობის შეფარდება შთანთქმის უნარიანობასთან დამოკიდებულია მხოლოდ სხეულის ტემპერატურაზე და დამოკიდებული არ არის მის გვარობაზე, წინააღმდეგ შემთხვევაში შეუძლებელი იქნებოდა სხვადასხვაგვარ სხეულებს შორის სტატისტიკური წონასწორობის დამყარება.

კირხჰოფის კანონის თანახმად, ყველაზე კარგი გამომსხივებელი აბსოლუტურად შავი სხეულია, რომლის შთანთქმის უნარიანობა $a_ν = 1$.

კირხჰოფის კანონი შეიძლება ასეთი სახით დავწეროთ:

$$\frac{e_1}{a_1} = \frac{e_2}{a_2} = \ldots = \frac{e_0}{a_0}, \qquad (3,32)$$

სადაც e_1, e_2.... და a_1, a_2,... სხვადასხვა სხეულების გამოსხივებისა და შთანთქმის უნარიანობებია, ხოლო e_0 და a_0 აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივებისა და შთანთქმის უნარიანობებია.

რადგან $a_0 = 1$, ამიტომ (3,32) ფორმულა შემდეგნაირად შეიძლება გადავწეროთ:

$$\frac{e_1}{a_1} = \frac{e_2}{a_2} = \ldots = e_0. \qquad (3,33)$$

ამრიგად, კირხჰოფის კანონს კიდევ ასეთი ფორმულირება შეიძლება მივცეთ: მოცემული ტემპერატურის პირობებში, ყველა სხეულების გამოსხივების უნარიანობის შეფარდება შთანთქმის უნარიანობასთან, მუდმივი სიდიდეა და უდრის აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების უნარიანობას.

აბსოლუტურად შავ სხეულს უახლოვდება შავი ფერის სხეულები, მაგალითად, ჭვარტლი, შავი ხავერდი და სხვა.

კირხჰოფის კანონის საფუძველზე შეიძლება ავაგოთ აბსოლუტურად შავი სხეული. ამისათვის საკმარისია ავიღოთ დახშული, მაგალითად, სფეროს ფორმის ჭურჭელი, რომლის შიგა კედლები კარგი ამრეკლია. ამ ჭურჭელს რომ მცირე ხვრელი გავუკეთოთ, ხვრელში შესული ელექტრომაგნიტური ტალღა პრაქტიკულად გარეთ ვერ გამოვა. ის მთლიანად შთაინთქმება ჭურჭლის შიგნით (ნახ. 38 b).

4. კირხჰოფის კანონის გარდა, ჯერ ექსპერიმენტულად და შემდეგ თეორიულად, დადგენილ იქნა ორი კანონი, რომლებიც დამოკიდებულებას ამყარებენ შავი გამოსხივების ინტენსივობასა და ტემპერატურას შორის.

1879 წელს, სტეფანმა მთელი რიგი ცდების საფუძველზე დაამტკიცა, რომ აბსოლუტურად შავი სხეულის სრული გამოსხივების ინტენსივობის სიმკვრივე u, აბსოლუტური ტემპერატურის მეოთხე ხარისხის პროპორციულია.

$$u = \sigma T^4. \qquad (3,34)$$

σ კოეფიციენტს სტეფანის მუდმივას უწოდებენ.

სტეფანის ცდის პრინციპული სქემა 39-ე ნახაზზეა ნაჩვენები.

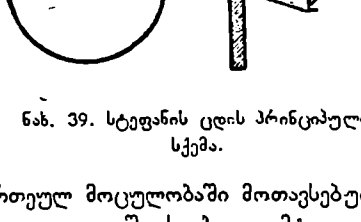
სფერული ფორმის ღრუ B ჭურჭელში, რომლის კედლების ტემპერატურა ცნობილია, გაკეთებულია მცირე ხვრელი. ამ ხვრელიდან გამოსული ელექტრომაგნიტური ენერგიის ნაკადი, გაივლის რა D დიაფ-

რაგმას, ეკლემა ჭვარტლით დაფენილ ფირფიტას, რომელიც აბსოლუტურად შავ სხეულად შეიძლება ჩავთვალოთ. ხვრელიც, საკმაო სიზუსტით, შეიძლება აბსოლუტურად შავ სხეულს მივაკუთვნოთ.

S ფირფიტის მიერ შთანთქმული სითბოს რაოდენობა და ჭურჭლის ტემპერატურა დიდი სიზუსტით იზომება. გაზომვებმა დაადასტურა, რომ გამოსხივებული ენერგიის სიმკვრივე u სხეულის ტემპერატურის მეოთხე ხარისხის პროპორციულია. S ფირფიტის მიერ შთანთქმული სითბოს რაოდენობასა და ჭურჭლის ტემპერატურის მეოთხე ხარისხს შორის წრფივი დამოკიდებულებაა. ამ წრფის დახრილობის კუთხით განსაზღვრული იქნა σ სტეფანის მუდმივის რიცხვითი მნიშვნელობა. გაზომვები გვიჩვენებენ, რომ $\sigma = 6{,}73 \cdot 10^{-5}$ ერგ/სეკ · 1/გრად^4.

თეორიულად სტეფანის კანონი, თერმოდინამიკის კანონების საფუძველზე, დაასაბუთა ბოლცმანმა. განვიხილოთ მოკლედ ბოლცმანის მსჯელობა.

ავიღოთ დახშული ჭურჭელი, რომლის კედლები მთლიანად არეკლავენ მასზე დაცემულ გამოსხივებას. წარმოვიდგინოთ, რომ ჭურჭლის ერთი კედელი მოძრავი დგუშია. ჭურჭლის კედლების ტემპერატურა იყოს T°. დავუშვათ, რომ ჭურჭელი ავსებულია ელექტრომაგნიტური გამოსხივებით, რომელსაც გამოყოფს კედლები. გარკვეული დროის შემდეგ, კედლებსა და ველს შორის წონასწორობა დამყარდება და ჭურჭლის შიგნით ველის სიმკვრივე, ე. ი. ერთეულ მოცულობაში მოთავსებული ენერგია u, მუდმივი იქნება.



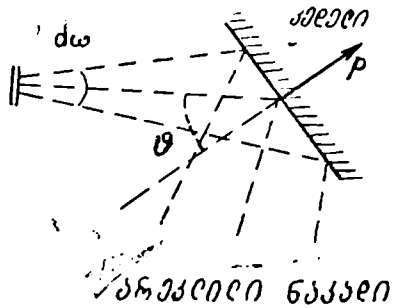
ნახ. 39. სტეფანის ცდის პრინციპული სქემა.

ადვილად შეიძლება დავამტკიცოთ, რომ წნევა p, რომელსაც ახდენს ველი კედლებზე, მხოლოდ ამ ველის სიმკვრივით განისაზღვრება და მისი 1/3-ის ტოლია.

ის ფაქტი, რომ ელექტრომაგნიტური ველი წნევას ახდენს ჭურჭლის კედლებზე, შეიძლება როგორც მაქსველის ელექტრომაგნიტური თეორიით, ისე კვანტური მექანიკით დასაბუთდეს. კვანტური თეორიის თვალსაზრისით, $h\nu$ ენერგიის კვანტს გააჩნია $\frac{h\nu}{c}$ იმპულსი, რომელსაც ის დაჯახებისას გადასცემს კედელს. კლასიკური ელექტრომაგნიტური თეორიის თანახმადაც ელექტრომაგნიტურ ტალღას გადააქვს როგორც ენერგია, ისე იმპულსი. გადატანილი იმპულსის „სიმკვრივე" არის $|\mathfrak{p}| = \frac{u}{c} = \frac{1}{c^2}|\mathfrak{S}|^2$, სადაც u ენერგიის სიმკვრივეა, $\mathfrak{S}$ პოინტინ-

გის (ენერგიის) ვექტორია. მაშასადამე, ორივე თეორიის თანახმად, ველის ერთეული მოცულობის იმპულსი უდრის ამ მოცულობაში დაკარგული ენერგიის სიმკვრივეს, გაყოფილს სინათლის სიჩქარეზე.

ელექტრომაგნიტური ველის წნევა ჭურჭლის კედელზე შეიძლება შემდეგნაირად გამოვთვალოთ:



ნახ. 40. ელექტრომაგნიტური ტალღის არეკვლა კედლიდან.

ვთქვათ, კედლის ზედაპირის ერთეულზე, dt დროის შუალედში, ეცემა $d\omega$ სივრცით კუთხეში გავრცელებული ტალღა, ზედაპირის ნორმალის მიმართ θ კუთხით (იხ. ნახ. 40). დაცემული ენერგია იქნება: $\frac{uc}{4\pi} d\tau d\omega \cos^2\theta$.

არეკვლის შედეგად, dt დროში, კედელს მისდამი პერპენდიკულარულად მიმართული იმპულსი გადაეცემა.

$$2\frac{u}{c}\left(\frac{c\,dt}{4\pi}\right) d\omega \cos^2\theta = \frac{u}{2\pi} dt\, d\omega \cos^2\theta \qquad (3,35)$$

რადგანაც $d\omega = \sin\theta\, d\theta\, d\varphi$ დროის ერთეულში, ზედაპირის ერთეულზე გადაცემული იმპულსი იქნება:

$$p = \int_0^{2\pi}\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{u}{2\pi} \sin\theta \cos^2\theta\, d\theta\, d\varphi \qquad (3,36)$$

θ კუთხე იცვლება 0-დან $\frac{\pi}{2}$-მდე, ხოლო φ — 0-დან 2π-მდე.

ამ ინტეგრალის ამოსახსნელად შემოვიღოთ აღნიშვნა: $\sin\theta = x$, მაშინ,

$$d\theta = \frac{dx}{\cos\theta} \quad \text{და} \quad \cos\theta = \sqrt{1-x^2}.$$

ამოხსნა გვაძლევს: $p = \frac{1}{3}u$.

ახლა განვიხილოთ ელექტრომაგნიტური გამოსხივების მოქმედება როგორც სითბური მანქანა და გამოვიყენოთ თერმოდინამიკის ორივე კანონი.

ვთქვათ, დგუშის გადანაცვლებისას ჭურჭლის მოცულობა v გაიზარდა dv-თი. წონასწორობის აღსადგენად, კედლები უფრო ინტენსიურად იწყებენ გამოსხივებას. დავუშვათ, რომ კედლებმა დამატებით dQ სითბოს რაოდენობა გამოასხივა. თერმოდინამიკის პირველი კანონის თანახმად, კედლების მიერ გამოყოფილი დამატებითი ენერგია იქნება $dE=d(uv)$, ხოლო დგუშის მიერ შესრულებული მუშაობა — pdv.

რადგან $p=\frac{u}{3}$, თერმოდინამიკის პირველი კანონის თანახმად, შეგვიძლია დავწეროთ:

$$dQ=dE+pdv=d(uv)+\frac{1}{3}udv=vdu+udv+$$

$$+\frac{1}{3}udv=vdu+\frac{4}{3}udv. \qquad (3,37)$$

თერმოდინამიკის მეორე კანონის თანახმად, შექცევადი პროცესების შემთხვევაში, ენტროპიის ცვლილებისათვის მივიღებთ:

$$dS=\frac{dQ}{T}=\frac{v}{T}du+\frac{4}{3}\frac{u}{T}dv. \qquad (3,38)$$

რადგან dS სრულ დიფერენციალს წარმოადგენს, შეიძლება დავწეროთ:

$$\frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{v}{T}\right)_{u=\text{const}}=\frac{4}{3}\frac{\partial}{\partial u}=\left(\frac{u}{T}\right)_{v=\text{const}}.$$

u მხოლოდ T-ს ფუნქციაა, მაშასადამე v-თი გაწარმოების დროს, u და T შეიძლება მუდმივებად ჩავთვალოთ. მაშინ:

$$\frac{1}{T}=\frac{4}{3}\frac{T-u\frac{dT}{du}}{T^2}, \quad \text{ანუ} \quad \frac{du}{u}=\frac{dT}{\frac{T}{4}}.$$

ინტეგრების შემდეგ მივიღებთ:

$$u=\sigma T^4, \qquad (3,39)$$

სადაც σ მუდმივი სიდიდეა. მივიღეთ ემპირიულად დადგენილი სტეფანის კანონი.

ამრიგად, როგორც ცდები, ისე თეორიული მოსაზრებები ამტკიცებენ, რომ სხეულის მიერ გამოსხივებული სრული ენერგიის სიმკვრივე ტემპერატურის მეოთხე ხარისხის პროპორციულია.

5. შემდეგი ნაბიჯი სითბური გამოსხივების კანონზომიერებათა შესწავლაში ვინმა (1893 წ.) გადადგა. კანონს, რომელიც ვინმა დაადგინა,

ვინის წანაცვლების კანონს უწოდებენ. ამ კანონის თანახმად, სითბური გამოსხივების ენერგიის სიმკვრივის სპექტრული განაწილება შემდეგი თანაფარდობით გამოიხატება:

$$u_\nu = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right), \tag{3,40}$$

სადაც $f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ ფუნქცია მხოლოდ ν სიხშირისა და T ტემპერატურის ფარდობაზეა დამოკიდებული. ვინმა აგრეთვე დაამტკიცა, რომ ამ ფუნქციის კონკრეტული სახის დადგენა, თერმოდინამიკაზე დაყრდნობით, შეუძლებელია. ვინის კანონი, სტეფან-ბოლცმანის კანონზე უფრო ზოგადია. ის ამ უკანასკნელს შეიცავს, როგორც კერძო სახეს. მართლაც, თუ ვინის ფორმულას მთელი სპექტრის გასწვრივ გავაინტეგრალებთ, მივიღებთ:

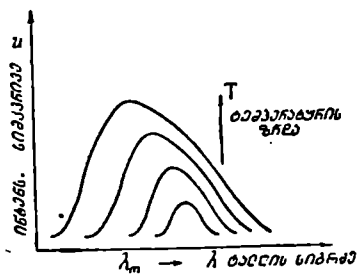
$$\int u_\nu \, d\nu = \int \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right) d\nu.$$

შემოვიღოთ ახალი ცვლადი: $\chi = \frac{\nu}{T}$, მაშინ ფორმულა შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$\int u_\nu \, d_\nu = T^4 \int \chi^3 f(\chi) \, d\chi. \tag{3,41}$$

ეს იგივე სტეფან-ბოლცმანის კანონია, რადგან χ-ის ინტეგრალი ტემპერატურაზე დამოკიდებული არ არის.

გამოვარკვიოთ, თუ რატომ ეწოდება ვინის კანონს წანაცვლების კანონი?



ნახ. 41. სითბური გამოსხივების ინტენსივობის ცვლილება ტალღის სიგრძის მიხედვით.

ცდები გვიჩვენებენ, რომ გახურებული სხეულის გამოსხივების ინტენსივობა, მუდმივი ტემპერატურის პირობებში, როგორც ტალღის სიგრძის ფუნქცია, გამოიხატება მრუდით, რომელიც 41-ე ნახაზზეა ნაჩვენები. ძალიან მცირე და ძალიან დიდი ტალღის სიგრძეთა არეში ინტენსივობა მცირეა. მათ შორის, გარკვეული ტალღის სიგრძისათვის, მრუდი მაქსიმუმს აღწევს. თუ ტემპერატურას შევცვლით, ინტენსივობის მრუდი სახეს იცვლის. ცდა გვიჩვენებს, რომ ადგილი აქვს თანაფარდობას: $\lambda_m T = \text{const}$.

ეს თანაფარდობა პირდაპირ გამოდის ვინის კანონიდან. მართლაც, როგორც 41-ე ნახაზიდან ჩანს, გარკვეულ ტალღის სიგრძისათვის გა-

მოსხივების ინტენსივობა მოცემულ ტემპერატურაზე მაქსიმუმს აღწევს. ამ მაქსიმუმის ორივე მხარე, განსაკუთრებით მაღალი ტემპერატურის დროს, სწრაფად ვარდება. ტემპერატურის ზრდით, მაქსიმალური გამოსხივების შესაბამისი ტალღის სიგრძე მოკლე ტალღებისაკენ ინაცვლებს.

დავამტკიცოთ, რომ თანაფარდობა $\lambda_m T = \text{const}$ პირდაპირ ვინის კანონიდან გამომდინარეობს. ამისათვის ენერგიის სიმკვრივის სპექტრული განაწილება გამოვხატოთ არა როგორც სიხშირის ფუნქცია, არამედ როგორც ტალღის სიგრძის ფუნქცია u_λ. ასეთი გადასვლა ადვილად შეიძლება მოვახდინოთ. ცხადია ამ გადასვლის დროს ადგილი უნდა ჰქონდეს ტოლობას: $u_\nu d\nu = u_\lambda d\lambda$ და $\lambda\nu = c$. აქედან $|d\nu| = \frac{c}{\lambda^2} d\lambda$ და (3,40)-ის თანახმად

$$u_\lambda = \frac{c^4}{\lambda^5} f\left(\frac{c}{\lambda T}\right) \tag{3,42}$$

ვიპოვოთ ამ ფუნქციის მაქსიმუმი. ამისათვის უნდა მივიღოთ, რომ

$$du_\lambda/d\lambda = 0.$$

აღვნიშნოთ $\frac{c}{\lambda T} = x$ და გავაწარმოოთ (3,42) განტოლება:

$$\frac{c^4}{\lambda^6} x f'(x) + \frac{5c^4}{\lambda^6} f(x) = 0.$$

ამ განტოლების ამოხსნა x-ის გარკვეულ მუდმივ მნიშვნელობას გვაძლევს. მაშასადამე,

$$x = \frac{c}{\lambda_m T} = \text{const}. \tag{3,43}$$

მივიღეთ ვინის წანაცვლების კანონი, რომ ტემპერატურის ზრდით, გამოსხივებული ენერგიის სიმკვრივე მაქსიმუმს აღწევს გარკვეულ λ_m ტალღის სიგრძეზე, რომელიც ტემპერატურის უკუპროპორციულია.

ვინის წანაცვლების კანონში შემავალი c მუდმივას განსაზღვრა შეუძლებელია, თუ ცნობილი არ არის $f\left(\frac{c}{\lambda T}\right)$ ფუნქციის სახე. მისი დადგენა, როგორც ზემოთ გვქონდა აღნიშნული, თერმოდინამიკის კანონების საშუალებით არ ხერხდება. ამ მუდმივას რიცხვითი მნიშვნელობის მოძებნა მხოლოდ ცდებით არის შესაძლებელი.

1896 წელს ვინი მაინც შეეცადა, რიგი დაშვებების საფუძველზე მოენახა f ფუნქციის სახე. ამისათვის მან შეიმუშავა აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების მექანიზმის კონკრეტული სურათი. მან

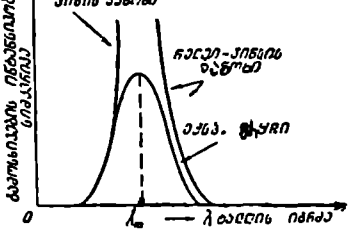
წარმოიდგინა, რომ ატომებიდან გამოსხივებული ელექტრომაგნიტური ენერგია დაკავშირებულია ელექტრონის რხევასთან. ელექტრონები ატომში წრფივ ოსცილატორებს უნდა წარმოადგენდნენ. ამიტომ გამოსხივებული ენერგიის სიხშირე კინეტიკური ენერგიის რხევის სიხშირის ტოლი უნდა იყოს, ხოლო გამოსხივების ინტენსივობა რხევის სიხშირის გარკვეულ ფარგლებში, ოსცილატორთა რიცხვის პროპორციული უნდა იყოს. ასეთი დაშვების საფუძველზე ვინმა მიიღო ფორმულა, რომელსაც ვინის მეორე ფორმულას უწოდებენ. მას ასეთი სახე აქვს:

$$u_\lambda\, d\lambda = \frac{B}{\lambda^5} e^{-\frac{C}{\lambda T}} d\lambda. \qquad (3{,}44)$$

B და C მუდმივებია.

ამ ფორმულით მიღებული მრუდის შედარება ცდით მიღებულ მრუდთან გვიჩვენებს (იხ. ნახ. 42 a მრუდი), რომ ვინის მრუდის თანხვედნა ექსპერიმენტულ მრუდთან მხოლოდ მოკლე სიგრძის ტალღათა ფარგლებშია საკმაოდ კარგი. რაც შეეხება გრძელ ტალღათა სიგრძის არეს, მრუდეებს შორის განსხვავება საგრძნობია. ვინაიდან ეს კანონი მიღებული იყო მთელ რიგ დაშვებათა საფუძველზე, ის თეორიული თვალსაზრისით არასოდეს არ ითვლებოდა მკაცრად დასაბუთებულად.

6. 1900 წელს, რელეიმ და ცოტა ხნის შემდეგ ჯინსმა, სტატისტიკურ ფიზიკაზე დაყრდნობით, დაადგინეს კანონი, რომელსაც რელეი-ჯინსის კანონს უწოდებენ. მათ ვინის ანალოგიურად f ფუნქციას კონკრეტული სახე მისცეს. ვინის კანონისაგან განსხვავებით, რელეი-ჯინსის ფორმულის გამოყვანისას, არ არის შემოღებული სპეციალური სახის დაშვებები, ამ ფორმულას საფუძვლად უდევს სტატისტიკის ზოგადი პრინციპები, სახელდობრ, ყოველ თავისუფლების ხარისხზე ენერგიის თანაბრად განაწილების კანონი. ამ კანონის თანახმად, თუ სისტემა ასრულებს მცირე რხევებს, ყოველთვის შეიძლება ისეთი კოორდინატები და იმპულსები მოიძებნოს, რომელთათვის კინეტიკური და პოტენციური ენერგია გამოისახება, როგორც შემდეგი კვადრატული წევრების ჯამი: $\frac{1}{2} a_i q_i^2$ და $\frac{1}{2} b_i q_i^2$



ნახ. 42. აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების ინტენსივობის სიმკვრივის დამოკიდებულება ტალღის სიგრძეზე.

ამ ჯამის ყოველი წევრი სისტემის თავისუფლების ხარისხთა n რიცხვის ტოლია. ამის შედეგად, სისტემის მოძრაობა წარმოადგენს n წრფივ ოსცილატორთა ენერგიის სუპერპოზიციას. სისტემის სრული ენერგია $2n$ კვადრატულ წევრთა ჯამია. ყოველ წევრზე საშუალოდ $\frac{1}{2}kT$ ენერგია მოდის, ამიტომ სისტემის სრული ენერგია nkT იქნება. ამ ზოგად კანონზე დაყრდნობით, რელეიმ და ჯინსმა $f\left(\frac{c}{\lambda T}\right)$ ფუნქციას ცხადი სახე მისცეს.

მიუხედავად იმისა, რომ რელეი-ჯინსის ფორმულა კლასიკური ფიზიკის ერთ-ერთ ძირითად კანონს ემყარება, აქედან მიღებული შედეგები ცდის შედეგებს არ ეთანხმება, ამიტომ ჩვენ ამ ფორმულის გამოყვანას არ შეეუდგებით. მას მხოლოდ ისტორიული მნიშვნელობა აქვს.

რელეი-ჯინსის კანონი შემდეგნაირად გამოისახება:

$$\text{a)}\ u_\nu\,d\nu=\frac{8\pi\nu^2}{c^3}\,kT\,d\nu \quad \text{ან} \quad \text{b)}\ u_\lambda\,d\lambda=\frac{8\pi k}{\lambda^5}(\lambda T)\,d\lambda. \qquad (3,45)$$

a) არის რელეი-ჯინსის კანონი, გამოხატული რხევათა სიხშირის საშუალებით, b) კი, იგივე კანონია, გამოხატული ტალღის სიგრძეებით.

ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ რელეი-ჯინსის კანონი ვინის ორივე კანონს კარგად შეესაბამება. მრუდი, რომლითაც რელეი-ჯინსის კანონი გამოიხატება ექსპერიმენტულ მრუდს მხოლოდ დიდი ტალღის სიგრძეთა არის ფარგლებში ეთანხმება კარგად (ნახ. 42). მოკლე ტალღათა არეში, რელეი-ჯინსის მრუდსა და ექსპერიმენტულ მრუდს შორის ძალიან დიდი განსხვავებაა. რელეი-ჯინსის ფორმულის მიხედვით, ენერგია ყველა სიხშირისათვის 0-დან ∞-მდე უსასრულო დიდი გამოდის. მართლაც:

$$u=\int_0^\infty u_\nu\,d\nu=\frac{8\pi kT}{c^3}\int_0^\infty \nu\,d\nu\to\infty.$$

ამრიგად, რელეი-ჯინსის ფორმულა აბსოლუტურად შავი სხეულის სპექტრში ენერგიის განაწილების ასახსნელად გამოუსადეგარია. გამოდის, რომ კლასიკური ფიზიკა უძლურია სითბური გამოსხივების პრობლემის გადაწყვეტის საკითხში. რელეი-ჯინსის ფორმულის მიხედვით, სპექტრის მოკლე ტალღათა არეში სითბური გამოსხივების მთელი ენერგია დაკარგულია. ამ შედეგს ცნობილმა ფრანგმა ფიზიკოსმა ერენფესტმა „ულტრაიისფერი კატასტროფა“ უწოდა.

2. პლანკის კვანტური თეორია

ზემოთ აღწერილი პრობლემის გადაწყვეტა შეძლო პლანკმა 1901 წელს. ამისათვის მას მოუხდა ისეთი ჰიპოთეზის წამოყენება, რომელიც სრულიად განსხვავდებოდა კლასიკური ფიზიკის კანონებისაგან. პლანკმა დაუშვა, რომ სითბური ელექტრომაგნიტური ენერგია გამოსხივდება და შთაინთქმება სხეულის შემადგენელი ატომების მიერ არა განუწყვეტლივ, არამედ ცალკე დისკრეტული ულუფების — კვანტების სახით. თითოეული კვანტის ენერგია გამოსხივების სიხშირის პროპორციულია: $\varepsilon\nu = h\nu$, სადაც ε კვანტის ენერგიაა, ν რხევის სიხშირე, h — უნივერსალური მუდმივა, რომელსაც პლანკის მუდმივა ეწოდება.

პლანკისათვის დასაწყისში გაურკვეველი იყო, არის თუ არა ასეთი „დაკვანტება" დამახასიათებელი მხოლოდ ელექტრომაგნიტური გამოსხივებისათვის, თუ ის ვრცელდება აგრეთვე ატომის ოსცილატორზე, რომელთა ენერგია უნდა იყოს ცალკეული კვანტის ენერგიის მთელი ჯერადი. ან ხომ არ არის „დაკვანტება" გამოსხივებისა და შთანთქმის პროცესებით განპირობებული?

ეს საკითხი საბოლოოდ ბორის ატომის თეორიამ გადაწყვიტა.

გამოვიყვანოთ პლანკის ფორმულა, მხოლოდ არა ისე, როგორც თვით პლანკმა გამოიყვანა, არამედ ისე, როგორც შემდგომში აინშტაინმა მიიღო.

ავიღოთ დახშული ჭურჭელი, რომლის კედლის ატომებს ელექტრომაგნიტური ენერგიის გამოსხივებისა და შთანთქმის უნარი აქვთ. მივიღოთ, რომ ატომები გარკვეულ მდგრად მდგომარეობაში იმყოფებიან და გარკვეული ენერგიის რაოდენობა აქვთ. ავიღოთ ატომის ორი ნებისმიერი მდგრადი მდგომარეობა, 1 და 2. ε_1 და ε_2-ით აღვნიშნოთ ამ მდგომარეობებში ატომის ენერგია. დავუშვათ, რომ $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$.

ვთქვათ, 1 და 2 მდგომარეობებში შესაბამისად n_1 და n_2 ატომების რიცხვია. თუ ატომი 1 მდგომარეობაში იმყოფება, მას შეუძლია ν სიხშირის ენერგია გამოასხივოს და მე-2 მდგომარეობაში გადავიდეს. ასეთ გადასვლათა რიცხვი, დროის ერთეულში, 1 მდგომარეობაში მყოფ ატომთა რიცხვის პროპორციულია, ამიტომ შეიძლება დავწეროთ, რომ ის ტოლია $\omega_{12} n_1$, საღაც ω_{12} არის ასეთი გადასვლათა ალბათობა.

დავუშვათ, რომ ასეთ გადასვლებს ხელს უწყობს ელექტრომაგნიტური სპექტრის ის კვანტები, რომელთა სიხშირე $d\nu$ სიხშირეთა ფარგლებშია. გარდა ამისა, შესაძლებელია გადასვლა მოხდეს სპონტანურად, ე. ი. კვანტის თავისთავადი გამოსხივებით. ასეთი გადასვლის ალბათობა აღვნიშნოთ ω'_{12}-ით. მაშინ $\omega'_{12} n_1 + a_{12} n_1 u_\nu d\nu$ იქნება ატომების რიცხვი, რომლებიც კვანტების შთანთქმის შედეგად 1 მდგომარეობიდან მე-2-ში გადადიან. ω_{12} არის სტიმულირებული გადასვლათა ალბათობა, u_ν ელექტრომაგნიტური ველის სიმკვრივეა.

ცხადია, რომ ამ პროცესის გარდა შებრუნებულ პროცესს უნდა ჰქონდეს ადგილი. 2 მდგომარეობაში მყოფი ატომები, კვანტის შთანთქმით, 1 მდგომარეობაში გადადიან. დავუშვათ, რომ ამ პროცესს მხოლოდ ის კვანტები ახორციელებენ, რომლებიც $d\nu$ სიხშირეთა შუალედში იმყოფებიან. ამის გარდა დავუშვათ, რომ ატომების რიცხვი, რომლებიც შთანთქმის შედეგად 2 მდგომარეობიდან 1 მდგომარეობაში გადადიან. იმავე რხევათა შუალედში, ელექტრომაგნიტური ენერგიის სიმკვრივის პროპორციულია. ის აგრეთვე პროპორციული უნდა იყოს 2 მდგომარეობაში მყოფი ატომების რიცხვისა. მაშასადამე, ატომების რიცხვი, რომლებიც ასეთ გადასვლებს ასრულებენ (2-დან 1-ში), იქნება: $\omega_{21} n_2 u_\nu d\nu$, სადაც ω_{21} ასეთი გადასვლის ალბათობაა. თუ ორივე გადასვლათა შორის წონასწორობა დამყარდა, მაშინ, პირველი მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლათა რიცხვი ტოლი უნდა იყოს მეორე მდგომარეობიდან პირველში გადასვლათა რიცხვისა.

მაშასადამე:

$$\omega'_{12} n_1 + \omega_{12} n_1 u_\nu d\nu = \omega_{21} n_2 u_\nu d\nu. \tag{3,46}$$

ამის გარდა, აინშტაინის აზრით, ატომური ოსცილატორისათვის ძალაში უნდა იყოს კლასიკური ფიზიკის ერთ-ერთი ძირითადი კანონი — ბოლცმანის კანონი, რომლის თანახმად, ε ენერგიის მქონე ატომურ ოსცილატორთა რიცხვი არის $a_i e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}$. a_i მუდმივაა, რომელიც განსაზღვრავს ოსცილატორის ენერგეტიკულ ალბათობას, k და T ცნობილი სიდიდეებია, k ბოლცმანის მუდმივაა, ხოლო T — აბსოლუტური ტემპერატურა.

თუ ამ კანონს გამოვიყენებთ, მივიღებთ:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{a_1}{a_2} e^{-\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{kT}}. \tag{3,47}$$

ჩავსვათ ეს გამოსახულება (3,46) ფორმულაში:

$$u_\nu d\nu = \frac{\omega'_{12}}{\omega_{21} \frac{a_2}{a_1} e^{-\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{kT}} - \omega_{12}}. \tag{3,48}$$

ცხადია, პლანკის კანონი ვინისა და რელეი-ჯინსის კანონების ინტერპოლაციას უნდა წარმოადგენდეს. რელეი-ჯინსის ფორმულიდან (3,45), რომელიც მცირე სიხშირეების ფარგლებშია გამოსადეგი, გამომდინარეობს, რომ ელექტრომაგნიტური ენერგიის სიმკვრივე, გარკვეულ სიხშირეთა ფარგლებში, ტემპერატურის ზრდით, უსასრულო-

ბისაკენ მიისწრაფვის. ასეთ მდგომარეობას რომ ჰქონდეს (3,48) ფორმულისათვის ადგილი, საჭიროა შესრულდეს პირობა:

$$\omega_{21}\, a_2 = \omega_{12}\, a_1. \tag{3,49}$$

მაშასადამე, (3,48) ფორმულა შეიძლება ასე გადავწეროთ:

$$u_\nu\, d\nu = \frac{\omega'_{12}/\omega_{12}}{e^{\frac{\varepsilon_1-\varepsilon_2}{kT}} - 1}. \tag{3,50}$$

მეორე მხრივ, ვინის კანონის თანახმად,

$$u_\nu\, d\nu = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right) d\nu.$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$ უნდა იყოს ν-ს პროპორციული. პროპორციულობის კოეფიციენტი აღვნიშნოთ h-ით, მაშინ:

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_2 = h\nu.$$

ფორმულა (3,50) მცირე სიხშირეებისათვის რელეი-ჯინსის ფორმულაში უნდა გადავიდეს. ამისათვის ექსპონენტა გავშალოთ მწკრივად და მხოლოდ პირველი წევრით შემოვიფარგლოთ. თუ შევადარებთ (3,45) ფორმულას, მივიღებთ:

$$u_\nu\, d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \tag{3,51}$$

ეს არის პლანკის ფორმულის საბოლოო სახე.

როგორც გამოყვანიდან ჩანს, პლანკის ფორმულა ვინის კანონსაც შეიცავს.

როგორც ცნობილია, პლანკის უნივერსალური მუდმივა თანამედროვე ფიზიკაში მნიშვნელოვან როლს ასრულებს. მისი რიცხვითი მნიშვნელობა სხვადასხვა ექსპერიმენტული მეთოდით შეიძლება დადგინდეს. კერძოდ, სითბური გამოსხივების კანონები მისთვის შემდეგ მნიშვნელობას გვაძლევენ: $h = 6{,}53 \cdot 10^{-27}$ ერგ×წმ.

როგორც ვხედავთ, პლანკის მუდმივას ქმედების განზომილება აქვს. ყურადღების ღირსია აგრეთვე მისი განსაკუთრებული სიმცირე. ამ მუდმივის სიმცირის გამო წყვეტილობა, რომელსაც ატომური ფიზიკა მოითხოვს, არავითარ გავლენას არ ახდენს მაკროსკოპულ მოვლენებზე.

თუ $h\nu \ll kT$, ე. ი. მცირე სიხშირეებისათვის და მაღალი ტემპერატურებისათვის, შეიძლება მიახლოებით დავწეროთ:

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} = 1 + \frac{h\nu}{kT}$$

და პლანკის ფორმულა მიიღებს სახეს:

$$u_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT.$$

ეს იგივე რელეი-ჯინსის ფორმულაა. თუ $h\nu \gg kT$, ე. ი. მაღალი სიხშირეებისათვის და დაბალი ტემპერატურებისათვის, პლანკის ფორმულა ვინის ფორმულაში გადადის:

$$u_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} e^{-\frac{h\nu}{kT}}.$$

დაბოლოს გამოსხივების ინტეგრალური სიმკვრივე იქნება:

$$u = \int_0^\infty u_\nu d\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \int_0^\infty \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu = \frac{48\pi k^4}{c^3 h^3} T^4. \qquad (3,52)$$

ეს სტეფან ბოლცმანის კანონია.

ამრიგად პლანკის ფორმულა უარყოფს „ულტრაიისფერ კატასტროფას".

პლანკის კანონის სისწორე დასაბუთდა მრავალი ცდის საშუალებით, ტემპერატურისა და სიხშირის ფართო დიაპაზონში.

უნდა აღინიშნოს, რომ სითბური გამოსხივების საკითხებში ზუსტი გაზომვების ჩატარება საკმარისად ძნელია, რადგან გამომსხივებელი და შთანმთქმელი სხეულები არ წარმოადგენენ აბსოლუტურად შავ სხეულებს. ტემპერატურის ზუსტი გაზომვაც მთელ რიგ სიძნელეებს აწყდება. მიუხედავად ამისა, ცდები ადასტურებენ, რომ ტალღის სიგრძის 0,5 μ-დან 50 μ-მდე დიაპაზონში და თხიერი ჰაერის ტემპერატურიდან — 2500° K ტემპერატურამდე, პლანკის ფორმულა საკმარის დამთხვევას გვაძლევს ცდებით მიღებულ შედეგებთან. ამ ცდების საფუძველზე დადგენილ იქნა, საკმარისი სიზუსტით, ვინის წანაცვლების კანონის მუდმივას მნიშვნელობა. ის აღმოჩნდა:

$$\lambda_m T = \text{const} = 0{,}22884 \pm 0{,}00006 \text{ სმ} \cdot \text{გრდ}.$$

საჭიროა ყურადღება მივაქციოთ, რომ აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების სპექტრში ენერგიის განაწილების მრუდეები გვიჩვენებენ, რომ განათებისათვის გამოყენებული სინათლის წყაროების მარგი ქმედების კოეფიციენტი უმნიშვნელოდ მცირეა. მართლაც, სითბური გამოსხივების სპექტრში ხილულ ნაწილს ძალიან ვიწრო ზოლი უკავია. გამოსხივების სპექტრის დანარჩენი ნაწილი განათებისათვის სრულიად დაკარგულია.

დასასრულს, უნდა აღვნიშნოთ, რომ პლანკის თეორია დასაწყისში მთელმა რიგმა მეცნიერებმა საეჭვოდ გამოაცხადა. მათთვის წარმოუდ-

გენელი იყო გამოსხივებისა და შთანთქმის კვანტური ხასიათი. ბევრი მკვლევარი დარწმუნებული იყო იმაში, რომ კვანტური თეორია ხელოვნურ მათემატიკურ წესებზეა დაყრდნობილი და რომ ეს მოვლენა მომავალში კლასიკურ ფიზიკაში იპოვის ახსნას. მაგრამ ყველა ცდა ამ მიმართულებით ფუჭი გამოდგა და ბოლოს, გამოსხივების კვანტურმა თეორიამ საყოველთაო აღიარება პოვა.

ამ საკითხის გადაწყვეტაში მნიშვნელოვანი როლი აინშტაინს ეკუთვნის. მან პირველმა აღნიშნა, რომ სითბური გამოსხივების გარდა, არის კიდევ სხვა მოვლენები, რომელთა ახსნა კლასიკური ფიზიკის კანონებით შეუძლებელია, ხოლო კვანტურ მოსაზრებებზე დაყრდნობით ეს მოვლენები გასაგები ხდება. 1905 წელს, აინშტაინმა კვანტური თეორიის საფუძველზე ფოტოეფექტის მოვლენა ახსნა, ხოლო 1907 წელს მან დაასაბუთა, რომ პლანკის კანონის საშუალებით შესაძლებელია მყარი სხეულის სითბოტევადობის საკითხის გადაწყვეტა.

3. ფ ო ტ ო ე ფ ე ქ ტ ი

აინშტაინმა განაზოგადა პლანკის მოსაზრება ელექტრომაგნიტური გამოსხივებისა და შთანთქმის კვანტური ბუნების შესახებ და გამოთქვა აზრი, რომ კვანტური ბუნება საერთოდ დამახასიათებელია ელექტრომაგნიტური გამოსხივებისათვის და რომ ელექტრომაგნიტური გამოსხივება და კერძოდ, სინათლე, სინათლის კვანტებისაგან (ფოტონებისაგან) შედგება, რომელთა ენერგია ტოლია $h\nu$ და ვრცელდებიან სივრცეში, როგორც ნაწილაკები.

ეს მოსაზრება მთელი რიგი ცდებით იყო დასაბუთებული.

ფოტოეფექტი აღმოჩენილი იყო ჰერცის მიერ, 1887 წელს. შემდგომ, ეს მოვლენა შეისწავლა მრავალმა მკვლევარმა. განსაკუთრებული ღვაწლი ამ მოვლენის შესწავლაში მიუძღვის სტოლეტოვს.

თუ მოკლე ტალღის ელექტრომაგნიტური გამოსხივება, მაგალითად, ულტრაიისფერი, ეცემა ლითონის ზედაპირს, მისგან ამოიტყორცნებიან ელექტრონები. აღმოჩნდა, რომ ამოტყორცნილი ელექტრონების სიჩქარე (ენერგია), როგორც მოსალოდნელი იყო, კლასიკური თეორიის თანახმად, არ არის დამოკიდებული დაცემული სხივის ინტენსივობაზე. ინტენსივობის ზრდით, მხოლოდ ელექტრონების რიცხვი იზრდება. რაც შეეხება ელექტრონების სიჩქარეს ანუ ენერგიას, ის დამოკიდებულია მხოლოდ სინათლის სიხშირეზე. კვანტური თეორიის თვალსაზრისით, ეს მოვლენა სავსებით გასაგებია. სინათლის კვანტი ეცემა რა ლითონის ზედაპირს, ურთიერთქმედებს ელექტრონთან. გადასცემს მას თავის ენერგიას, რის შედეგადაც ელექტრონი ამოიტყორცნება ლითონიდან. ლითონიდან გამოსვლამდე ელექტრონი კარგავს თავის ენერგიის ნა-

წილს, რომელიც ტოლია ჩოცემული ლითონიდან ელექტრონის გამოსვლის A მუშაობის.

ამრიგად, ენერგიის შენახვის კანონის თანახმად, ადგილი აქვს ტოლობას: $E_e = h\nu - A$.

E_e ელექტრონის ენერგიაა.

როგორც ვხედავთ, ფოტოეფექტის მოვლენაც კარგად ასაბუთებს ელექტრომაგნიტური გამოსხივების კვანტურ ბუნებას.

4. მყარი სხეულის სითბოტევადობა

1907 წელს აინშტაინმა დაამტკიცა, რომ მყარი სხეულის სითბოტევადობის საკითხი, რომელიც დიდი ხნის განმავლობაში გაურკვეველი რჩებოდა, შეიძლება გადაწყვეტილი იქნეს ელექტრომაგნიტური გამოსხივების კვანტური თეორიით.

ჯერ კიდევ მე-19 საუკუნეში, დადგენილი იყო ცნობილი დიულონგის და პტის კანონი, რომელიც ამტკიცებს, რომ ნებისმიერი მყარი სხეულის გრამმოლეკულის სითბოტევადობა 6 კალ/გრად-ის ტოლია.

კლასიკური თეორიის თვალსაზრისით ეს კანონი გასაგებია: მყარი სხეულის მესერში შემავალი ყოველი ატომი შეიძლება წარმოვიდგინოთ, როგორც სამგანზომილებიანი ოსცილატორი, რადგან ის მესერში წონასწორობაში დრეკადი ძალის მოქმედების ქვეშ იმყოფება. კლასიკური სტატისტიკის თანახმად, მას შეიძლება ვიგულისხმოთ საშუალო ენერგია $3kT$. რადგანაც ერთ გრამმოლეკულაში N_A ატომი იმყოფება, მისი სრული ენერგია იქნება $u = 3N_A kT = 3RT$.

R გაზების უნივერსალური მუდმივაა, რომელიც ტოლია 2 კალ/გრად-ის. აქედან, გრამმოლეკულის სითბოტევადობა იქნება

$$c = \frac{dU}{dT} = 3R = 6 \text{ კალ/გრად.}$$

მაგრამ ცდები გვიჩვენებენ, რომ ზოგიერთი მყარი სხეულის გრამმოლეკულური სითბოტევადობა, განსაკუთრებით დიდი სიმკვრივის მქონე სხეულებისათვის, ამ რიცხვისაგან განსხვავდება. მაგალითად, ალმასის სითბოტევადობა ოთახის ტემპერატურაზე ტოლია 1 კალ/გრად-ის.

ასეთი გადახრა დიულონგის და პტის კანონიდან, კლასიკური ფიზიკის თვალსაზრისით, სრულიად გაუგებარია.

ამ მოვლენის ახსნა შეძლო აინშტაინმა. ამისათვის მან გამოიყენა არა კლასიკური, არამედ კვანტური ოსცილატორი. ვისარგებლოთ პლანკის ფორმულით, რომელიც გვაძლევს კვანტური ოსცილატორის საშუალო ენერგიას:

$$U = \frac{3N_A h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} = 3RT \frac{h\nu/kT}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

ამ ფორმულაში $h\nu$ ელემენტარული კვანტის ენერგიაა. ეს სიდიდე მით მეტია, რაც მეტია ატომის ბმის ენერგია კრისტალში. განსაკუთრებული მნიშვნელობა აქვს იმას, თუ რომელი სიდიდეა მეტი, $h\nu$ თუ kT.

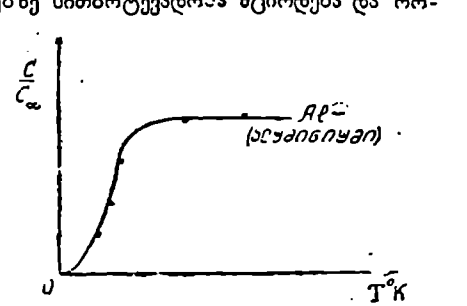
ოთახის ტემპერატურაზე $h\nu \ll kT$ ანუ $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$. ამ პირობებში ენერგია შეიძლება დავშალოთ მწკრივად და თუ შემოვისაზღვრებით პირველი წევრით, მივიღებთ კლასიკურ სახეს, რომელიც დიულონგისა და პტის კანონს გამოხატავს:

$$U = 3RT + \ldots$$

თუ ატომებს შორის ძლიერი ბმაა, ან თუ ტემპერატურა ძალიან დაბალია, მაშინ $\frac{h\nu}{kT}$ არის ერთის რიგის ან ერთზე მეტია და დიულონგისა და პტის კანონი ირღვევა.

43-ე ნახაზზე ნაჩვენებია დაბალი ტემპერატურის დროს სითბოტევადობის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე.

ტემპერატურის გაზრდით სითბოტევადობა 6 კალ/გრად-სკენ მიისწრაფვის. დაბალ ტემპერატურებზე სითბოტევადობა მცირდება და როდესაც $T = 0$, ისიც ნულის ტოლი ხდება.



ნახ. 43. სითბოტევადობის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე (დაბალი ტემპერატურის ფარგლებში).

აინშტაინის ეს თეორია შემდგომში დებაისა და ბორნის მიერ იყო დაზუსტებული. ისინი საკითხს ცოტა სხვანაირად მიუდგნენ: აინშტაინი კრისტალში ცალკეული ატომის რხევას მეზობელი ატომებისაგან დამოუკიდებლად იხილავდა. სინამდვილეში რადგან მყარ სხეულში ატომები ერთმანეთთან ძლიერად არიან შეკავშირებული, საჭიროა განვიხილოთ მთელი კრისტალი, როგორც ერთი სისტემა, რომელსაც შეუძლია შეასრულოს სხვადასხვა სახის რხევა. საკითხისადმი ახეთმა მიდგომამ გაამართლა მოლოდინი. გამოთვლილი იყო რხევის საშუალო ენერგია და მიღებული იყო ახალი ფორმულა, რომელსაც დებას ფორმულა უწოდეს. ამის შემდეგ ბორნმა და

კარმანმა კიდევ უფრო დააზუსტეს საკითხი. მათ მხედველობაში მიიღეს კრისტალური მესერის აგებულება. ამ თეორიამ სრული დასაბუთება პოვა ექსპერიმენტში.

§ 3. სპექტრული კანონზომიერებანი და ბორის თეორია

1. წყალბადის ხაზოვანი სპექტრები და ბალმერის კანონზომიერება

ოპტიკიდან ცნობილია, რომ ერთატომიანი გაზები და ორთქლები გვაძლევენ ხაზოვან სპექტრს. სპექტრი შედგება გარკვეული წესით განლაგებული, ერთმეორისაგან დაშორებული ვიწრო ხაზებისაგან. გამოსხივების სპექტრი წარმოადგენს ფერადი ხაზების ერთობლიობას; შთანთქმის სპექტრი კი ბნელი ხაზებისაგან შედგება. ყოველი სპექტრული ხაზი გარკვეული რხევის სიხშირით ან ტალღის სიგრძით ხასიათდება, ვინაიდან რხევის სიხშირე ექსპერიმენტით არ იზომება, ამიტომ ხშირად სპექტრულ ხაზებს ტალღური რიცხვით ახასიათებენ. ტალღური რიცხვი ტალღის სიგრძის შებრუნებულ სიდიდეს ეწოდება და ერთ სანტიმეტრზე მოთავსებულ ტალღათა რიცხვს წარმოადგენს $\bar{\nu}=\frac{1}{\lambda}$.

განვიხილოთ უმარტივესი ერთატომიანი წყალბადის ხაზოვანი სპექტრი.

წყალბადის სპექტრის განლაგებაში კანონზომიერება პირველად შალმერმა შეამჩნია (1885 წ.). მან დაადგინა, რომ სპექტრის მოკლე ტალღების მიმართულებით ხაზები თანდათან ერთმანეთს უახლოვდებიან და მიისწრაფვიან გარკვეული ზღვარისაკენ. სპექტრული ხაზების ასეთ თანმიმდევრობას სერიას უწოდებენ.

ბალმერის მიერ შემდეგი სახის კანონზომიერება იყო შემჩნეული:

$$k=R\left(\frac{1}{2^2}-\frac{1}{n^2}\right). \qquad (3.53)$$

k ცალკეული ხაზის შესაბამისი ტალღური რიცხვია. R მუდმივი სიდიდეა, ერთი და იგივე სერიის ყველა ხაზისათვის. მას რიდბერგის მუდმივას უწოდებენ. ცდებით დადგენილია მისი რიცხვითი მნიშვნელობა; ის ტოლია $R=109677{,}58\ \text{სმ}^{-1}$.

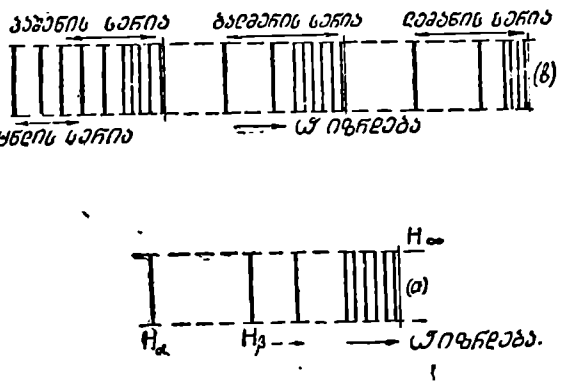
44-ე ნახაზზე ნაჩვენებია ბალმერის სერიის ხაზების განლაგება. n მთელი რიცხვების თანმიმდევრობაა, დაწყებული 3-დან, $n=3, 4, 5, \ldots$.

თუ ამ ფორმულაში n-ის მაგიერ 3-ს ჩავსვამთ, მივიღებთ ბალმერის სერიის პირველი სპექტრალური ხაზის ტალღურ რიცხვს. თუ ჩავსვამთ 4-ს, მივიღებთ სერიის მეორე ხაზის ტალღურ რიცხვს და ასე

შემდეგ. თუ ∞-ს ჩავსვამთ, მივიღებთ სერიის საზღვრის ტალღურ რიცხვს.

მიუხედავად იმისა, რომ ბალმერის ფორმულას საკმაოდ მარტივი სახე აქვს, ის შესანიშნავად თანხვდება ცდით მიღებულ მნიშვნელობებს. თანხვდენის სიზუსტე 10^{-7}-ს აღწევს. საქმე იმაშია, რომ ეს ფორმულა არ წააგავს ფიზიკაში არსებულ ჩვეულებრივ ფორმულებს. ყველა თანაფარდობა, რომელთა საშუალებით აღიწერება ფიზიკური მოვლენები, შეიცავენ უწყვეტად ცვლად სიდიდეებს. ეს ფორმულა კი იმ დროისათვის, როდესაც ის დადგენილ იქნა, სრულიად გაუგებარი იყო. შემდეგში აღმოჩნდა, რომ მიკრომოვლენებისათვის დამახასიათებელია ფიზიკური სიდიდეების დისკრეტული ხასიათი. მაკრომოვლენებზე გადასვლის შემთხვევაში დისკრეტულობა ქრება და სიდიდეები უწყვეტ მნიშვნელობებს იღებენ.

ა) ბალმერის სერიის ხაზები.



ნახ. 44. b) წყალბადის სპექტრში სერიების განლაგება.

ა) წყალბადის სპექტრში ხაზების განლაგება.

რამდენიმე ხნის შემდეგ, წყალბადის სპექტრში აღმოჩენილ იქნა კიდევ ახალი სერიები, რომელთაც მათ აღმომჩენ მკვლევართა სახელები ეწოდათ. ამ ახალი სერიების სპექტრული ხაზები სპექტრის უხილავ ნაწილში მდებარეობენ.

წყალბადის სპექტრში შემჩნეულია სულ ხუთი სერია, ყველა ამ სერიის სპექტრული ხაზების ტალღური რიცხვები შეიძლება გამოვთვალოთ შემდეგი განზოგადებული ფორმულით:

$$k = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \qquad (3,54)$$

სადაც m და n მთელი რიცხვებია: 1, 2,..., მხოლოდ ისე, რომ n იღებს მთელ მნიშვნელობებს, დაწყებული $m+1$-დან. ყველა ეს სერია გამოიხატება შემდეგი ცხრილით:

1. თუ $m=1$, n იღებს მნიშვნელობებს: 2, 3, 4,... — ლაიმანის სერია, იმყოფება ულტრაიისფერ ნაწილში.

2. თუ $m=2$, n იღებს მნიშვნელობებს: 3, 4, 5,... — ბალმერის სერია, მდებარეობს სპექტრის ხილულ ნაწილში.

3. თუ $m=3$, n იღებს მნიშვნელობებს: 4, 5, 6,... — პაშენის სერია, მდებარეობს სპექტრის ინფრაწითელ ნაწილში.

4. თუ $m=4$, n იღებს მნიშვნელობებს: 5, 6, 7,... — ბრეკეტის სერია, მდებარეობს სპექტრის ინფრაწითელ ნაწილში.

5. თუ $m=5$, n იღებს მნიშვნელობებს: 6, 7, 8,... — ფუნდის სერია, მდებარეობს სპექტრის ინფრაწითელ ნაწილში.

ამ სერიების განლაგება წყალბადის სპექტრში ნაჩვენებია 44-ე ნახაზზე.

(3,54) ფორმულა შემდეგნაირად გადავწეროთ:

$$k=\frac{R}{m^2}-\frac{R}{n^2}. \qquad (3,55)$$

ამ ფორმულაში მარჯვენა მხარის პირველი წევრი მოცემული სერიისათვის მუდმივი სიდიდეა, ხოლო მეორე — ცვლადი. როდესაც n იზრდება, k მიისწრაფვის $\frac{R}{m^2}$-კენ. $k_\infty=\frac{R}{m^2}$ და ხაზებს შორის მანძილი თანდათან მცირდება. სერიის საზღვრის სიახლოვეს, თეორიულად, სპექტრული ხაზების რიცხვი უსასრულოდ დიდია და ხაზები ფარავენ ერთმანეთს. ამ ფორმულის თანახმად, წყალბადის სპექტრის ნებისმიერი სპექტრული ხაზის ტალღური რიცხვები ქმნიან თანმიმდევრობებს. ამ მიმდევრობათა ორი წევრის სხვაობის შესაბამისი ტალღური რიცხვი იქნება: $k=T(m)-T(n)$.

ამ სხვაობის შემადგენელ წევრებს თერმებს უწოდებენ. თუ ცნობილია თერმების მთელი სისტემა, შეიძლება გამოვთვალოთ ნებისმიერი სპექტრული ხაზის ტალღური რიცხვი, როგორც ამ სისტემის ორი წევრის სხვაობა.

სპექტრული ხაზების ტალღური რიცხვების გამოთვლის ამ წესს რიცის კომბინაციური პრინციპი ეწოდება.

2. ბორის თეორია

წყალბადის სპექტრში სპექტრულ კანონზომიერებათა ხასიათი და განსაკუთრებით კომბინაციური პრინციპი, კლასიკური ფიზიკისათვის სრულიად გაუგებარი აღმოჩნდა და დიდი ხნის განმავლობაში მისი

ახსნა ვერ მოხერხდა. პირველად, ამ კანონზომიერების აზრი ბორმა დაადგინა 1913 წელს. მიუხედავად იმისა, რომ ახლა ბორის თეორიას მხოლოდ ისტორიული მნიშვნელობა აქვს, ჩვენ მას მაინც მოკლედ გავარჩევთ, რადგან მისი გაცნობა მნიშვნელოვნად გააადვილებს თანამედროვე შეხედულებათა გაგებას ატომის შიგნით მიმდინარე პროცესებზე. ამის გარდა, ბორის ამ მარტივი თეორიით ახლაც შეიძლება სპექტროსკოპიის მთელი რიგი საკითხების გადაწყვეტა.

ბორი დაეყრდნო რეზერფორდის მოსაზრებებს, რომ ატომი შედგება მძიმე, დადებითად დამუხტული ბირთვისაგან, რომლის ირგვლივ მოძრაობს გარკვეული რიცხვი ელექტრონებისა.

როგორც დავინახეთ, წყალბადის ატომი მხოლოდ გარკვეული სიხშირის ელექტრომაგნიტურ ენერგიას გამოასხივებს ან შთანთქავს და აჩენს ხაზოვან სპექტრს. ამ ძნელების ახსნა, როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ბორმა შეძლო. ამისათვის მას მოუხდა კლასიკური კანონების სრულიად საწინააღმდეგო დებულებების შემოღება.

ბორის პირველი პოსტულატი შემდეგში მდგომარეობს: ელექტრონი ატომში მოძრაობს ყველა შესაძლო ორბიტებს შორის მხოლოდ ისეთ დისკრეტულ ორბიტებზე, რომლებიც ექვემდებარებიან გარკვეულ კვანტურ პირობებს. ამ ორბიტებს მან სტაციონარული ორბიტები უწოდა. სტაციონარულ ორბიტაზე მოძრავი ელექტრონი, მიუხედავად იმისა, რომ ის აჩქარებულად მოძრაობს, კლასიკური თეორიის საწინააღმდეგოდ, არ ასხივებს ელექტრომაგნიტურ ენერგიას.

ბორის მეორე პოსტულატის თანახმად, ატომი გამოასხივებს ან შთანთქავს ენერგიას მხოლოდ მაშინ, როდესაც ელექტრონი ერთი სტაციონარული ორბიტიდან (კვანტური მდგომარეობიდან), მეორეზე გადადის. ამ ორ მდგომარეობას შორის ენერგიათა სხვაობა გამოსხივდება ან შთაინთქმება კვანტის სახით.

გამოსხივებული კვანტის ენერგია არის:

$$h\nu = W_1 - W_2. \qquad (3,56)$$

ეს თანაფარდობა შეიძლება აგრეთვე შემდეგნაირად დაიწეროს:

$$\hbar\omega = W_1 - W_2, \qquad (3,57)$$

სადაც $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, ხოლო $\omega = 2\pi\nu$ კუთხური სიხშირეა, h პლანკის მუდმივაა, ტოლი $6{,}62 \cdot 10^{-27}$ ერგ. წმ. ν რხევის სიხშირეა, W_1 და W_2 მდგომარეობათა შესაბამისი ენერგიებია. კვანტი გამოსხივდება მაშინ, როდესაც ატომი მეტი ენერგეტიკული მდგომარეობიდან ნაკლები ენერგიის მდგომარეობაში გადადის. შებრუნებით გადასვლისას, კვანტი

ატომის მიერ შთაინთქმება. (3,56) თანაფარდობას ბორის სიხშირეთა პირობას უწოდებენ.

გამოსხივებული ან შთანთქმული კვანტის ტალღური რიცხვი იქნება:

$$k' = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda} = \frac{W_1}{hc} - \frac{W_2}{hc}$$

ან

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{W_1}{\hbar c} - \frac{W_2}{\hbar c}, \qquad (3,58)$$

სადაც k ტალღური ვექტორის აბსოლუტური მნიშვნელობაა.

შევეცადოთ ბორის პირველი პოსტულატის გამოყენებით სპექტრული კანონზომიერების ახსნა. დასკვნა, რომელიც შეიძლება გამოვიყვანოთ ამ პოსტულატიდან, არის ის, რომ სპექტრული თერმები ატომის სხვადასხვა ენერგეტიკულ მდგომარეობებს (ელექტრონის ორბიტებს) უნდა წარმოადგენდნენ. რადგან ენერგია შეიცავს ნებისმიერ ადიტიურ მუდმივას, ეს მუდმივა ყოველთვის შეიძლება ისე ავირჩიოთ, რომ ენერგია ნულის ტოლი გახდეს მაშინ, როდესაც ელექტრონი მოცილებულია ატომს და უსასრულობაშია გადატანილი. ამ შემთხვევაში ატომის სხვადასხვა კვანტურ მდგომარეობათა ენერგია უარყოფითი იქნება ($W < 0$). ამ პირობის თანახმად, ელექტრონის უსასრულობიდან რომელიმე კვანტურ მდგომარეობაში გადატანისას მოხდება ატომის მიერ ენერგიის გამოყოფა. ატომის სხვადასხვა კვანტურ მდგომარეობებს ენერგეტიკულ დონეებს უწოდებენ. ცხადია, რომ, თუ ცნობილია ატომის ენერგეტიკული დონეების სქემა, ჩვენთვის გასაგები გახდება გამოსხივებული სპექტრის სტრუქტურაც.

წყალბადის ატომის ენერგეტიკული დონეების სქემა მოცემულია 45-ე ნახაზზე.

ნახაზზე ენერგიის სკალა (გადაზომილია ვერტიკალურ ღერძზე) ისეა არჩეული, რომ n_∞ კვანტურ რიცხვს ნულოვანი ენერგია შეესაბამება.

W_n ის ენერგიაა, რომელიც უნდა დავხარჯოთ იმისათვის, რომ ელექტრონი n მდგომარეობიდან უსასრულობაში გადავიტანოთ. მაშასადამე, ეს არის n მდგომარეობის იონიზაციის პოტენციალი. n-ის ზრდით ენერგეტიკულ დონეებს შორის მანძილი მცირდება და როდესაც $n \to \infty$, ენერგიის დონეები უსასრულოდ უახლოვდებიან ზღვარს, სადაც $W_\infty = 0$.

გავარკვიოთ, თუ რა პირობა უნდა შესრულდეს, რომ ორბიტა, ანუ ენერგეტიკული დონე სტაციონარული იყოს.

გავარჩიოთ უმარტივესი შემთხვევა, როდესაც ელექტრონების ორბიტები r რადიუსის წრეებს წარმოადგენენ.

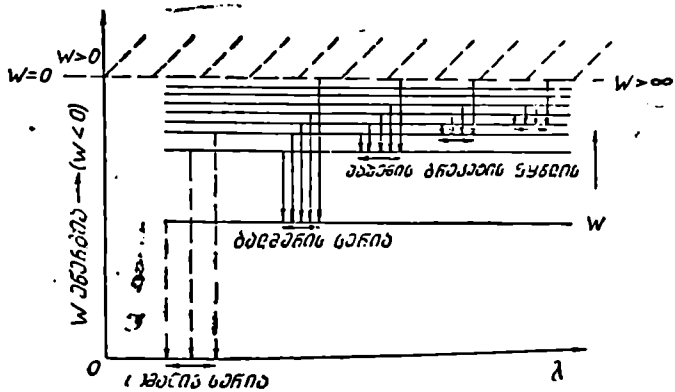
გავუტოლოთ კულონური ძალა ცენტრისკენულს:

$$\frac{Ze^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r}. \tag{3,59}$$

Ze ბირთვის მუხტია, m და v ელექტრონის მასა და სიჩქარე. აქედან:

$$r = \frac{Ze^2}{mv^2}. \tag{3,60}$$

ასეთი შედეგი გამომდინარეობს კლასიკური მექანიკიდან. r შეიძლება ნებისმიერი მნიშვნელობის იყოს, იმისდამიხედვით, თუ რა სიჩქარე ექნება ელექტრონს ორბიტაზე. ყველა ამ შესაძლო ორბიტიდან უნდა ავირჩიოთ ისეთები, რომლებზედაც მოძრაობის დროს ელექტრონი არ გამოასხივებს (სტაციონარული ორბიტა). ბორმა სტაციონარული ორბიტის დასადგენად ასეთი პირობა შემოიღო: სტაციონარულ ორბიტაზე ელექტრონის იმპულსის მომენტი პლანკის მუდმივის მთელ ჯერად რიცხვს უნდა უდრიდეს.



ნახ. 45. წყალბადის ატომის თერმების (ენერგეტიკული დონეების) სქემა.

ამ დებულების დასასაბუთებლად ბორმა განაზოგადა პლანკის პოსტულატი, რომლის თანახმად, წრფივი ოსცილატორის ყველა შესაძლო მდგომარეობიდან მხოლოდ ისეთ მდგომარეობას აქვს ადგილი, როდესაც ოსცილატორის ენერგია კვანტის ენერგიის მთელი ჯერადი რიცხვია:

$$W = nh\nu, \quad \text{ანუ} \quad \frac{W}{\nu} = nh.$$

ეს პირობა გვეუბნება, რომ ატომურ სისტემაში მექანიკური სიდიდე, რომლის განზომილებაა ენერგია გაყოფილი სიხშირეზე, ანუ რაც

იგივეა, ენერგია-დრო პლანკის მუდმივის ჯერადი უნდა იყოს. სიდიდეს, რომლის განზომილებაა ენერგია×დრო, ქმედებას უწოდებენ.

ავიღოთ წრფივი ოსცილატორი. როგორც კლასიკური მექანიკიდან არის ცნობილი, მისი მდგომარეობა განისაზღვრება განზოგადებული კოორდინატით q და განზოგადებული იმპულსით p. გამოვხატოთ ოსცილატორის მდგომარეობა წერტილით ფაზურ სივრცეში. რადგან ჩვენს შემთხვევაში მდგომარეობა განისაზღვრება ორი პარამეტრით, ფაზური სივრცე სიბრტყეს წარმოადგენს. ამ ფაზური სიბრტყის ყოველი წერტილი ოსცილატორის მდგომარეობას გამოხატავს. ოსცილატორის მდგომარეობის ცვლილებისას წერტილი გადაადგილდება და ფაზურ სიბრტყეზე შემოწერს ტრაექტორიას. მოვნახოთ როგორი იქნება ტრაექტორია, თუ ოსცილატორის ენერგია მოცემულია და უდრის W-ს.

ოსცილატორის სრული ენერგია არის:

$$W=E_k+U=\frac{p^2}{2m}+\frac{fq^2}{2}. \qquad (3,61)$$

f დრეკადობის კოეფიციენტია.

გავყოთ ორივე მხარე W-ზე, მივიღებთ;

$$\frac{p^2}{2mW}+\frac{q^2}{2W/f}=1. \qquad (3,62)$$

თუ შემოვიღებთ აღნიშვნას, $\sqrt{2mW}=a$, ხოლო $\sqrt{\frac{2W}{f}}=b$, მივიღებთ:

$$\frac{p^2}{a^2}+\frac{q^2}{b^2}=1. \qquad (3,63)$$

ეს ელიფსის განტოლებაა. მაშასადამე, წრფივი ოსცილატორის ფაზური ტრაექტორია ელიფსია, რომლის ღერძები, მოცემული ენერგიისათვის m და f პარამეტრებით განისაზღვრება.

გამოვთვალოთ ამ ელიფსის ფართი:

$$\oint pdq=\pi ab=2\pi W\sqrt{\frac{m}{f}}, \qquad (3,64)$$

რადგან ჰარმონიული ოსცილატორისათვის $\nu=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{f}{m}}$ მივიღებთ:

$$\oint pdq=\frac{W}{\nu}, \qquad (3,65)$$

ანუ

$$\oint p dq = nh. \tag{3,66}$$

ეს არის დაკვანტვის პირობა ნებისმიერი სისტემისათვის, რომელსაც ერთი თავისუფლების ხარისხი აქვს.

ინტეგრალი $\oint$ ნიშნავს, რომ ინტეგრება ხდება მთელი პერიოდით, ე. ი. ჩაკეტილ ელიფსზე.

მაგრამ $\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{f}{m}} = \nu$, ანუ $2\pi\nu = \omega$ და, მაშასადამე,

$$\oint p dq = \frac{W}{\nu} = Y.$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ ზემოთ აღნიშნულ ბორის მიერ პლანკის პოსტულატის განზოგადებას, რომ $W = n\hbar\omega$, საბოლოოდ მივიღებთ (3,66) ფორმულას.

ამრიგად, ბორის დებულება ამტკიცებს, რომ pq ფაზურ სიბრტყეზე ჩაკეტილი (ელიფსური) მრუდის ფართი, ერთი პერიოდის განმავლობაში $\hbar$-ის ჯერადია.

გამოვიყენოთ ეს პირობა ატომში წრიულ ორბიტაზე მოძრავი ელექტრონისათვის. ამისათვის მიზანშეწონილი იქნება კოორდინატად ავირჩიოთ პოლარული კუთხე φ. მისი შესაბამისი განზოგადებული იმპულსი იქნება $L = mr^2\dot{\varphi}$.

თუ ამ მნიშვნელობას ჩავსვამთ ჩვენს პირობაში და მივიღებთ მხედველობაში, რომ იმპულსის მომენტი ინახება, გვექნება:

$$nh = \oint p dq = \int_0^{2\pi} L d\varphi = L\int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi L. \tag{3,67}$$

ანუ

$$L = n\frac{h}{2\pi} = n\hbar. \tag{3,68}$$

n მთელი რიცხვია: 1, 2, 3,...

ეს არის წრიული ორბიტის დაკვანტვის პირობა.

ამრიგად, ჩვენ შემდეგ დასკვნამდე მივედით: კლასიკური მექანიკის თანახმად, ყველა შესაძლო ორბიტიდან დასაშვებია მხოლოდ ისეთი, რომლისთვისაც იმპულსის მომენტი $\frac{h}{2\pi} = \hbar$-ის ჯერადია. მაშასადამე, $\hbar$ იმპულსის მომენტის კვანტურ ერთეულს წარმოადგენს. იმპულსის მომენტი ატომურ ფიზიკაში ყოველთვის ამ ერთეულებში იზომება. n მთელი რიცხვია, მას კვანტურ რიცხვს უწოდებენ.

თუ პოლარული კოორდინატების მაგიერ ელექტრონის მდებარეობას დეკარტეს კოორდინატებით განვსაზღვრავთ, მაშინ ელექტრონის წრეხაზზე მოძრაობისას იმპულსის მომენტი $L=mvr$ და ბორის დაკვანტვის პირობა ასე დაიწერება:

$$L=mvr=n\hbar. \tag{3,69}$$

მოცემული კვანტური რიცხვისათვის ორბიტის რადიუსი r და სიჩქარე v (3.60) და (3,69) განტოლებებით ცალსახად განისაზღვრებიან.

ელექტრონის ორბიტის რადიუსი იქნება:

$$r=n^2\frac{\hbar^2}{me^2Z}. \tag{3,70}$$

როგორც ვხედავთ, დასაშვები ორბიტების რადიუსები კვანტური რიცხვის კვადრატის პროპორციულია. წყალბადის ატომისათვის $Z=1$ და, თუ n-ის მაგივრად ერთს ჩავსვამთ, მივიღებთ

$$r_{H_1}=\frac{\hbar^2}{me^2}\approx 0{,}529\ \text{Å}. \tag{3,71}$$

ეს არის წყალბადის ატომის პირველი სტაციონარული ორბიტის რადიუსი. ეს მნიშვნელობა კარგ თანხმობაშია კინეტიკური თეორიიდან გამომდინარე ატომის რადიუსის მნიშვნელობასთან. წყალბადის ატომის სხვა ნებისმიერი ორბიტების რადიუსები n კვანტური რიცხვით განისაზღვრება:

$$r_{Hn}=n^2r_{H_1} \tag{3,72}$$

როდესაც ელექტრონი იმყოფება სტაციონარულ ორბიტებზე, რომლებსაც n კვანტური რიცხვი ეთანადება. თუ (60) და (69) ფორმულებიდან r-ს გამოვრიცხავთ, ატომის სრული ენერგია იქნება:

$$W_n=-\frac{Ze^4m}{2\hbar^2n^2}. \tag{3,73}$$

მაშასადამე, ატომის ენერგია კვანტური რიცხვის კვადრატის უკუპროპორციულია.

რადგან წყალბადის ატომისათვის $Z=1$,

$$W_{n_H}=-\frac{e^4m}{2\hbar^2n^2}. \tag{3,74}$$

ბორის მეორე დებულების თანახმად, როდესაც ელექტრონი i ორბიტიდან k ორბიტაზე გადადის, ატომი ω სიხშირის კვანტს გამოასხივებს. მაშინ:

თუ ტალღურ რიცხვზე გადავალთ, მივიღებთ:

$$k=\frac{W_k-W_i}{hc}=\frac{\pi mc^4}{\hbar^3 c}\left(\frac{1}{n_k^2}-\frac{1}{n_i^2}\right). \qquad (3,75)$$

ეს ბალმერის ფორმულაა, სადაც $\frac{\pi mc^4}{\hbar^3 c}$ კოეფიციენტი რიდბერგის მუდმივას წარმოადგენს. ამ ფორმულით გამოთვლილი რიდბერგის მუდმივა არის $R_{\text{ფორ}}=109737{,}303\ \text{სმ}^{-1}$, მისი ემპირიული მნიშვნელობა კი $R_{\text{ექს.}}=109677{,}581\ \text{სმ}^{-1}$. როგორც ვხედავთ, დამთხვევა ძალიან კარგია. აქედან გამომდინარეობს, რომ ბორის დებულების სიმართლე ეჭვს არ უნდა იწვევდეს.

შემდგომში ბორის მარტივ თეორიაში ზოგიერთი შესწორება და დაზუსტება იქნა შეტანილი.

პირველი შესწორება მდგომარეობს შემდეგში: ბორის თეორიის თანახმად, რადგან ატომის ბირთვის მასა M გაცილებით აღემატება ელექტრონის მასას m, იგულისხმება, რომ M უსასრულოდ დიდია ელექტრონის მასასთან შედარებით. ამიტომ უნდა დავუშვათ, რომ ბირთვი უძრავია, ხოლო ელექტრონები მოძრაობენ მის ირგვლივ. სინამდვილეში ბირთვის მასა სასრულოა და ამიტომ, როგორც ელექტრონები, ისე ბირთვი, წრიულ ორბიტაზე საერთო ცენტრის ირგვლივ მოძრაობენ. თუ ბირთვის მოძრაობასაც გავითვალისწინებთ, (3,75) ფორმულაში ელექტრონის მასის მაგიერ, სისტემის დაყვანილი მასა უნდა შევიდეს $\mu=\frac{Mm}{M+m}$. ამის გამო რიდბერგის მუდმივა შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$R_0=\frac{\pi\mu c^4}{\hbar^3 c}=\frac{\pi e^4}{\hbar^3 c}\cdot\frac{m}{1+\frac{m}{M}}=R\frac{1}{1+\frac{m}{M}}. \qquad (3,76)$$

თუ (3,76) ფორმულაში შევიტანთ ცდით მიღებულ R-ის მნიშვნელობას, რიდბერგის შესწორებული მუდმივისათვის მივიღებთ:

$$R_0=109736{,}807\ \text{სმ}^{-1}.$$

როგორც ვხედავთ, ბირთვის მასის მოძრაობის გათვალისწინებით, ცდასთან დამთხვევა კიდევ უფრო კარგია.

გამოსხივებული კვანტის რხევის სიხშირის დამოკიდებულება ბირთვის მასაზე ფრიად მნიშვნელოვანი ფაქტია. ეს ფაქტი ექსპერიმენტულად დადასტურებულია და ელემენტების იზოტოპური შემადგენლობის დადგენის საშუალებას იძლევა. წყალბადის მძიმე იზოტოპის —

დეიტერიუმის აღმოჩენა პირველად სპექტროსკოპული მეთოდით მოხერხდა.

როგორც ვთქვით, ბორის თეორიის ერთ-ერთი ძირითადი დებულების თანახმად, ელექტრონის იმპულსის მომენტი სტაციონარულ მდგომარეობაში $\hbar$-ის ჯერადია. ე. ი. იმპულსის მომენტი ყოველთვის იკვანტება. ეს დებულება, როგორც ქვემოთ დავინახავთ, საფუძვლად უდევს კვანტურ მექანიკას.

ორბიტული იმპულსის მომენტის დაკვანტვა ატომური სისტემის სრულიად ზოგადი თვისებაა და ყველა შემთხვევაში ძალაშია.

3. ბორის თეორიის შემდგომი განვითარება

ბორის თეორიის შემდგომი განვითარება ზომერფელდმა მოახდინა. მან ელექტრონის წრეწირზე მოძრაობა ელიფსზე მოძრაობით შეცვალა. ელიფსზე მოძრაობა ხასიათდება იმით, რომ აქ პერიოდულად იცვლება როგორც კუთხე φ (აზიმუტი), ისე რადიუსვექტორი r. ასეთი მოძრაობის დასახასიათებლად საჭიროა უკვე ორი კვანტური პირობა:

$$\oint p_\varphi \, d\varphi = n_\varphi \, h \tag{3,77}$$

$$\oint p_r \, dr = n_r \, h. \tag{3,78}$$

მაშასადამე, შემოდის ორი კვანტური რიცხვი: n_φ — აზიმუტური და n_r — რადიალური. განზოგადებული აზიმუტური იმპულსი p_φ დაკავშირებულია მობრუნების φ კუთხესთან, განზოგადებული რადიალური იმპულსი p_r კი შეესაბამება r რადიუსვექტორის სიდიდის ცვლილებას.

(3,77) ფორმულის ინტეგრალის ამოხსნა ადვილია; ის იმავე შედეგს გვაძლევს, როგორც წრიული მოძრაობის დროს.

p_φ იგივე იმპულსის მომენტია $\left(p_\varphi = m\omega^2 \, \omega = n_\varphi \dfrac{h}{2\pi} = n\hbar \right)$, რომელიც კეპლერის კანონების თანახმად ინახება. ამიტომ შეიძლება დავწეროთ:

$$p = p_\varphi = n_\varphi \frac{h}{2\pi} = k\hbar. \tag{3,79}$$

ამ განტოლებაში n_φ შევცვალეთ k-თი, რადგან ჩვეულებრივად აზიმუტალური კვანტური რიცხვი ამ ასოთი აღინიშნება (ნუ აურევთ ამ სიდიდეს ტალღურ რიცხვთან).

(3,78) ფორმულის ინტეგრალის გამოთვლა საკმაოდ ძნელია და ამიტომ მოგვყავს მისი მხოლოდ საბოლოო მნიშვნელობა:

$$n_\varphi h = \frac{2\pi p}{(1-\varepsilon^2)^{1/2}} - 2\pi p \qquad (3,80)$$

აქ ε ელიფსის ექსცენტრისიტეტია.

ჩავსვათ ამ ფორმულაში (3,79)-დან p-ს მნიშვნელობა. მივიღებთ:

$$n_r h = \frac{kh}{(1-\varepsilon^2)^{1/2}} - kh,$$

ანუ

$$n_r + k = \frac{k}{(1-\varepsilon)^{1/2}}.$$

აღვნიშნოთ $n_r + k = n$ და ეუწოდოთ მას მთავარი კვანტური რიცხვი. მაშინ:

$$(1-\varepsilon^2) = \frac{k^2}{n^2}. \qquad (3,81)$$

ადვილად შეიძლება დამტკიცდეს, რომ ელექტრონის სრული ენერგია ელიფსურ ორბიტაზე მხოლოდ ელიფსის დიდი ნახევარღერძის სიგრძეზეა დამოკიდებული და შემდეგნაირად გამოისახება:

$$W = -\frac{Ze^2}{2a}. \qquad (3,82)$$

იგივე სრული ენერგია ელიფსის ექსცენტრისიტეტითაც შეიძლება გამოვსახოთ:

$$W = -\frac{mZ^2e^4(1-\varepsilon^2)}{2p^2}. \qquad (3,83)$$

თუ (3,79) და (3,80) ფორმულებიდან, p და ε-ს მნიშვნელობებს ჩავსვამთ, მივიღებთ:

$$W = -\frac{2\pi^2 me^4 Z^2}{n^2 h^2} = -\frac{Z^2 e^4 m}{2\hbar^2 n^2}. \qquad (3,84)$$

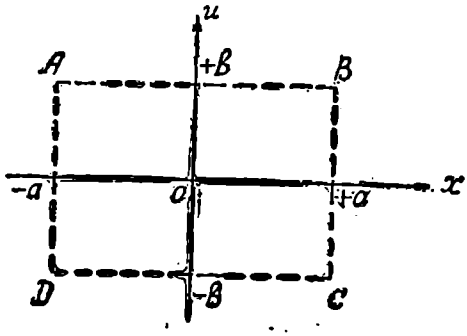
წყალბადისათვის $Z=1$ და

$$W_H = -\frac{e^4 m}{2\hbar^2 n^2}. \qquad (3,85)$$

ამ გამოსახულებას იგივე სახე აქვს, რაც ელექტრონის ენერგიას, მისი წრიულ ორბიტაზე მოძრაობის დროს, კვანტური რიცხვით n.

ამრიგად, წრიული ორბიტების ელიფსური ორბიტებით შეცვლა ენერგიის მნიშვნელობას არ ცვლის. ამიტომ შეიძლება ვთქვათ, რომ ერთი და იგივე ენერგიის მქონე მრავალი სხვადასხვა ორბიტის შემოღება წყალბადის სპექტრში ახალი სპექტრული ხაზების გაჩენას არ იწვევს.

პირველი შეხედვით თითქოს გაუგებარია, ორი დაკვანტვის პირობის შემოღებით რატომ არ უნდა გაჩნდეს ატომის ახალი ენერგეტიკული დონეები და, მაშასადამე, ახალი სპექტრული ხაზები? მაგრამ აღმოჩნდა, რომ φ და r-ის ცვლის პერიოდები ერთნაირია. φ იცვლება 0-დან 2π-მდე, r კი თავის მაქსიმალური მნიშვნელობიდან მინიმალურამდე იცვლება და კვლავ უბრუნდება თავის პირვანდელ მნიშვნელობას იმავე პერიოდში, რაც φ. ასეთ მოძრაობას მრავალჯერადი პერიოდული მოძრაობა ეწოდება. ამ საკითხის ანალიზმა დაგვანახა, რომ მრავალჯერადი პერიოდული მოძრაობა შეიძლება ორ ან რამდენიმე ჰარმონიულ რხევათა ჯამზე დავიყვანოთ.



ნახ. 46. ორი ურთიერთმართობი რხევის შეკრება.

მაგალითად, განვიხილოთ ორი ურთიერთმართობი რხევითი მოძრაობა. ვთქვათ, ერთი წარმოებს x ღერძის გასწვრივ, მეორე კი y ღერძის გასწვრივ (იხ. ნახ. 46). x ღერძის გასწვრივ რხევის სიხშირე იყოს ω_1, y ღერძის გასწვრივ — ω_2. თუ $\omega_1 = \omega_2$, ანუ $\frac{\omega_1}{\omega_2} = 1$, მაშინ მოძრაობის ტრაექტორია იქნება წრე, ელიფსი ან სწორი, იმისდამიხედვით, თუ როგორია ფაზათა შორის სხვაობა. თუ $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ წარმოადგენს მთელ რიცხვთა შეფარდებას, მაგალითად, 1/2 ან 2/3..., შეკრების შედეგად მივიღებთ ისევ ჩაკეტილ მრუდეებს, მხოლოდ გაცილებით უფრო რთულს (ლისაჟუს ფიგურები). თუკი ω_1 და ω_2-ს საერთო საზომი არა აქვთ, მრუდი ჩაუკეტავია და თანაბრად ავსებს $ABCD$ მართკუთხედს, ამ ცვლადი სიდიდეების საზღვრებში.

მრავალჯერად პერიოდულ მოძრაობას სწორედ ასეთი სახის ორბიტები ეთანადება. თუ სასრულო რხევათა შესრულების შემდეგ ორბიტული მრუდი ჩაიკეტება, მაშინ არსებობს მხოლოდ ერთი სიხშირე (პერიოდი) და მაშასადამე ერთი კვანტური პირობა; თუ ორბიტა არ

ჩაიკეტება, მაშინ ის შეიცავს ორ ან რამდენიმე არაჯერად სიხშირეს. ამ შემთხვევაში კვანტურ პირობათა რიცხვი იქნება იმდენი, რამდენი პერიოდიცაა. ასეთ შემთხვევას **არაგადაგვარებული** მდგომარეობა ეწოდება. თუ პერიოდები თანატოლია ან ერთმანეთის ჯერადია, მდგომარეობას **გადაგვარებული** ეწოდება. თუ n პერიოდების რიცხვია, ხოლო i — თავისუფლების ხარისხთა რიცხვი, მაშინ $i-n$ გამოსახულებას გადაგვარების ხარისხს უწოდებენ.

4. სპექტრული ხაზების წმინდა სტრუქტურა

წყალბადის ატომის დაკვანტვა ზომერფელდმა მოახდინა (1916 წ.). მან განიხილა ბირთვის ირგვლივ ელექტრონის მოძრაობა ელიფსურ ორბიტაზე. ასეთი მოძრაობა ხასიათდება ერთი პერიოდით. ელექტრონს აქვს სამი თავისუფლების ხარისხი, ამიტომ ადგილი უნდა ჰქონდეს ორმაგ გადაგვარებას. თუ მხედველობაში მივიღებთ ელექტრონის მასის ცვლილებას სიჩქარის მიხედვით (რელატივისტური ცვლილება), მაშინ, როგორც გამოთვლები გვიჩვენებენ, გადაგვარება ნაწილობრივ იხსნება. ამ შემთხვევაში ორბიტა წარმოადგენს ელიფსს, რომელიც პრეცესიულ მოძრაობას ასრულებს. მისი მთავარი ღერძი ბრუნავს ელიფსის სიბრტყეში, მედისკი კუთხური სიჩქარით. მოძრაობა ორმაგად პერიოდული ხდება და ამიტომ ადგილი აქვს ორმაგ კვანტურ პირობას: $Y_1=nh$ და $Y_2=kh$.

n განსაზღვრავს ელიფსის მთავარ ნახევარღერძს, k კი — მცირე ნახევარღერძს.

გამოთვლები გვიჩვენებენ, რომ სრული იმპულსის მომენტი არის:

$$l=k\frac{h}{2\pi}=k\hbar \tag{3,86}$$

და ატომის ენერგია, ბალმერის ენერგეტიკული დონის გარდა, დამატებით წევრს შეიცავს:

$$W_{\text{დამ}}=\frac{Rh\alpha^2Z^2}{n^3}=f(n,\ k). \tag{3,87}$$

(3,86) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ როდესაც $k=0$, მაშინ მომენტიც ნულია. ეს ეთანადება იმ შემთხვევას, როდესაც ელექტრონის ტრაექტორია წარმოადგენს ბირთვზე გამავალ სწორ ხაზს, რაც შეუძლებელია, ამიტომ ეს შემთხვევა გამორიცხულია.

თუ $k=n$, მაშინ მომენტი, მოცემული ფიქსირებულ n-სათვის, მაქსიმალურ მნიშვნელობას იღებს. ეს შემთხვევა წრიულ ორბიტას ეთანადება, როდესაც $k<n$, ორბიტები ელიფსებს წარმოადგენენ.

ენერგიის გამოსახულებაში დამატებითი წევრის $f(n, k)$-ს გაჩენა იწვევს წყალბადის სპექტრში სპექტრული ხაზების ერთმანეთისაგან ახლო მდებარე ხაზებად გახლეჩას. ამ მოვლენას ხაზების წმინდა სტრუქტურას უწოდებენ. სპექტრული ხაზების წმინდა სტრუქტურა ენერგეტიკული დონეების (თერმების) რამდენიმე კომპონენტად გახლეჩით აიხის გამოწვეული. კომპონენტთა რაოდენობა კვანტური რიცხვით განისაზღვრება. წმინდა სტრუქტურის ხაზები ელექტრონების სხვადასხვა დონეთა შორის გადასვლებს შეესაბამებიან, სახელდობრ, მაღალი დონიდან დაბალზე.

წყალბადის მსგავსი ატომებისათვის. სპექტრული ხაზების წმინდა სტრუქტურის თეორია ზომერფელდმა შექმნა (H, He^+, Li^{++},...). შემდგომში ეს მოვლენა შემჩნეული იყო აგრეთვე ერთჯერად იონიზირებულ ჰელიუმის სპექტრშიც.

$f(n, k)$ ფუნქციისათვის გამოთვლები გვაძლევენ:

$$f(n, k) = -\frac{2\pi^2 \mu e^4}{h^2} \cdot \frac{Z^2}{n^2}\left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n}\left(\frac{1}{k} - \frac{3}{4n}\right)\right], \qquad (3,88)$$

სადაც

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137,2} = 7,2977 \cdot 10^{-3}.$$

ამ რიცხვს წმინდა სტრუქტურის მუდმივას უწოდებენ. ეს მუდმივა ატომურ პროცესებში მნიშვნელოვან როლს ასრულებს, ამიტომ მასზე ცოტა უფრო დაწვრილებით შევჩერდეთ.

ბუნებაში ოთხი სახის ურთიერთქმედებაა ცნობილი: 1. ძლიერი, 2. ელექტრომაგნიტური, 3. სუსტი და 4. გრავიტაციული. მიკრონაწილაკთა შორის ადგილი აქვს მხოლოდ პირველ სამ ურთიერთქმედებას. გრავიტაციული ძალები ძოქმედებენ მაკროსხეულებს შორის და ისიც მხოლოდ დიდი მასების შემთხვევაში, ასე რომ, ეს ძალები მიკროურთიერთქმედებაში არავითარ როლს არ ასრულებენ. ძლიერი (ბირთვული) და სუსტი ურთიერთქმედებანი მხოლოდ დიდი ენერგიების პირობებში იჩენენ თავს, ამიტომ ისინი ბირთვული და ელემენტარული ნაწილაკების პროცესებს მიეკუთვნებიან. იმ ენერგიების ფარგლებში, რომლებიც ატომურ და მოლეკულურ მოვლენებში გვხვდება, ძირითად როლს მხოლოდ ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედებანი ასრულებენ, ამიტომ შევეხოთ ამ უკანასკნელ ურთიერთქმედებას.

ავიღოთ ორი დამუხტული ნაწილაკი, მაგალითად, ორი ელექტრონი და გამოვთვალოთ მათ შორის ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგია.

ჩვეულებრივად, ყოველი სახის ურთიერთქმედებას თავისი მუდმივით ახასიათებენ. ეს უკანასკნელი განუზომადი სიდიდეა და ამიტომ

მას განუზომად ბუნებრივ ერთეულებში გამოსახავენ. ბუნებრივი, ანუ განუზომადი ერთეულები ისეთებს ეწოდებათ, სადაც სინათლის სიჩქარე c და პლანკის მუდმივა $\hbar$ ერთის ტოლად არიან მიღებული ($c=1$ და $\hbar=1$). ასეთ სისტემაში $\frac{\hbar}{m_0 c}$ სიდიდეს ექნება მანძილის განზომილება და ეს სიდიდეც ერთის ტოლად არის მიღებული.

დავუშვათ, რომ ჩვენი ორი ელექტრონი ერთმანეთისაგან $\frac{\hbar}{m_0 c}$ მანძილით არიან დაშორებული, სადაც m_0 ელექტრონის უძრაობის მასაა. თუ გამოვთვლით ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგიისა და ელექტრონის უძრაობის ენერგიის შეფარდებას, მივიღებთ წმინდა სტრუქტურის მუდმივას:

$$\alpha = \frac{e^2 \Big/ \frac{\hbar}{m_0 c}}{m_0 c^2} = \frac{e^2}{\hbar c} = 7{,}29 \cdot 10^{-3} \qquad (3{,}89)$$

მას ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედების მუდმივას უწოდებენ. ეს სიდიდე პირველად ზომერფელდმა შემოიღო და უწოდა წმინდა სტრუქტურის მუდმივა, რადგან ის სპექტრული ხაზების წმინდა სტრუქტურას ახასიათებს.

ელექტრონის მუხტიც ბუნებრივ ერთეულებში შეიძლება გაიზომოს, მაშინ ის მაკროსკოპულ სტანდარტებზე აღარ იქნება დამოკიდებული. რადგან α საკმაოდ მცირე სიდიდეა, ეს იმის მაჩვენებელია, რომ ელექტრომაგნიტური ენერგია ელექტრონის უძრაობის ენერგიასთან შედარებით მცირეა.

ვინაიდან (3,88) ფორმულის კვადრატულ ფრჩხილებში მოთავსებული მეორე წევრი α-ს სიმცირის გამო მცირეა და მისი უგულებელყოფა შეიძლება, გამოდის, რომ სპექტრული ხაზების გახლეჩა ატომურ კვანტურ რიცხვზე არ არის დამოკიდებული. ამიტომ პირველი ორბიტის შესაბამის ენერგიას ($n=1$) მხოლოდ ერთი მნიშვნელობა ექნება $k=1$. თუ $n=2$, ენერგიას ორი მნიშვნელობა შეიძლება ჰქონდეს: $k=1$ და $k=2$-ის შესაბამისი. ანალოგიურად, თუ $n=3$, დონე სამ კომპონენტად გაიხლიჩება და ასე შემდეგ. მაგალითად, ბალმერის პირველ H_α ხაზს ეთანადება მთავარი კვანტური რიცხვის ცვლილება $n=3$-დან, $n=2$-მდე და, მაშასადამე, მისთვის შესაძლებელია ექვსი გადასვლა. ეს ნიშნავს, რომ H_α სპექტრული ხაზის დაკვირვებისას მაღალი მგრძნობიარობის სპექტომეტრით, ის შედგება ერთმანეთთან ძალიან ახლოს მდებარე ექვსი კომპონენტისაგან.

მაგრამ ცდა გვიჩვენებს, რომ H_α ხაზი კომპონენტების ნაკლებ რიცხვს შეიცავს. იმისათვის, რომ თეორია ექსპერიმენტს შეესაბამებო-

დეს, საჭირო გახდა ზოგიერთი გადასვლის აკრძალვა. აღმოჩნდა, რომ დასაშვებია მხოლოდ ისეთი გადასვლები, რომელთათვის k იცვლება $+1$ და -1 შორის ($\Delta k = \pm 1$).

თუ ამ აკრძალვის წესს ბალმერის სერიის ხაზებისათვის გამოვიყენებთ, დავინახავთ, რომ ყოველი ხაზი სამი კომპონენტისაგან უნდა შედგებოდეს. პაშენის სერიის ყოველი ხაზი — ხუთი კომპონენტისაგან, ლემანის სერიის ხაზები კი — თითო კომპონენტისაგან. ექსპერიმენტი ამ მოსაზრებებს არ ამართლებს. შეუსაბამობას აქვს აგრეთვე ადგილი He-ის სპექტრული ხაზებისათვის.

ეს ფაქტები გვიჩვენებენ, რომ ზომერფელდის წმინდა სტრუქტურის თეორია სრულყოფილი არ არის. ამ მოვლენის სწორი ახსნა, როგორც ქვემოთ დავინახავთ, ელექტრონის სპინის შემოღებით მოხერხდა.

5. თანდობის პრინციპი

ბორის თეორიის შექმნის შემდეგ დაისვა საკითხი იმის შესახებ, თუ რა დამოკიდებულებაა კვანტურ და კლასიკურ კანონებს შორის.

როგორც დავინახეთ, თუ პლანკის მუდმივა ნულისაგან განსხვავებულია, მაშინ მექანიკური სიდიდეები, რომლებიც ატომურ სისტემას ახასიათებენ, არ შეიძლება უწყვეტად იცვლებოდნენ; ისინი დისკრეტულ მნიშვნელობებს ღებულობენ, რომლებიც გარკვეულ კვანტურ კანონებს ექვემდებარებიან. ამის გამო, კლასიკური ელექტროდინამიკის კანონების გამოყენება ატომურ პროცესებში არ შეიძლება. მართლაც, კლასიკური ელექტროდინამიკის თანახმად, ბირთვის ირგვლივ აჩქარებულად მოძრავი ელექტრონი ელექტრომაგნიტურ ენერგიას უნდა ასხივებდეს. ამის შედეგად ელექტრონის ენერგია უნდა მცირდებოდეს და ის თანდათან ბირთვს უნდა უახლოვდებოდეს. ბორის კვანტური დებულებები კი ამტკიცებენ, რომ ელექტრონის მიერ გამოსხივება ხდება მხოლოდ მაშინ, როდესაც ის უფრო მაღალი ენერგიის მქონე სტაციონარული ორბიტიდან მეორეზე, ნაკლები ენერგიის მქონეზე, გადადის. მაშასადამე, კლასიკურ წარმოდგენათა საფუძველზე, ელექტრონი გამოსხივების შედეგად ბირთვს სპირალური მრუდით უნდა უახლოვდებოდეს, ხოლო კვანტურ წარმოდგენათა თანახმად, საფეხურებიანი მრუდით (იხ. ნახ. 47).

მაგრამ ზოგიერთ შემთხვევაში ორივე სურათი ერთმანეთს ემთხვევა. დავუშვათ, რომ ატომურ სისტემას აქვს ერთი თავისუფლების ხარისხი და ის ასხივებს ელექტრომაგნიტურ ენერგიას კვანტების სახით. კვანტის სიხშირე არის

$$\omega_{კვ} = \frac{\Delta W}{\hbar}, \qquad (3,90)$$

სადაც ΔW გამოსხივებული ენერგიაა, $\hbar$ — პლანკის მუდმივა, $\Delta W = W_k - W_e$. W_k და W_e სისტემის სტაციონარულ მდგომარეობათა ენერგიებია, რომლებიც შემდეგი პირობებიდან მოიძებნებიან:

$$\oint p dx = n\hbar.$$

$\oint p dx$-ს ქმედების განზომილება აქვს. აღვნიშნოთ ის I ასოთი, მაშასადამე, $I = n\hbar$.

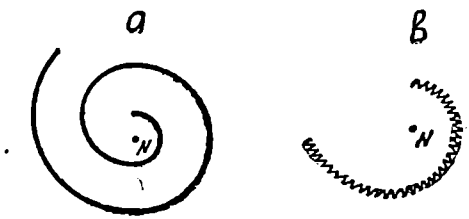
ამ ორი სტაციონარული მდგომარეობისათვის $I_k = n_k\hbar$ და $I_e = n_e\hbar$, მაშასადამე,

$$\Delta I = I_k - I_e = (n_k - n_e)\hbar. \qquad (3{,}91)$$

ორი მეზობელ სტაციონარული მდგომარეობისათვის $n_k - n_e = 1$, ამიტომ $\Delta I = \hbar$ და, თუ ჩავსვამთ (3,90) გამოსახულებაში მივიღებთ:

$$\omega_{კვ} = \frac{\Delta W}{\Delta I},$$

ამგვარად, კვანტური სიხშირე ტოლია ენერგიისა და ქმედების სასრულო ნაზრდა ფარდობისა.



ნახ. 47. a) ელექტრონის მოძრაობა გამოსხივებისას კლასიკური წარმოდგენით. b) ელექტრონის მოძრაობის ტრაექტორია კვანტური წარმოდგენით.

გამოვთვალოთ წრიული ოსცილატორის მიერ გამოსხივებული ელექტრომაგნიტური კვანტის კლასიკური სიხშირე.

ოსცილატორის ენერგია არის $W = \frac{p^2}{2m} + U$,

ქმედების ინტერვალი — $\oint p dx = I$.

აქედან: $p = \sqrt{2m(W - U)}$, ანუ $I = \oint p dx = \oint \sqrt{2m(W - U)}\, dx$

ქმედების წარმოებული ენერგიით იქნება:

$$\frac{dI}{dW} = \oint \frac{m}{\sqrt{m(W - U)}}\, dx = \oint \frac{m}{p}\, dx = \oint \frac{dx}{v} = \oint dt = T,$$

სადაც T ოსცილატორის რხევის პერიოდია, ამიტომ

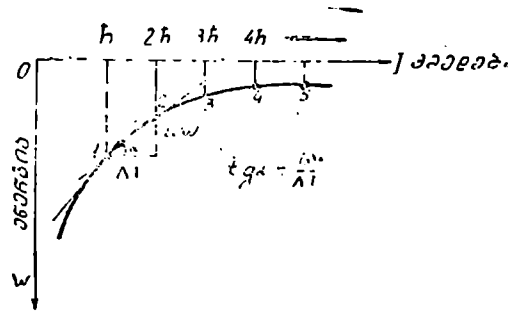
$$\omega_{კლ} = \frac{1}{T} = \frac{dW}{dI}.$$

ამრიგად, კლასიკური რხევის სიხშირე წარმოადგენს ენერგიის წარმოებულს ქმედებით.

შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ გამოსხივებას ადგილი აქვს ნებისმიერი, ერთი თავისუფლების ხარისხის მქონე პერიოდული სისტემისათვის.

შევადაროთ ერთმანეთს სხვა კვანტური და კლასიკური სიხშირეები. ორივე თეორიის თანახმად, რხევის სიხშირე ენერგიისა და ქმედების ნაზრდთა ფარდობაა. მაგრამ კლასიკურ წარმოდგენათა თანახმად, ენერგიისა და ქმედების ნაზრდები უსასრულო მცირე სიდიდეებია, კვანტური წარმოდგენებით კი, რხევის სიხშირე ენერგიისა და ქმედების სასრულო ნაზრდების ფარდობას წარმოადგენს.

48-ე ნახაზზე ნაჩვენებია დიაგრამა, რომელიც ამ საკითხის ნათელ ილუსტრაციას წარმოადგენს. ნახაზზე მოცემული მრუდი ენერგიასა და ქმედებას შორის დამოკიდებულებას გამოხატავს. ამ მრუდის ყოველი წერტილი ქმედების მთელი მნიშვნელობების ħ, 2ħ, 3ħ,... შესაბამისი



ნახ. 48. ენერგიასა და ქმედებას შორის დამოკიდებულება.

კვანტური მდგომარეობებია. კვანტური სიხშირე, მიღებული 1—2 წერტილებს შორის, ამ წერტილებზე გამავალი კვეთის დახრილობის კუთხის ტანგენსს წარმოადგენს. კლასიკური სიხშირე $\omega_{კლ} = \frac{dW}{dI}$ კი, წერტილზე გამავალი მხების დახრილობის ტანგენსია, ქმედების ზრდით, მხებსა და კვეთის დახრილობათა შორის განსხვავება მცირდება და კლასიკური და კვანტური რხევის სიხშირეებიც ერთმანეთს უახლოვდება.

განხილული სურათიდან შემდეგი დასკვნა შეიძლება გამოვიტანოთ: ბუნებაში არსებობს ქმედების უმცირესი სიდიდე, რომელიც პლანკის

მუდმივის ტოლია. თუ სისტემის ზომა და ნაწილაკების მასები ისეთებია, რომ ამ სისტემის ქმედება $\hbar$-ის რიგისაა, მაშინ მოვლენების კვანტური ხასიათი აშკარად ჩანს. იმ შემთხვევაში, როდესაც ქმედება იმდენად დიდია, რომ $\hbar$ ნულის ტოლად შეიძლება ჩავთვალოთ, მაშინ მოვლენების კვანტური ხასიათი შეუმჩნეველია და პროცესები კლასიკური კანონებით აღიწერება.

ჩვენს მიერ განხილული საკითხი თანადობის პრინციპის სახელწოდებით არის ცნობილი.

აქ ერთგვარი ანალოგია შეიძლება გავატაროთ, ერთი მხრივ, კლასიკურ და რელატივისტურ მექანიკას შორის და, მეორე მხრივ, კლასიკურ და კვანტურ ფიზიკას შორის. რელატივისტური კანონები კლასიკური ფიზიკის კანონებში გადადის მაშინ, როდესაც სხეულის სიჩქარე სინათლის სიჩქარესთან შედარებით მცირეა ($v \ll c$). თანადობის პრინციპის თანახმად, ყოველი კვანტური თეორია, სათანადო პირობებში, როდესაც სისტემის ქმედება გაცილებით აღემატება ელემენტარულ ქმედებას, კლასიკურში გადადის.

6. ტუტე ელემენტების სპექტრები

წინა პარაგრაფში ჩვენ აღვწერეთ უმარტივესი — წყალბადის ატომის სპექტრი. დავინახეთ, რომ წყალბადის სპექტრი შედგება მთელი რიგი სპექტრული ხაზებისაგან, რომლებიც ქმნიან სერიებს და გარკვეულ კანონზომიერებებს ექვემდებარებიან. ახლა განვიხილოთ უფრო რთული ატომების სპექტრები.

სპექტრის სირთულის მხრივ, წყალბადის შემდეგ ტუტოვანი ელემენტები დგანან. ტუტე ელემენტებს ეკუთვნიან Li, Na, K,...

ამ ელემენტების ატომების სპექტრები წყალბადის სპექტრს წააგავს. ამ უკანასკნელის ანალოგიურად, ტუტე ელემენტების სპექტრებში სერიები შეიმჩნევა. ყოველ სერიაში სპექტრული ხაზები, მოკლე ტალღის სიგრძის მხარეს, ერთმანეთს უახლოვდებიან და სათანადოდ ინტენსივობაც მცირდება.

49-ე ნახაზზე ნაჩვენებია Li-ის სპექტრში შემჩნეული ხაზები, რომლებიც სერიებს აჩენენ. სხვა ტუტე-ლითონების სპექტრებსაც ანალოგიური ხასიათი აქვთ. ყველა ამ სპექტრში შეიმჩნევა შემდეგი სახის სერიები: 1. მთავარი სერია, რომელიც ყველაზე ინტენსიური ხაზებისაგან შედგება, 2. მკვეთრი სერია, 3. დიფუზური სერია და 4. ბერგმანის სერია.

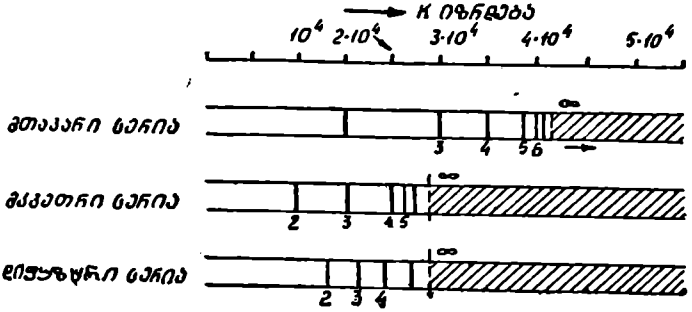
ყოველ სერიაში ხაზები გარკვეული საზღვრისკენ მიისწრაფვიან 49-ე ნახაზზე მხოლოდ სამი პირველი სერიაა ნაჩვენები. ბერგმანის

სერიის ხაზები, რომლებიც ნახაზზე არ არიან მოცემული, სპექტრის ინფრაწითელ ნაწილში მდებარეობენ.

გაზომვების შედეგად გამოირკვა, რომ მთავარი სერიის ხაზების ტალღური რიცხვები შემდეგი ემპირიული ფორმულით გამოითვლება:

$$k = T_{PS} - \frac{R}{(n+p)^2}. \quad n = 2, 3, 4, \ldots$$

R რიდბერგის მუდმივაა, P მოცემული სერიის ხაზებისათვის ერთი და იგივეა და ნაკლებია ერთზე. საზღვრის მარჯვნივ, მოკლე ტალღების მხარეს, უწყვეტი სპექტრია.



ნახ. 49. Li-ის სპექტრული ხაზები სპექტრის ხილულ ნაწილში (სკალაზე გადაზომილია ტალღური რიცხვი k 1/სმ).

ანალოგიური ფორმულებით გამოისახება დანარჩენი სერიების ხაზების ტალღური რიცხვები.

მკვეთრი სერია: $k = T_{PS} - \frac{R}{(n+S)^2}$; $n = 2, 3, 4, \ldots$

დიფუზური სერია: $k = T_{SS} - \frac{R}{(n+D)^2}$; $n = 3, 4, 5, \ldots$

ბერგმანის სერია: $k = T_{BS} - \frac{R}{(n+F)^2}$; $n = 4, 5, 6, \ldots$

ამ ფორმულებში T_{PS}, T_{SS} და T_{BS}, სათანადო სერიების მუდმივი თერმებია — ტოლი, სათანადო სერიის საზღვრის ტალღური რიცხვისა. როგორც ნახაზიდან ჩანს, მკვეთრ და დიფუზურ სერიებს ერთნაირი საზღვრები აქვთ.

აგრეთვე, ემპირულად იყო დადგენილი შემდეგი თანაფარდობები:

$$T_{PS} = \frac{R}{(1+S)^2}; \quad T_{SS} = \frac{R}{(2+P)^2}; \quad T_{BS} = \frac{R}{(3+D)^2};$$

თუ შემოვიღებთ შემდეგ აღნიშვნებს:

$$\frac{R}{(n+P)^2}=nP; \quad \frac{R}{(n+S)^2}=nS; \quad \frac{R}{(n+D)^2}=nD;$$

ზემოთ მოყვანილი გამოსახულებები მარტივ სახეს მიიღებენ:

მთავარი სერია: $k=1S-nP$; $n=2, 3, 4,\ldots$

მკვეთრი სერია: $k=2P-nS$; $n=2, 3, 4,\ldots$

დიფუზური სერია: $k=2P-nD$; $n=3, 4, 5,\ldots$

ბერგმანის სერია: $k=3D-nF$; $n=4, 5, 6,\ldots$

ამ სპექტრების კანონზომიერებათა ახსნა ბორის თეორიამ ვერ შეძლო. მათი ბუნების გაგება კვანტური მექანიკის საშუალებით მოხერხდა. ჩვენ ამ კანონზომიერებებს ატომის ვექტორული მოდელით ავხსნით.

ტუტე ელემენტების სპექტრების შემდეგ, თავისი სირთულით, ჰელიუმის და ტუტე-მიწა ელემენტების სპექტრები მოდის. ჰელიუმის სპექტრის შესწავლამ დაგვანახა, რომ ისიც წყალბადის სპექტრის ანალოგიურად, სპექტრული ხაზებისაგან შედგება, რომლებიც სერიებს აჩენენ.

ხაზები განლაგებულნი არიან სპექტრის როგორც ხილულ, ისე ულტრაიისფერ ნაწილში. მხოლოდ ჰელიუმის სპექტრში ორჯერ მეტი სერიებია შემჩნეული, ვიდრე ტუტე ელემენტების სპექტრებში.

შემჩნეულია ორი მთავარი სერია, ორი ძირითადი და ასე შემდეგ. ამ სისტემათა თერმები ერთმანეთისაგან რიდბერგის შესწორებით განსხვავდებიან. ერთი სისტემის თერმები უფრო დაბლა მდებარეობენ, ვიდრე მეორის. ამ სპექტრების ახსნა აგრეთვე ვექტორული მოდელით შეიძლება.

თავი 4

რენტგენის გამოსხივება

§ 1. დამუხრუჭების რენტგენის გამოსხივება

ატომის აგებულების შესწავლის საკითხში რენტგენის გამოსხივებას განსაკუთრებული ადგილი უკავია, რადგან მისი წარმოშობა მჭიდროდ არის დაკავშირებული ატომის შიგნით მიმდინარე პროცესებთან.

რენტგენის სხივები აღმოჩენილი იყო რენტგენის მიერ, 1895 წელს. განმუხტვის მილაკის გამოსხივების შესწავლის დროს მან შეამჩნია, რომ ეს გამოსხივება ისეთ ნივთიერებებში, რომლებიც გაუმჭვირვალე არიან ხილული სხივებისათვის, დაუბრკოლებლად გაჰყის. მანვე დაადგინა, რომ ეს სხივები, ულტრაიისფერ სხივებისდაგვარად, ზოგიერთი ნივთიერების ფოსფორესცენციას იწვევს და გაზების იონიზაციას ახდენს. ამ სხივებს რენტგენმა x სხივები უწოდა. ეს სახელწოდება მათ დასავლეთში დღესაც შერჩენილი აქვთ. ჩვენთან ამ სხივებს რენტგენის პატივსაცემად რ ე ნ ტ გ ე ნ ი ს სხივებს უწოდებენ.

რენტგენის აღმოჩენამ დიდი ინტერესი გამოიწვია მკვლევართა შორის და მალე ამ სხივების მრავალი ახალი თვისება იქნა დადგენილი.

აღმოჩნდა, რომ ამ სხივების წყაროს განმუხტვის მილაკის ის ადგილი წარმოადგენს, სადაც ელექტრონების ნაკადი ეცემა კედელს და მათი ინტენსივობა საგრძნობლად იზრდება; თუ ელექტრონების ნაკადი ლითონს ეცემა. დადგინდა. რომ ელექტრონული და მაგნიტური ველები ამ სხივებზე არ მოქმედებენ, რაც იმის დამადასტურებელია, რომ რენტგენის სხივები ელექტრომაგნიტურ ტალღებს წარმოადგენენ. ამის გარდა, შემჩნეული იყო, რომ რენტგენის სხივები ძლიერ მოქმედებენ ფოტოფირფიტაზე და, როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, გაზების ძლიერ იონიზაციას იწვევენ. ჩვენ შემდგომ დავინახავთ, რომ ეს ორი უკანასკნელი თვისება ყველაზე გამოსაყენებელია ამ სხივების რეგისტრაციისათვის.

ყველა ზემოთ ჩამოთვლილი თვისება უდავოდ ამტკიცებს, რომ რენტგენის სხივებს, ისევე როგორც ხილულ და ულტრაიისფერ სხივებს, ელექტრომაგნიტური ბუნება აქვთ.

დაკვირვებები გვიჩვენებენ, რომ რენტგენის გამოსხივება ჩნდება მაშინ, როდესაც ელექტრონების ენერგია რამდენიმე ათასი ელექტრონ-

ვოლტის ტოლია. ეს გარემოება იმის მაჩვენებელია, რომ რენტგენის კვანტების ენერგია გაცილებით აღემატება ხილული და ულტრაიისფერი კვანტების ენერგიას. ამ უკანასკნელთა აღგზნებისათვის საკმარისია მხოლოდ რამდენიმე ელექტრონვოლტი. ხილული სხივების შთანთქმისას აღიგზნებიან ატომის გარე დონეზე მყოფი ელექტრონები, რენტგენის სხივების (კვანტების) ენერგია კი იმდენად დიდია, რომ მათი შთანთქმისას აღიგზნებიან ატომის შინაგან დონეებზე მყოფი ელექტრონები. ზოგ შემთხვევაში ეს უკანასკნელნი ატომიდან ამოიტყორცნებიან და მოხდება იონიზაცია.

$E=h\nu=\frac{hc}{\lambda}$ თანაფარდობიდან გამომდინარეობს, რომ, თუ რენტგენის კვანტის ენერგია რამდენიმე ათას ელექტრონვოლტს უდრის, მაშინ შესაბამისი ტალღის სიგრძე 1 $\mathring{A}$-ის რიგის უნდა იყოს.

მთლიან ელექტრომაგნიტურ ტალღათა სპექტრში რენტგენის სხივები ულტრაიისფერ და γ გამოსხივებას შორის მდებარეობენ. რენტგენის სხივებს სპექტრში მკაფიო საზღვარი არა აქვთ; დაახლოებით ისინი ტალღის სიგრძეთა 1 $\mathring{A}$-ის და 130 $\mathring{A}$-ის ფარგლებში მდებარეობენ.

რენტგენის გამოსხივება მიიღება სპეციალურ რენტგენის მილებში, დიდი ენერგიის ელექტრონებით ან იონებით ანტიკათოდის დაყუმბარების შედეგად. რაც მეტია ელექტრონის ენერგია, მით უფრო მოკლე ტალღის სიგრძის (ხისტი) რენტგენის სხივები ჩნდება.

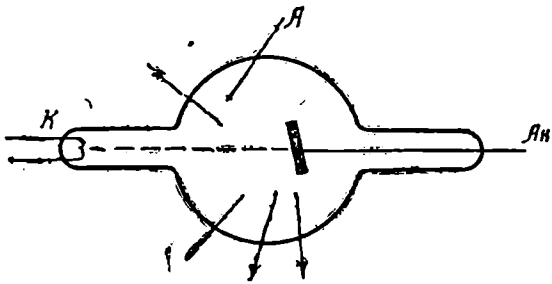
დანადგარი, რომელშიც რენტგენის გამოსხივება მიიღება, შედგება მაღალი ძაბვის წყაროსაგან და სპეციალური კონსტრუქციის რენტგენის მილისაგან, რომლის ერთი ელექტროდი (კათოდი) გამოასხივებს ელექტრონების ნაკადს. მოდებული მაღალი ძაბვა აჩქარებს ელექტრონებს და ანიჭებს მათ საჭირო ენერგიას. აჩქარებული ელექტრონების ნაკადი ეცემა ლითონის მასიურ ფირფიტას, რომელსაც ანტიკათოდს უწოდებენ. ანტიკათოდიდან ყველა მიმართულებით გამოსხივდებიან რენტგენის კვანტები.

ზემოთ მოყვანილი გამოსახულებიდან გამოდის, რომ რენტგენის კვანტის ტალღის სიგრძე, გამოსახული ანგსტრემებში და მილაკზე მოდებული პოტენციალთა სხვაობა, გამოსახული ვოლტებში, ერთმანეთთან შემდეგნაირად არიან დაკავშირებულნი:

$$\lambda=\frac{c}{\nu}\,10^8\,\mathring{A}=\frac{hc}{eV}\cdot 300\cdot 10^8\,\mathring{A}=\frac{12{,}345}{V}\,\mathring{A}. \qquad (4{,}1)$$

უნდა გავარჩიოთ ორი სახის რენტგენის გამოსხივება: დამუხრუჭების და მახასიათებელი.

როგორც უკვე იყო აღნიშნული, რენტგენის კვანტები ჩნდებიან იმ ადგილას, სადაც ელექტრონების (ან იონების) ნაკადი ეცემა ანტიკათოდს. თუ მოცემული ანტიკათოდისათვის ელექტრონების ენერგია გარკვეულ V_k კრიტიკულ მნიშვნელობას არ აღემატება, გაჩენილ რენტგენის კვანტებს დამუხრუჭების კვანტებს უწოდებენ. ეს სახელწოდება ამ კვანტებმა მიიღეს იმის გამო, რომ ისინი ჩნდებიან ანტიკათოდზე ელექტრონების დამუხრუჭების შედეგად.



ნახ. 50. რენტგენის მილაკი. K — კათოდი — ელექტრონების წყარო, A — ანოდი, A_k — ანტიკათოდი.

როდესაც ელექტრონი ანტიკათოდის ზედაპირს დაეჯახება, მისი სიჩქარე ნულამდე დავარდება და ელექტრონის კინეტიკური ენერგია, მთლიანად ან ნაწილობრივ, ელექტრომაგნიტური კვანტის ენერგიად გარდაიქმნება. ცდები გვიჩვენებენ, რომ დამუხრუჭების რენტგენის კვანტების სპექტრი უწყვეტია (იხ. ნახ. 51 a და b).

მოკლე ტალღების მხარეს სპექტრს აქვს გარკვეული საზღვარი, რომელსაც მინიმალური ტალღის სიგრძე შეესაბამება:

$$\lambda_{min} = \frac{12{,}345}{V} \text{ Å}.$$

ეს ემპირული თანაფარდობა ადვილად აიხსნება: თუ ელექტრონმა V პოტენციალთა სხვაობა გაირბინა, ის მაქსიმალური სიხშირის რენტგენის კვანტს აღაგზნებს და ადგილი ექნება თანაფარდობას:

$$eV = h\nu_{max} = \frac{hc}{\lambda_{min}}, \quad \text{ანუ} \quad \lambda_{min} = \frac{hc}{Ve}.$$

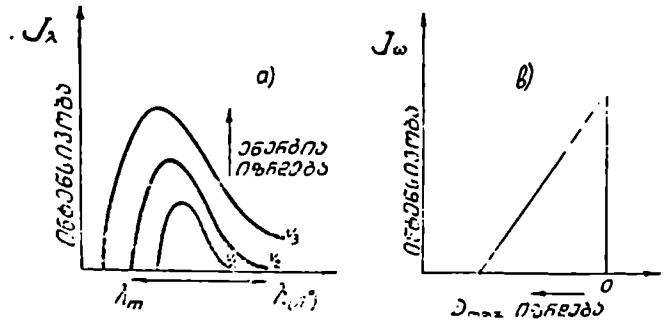
ამ ფორმულაში h-ის, c-ს და e-ს მნიშვნელობები რომ ჩავსვათ, ზემოთ მოყვანილ თანაფარდობას მივიღებთ.

51-ე ნახაზზე ნაჩვენებია რენტგენის კვანტების უწყვეტი სპექტრის ორი სახე: a) დამოკიდებულება გამოსხივებული კვანტების J_λ ინტენ-

სიჯობასა და ტალღის სიგრძეს შორის, ბ) იგივე ინტენსიობის J_ν დამოკიდებულება რხევის სიხშირეზე.

როგორც ნახაზიდან ჩანს, სპექტრს მოკლე ტალღის სიგრძის მხარეს მკვეთრი საზღვარი აქვს, რომელიც ელექტრონების ენერგიის ზრდით, მოკლე ტალღის სიგრძის მხარეს ინაცვლებს. დამუხრუჭების სპექტრი შეიძლება ორი სახით წარმოვიდგინოთ (a და b). ერთი მრუდიდან მეორეზე გადასვლა შეიძლება შემდეგნაირად ჩავატაროთ: რადგანაც $\lambda = \frac{c}{\nu}$, ამიტომ $\frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2}$. ორივე შემთხვევაში გამოსხივების ინტენსივობა ერთნაირია $J_\lambda d\lambda = J_\nu d\nu$, ამიტომ $J_\nu = -\frac{c}{\nu^2} J_\lambda$.

უარყოფითი ნიშანი იმის მაჩვენებელია, რომ სიხშირეთა და ტალღის სიგრძეთა სკალები ერთმანეთის საწინააღმდეგოდ არიან მიმართულნი.



ნახ. 51. დამუხრუჭების უწყვეტი სპექტრი. ა) $J_\lambda = f(\lambda)$, ბ) $J_\nu = f(\nu)$. J გამოსხივებული კვანტების ინტენსიობაა.

ამ ორი მრუდიდან უფრო მოსახერხებელია b მრუდით სარგებლობა, რადგან ის საკმაოდ დიდ დიაპაზონში ინტენსივობასა და სიხშირეს შორის წრფივ დამოკიდებულებას იძლევა. გადახრა წრფივი დამოკიდებულებიდან მხოლოდ ν_{max}-ის სიახლოვეს შეიმჩნევა. წრფის დახრილობა მხოლოდ ანტიკათოდის ნივთიერების Z რიგით ნომერზეა დამოკიდებული:

$$J_\nu = \text{const}\, Z\, (\nu_{max} - \nu). \qquad (4,2)$$

ნახ. 51 ბ-ზე წრფე პუნქტირით 0-მდე არის მიყვანილი (A წერტილამდე). ნახაზიდან ადვილად ვიპოვით დამუხრუჭების გამოსხივების სრულ ინტენსივობას. ის ტოლია $\nu_{max} A 0$ სამკუთხედის ფართის:

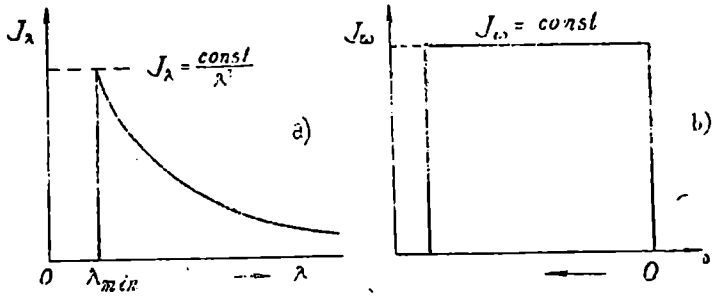
$$J_{სრ} = \text{const}\, Z \frac{\nu_{max}^2}{2}.$$

გაზომვები გვიჩვენებენ, რომ დამუხრუჭების გამოსხივების გამოსავალი ძალიან მცირეა, ის ტოლია:

$$\eta = \frac{\text{რენტგენის სხივების სიმძლავრე}}{\text{ელექტრონების ნაკადის სიმძლავრე}} = 10^{-9}\, ZV \text{ ვოლტ}^{-1}.$$

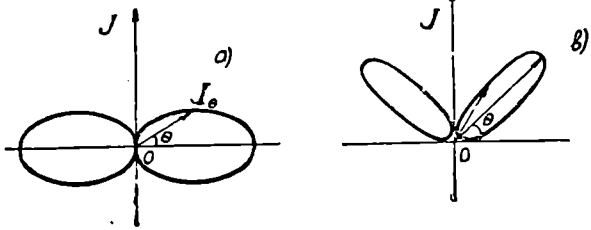
Z ანტიკათოდის ატომური ნომერია.

თუ ანტიკათოდი თხელი ფირფიტისაგანაა გაკეთებული, მაშინ სპექტრული განაწილების სურათი მარტივდება. ამის მაგალითები 52-ე a და b ნახაზებზეა ნაჩვენები. როგორც ამ ნახაზიდან ჩანს, გამო-



ნახ. 52. დამუხრუჭების რენტგენის კვანტების ენერგიის განაწილება თხელი ანტიკათოდის შემთხვევაში.

სხივების ინტენსივობა მკვეთრად იზრდება ნულიდან მაქსიმალურ მნიშვნელობამდე, ამის შემდეგ J_λ მცირდება λ-ს უკუპროპორციულად, ხოლო J_ν მუდმივი რჩება.



ნახ. 53. დამუხრუჭების გამოსხივების კუთხური განაწილება თხელი ანტიკათოდის შემთხვევაში.

თხელი ანტიკათოდის შემთხვევაში გამოსხივების ინტენსივობა გამოსხივების კვანტების მიმართულებაზეა დამოკიდებული. თუ ელექტრონის ენერგია მცირეა, გამოსხივების კუთხური განაწილება დიპოლის გამოსხივების კუთხური განაწილების ანალოგიურია (იხ. ნახ. 53 a) და,

მაშასადამე, რენტგენის კვანტების კუთხური განაწილება შემდეგი ფორმულით გამოისახება:

$$J_0 = \text{const} \cdot \cos^2 \theta.$$

ჩვენ ვხედავთ, რომ გამოსხივების კუთხური განაწილება დამუხრუჭების მიმართულებისადმი სიმეტრიულია.

თუ ელექტრონების სიჩქარე დიდია, გამოსხივების კუთხურ განაწილებაში ჩნდება ასიმეტრია (იხ. ნახ. 53 b). ეს მოვლენა კარგად იხსნება კვანტურ წარმოდგენათა საფუძველზე: დამკვირვებლისათვის, რომელიც ელექტრონთან ერთად მოძრაობს, კუთხური განაწილება დამუხრუჭების მოძრაობის მიმართულების მიმართ სიმეტრიულია; თუკი დამკვირვებელი უძრავია, ელექტრონისა და ფოტონის სიჩქარეები მიმართული ელექტრონის მოძრაობის გასწვრივ, იკრიბებიან. ამიტომ ამ მიმართულებით მოძრავი ფოტონების რიცხვი მეტია და გამოსხივების კუთხურ განაწილებაში ასიმეტრია ჩნდება.

§ 2. მახასიათებელი რენტგენის გამოსხივება. მოზლის კანონი

ჩვენ ზემოთ აღვნიშნეთ, რომ დამუხრუჭების რენტგენის სხივები ჩნდებიან მაშინ, როდესაც მოცემული ანტიკათოდისათვის ელექტრონების ენერგია გარკვეულ კრიტიკულ მნიშვნელობას არ აღემატება. თუ ელექტრონის ენერგიამ კრიტიკულ V_γ მნიშვნელობას მიაღწია ან მას გადააჭარბა, მაშინ უწყვეტ დამუხრუჭების სპექტრში ცალკეული მაქსიმუმები ჩნდება (ნახ. 54). უწყვეტ დამუხრუჭების სპექტრს დაედება ხაზოვანი სპექტრი. გამოსხივებას, რომელიც იძლევა ამ ცალკეული ხაზების თანმიმდევრობას; მახასიათებელი რენტგენის გამოსხივება ეწოდება. ეს სახელწოდება მან იმიტომ მიიღო, რომ ხაზების განლაგება ანტიკათოდის ბუნებაზეა დამოკიდებული ისე, როგორც ოპტიკური სპექტრი იმ ნივთიერებას ახასიათებს, რომლისგანაც არის მიღებული.

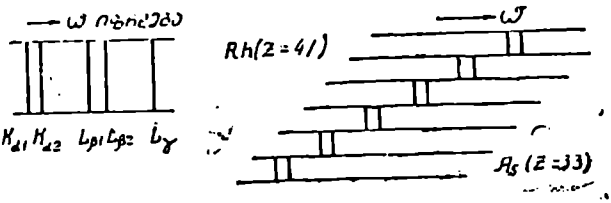
მახასიათებელი რენტგენის სპექტრი ცალკე ხაზებისაგან შედგება. რაც მეტია ელექტრონების ენერგია, მით უფრო მკვეთრია ცალკეული ხაზი. ყოველი ქიმიური ელემენტი, რომლისგანაც დამზადებულია ანტიკათოდი, დამოუკიდებლად იმისა, ის სუფთა მდგომარეობაშია, თუ შედის რომელიმე ქიმიურ შენაერთში, იძლევა მისთვის დამახასიათებელ სპექტრს.

მახასიათებელი რენტგენის სპექტრი პირველად 1908 წელს ბარკლამ აღმოაჩინა.

ოპტიკურ სპექტრთან შედარებით, მახასიათებელი რენტგენის სპექტრი ერთგვაროვანი და მარტივია. ის ოპტიკური სპექტრისაგან განსხვავებით, რომელიც ხშირად მრავალ ხაზს შეიცავს, ძალიან მცირე რაოდე-

ნობის ხაზებისაგან შედგება. ერთი ელემენტიდან მეორეზე გადასვლისას ოპტიკური სპექტრი მკვეთრად იცვლება და გარკვეულ კანონზომიერებას აძლევენებს. რენტგენის მახასიათებელი სპექტრის სახე კი ერთი ელემენტიდან მეორეზე გადასვლისას არ იცვლება; მისთვის დამახასიათებელია მხოლოდ ის, რომ მსუბუქი ელემენტიდან მძიმეზე გადასვლისას სპექტრული ხაზები მოკლე ტალღის სიგრძის მხარეს წაინაცვლებენ ისე, რომ ერთმანეთის მიმართ მდებარეობას არ იცვლიან (ნახ. 54).

რენტგენის მახასიათებელ სპექტრში სპექტრული ხაზები ჯგუფდებიან, ანუ ჩენენ სერიებს. ყველაზე მოკლე ტალღის სიგრძის ხაზებისაგან შემდგარ სერიას K სერიას უწოდებენ. მასზე მეტ ტალღის სიგრძის ხაზებისაგან შემდგარს — L სერიას, შემდეგ M, N სერიებს და ასე შემდეგ. მსუბუქ ელემენტებში K და L სერიები მკაფიოდ მოჩანს, მძიმე ელემენტებში მათ ემატებათ M, N და სხვა სერიები.



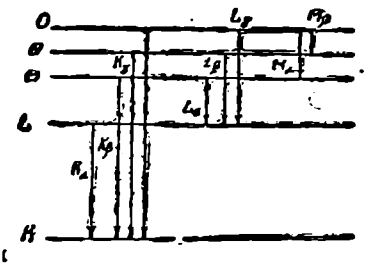
ნახ. 54. რენტგენის მახასიათებელი სპექტრის K ხაზების წანაცვლება As ($Z=33$)-დან Rh ($Z=47$)-მდე.

დაკვირვებები გვიჩვენებენ, რომ რენტგენის სპექტრის სერიების ბუნებრივი გაგრძელება ოპტიკური სპექტრი უნდა იყოს, მაგრამ ოპტიკური სპექტრის ხაზების აღგზნება სრულიად სხვა პირობებში ხდება.

ყველა ამ სერიათა შორის ყველაზე მარტივი სახე K სერიის ხაზებს აქვთ. ეს სერია შედგება მხოლოდ სამი ხაზისაგან, რომელთაც ჩვეულებრივად K_α, K_β და K_γ ასოებით აღნიშნავენ. K_α ხაზს ყველაზე გრძელი ტალღის სიგრძე ეთანადება და ამავე დროს ყველაზე კაშკაშაა. ის შედგება ახლოს მდებარე $K_{\alpha 1}$ და $K_{\alpha 2}$ ორი ხაზისაგან (დუბლეტი). K_β-ც დუბლეტს წარმოადგენს. K_γ ხაზი ყველაზე მოკლე ტალღის სიგრძეს შეესაბამება (იხ. ნახ. 54 b).

რენტგენის მახასიათებელი სპექტრების ბუნება კოსელმა (1917 წელს) შეისწავლა. კოსელმა ხაზებს შემდეგი ინტერპრეტაცია მისცა: ელექტრონები ატომის გარსებში არიან დაჯგუფებულნი. გარსებს მისცა სახელწოდებანი K, L და ასე შემდეგ. ატომში ყველაზე მჭიდროდ K გარსის ელექტრონები არიან დაბმული, შემდეგ L გარსის და ასე შემდეგ. 55-ე ნახაზზე ჰორიზონტალური ხაზებით სათანადო ელექტრონების ენერგეტიკული დონეებია ნაჩვენები.

კოსელის თანახმად, K სერიის ხაზების გაჩენა ასე უნდა გვესმოდეს: ატომთან საკმაო ენერგიის კვანტის ურთიერთქმედების შედეგად მისი K შრიდან ელექტრონი ამოიტყორცნება. ამისათვის საჭიროა გარკვეული მინიმალური ენერგია. ატომმა შეიძლება შთანთქოს ნებისმიერი ენერგია, რომელიც ამ მინიმუმს აღემატება; ამის შედეგად შთანთქმის სპექტრში მკვეთრად გამოხატული საზღვარი გაჩნდება. შთაინთქმება ყველა ტალღის სიგრძის გამოსხივება, რომელიც ზღვრულ მნიშვნელობაზე ნაკლებია. შთანთქმის ის სპექტრული ხაზები კი, რომელნიც სპექტრის ხილულ ნაწილში მდებარეობენ, რენტგენის დიაპაზონში არ ჩანან.



ნახ. 55. მახასიათებელი რენტგენის სპექტრის დონეები, რომელთა შორის ხდება გადასვლები და სათანადო სპექტრული ხაზების გაჩენა.

თუ K გარსიდან ელექტრონი ამოიტყორცნა, განთავისუფლებულ ადგილას შეიძლება L ან M შრიდან გადავიდეს ელექტრონი, რასაც თან სდევს სათანადო ენერგიის კვანტის გამოსხივება და გაჩნდება K_α, K_β... სპექტრული ხაზები. ანალოგიურ მოვლენას აქვს ადგილი სხვა დონეებზე ელექტრონების გადასვლის შემთხვევაში.

1913 წელს, მოზლიმ ექსპერიმენტულად დაადგინა კანონი K ხაზებისათვის, რომელიც მოზლის კანონის სახელწოდებით არის ცნობილი:

$$\bar{\nu} = R(Z-a)^2\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right) \qquad (4,3)$$

$\bar{\nu}$ სათანადო K სერიის ხაზის ტალღური რიცხვია, R — რიდბერგის მუდმივა, a კოეფიციენტს ეკრანირების მუდმივას უწოდებენ. ის ყველა ელემენტისათვის მუდმივია და ტოლია ერთის ან ნულის. Z ელემენტის ატომური ნომერია.

მოზლის კანონიდან გამომდინარეობს, რომ რენტგენის სპექტრში თერმებს ისეთივე სახე აქვთ, როგორც წყალბადის სპექტრის თერმებს, მხოლოდ წყალბადისაგან განსხვავებით, ბირთვის მუხტი ეკრანირებულია. ეს ნიშნავს შემდეგს: იმის გამო, რომ ბირთვის მუხტი დიდია, მის ახლოს მდებარე ელექტრონები მასთან ძლიერად არიან დაბმული; ამიტომ ბირთვის ირგვლივ ისე მოძრაობენ, როგორც წყალბადის ატომში. დანარჩენი ელექტრონები მათ მოძრაობაზე უმნიშვნელო გავლენას ახდენენ. ამიტომ თერმების განლაგებას იგივე სახე აქვს, როგორც ტუტეთვანი ლითონების ატომებში.

K გარსის ელექტრონებს უნდა დავუკავშიროთ მთავარი კვანტური რიცხვი $n=1$, L გარსის ელექტრონებს $n=2$ და ასე შემდეგ. დაკვირვება გვიჩვენებს, რომ K დონე ერთჯერადია — სინგლეტია, L დონე სამჯერადი — ტრიპლეტი, M დონე ხუთჯერადია.

მოზლის კანონი შეიძლება მრავალი მნიშვნელოვანი საკითხის გადაწყვეტად გამოვიყენოთ. ამ კანონის საშუალებით შეიძლება გამოვთვალოთ ელემენტების ატომური ნომრები.

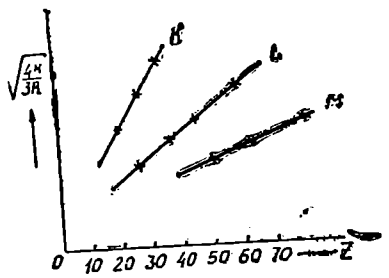
(4,3) ფორმულიდან ადვილად მივიღებთ:

$$\sqrt{\frac{\bar{\nu}}{3/4R}}=Z-a. \qquad (4,4)$$

ამრიგად, K სპექტრული ხაზების ტალღური რიცხვიდან აღებული კვადრატული ფესვი ელემენტის ატომური ნომრის პირდაპირპროპორციულია.

ანალოგიურ დამოკიდებულებას აქვს ადგილი L და M სპექტრული ხაზებისათვის. $\sqrt{\frac{4\bar{\nu}}{3R}}$ პარამეტრსა და ატომურ ნომერს შორის წრფივი დამოკიდებულება 56-ე ნახაზზეა ნაჩვენები.

მოზლის დიაგრამა პერიოდულ სისტემაში ელემენტების სწორად განლაგების საშუალებას გვაძლევს. მაგალითად, შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ კობალტის Co ($Z=27$) ატომური ნომერი ნაკლებია, ვიდრე ნიკელის Ni ($Z=28$), მიუხედავად იმისა, რომ კობალტის ატომური მასა Co ($A=58{,}95$) მეტია ნიკელისაზე Ni ($A=58{,}69$).



ნახ. 56. მოზლის დიაგრამა. $\sqrt{\bar{\nu}}=f(Z)$ ფუნქციის სახე.

მოზლის კანონის საშუალებით შეგვიძლია პერიოდულ სისტემაში ახალი, უცნობი ელემენტის დადგენა. მაგალითად, ამ კანონის საშუალებით ნაწინასწარმეტყველევი იყო ჰაფნიუმის Hf ($Z=72$) არსებობა ბუნებაში, რომელიც 1924 წელს აღმოჩენილი იყო ხევეშის მიერ. რენტგენის სპექტრების ბუნების დადგენაში დიდი როლი შეასრულა ბორის მარტივმა თეორიამ.

მახასიათებელი რენტგენის სპექტრების K, L, M სერიების ტალღურ რიცხვთა გაზომვის საშუალებით ელემენტების ატომური ნომრის გაზომვა უზუსტეს მეთოდად ითვლება.

§ 3. რენტგენის სხივების შთანთქმა და გაბნევა ნივთიერებაში

1. რენტგენის სხივების შთანთქმა

რენტგენის სხივების გავლისას ნივთიერ გარემოში კვანტები ურთიერთქმედებენ გარემოს ატომებთან და მოლეკულებთან, რის შედეგადაც ხდება ატომების მიერ კვანტების ან სრული შთანთქმა, ან ნაწილობრივ შთანთქმა და ნაწილობრივ გაბნევა, რაც იწვევს ნაკადის ინტენსივობის შემცირებას. რენტგენის სხივების ინტენსივობის შემცირების კანონი ისეთივეა, როგორც ულტრაიისფერი გამოსხივების შემთხვევაში მას ექსპონენციალური სახე აქვს:

$$dJ = -\mu dx, \quad \text{ანუ} \quad J = J_0 e^{-\mu x}. \tag{4,5}$$

dJ ინტენსივობის უსასრულო მცირე ცვლილებაა dx სისქის შრეში. J_0 საწყისი ინტენსივობაა, μ — ნაკადის შესუსტების წრფივი კოეფიციენტი.

(4,5) ფორმულიდან ჩანს, რომ μ-ს განზომილება არის $სმ^{-1}$. ცხადია, μ ნივთიერების მასაზე უნდა იყოს დამოკიდებული ის, რომ მასაზე დამოუკიდებელი გახდეს, შემოღებულია სიდიდე, რომელსაც მასიური კოეფიციენტი ეწოდება: $\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$, ρ ნივთიერების სიმკვრივეა. ამ სიდიდის შემოღებით (4,5) ფორმულა შემდეგნაირ სახეს მიიღებს:

$$J = J_0 e^{-\frac{\mu}{\rho}\rho x} = J_0 e^{-\mu m \rho x}, \tag{4,6}$$

ρx არის 1 $სმ^2$-ის კვეთის და x სიგრძის სვეტის მქონე ნივთიერების მასა. მასიური კოეფიციენტის განზომილება იქნება $სმ^2/გ$. თუ $\rho x = 1$, მაშინ $J = J_0 e^{-\frac{\mu}{\rho}}$, მაშასადამე, მასიური კოეფიციენტი გვიჩვენებს, თუ რამდენჯერ შეამცირებს გამოსხივების ინტენსივობას 1 $სმ^2$-ზე მოსული ერთი გრამი ნივთიერება.

ხშირად, განსაკუთრებით თეორიული გამოთვლების დროს, ნივთიერებაში გავლისას რენტგენის გამოსხივების ინტენსივობის შემცირებას ატომური შესუსტების კოეფიციენტით ახასიათებენ, რომელიც ტოლია $\mu_a = \mu_m \frac{A}{N_A}$, სადაც A ნივთიერების ატომური მასაა, N_A — ავოგადროს რიცხვია.

შესუსტების ატომური კოეფიციენტის განზომილება კვეთის განზომილებას ემთხვევა და იზომება $სმ^2$-ში.

რენტგენის გამოსხივების ინტენსივობის შემცირება, ნივთიერებაში

გავლისას, ძირითადად ორი მიზეზითაა გამოწვეული. პირველი მიზეზია ატომის ან მოლეკულის მიერ კვანტის სრული შთანთქმა. შთანთქმის შედეგად კვანტი ნაკადიდან გამოითიშება და გამოსხივების ინტენსივობა შემცირდება. შთანთქმის ამ სახეს ფოტოელექტრული შთანთქმა ეწოდება. მეორე მიზეზია ატომის ან მოლეკულის მიერ კვანტის გაბნევა. ასეთი ურთიერთქმედების შედეგად კვანტი იცვლის მიმართულებას და ისევ გამოდის ნაკადიდან, ეს კი იწვევს ნაკადის ინტენსივობის შემცირებას. ნაკადის ნივთიერებაში გავლისას ამ ორ პროცესს ერთდროულად აქვს ადგილი.

ფოტოელექტრული შთანთქმის უმარტივესი სახე, ოპტიკურ დიაპაზონში, ცნობილი მოვლენაა. ლითონის ზედაპირიდან, რომელიც მრავალ თავისუფალ ელექტრონს შეიცავს, ხილული ან ულტრაიისფერი სხივების ზემოქმედებით, ამოიტყორცნებიან ელექტრონები. ოპტიკიდან ცნობილია, რომ კლასიკურმა თეორიამ ეს მოვლენა ვერ ახსნა, მისი გაგება მხოლოდ კვანტურ წარმოდგენათა საფუძველზე მოხერხდა (1905 წ. აინშტაინი).

არალითონების შემთხვევაში, სადაც ელექტრონები დაკავშირებულნი არიან ატომებთან, ფოტოეფექტს აგრეთვე აქვს ადგილი, მხოლოდ აქ კვანტი ენერგიას გადასცემს ატომის ელექტრონს, რომელიც ატომიდან ამოიტყორცნება ენერგიით $E_k = h\nu = |E_i + A|$, სადაც E_i ატომის იონიზაციის პოტენციალია, A გამოსვლის მუშაობაა.

განსაკუთრებით ძლიერ ფოტოეფექტს იწვევს რენტგენის და γ სხივები, რომელთა კვანტის ენერგია მნიშვნელოვნად აღემატება ოპტიკური კვანტის ენერგიას.

ემპირიულად იქნა დადგენილი, რომ რენტგენის სხივების ატომური შთანთქმის კოეფიციენტი ძლიერად არის დამოკიდებული ატომურ ნომერზე Z და კვანტის ენერგიაზე ν:

$$\mu_a = B\frac{Z^4}{\nu^3}.$$

ეს ფორმულა გვიჩვენებს, რომ რენტგენის კვანტების შთანთქმა სწრაფად იზრდება ატომური ნომრის ზრდით, ხოლო კვანტების ენერგიის ზრდა შთანთქმის კოეფიციენტის შემცირებას იწვევს. ეს ემპირიული კანონი კარგად იქნა დასაბუთებული კვანტური თეორიით.

რენტგენის კვანტების შთანთქმა წმინდა ატომურ პროცესს წარმოადგენს. მოლეკულაში შემავალი ელემენტების ატომური შთანთქმის კოეფიციენტები ადიტიურად იკრიბებიან და იძლევიან შთანთქმის მოლეკულურ კოეფიციენტს. ეს თვისება სხვადასხვა ქიმიურ შენაერთთა მოლეკულური შთანთქმის კოეფიციენტის გამოთვლის შესაძლებლობას იძლევა.

2. რენტგენის სხივების გაბნევა

რენტგენის სხივების გაბნევა იმ მოვლენათა რიცხვს ეკუთვნის, რომლებშიაც ნათლად ჩანს ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ორგვარი, როგორც კვანტური, ისე ტალღური ბუნება.

არსებობს რენტგენის კვანტების გაბნევის ორი სახე, რომლებიც ერთმანეთისაგან მკვეთრად განსხვავდებიან. გაბნევის პირველ სახეს შეიძლება წმინდა გაბნევა ვუწოდოთ. რენტგენის კვანტი ატომთან ურთიერთქმედებისას იცვლის მიმართულებას, მაგრამ ისე, რომ მისი ენერგია უცვლელი რჩება. ასეთი სახის გაბნევას დრეკადი, ანუ კოჰერენტული ეწოდება. გაბნევის ეს სახე პირველად ჯ. ტომსონმა შეისწავლა, ამიტომ მას ხშირად ტომსონის გაბნევას უწოდებენ.

გაბნევის მეორე სახე იმაში მდგომარეობს, რომ კვანტი ატომთან ურთიერთქმედების დროს მას თავისი ენერგიის მხოლოდ ნაწილს გადასცემს. ამის შედეგად კვანტის ენერგია (სიხშირე) შემცირდება და ის შემცირებული ენერგიით გაიბნევა. ამგვარად გაბნეული კვანტების ენერგია, ანუ სიხშირე მცირდება, ხოლო ტალღის სიგრძე იზრდება. ასეთ გაბნევას კომპტონის გაბნევას უწოდებენ.

რენტგენის სხივების გაბნევა საგრძნობლად განსხვავდება ხილული სხივების გაბნევისაგან. როგორც ოპტიკიდან ცნობილია, ელექტრომაგნიტური სპექტრის ოპტიკურ ნაწილში (10^{-5} სმ-ის რიგის ტალღის სიგრძე), გაბნევა რელეის კანონს ექვემდებარება. რელეის კანონის თანახმად, გაბნევის კოეფიციენტი ტალღის სიგრძის მეოთხე ხარისხის უკუპროპორციულია. რენტგენის სხივებისათვის, სადაც ტალღის სიგრძე ატომის რიგისაა (10^{-8} სმ), გაბნევას სულ სხვა ხასიათი აქვს.

ატომის ელექტრონზე რენტგენის სხივების გაბნევა, როგორც აღვნიშნეთ, ჯ. ტომსონმა შეისწავლა და საკითხი კლასიკური კანონების საფუძველზე განიხილა.

წარმოვიდგინოთ, რომ ატომის ელექტრონს ბრტყელი ელექტრომაგნიტური ტალღა ეცემა. რადგანაც ელექტრომაგნიტური ტალღის ენერგია ატომში ელექტრონის ბმის ენერგიაზე გაცილებით მეტია, ელექტრონი შეიძლება განვიხილოთ როგორც თავისუფალი. ელექტრომაგნიტური ტალღის ზეგავლენით, ელექტრონი იწყებს რხევას, რის შედეგადაც ის გამოასხივებს იმავე სიხშირის ტალღას (გაბნეული ელექტრომაგნიტური ტალღა) (იხ. ნახ. 57).

თუ ელექტრომაგნიტური ველის ელექტრულ ვექტორს **E**-თი აღვნიშნავთ, ხოლო ელექტრონის აჩქარებას **a**-თი, შეიძლება დავწეროთ:

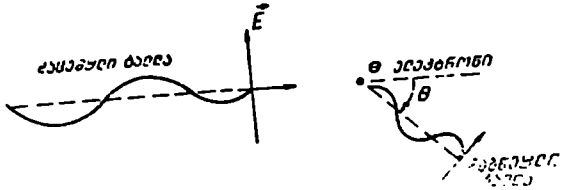
$$e\mathbf{E} = m\mathbf{a}, \quad \text{ანუ} \quad \mathbf{a} = \frac{e\mathbf{E}}{m}. \tag{4,7}$$

მეორე მხრივ, ენერგია, რომელსაც ერთ წამში აჩქარებულად მერხევი სხეული გამოასხივებს, იქნება:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{2}{3}\,\frac{e^2}{c^3}\,a^2. \qquad (4,8)$$

ე. ი. ერთ წამში ელექტრონის მიერ გამოსხივებული საშუალო ენერგია არის:

$$\overline{\frac{dW}{dt}} = \frac{2}{3}\,\frac{e^4}{c^3 m^2}\,\overline{E^2}. \qquad (4,9)$$



ნახ. 57. გაბნეული ელექტრომაგნიტური ტალღა.

და გაბნევის ატომური კოეფიციენტი, ანუ რაც იგივეა, ტომსონის გაბნევის კვეთა იქნება:

$$\sigma_T = \frac{1 \text{ წამში გამოსხივებული ენერგია}}{1 \text{ წამში დაცემული ენერგია}} = \frac{dW/dt}{I}, \qquad (4,10)$$

სადაც $I = \frac{E^2 c}{4\pi}$ დაცემული ტალღის ინტენსივობაა გაზომილი ერგ/წმ · სმ² ერთეულებში. თუ ჩავსვამთ $\frac{dW}{dt}$-ს მნიშვნელობას, მივიღებთ:

$$\sigma_T = \frac{dW/dt}{I} = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right) = \frac{8\pi}{3}\,r_e =$$

$$= 0{,}66 \cdot 10^{-24} \text{ (სმ}^2 \cdot \text{ერთ ელექტრონზე)}. \qquad (4,11)$$

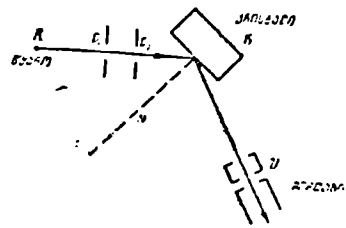
$r_e = \frac{e^2}{mc^2}$ ელექტრონის კლასიკური რადიუსი ეწოდება, რომელიც ტოლია 2,8 . 10^{-13} სმ.

როგორც ვხედავთ, ტომსონის თანახმად, რენტგენის სხივების გაბნევის კვეთა არ არის დამოკიდებული არც ტალღის სიხშირეზე (ენერგიაზე) და არც გამბნევი ნივთიერების ატომურ ნომერზე. ის მუდმივი სიდიდეა და ერთნაირია ყველა ნივთიერებისათვის. ამის გარდა, გაბნევის დროს რენტგენის სხივების ტალღის სიგრძე არ იცვლება.

ამ ფორმულის ექსპერიმენტულმა შემოწმებამ გვიჩვენა, რომ მართლაც, რბილი რენტგენის სხივებისათვის ეს კანონი მართლდება; განსა-

კუთრებით კარგი თანხვდენაა თეორიასთან მსუბუქი ნივთიერებებისათვის. რაც შეეხება ხისტი რენტგენის სხივებისათვის, ექსპერიმენტს და თეორიას შორის შეუსაბამობამ იჩინა თავი.

პირველი დაკვირვებიდანვე, ხისტი რენტგენის სხივების და განსაკუთრებით γ სხივების გაბნევისას, გაბნეულ სხივებში შემჩნეულ იქნა ისეთი სხივები, რომელთა ტალღის სიგრძე დაცემული სხივების ტალღის სიგრძეს აღემატება.

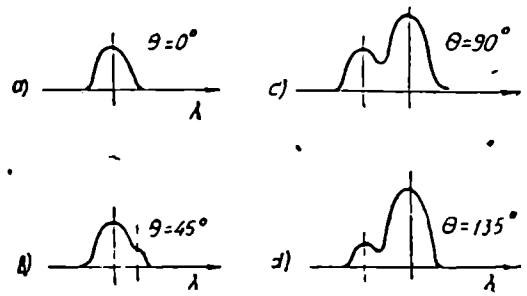


ნახ. 58. კომპტონის ცდის სქემა.

ხისტი რენტგენის სხივების გაბნევა 1922 წელს შეისწავლა კომპტონმა.

კომპტონის ცდის სქემა 58 ე ნახაზზეა ნაჩვენები. R წყაროდან გამომავალი ხისტი რენტგენის სხივების ნაკადი D დიაფრაგმის გავლის შემდეგ ეცემა კრისტალს. გაბნეული ნაკადის სპექტრული განაწილება დაიმზირება J საიონიზაციო კამერით.

ცდის შედეგად გამოტანილ იქნა შემდეგი დასკვნები: 1. გაბნეულ ნაკადში, დაცემული (პირველადი) ნაკადის ტალღის სიგრძის სხივებთან ერთად, გვხვდება დიდი ტალღის სიგრძის მქონე სხივები. 2. გაბნევის



ნახ. 59. რენტგენის სხივების გამოსხივების K_α ხაზი. a) ინტენსივობის განაწილება პირველად ნაკადში. b, c, d ინტენსივობის განაწილება $\theta = 45°$, $90°$ და $135°$-ით გაბნევისას.

კუთხის ზრდით დიდი ტალღის სიგრძის მქონე სხივების ტალღის სიგრძე იზრდება, ხოლო პირველადი ნაკადის ტალღის სიგრძის მქონე სხივების ინტენსივობა მცირდება.

ტალღური თეორიის საფუძველზე კომპტონის ცდის შედეგების ახსნა ვერ მოხერხდა. ეს შედეგები ადვილად აიხსნება, თუ დავუშვებთ, რომ გამოსხივებას კვანტური ბუნება აქვს.

ამ მოვლენის კვანტური თეორია კომპტონის მიერ იქნა დამუშავებული და ამიტომ მას კომპტონის ეფექტს უწოდებენ.

ამ მოვლენის შინაარსი შემდეგში მდგომარეობს: რენტგენის კვანტი ეცემა ატომის თავისუფალ ელექტრონს ($E_i \ll h\nu$). ურთიერთქმედება უნდა აღიწეროს ენერგიისა და იმპულსის შენახვის კანონების ერთდროული დაცვით. დავუშვათ, რომ ელექტრონი, რომელზედაც ეცემა $h\nu$ ენერგიის და $\frac{h\nu}{c}$ იმპულსის მქონე კვანტი, უძრავია. დაჯახების შედეგად ელექტრონი იღებს იმპულსს $m\nu$, სადაც $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$, ხოლო გაბნეული კვანტის იმპულსი არის $\frac{h\nu'}{c}$.

გამოვიყენოთ ენერგიისა და იმპულსის შენახვის კანონები. ენერგიის შენახვის კანონის თანახმად,

$$h\nu + m_0 c^2 = h\nu' + \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad \left(\beta = \frac{v}{c}\right) \tag{4,12}$$

$m_0 c^2$ ელექტრონის უძრაობის ენერგიაა. (4,12) ფორმულა შეიძლება შემდეგნაირად გადავწეროთ:

$$h\nu + m_0 c^2 = h\nu' + mc^2. \tag{4,13}$$

იმპულსის შენახვის კანონის თანახმად, შეიძლება დავწეროთ:

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} + m\nu. \tag{4,14}$$

(4,13) ფორმულა სკალარულ განტოლებას წარმოადგენს, ხოლო (4,14) ფორმულა ვექტორულია. ეს უკანასკნელი შეიძლება ორი სკალარული განტოლებით შევცვალოთ, თუ მას კოორდინატთა ღერძებზე პროექციებით გამოვხატავთ. მაგრამ უფრო მიზანშეწონილია შემდეგნაირად მოვიქცეთ:

(4,14) ვექტორული განტოლება გვაძლევს EAB სამკუთხედს (ნახ. 60). ამ სამკუთხედიდან შეიძლება დავწეროთ:

$$m^2 v^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2h^2 \frac{\nu\nu'}{c^2} \cos\theta,$$

ანუ

$$m^2 v^2 c^2 = (h\nu)^2 + (h\nu')^2 - 2h^2\nu\nu' \cos\theta. \tag{4,15}$$

(4,13) განტოლება ასე გადავწეროთ: $mc^2 = h(\nu' - \nu) + m_0 c^2$. ავიყვანოთ ეს უკანასკნელი კვადრატში და გამოვაკლოთ მას (4,15) ფორმულა:

$$m^2 c^4 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = m_0^2 c^4 - 2h^2 \nu' \nu (1 - \cos\theta) + $$

$$+ 2m_0 c^2 h (\nu' - \nu). \qquad (4,16)$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ $m_0^2 = m^2(1 - \beta^2)$ და (4,16) ფორმულაში მარტივ გარდაქმნებს ჩავატარებთ, მივიღებთ:

$$c(\nu' - \nu_0) = \frac{h}{m_0 c} \nu' \nu (1 - \cos\theta), \qquad (4,17)$$

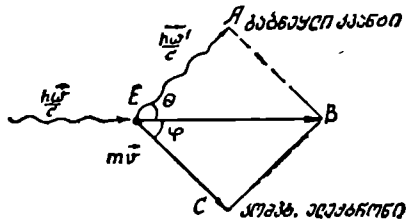
ანუ

$$\frac{c}{\nu} - \frac{c}{\nu'} = \frac{h}{m_0 c}(1 - \cos\theta).$$

აქედან:

$$\nu = \frac{\nu_0}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2}(1 - \cos\theta)} = \frac{\nu_0}{1 + 2\frac{h\nu}{m_0 c^2}\sin^2\frac{\theta}{2}}. \qquad (4,18)$$

ეს ფორმულა გამოხატავს გაბნევის შედეგად მიღებულ ტალღების სიხშირეს.



ნახ. 60. კომპტონის გაბნევის სქემა.

(4,17) და (4,18) ფორმულებიდან, თუ მივ-ღებთ მხედველობაში, რომ $\lambda = \frac{c}{\nu}$ და $\lambda' = \frac{c}{\nu'}$, ტალღის სიგრძის ცვლილება იქნება:

$$\lambda' - \lambda = \Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c}(1 - \cos\theta) = 2\frac{h}{m_0 c}\sin^2\frac{\theta}{2}. \qquad (4,19)$$

ამ ფორმულიდან ჩანს, რომ სამი უნივერსალური მუდმივისაგან შემდგარი პარამეტრი $\frac{h}{m_0 c}$, კომპტონის გაბნევის დროს მნიშვნელო-

ვან როლს ასრულებს, ამ სიდიდეს კომპტონის ტალღის სიგრძეს უწოდებენ ელექტრონისათვის. ის ტოლია $\lambda_k = \frac{h}{m_0 c} = 0{,}0242\,\text{Å}$. ეს ისეთი კვანტის ტალღის სიგრძეა, რომლის ენერგია ელექტრონის უძრაობის ენერგიის, $(m_0 c^2)$-ის ტოლია.

საბოლოოდ, კომპტონის გაბნევისას კვანტის ტალღის სიგრძის ცვლილებისათვის მივიღებთ:

$$\Delta\lambda = 0{,}048 \sin^2 \frac{\theta}{2}. \qquad (4{,}20)$$

მაშასადამე, ტალღის სიგრძის ცვლილება გაბნევის კუთხეზეა დამოკიდებული. თუ $\theta = 0$, მაშინ $\Delta\lambda = 0$. ტალღის სიგრძე მაქსიმალურ ცვლილებას განიცდის, როდესაც $\theta = \pi$, მაშინ $\Delta\lambda = 2\frac{h}{m_0 c}$.

ის გარემოება, რომ გაბნეულ სხივებში გვხვდება დაცემული სხივების სიხშირის ხაზები, განხილული თეორიიდან არ გამომდინარეობს. ჩვენ მიერ განხილული თეორია იმ დაშვებას ეყრდნობა, რომ რენტგენის კვანტი ურთიერთქმედებს ატომის თავისუფალ ელექტრონთან. ეს მოსაზრება სამართლიანია მსუბუქი ატომებისათვის და აგრეთვე პერიფერიული ელექტრონებისათვის, რომელთა ბმის ენერგია ატომში მცირეა კვანტის ენერგიასთან შედარებით. მხოლოდ ასეთი ელექტრონები შეიძლება თავისუფალ ელექტრონებად ჩავთვალოთ. შინაგანი ელექტრონები კი, განსაკუთრებით მძიმე ატომებში, იმდენად ძლიერად არიან დაკავშირებულნი ბირთვებთან, რომ მათი მიჩნევა თავისუფალ ელექტრონებად უკვე აღარ შეიძლება. ამ შემთხვევაში, კვანტი ურთიერთქმედებისას ენერგიას და იმპულსს გადასცემს უკვე არა ცალკეულ ელექტრონს, არამედ მთელ ატომს. რადგანაც ატომის მასა კვანტის მასას გაცილებით აღემატება, ენერგიისა და იმპულსის შენახვის კანონების თანახმად, კვანტი ატომს ენერგიას და იმპულსს აღარ გადასცემს და მისი ენერგია და იმპულსი უცვლელი რჩება. ადგილი ექნება კვანტის გაბნევას ელექტრონზე.

აღნიშნულ მოსაზრებათა საფუძველზე, ჩვენ შეგვიძლია გამბნევი ატომების მასების მიხედვით, ხარისხობრივად მაინც, შევაფასოთ შეცვლილი და შეუცვლელი ხაზების ინტენსივობანი. მძიმე ატომებში მხოლოდ პერიფერიული ოპტიკური ელექტრონები არიან სუსტად ბმული. ამიტომ უნდა ველოდოთ, რომ ატომური ნომრის ზრდით, შეცვლილი სიხშირის ხაზის ინტენსივობა უნდა მცირდებოდეს, ხოლო შეუცვლელი სიხშირის ხაზის ინტენსივობა კი იზრდებოდეს. სწორედ ამ სურათს იძლევა ექსპერიმენტი.

ანალოგიურ მოსაზრებათა საფუძველზე, შეიძლება დამტკიცდეს, რომ რბილი (მცირე ენერგიის) რენტგენის სხივების შემთხვევაში და მით უმეტეს ულტრაიისფერ და ხილულ გამოსხივებათა დიაპაზონში, კომპტონის გაბნევას ადგილი არა აქვს.

ახლა განვიხილოთ კომპტონის გაბნევის შედეგად გაჩენილი ელექტრონები. ასეთ ელექტრონებს კომპტონის ელექტრონები ეწოდებათ. შევაფასოთ კომპტონის ელექტრონების ენერგია.

ელექტრონის მიერ მიღებული ენერგია E_k უნდა იყოს $h\nu - h\nu' = h\Delta\nu$: მაშასადამე, E_k-ს შეფარდება დაცემულ კვანტის ენერგიასთან იქნება:

$$\frac{E_k}{h\nu} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\lambda + 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}}, \qquad (4,21)$$

სადაც $\Lambda = \frac{h}{m_0 c}$ კომპტონის ტალღის სიგრძეა.

აქედან ჩანს, რომ კვანტის ენერგიის ზრდით, ენერგიის წილი, რომელსაც კვანტი გადასცემს ელექტრონს, იზრდება. მართლაც, როდესაც $\lambda = 10\Lambda = 0{,}24\,\text{Å}$ (ხისტი რენტგენის სხივები) და $\theta = \frac{\pi}{2}$, მაშინ $\frac{E_k}{h\nu} \sim \frac{1}{11}$,

γ სხივების დიაპაზონში, როდესაც $\lambda = \Lambda = 0{,}024\,\text{Å}$ და $\theta = \frac{\pi}{2}$,

მაშინ $\frac{E_k}{h\nu} \sim 2$. მაშასადამე, რბილი რენტგენის სხივების არეში, უკუცემის ელექტრონი კვანტებთან დაჯახებისას ენერგიის უმნიშვნელო ნაწილს იღებს. ეს ფოტოელექტრონებისა და კომპტონის ელექტრონების ერთმანეთისაგან გარჩევის საშუალებას იძლევა.

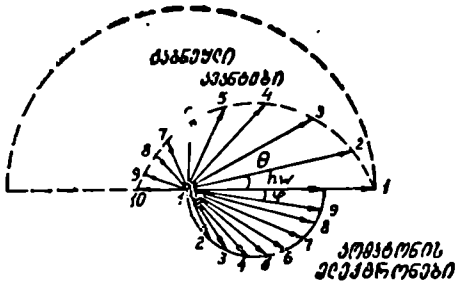
61-ე ნახაზზე ნაჩვენებია პოლარული დიაგრამა (დებაის დიაგრამა), რომელიც ნათლად გვიჩვენებს დაცემული კვანტის ენერგიის განაწილებას გაბნეულ კვანტზე ($h\nu'$) და უკუცემის ელექტრონზე (E_k). დიაგრამა ხისტი რენტგენის სხივებისთვისაა დახაზული, რომელთათვის $\lambda = \Lambda$. ამიტომ ელექტრონისათვის გადაცემული ენერგია E_k, საწყისი კვანტის ენერგიის მნიშვნელოვან ნაწილს შეადგენს.

კომპტონის მიერ მიღებული შედეგები შემოწმებულ იქნა როგორც თვით კომპტონის, ისე სხვა მკვლევართა მიერ. თეორიული შედეგები სრულიად ეთანხმება ცდებს.

კომპტონმა ექსპერიმენტულად შეამოწმა $\Delta\lambda$ და θ შორის დამოკიდებულება. მის მიერ რეგისტრირებული იყო კომპტონის (გაბნეული) ელექტრონების კვალი ვილსონის კამერაში. ამას გარდა, მან ექსპერი-

მენტულად მიიღო კვანტის გაბნევის φ კუთხეს და ელექტრონის გადახრის კუთხეს შორის დამოკიდებულება. ყველა შედეგი კარგად დაემთხვა თეორიულ წინასწარმეტყველებას.

დაბოლოს, ბოტემ და გაიგერმა შეისწავლეს რენტგენის სხივების გაბნევა წყალბადზე. კომპტონის ელექტრონის გაჩენის მომენტს აღრიცხავდნენ გაიგერის მთვლელით, მეორე მთვლელი აღნიშნავდა გაბნეული კვანტის გაჩენის მომენტს. მათ ზედმიწევნით ზუსტად დაადგინეს, რომ ელექტრონისა და გაბნეული კვანტის გაჩენა ერთდროულად ხდე-



ნახ. 61. გაბნეული კვანტებისა და უკუცემის ელექტრონების ენერგიების განაწილების პოლარული დიაგრამა (დებაის დიაგრამა).

ბა. 1936 წელს ანალოგიური ცდები, მხოლოდ გაუმჯობესებული ხელსაწყოებით, ჩაატარეს იაკობსენმა და ბოტემ. შედეგი იგივე აღმოჩნდა.

ამრიგად, კომპტონის გაბნევა ნათლად ამტკიცებს იმას, რომ რენტგენის კვანტები იქცევიან ისე, როგორც ნამდვილი ნაწილაკები — მათ აქვთ გარკვეული ენერგია და იმპულსი. ამ შედეგების ახსნა კლასიკური თეორიით აბსოლუტურად გაუმრიცხულია.

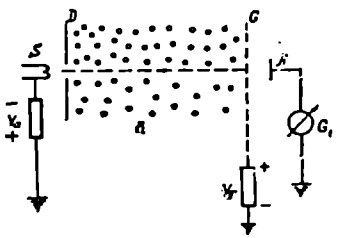
თავი 5

ატომების ენერგეტიკული მდგომარეობანი

§ 1. ფრანკისა და ჰერცის ცდები

1. ელექტრონების დრეკადი და არადრეკადი დაჯახება ატომებთან

ბორის კვანტურმა პოსტულატებმა პირდაპირი დასაბუთება პოვეს ფრანკისა და ჰერცის ცდებში. ამ ცდების ძირითადი იდეა შემდეგში მდგომარეობს: ნელი ელექტრონებით ხდება გაიშვიათებული გაზის ატომების დაყუმბარება და დაჯახებამდე და დაჯახების შემდეგ იზომება ელექტრონების ენერგეტიკული განაწილება. თუ ელექტრონის დაჯახება ატომთან დრეკადია, ის ენერგიას პრაქტიკულად არ კარგავს და აღწევს ანოდს. დაჯახებისას ატომი ენერგიას არ იღებს. თუ დაჯახება არადრეკადია, მაშინ ელექტრონი დაჯახებისას ან მთლიანად, ან ნაწილობრივ, გადასცემს ატომს თავის ენერგიას და ამიტომ ანოდს ველარ მიაღწევს.



ნახ. 62. ფრანკისა და ჰერცის ცდების სქემა.

ფრანკს და ჰერცს აინტერესებდათ, თუ როგორ ხდება ელექტრონისაგან ატომზე ენერგიის გადაცემა. ატომს ყოველგვარი ენერგიის მიღება შეუძლია, თუ მხოლოდ გარკვეული დისკრეტული მნიშვნელობის ენერგიის?

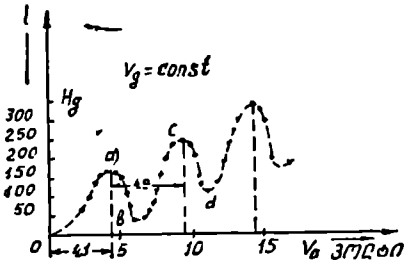
ფრანკისა და ჰერცის ცდების სქემა მოცემულია ნახ. 62-ზე.

S გავარვარებული კათოდია, რომელიც ელექტრონებს ასხივებს, A — ანოდია. კათოდსა და ანოდს შორის მოდებულია V_a ამაჩქარებელი პოტენციალი, რომლის ცვლა შეიძლება. აჩქარებული ელექტრონები მოძრაობენ ანოდისაკენ, G ბადის გავლით. ბადესა და ანოდს შორის მოდებულია ელექტრონების დამამუხრუჭებელი პოტენციალთა სხვაობა V_g. ანოდს მხოლოდ ის ელექტრონები მიაღწევენ, რომელთა კინეტიკური ენერგია eV_a, დამამუხრუჭებელ eV_g ენერგიას აღემატება.

ანოდის წრედში ჩართულია G_1 გალვანომეტრი. ანოდური დენის ძალა, რომელიც ამ გალვანომეტრით იზომება, განპირობებულია იმ ელექტრონთა რიცხვით, რომელიც ანოდს აღწევს.

R სივრცე ავსებულია დაბალი წნევის გაზით, რომლის ატომებს ეჯახებიან ელექტრონები. პირველი ცდები სინდიყის ორთქლზე იყო ჩატარებული. გადაღებული იყო წრედში დენის ძალის i დამოკიდებულება ამაჩქარებელ პოტენციალზე. მოცემული V_g-სათვის. მიღებული მრუდი 63-ე ნახაზზეა მოცემული.

ნახაზიდან ნათლად ჩანს, რომ ამაჩქარებელი V_a პოტენციალის ზრდით წრედში დენის ძალა იზრდება. დასაწყისში მრუდს ისეთივე ხასიათი აქვს, როგორც თერმოელექტრული მილაკის ვოლტ-ამპერულ მახასიათებელს. შემდეგ, როდესაც ამაჩქარებელი პოტენციალი 4,1 ვოლტს აღწევს, დენის ძალა უდიდეს მნიშვნელობას ღებულობს და შემდეგ, მილაკის მახასიათებლისაგან განსხვავებით, სწრაფად მცირდება (ab), აღწევს მინიმუმს b წერტილში და ისევ იზრდება (bc), აღწევს მეორე მაქსიმუმს 9 ვოლტის მახლობლობაში და ისევ სწრაფად ეცემა (cd), აღწევს მეორე მინიმუმს d წერტილში, შემდეგ ისევ იზრდება და ასე შემდეგ.



ნახ. 63. ფრანკისა და ჰერცის მიერ მიღებული ვოლტ-ამპერული მახასიათებელი.

ამრიგად, მიღებული იყო მრუდი, რომელიც მაქსიმუმების და მინიმუმების თანმიმდევრობას წარმოადგენს (ნახ. 63).

მაქსიმუმები 4,9 ვოლტით არიან ერთმანეთისაგან დაშორებული.

ის ფაქტი, რომ მეზობელ მაქსიმუმებს შორის მანძილი 4,9 ვოლტს უდრის, ხოლო პირველი მაქსიმუმი 4,1 ვოლტზე მდებარეობს, გამოწვეულია იმ გარემოებით, რომ ამაჩქარებელ V_a პოტენციალს კონტაქტური V_k პოტენციალი ემატება. ეს იწვევს მთელი მრუდის წანაცვლებას მარცხნივ. ფრანკისა და ჰერცის ცდების შედეგების ახსნა ძნელი არ არის: სანამ ელექტრონის ენერგია 4,9 ელვოლტს არ მიაღწევს, ის სინდიყის (Hg) ატომთან დრეკად დაჯახებას განიცდის და დენის ძალა პოტენციალთა სხვაობის ზრდასთან ერთად იზრდება. როდესაც ენერგია 4,9 ევ-ს მიაღწევს, დაჯახება უკვე არადრეკადია, ელექტრონი მთელ თავის ენერგიას ატომს გადაცემს. ასეთი ელექტრონი ანოდს ვეღარ აღწევს, მას იჭერს ბადე G, რომლის პოტენციალი წი-

ნასწარ შერჩეული იყო ($V_g = 0{,}5\ V$). ამის გამო დენის ძალა სწრაფად მცირდება. თუ ელექტრონის ენერგია 4,9 ევ-ს აღემატება, ატომთან დაჯახებისას (არადრეკადი დაჯახება), ის თავისი ენერგიის ნაწილს გადაცემს ატომს. მიუხედავად იმისა, რომ გზაში მას უარყოფითად დამუხტული ბადე ხვდება, საკმარისი ენერგია რჩება იმისათვის, რომ ანოდს მიაღწიოს და დენის ძალა ისევ იწყებს ზრდას.

ამგვარად, ფრანკისა და ჰერცის ცდების საფუძველზე შემდეგი დასკვნების გამოტანა შეიძლება:

1. თუ ელექტრონის ენერგია, რომელიც ეცემა ატომს, ამ ატომისათვის გარკვეულ კრიტიკულ მნიშვნელობაზე ნაკლებია, ელექტრონის ატომთან დაჯახება დრეკადია; ატომი არ იღებს ენერგიას და ელექტრონი შეუცვლელი ენერგიით განიბნევა.

2. თუ ელექტრონის ენერგია მოცემული ატომისათვის მახასიათებელი კრიტიკული მნიშვნელობის ტოლია, ელექტრონის და ატომის დაჯახება არადრეკადი იქნება. ატომი მიიღებს ენერგიას და გადავა უფრო მაღალ ენერგეტიკულ მდგომარეობაში.

როგორც ვხედავთ, ფრანკისა და ჰერცის ცდებმა უდავოდ დაასაბუთეს ბორის თეორიის სისწორე. ამ თეორიის თანახმად, ატომები და ატომური სისტემები (მოლეკულები) საკმაოდ დიდი ხნის განმავლობაში შეიძლება იმყოფებოდნენ გარკვეულ სტაციონარულ მდგომარეობაში. მიუხედავად იმისა, რომ ელექტრონები ატომში აჩქარებულად მოძრაობენ, ისინი არც ასხივებენ და არც შთანთქავენ ენერგიას. ამ დროს ატომები იმყოფებიან დისკრეტულ ენერგეტიკულ მდგომარეობაში. ენერგიის შთანთქმის ან გამოსხივებისას ენერგია ნახტომისებურად იცვლება. ეს ხდება ყოველთვის, ატომის დაჯახებისას ნაწილაკთან ან კვანტთან.

სინდიყის ატომისათვის 4,9 ევ ენერგია განსაკუთრებულ როლს ასრულებს. მასზე ნაკლებ ენერგიას სინდიყის ატომი არ იღებს; ამ ენერგიას კი სინდიყის ატომი მთლიანად შთანთქავს. თუ არააღგზნებულ სინდიყის ატომის ენერგიას W_1-ით აღვნიშნავთ, მისი ენერგიის შემდგომი შესაძლებელი მნიშვნელობა იქნება $W_1 + 4{,}9$ ევ. 4,9 ევ ენერგიას სინდიყის ატომის პირველ კრიტიკულ, ანუ რეზონანსულ პოტენციალს უწოდებენ.

ანალოგიური რეზონანსული პოტენციალები სხვა ნივთიერების ატომებისთვისაც არის დადგენილი. მაგალითად, კალიუმის (K) პირველი რეზონანსული პოტენციალი არის 1,63 ელვოლტი, ნატრიუმისათვის (Na) — 2,12 ელვოლტი, ჰელიუმისათვის (He) — 21 ელვოლტი და სხვა.

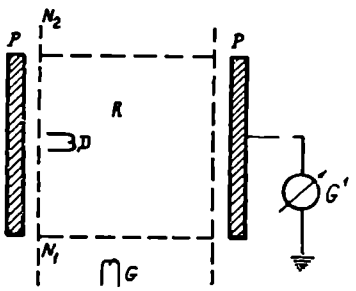
ცხადია, ატომებს პირველი რეზონანსული პოტენციალის გარდა უნდა ჰქონდეთ მეორე, მესამე და უფრო მაღალი რეზონანსული პოტენციალები. მაღალი რეზონანსული პოტენციალების პოვნა ექსპერი-

მენტულად შეიძლება, მაგრამ ამისათვის საჭიროა უფრო გაუმჯობესებული მეთოდების გამოყენება. ახლა დამუშავებულია რამდენიმე მეთოდი, რომელთა საშუალებით შეიძლება მოცემული ატომის ყველა რეზონანსული პოტენციალი ერთდროულად ვიპოვოთ.

2. ატომების იონიზაციის პოტენციალები

ჩვენ მიერ განხილული მეთოდი და სხვა უფრო გაუმჯობესებული მეთოდები სხვადასხვა სტაციონარულ მდგომარეობათა შორის ენერგიათა სხვაობების პოვნის საშუალებას იძლევიან. მაგალითად, ჩვენ ვიცით, რომ სინდიყის ატომისათვის სხვაობა $W_2 - W_1$ არის 4,9 ევ. მაგრამ საჭიროა თვით ამ ენერგიათა პოვნა. ჩვენ მიერ განხილული მეთოდის საშუალებით ეს არ შეიძლება. იმისათვის, რომ ვიპოვოთ ამ ენერგიათა მნიშვნელობები, ცხადია უნდა ვიცოდეთ ის ენერგია, რომელიც საჭიროა დავხარჯოთ, რომ გარკვეულ ენერგეტიკულ მდგომარეობაში მყოფ ატომს მოვაცილოთ ელექტრონი. ამ ენერგიას იონიზაციის პოტენციალი ეწოდება.

იონიზაციის პოტენციალის გასაზომად შემუშავებულია მრავალი მეთოდი. განვიხილოთ ისევ ჰერცის მიერ შემუშავებული მეთოდი, ცოტაოდენ შეცვლილი. ამ ცდის სქემა 64-ე ნახაზზეა წარმოდგენილი.



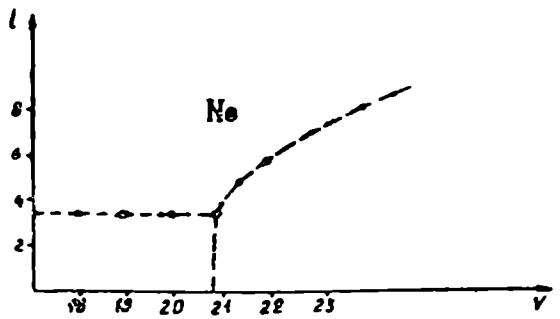
ნახ. 64. ჰერცის ცდის სქემა.

გავარვარებული G მავთულიდან გამოსული ელექტრონები ჩქარდებიან GN_1 შუალედში და N_1 ბადეში გასვლის შემდეგ შედიან ცილინდრული ფორმის R სივრცეში, რომელიც შემოფარგლულია N_2 ცილინდრული ბადით. მრავალი დაჯახების შემდეგ, N_2 ბადეში ხდება ელექტრონების დიფუზია და ისინი ხვდებიან N_2P სივრცეში. P მთლიანი ლითონის ცილინდრია. გალვანომეტრის საშუალებით, P ცილინდრზე დენის ძალა იზომება ორჯერ: ერთხელ მაშინ, როდესაც N_2 ბადესა და P ცილინდრს შორის მოდებულია დამამუხრუჭებელი პოტენციალი $V_g = 0{,}2$ ვოლტი და მეორედ, როდესაც პოტენციალი მოდებული არ არის. მეორე შემთხვევაში P-ს ეცემა ყველა ელექტრონი, რომელიც შედის N_2P სივრცეში. პირველ შემთხვევაში კი, ამ სივრცეში შედიან ის ელექტრონები, რომლებმაც არადრეკადი დაჯახების შედეგად შეძლეს დამამუხრუჭებელი ველის წინააღმდეგობის გადალახვა. ამ ორი

შემთხვევის შესაბამისი დენის ძალათა სხვაობის განაყოფი პირვანდელ დენის ძალაზე, ამაჩქარებელი პოტენციალის კრიტიკული მნიშვნელობისათვის, მაქსიმუმს უნდა გვაძლევდეს, რადგან ამ შემთხვევაში ელექტრონების უმრავლესობა კარგავს ენერგიას, დენის ძალა კი, დამამუხრუჭებელი ველის გამო, ძალიან მცირე ხდება.

ამ მეთოდით ჰერცმა დიდი სიზუსტით გაზომა სხვადასხვა ატომების რეზონანსული პოტენციალები. იგივე სქემა გამოიყენა მან იონიზაციის პოტენციალის გასაზომადაც. ამისათვის შეიტანა მეორე ვარვარების ძაფი D, რომელიც მოათავსა R სივრცეში. თუ P ცილინდრს N_2 ბადეს შევაერთებთ და მოვდებთ პოტენციალთა სხვაობას D და P შორის, გალვანომეტრი გვიჩვენებს თერმოელექტრულ დენს. ვარვარების დენის გაზრდით თერმოელექტრული დენის ძალა იზრდება მხოლოდ გარკვეულ მნიშვნელობამდე, რომლის შემდეგ ზრდა წყდება. ეს იმით აიხსნება, რომ ძაფის ძლიერი გავარვარების შემთხვევაში, მის ირგვლივ სივრცეში, სივრცითი მუხტი ჩნდება, რომელიც ხელს უშლის ძაფიდან ელექტრონების გამოსვლას.

დავუშვათ, რომ R სივრცეში ხვდებიან D კათოდიდან ამოტყორცნილი ელექტრონები, რომლებიც შესაბამისი პოტენციალით ჩქარდებიან. თუ ამ ელექტრონების ენერგია საკმარისია იმისათვის, რომ R სივრცეში გაზის ატომების იონიზაცია მოახდინონ, მაშინ ყოველი იონიზაციის აქტის შედეგად გაჩნდებიან მძიმე იონები, რომლებიც მოძრაობენ ნელა და აკომპენსირებენ სივრცით მუხტს. ეს გამოიწვევს D და



ნახ. 65. ატომის იონიზაციის პოტენციალის გაზომვა.

N_2-ს შორის თერმოელექტრული დენის მკვეთრ ზრდას. თუ დავადგენთ, რომელი ამაჩქარებელი პოტენციალის დროს (D და N_1 შორის) იწყება დენის ძალის ზრდა, შეიძლება იონიზაციის პოტენციალის განსაზღვრა. 65-ე ნახაზზე გადაღებულია მრუდი N_2-ისათვის. ამ ნახაზზე ნათლად ჩანს 21 ვოლტიდან დენის ძალის ზრდა.

ამ წესით გამოთვლილია მრავალი ატომის იონიზაციის პოტენციალი.

ატომების იონიზაციის პოტენციალების მნიშვნელობებში პერიოდულობა შეიმჩნევა ატომური ნომრის (Z) მიხედვით (იხ. ნახ. 66).

IV ცხრილში მოცემულია ზოგიერთი ქიმიური ელემენტის პირველი იონიზაციის პოტენციალი.

ცხრილი IV

ელემენტი	Z	პირველი იონიზაციის პოტენციალი ვოლტებში
H	1	13539
He	2	24,45
Li	3	5,371
Be	4	9,50
B	5	8.34
C	6	11,217
N	7	14,474
O	8	13,565
F	9	16.6
Ne	10	21,482
Na	11	5,116
Mg	12	7,61
Al	13	5,96
Si	14	7,39
P	15	10,3
S	16	10,31
Cl	17	12,96
Ar	18	15,70
K	19	4,32
Ca	20	6,09
Se	21	6,57

66-ე ნახაზზე ნათლად ჩანს, რომ მრუდის მაქსიმუმები კეთილშობილ გაზების ატომებს ეთანადება, რომლებიც ქიმიური ბმის მიმართ განსაკუთრებული ინერტულობით ხასიათდებიან.

ტუტე მეტალები (Li, Na, K, Rb, Sc) ერთვალენტოვანი ელემენტებია და აქტიურად შედიან ქიმიურ რეაქციებში. მათ უმცირესი იონიზაციის პოტენციალები აქვთ (იხ. თავი 7, § 3, პაულის პრინციპი და ელემენტების პერიოდული სისტემა).

განვიხილოთ აღგზნებული ატომის გამოსხივების მექანიზმი. თუ ენერგია ელექტრონისა, რომელიც ეჯახება ატომს, საკმარისად დიდია, ის გადაიყვანს ატომს ნორმალური მდგომარეობიდან ერთ-ერთ აღგზნებულ მდგომარეობაში, სადაც ის გარკვეული დროის განმავლობაში შეიძლება დარჩეს, მაგრამ შემდეგ ის აუცილებლად დაუბრუნდება ისევ ნორმალურ მდგომარეობას. თუ ატომი თავისუფალია, დაბრუნებას ნორმალურ მდგომარეობაში აუცილებლად თან სდევს ზედმეტი ენერგიის გამოსხივება კვანტის სახით. აქედან გამოდის, რომ ბორის პოსტულატების უმარტივესი ექსპერიმენტული შემოწმება შესაძლებელია გამოსხივებაზე დაკვირვებით.

განვიხილოთ სინდიყის ატომის მაგალითი. მისი აღგზნების პირველი პოტენციალი არის 4,9 ელვოლტი. მაშასადამე,

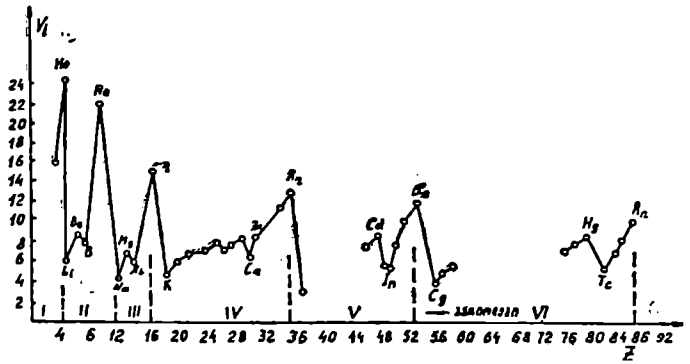
$$W_2 - W_1 = 4{,}9 \text{ ელვოლტს.}$$

ბორის მეორე პოსტულატის თანახმად, გამოსხივებული კვანტის ენერგია უნდა იყოს ტოლი:

$$W_2 - W_1 = h\nu = \hbar\omega.$$

ის გამოსხივდება მონოქრომატული სინათლის სახით, რომლის ტალღის სიგრძე არის $\lambda = \frac{hc}{W_2 - W_1}$, თუ ამ ფორმულაში შემავალი სიდიდეების მნიშვნელობებს ჩავსვამთ, მივიღებთ:

$$\lambda = 2520 \cdot 10^{-8} \text{ სმ} = 2520\ \text{Å}.$$



ნახ. 66. იონიზაციის პირველი პოტენციალები, როგორც ატომური ნომრის ფუნქცია.

აქედან გამოდის, რომ თუ ბორის თეორია სწორია, სინდიყის ორთქლის დაყუმბარებისას 4,9 ელვოლტის ენერგიის ელექტრონებით უნდა მივიღოთ სპექტრი, რომელიც ულტრაიისფერ უბანში მდებარეობს. მისი სპექტრული ხაზის ტალღის სიგრძე არის $\lambda = 2520\ \text{Å}$.

ცდა მართლაც ადასტურებს ამ შედეგს.

ანალოგიურ სურათს აქვს ადგილი სხვა ერთატომიანი გაზებისა და ორთქლების შემთხვევაში.

§ 2. გამოსხივების სახეები

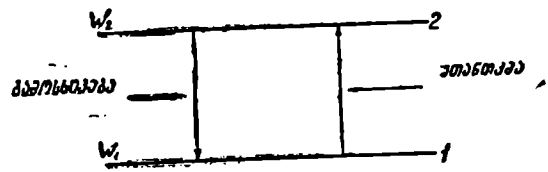
1. სპონტანური გამოსხივება

განვიხილოთ დაწვრილებით ატომების გამოსხივების მექანიზმი. ეს საშუალებას მოგვცემს უფრო ღრმად გავეცნოთ კვანტურ მოვლენათა თავისებურებას.

როგორც ზემოთ დავინახეთ, თავისუფალი ატომი, რომელიც არავითარ გარეშე ზემოქმედებას არ განიცდის, შეიძლება იყოს გარკვეულ დისკრეტულ ენერგეტიკულ მდგომარეობაში.

ავიღოთ ატომის ორი ენერგეტიკული მდგომარეობა: 1 და 2.

დავუშვათ, რომ 1 დონეს ატომის W_1 ენერგია ეთანადება, 2 დონეს კი — W_2 ენერგია. W_2 აღემატება W_1-ს ($W_2 > W_1$). ვთქვათ, ატომი რომელიმე t მომენტში მე-2 (აღგზნებულ) მდგომარეობაში იმყოფება. ატომი dt დროის განმავლობაში შეიძლება ან დარჩეს ამ მდგომარეობაში, ან გადავიდეს 1 მდგომარეობაში. ამ უკანასკნელ შემთხვე-



ნახ. 67. ატომის ორი ენერგეტიკული მდგომარეობა (დონე).

ვაში ატომი გამოასხივებს ქვანტს. ენერგიით $h\omega = W_2 - W_1$. ასეთი გადასვლა 2 — 1 შეიძლება ან თავისთავად მოხდეს, ან იძულებით. პირველ შემთხვევაში ამბობენ, რომ ადგილი აქვს სპონტანურ გამოსხივებას, მეორე შემთხვევაში კი, იძულებითს (ინდუცირებულს).

დავუშვათ, რომ საქმე გვაქვს მრავალი ატომისაგან შემდგარ სისტემასთან (მაგალითად, გაიშვიათებული გაზი). ვთქვათ, რომ ყველა ატომი განიცდის სპონტანურ გამოსხივებას. რადგან სპონტანური გამოსხივება შემთხვევითი პროცესია, ეს საკითხი სტატისტიკურად უნდა განვიხილოთ. ჩვენ არ შეგვიძლია დანამდვილებით ვიწინასწარმეტყველოთ t მომენტის შემდეგ, ერთ წამში, მოხდება თუ არა ატომიდან გამოსხივება. შეგვიძლია მხოლოდ ამ პროცესის მოსდენის ალბათობა გამოვთვალოთ. აღვნიშნოთ ატომის გამოსხივების ალბათობა ω_{21}-ით. რადგანაც პროცესი შემთხვევითია, უნდა დავუშვათ, რომ ω_{21} დროზე დამოკიდებული არ არის. თუ გადასვლის ალბათობა ცნობილია, საშუალება გვექნება ვიწინასწარმეტყველოთ, საშუალოდ რამდენი ატომი განიცდის გადასვლას.

dt დროში გადასვლათა რიცხვი პროპორციული იქნება მე-2 მდგომარეობაში მყოფი n_2 ატომების რიცხვისა. მაშასადამე, შეიძლება დავწეროთ: $dz_{21} = \omega_{21} n_2 dt$.

რადგან ყოველი ატომის გადასვლის დროს გამოსხივდება $h\omega$ ენერგია, dt დროის შუალედში გამოსხივებული სრული ენერგია იქნება:

$$\hbar\omega dz_{21} = \hbar\omega\omega_{21} n_2 dt. \qquad (5,1)$$

აქედან ადვილად ვიპოვით აღგზნებული ატომების რიცხვის შემცირებას დროში და აღგზნებული ატომების „სიცოცხლის ხანგრძლივობას".

ცხადია, რომ dt დროში გადასვლათა რიცხვი dz_{21} ტოლი იქნება t მომენტში აღგზნებული ატომების რიცხვის ცვლილებისა — dn_2 და, მაშასადამე, (5,1) ფორმულა შეიძლება ასე დავწეროთ:

$$dn_2 = -\omega_{21} n_2 dt. \qquad (5,2)$$

მისი ინტეგრება მოგვცემს:

$$n_2 = n_{0_2} e^{-\omega_{21} t}. \qquad (5,3)$$

n_{0_2} აღგზნებული ატომების რიცხვია საწყის მომენტში. თუ (5,1) ფორმულას მივიღებთ მხედველობაში, შეიძლება გამოვთვალოთ დროის ერთეულში გამოსხივებული ენერგიის ინტენსივობა:

$$I = I_{0_2} e^{-\omega_{21} t}, \qquad (5,4)$$

სადაც $I_{0_2} = \hbar\omega\omega_{21} n_{0_2}$ საწყისი ენერგიის ინტენსივობაა.

აქედან შეიძლება ასეთი დასკვნა გამოვიტანოთ: მოცემული აღგზნებული გაზის ნათება ექსპონენციალური კანონით მცირდება.

გამოვთვალოთ აღგზნებულ მდგომარეობაში მყოფი ატომების საშუალო „სიცოცხლის ხანგრძლივობა". ატომების რიცხვი, რომლებიც dt დროის შუალედში განიცდიან $W_2 - W_1$ გადასვლას, ტოლია $\omega_{21} n_2 dt$. ეს რიცხვი ამავე დროს იმ ატომების რიცხვი, რომლებიც აღგზნებულ მდგომარეობაში t დროს ცოცხლობენ. მათი სიცოცხლის ხანგრძლივობათა ჯამი იქნება $t\omega_{21} n_2 dt$, ხოლო ყველა იმ ატომის სიცოცხლის ხანგრძლივობათა ჯამი, რომლებმაც განიცადეს გადასვლები 0-დან ∞-მდე, იქნება: $\int_0^\infty t\omega_{21} n_2 dt$.

აქედან საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობისათვის მივიღებთ:

$$\bar{\tau} = \frac{1}{n_{20}} \int_0^\infty t\omega_{21} n_2 dt, \qquad (5,5)$$

ანუ

$$\bar{\tau} = \omega_{21} \int_0^\infty te^{-\omega_{21} t} dt. \qquad (5,6)$$

ამ განტოლების ინტეგრება მოგვცემს:

$$\bar{\tau} = \frac{1}{\omega_{21}} \qquad (5,7)$$

და (5,4) ფორმულა ასეთ სახეს მიიღებს:

$$I = I_0 e^{-t/\tau}. \qquad (5,8)$$

მე-3 თავის § 1-ში ჩვენ განვიხილეთ წრფივი ოსცილატორის მილევა კლასიკური ფიზიკის თვალსაზრისით და გამოვიყვანეთ (3,8) ფორმულა, რომელიც წააგავს (5,8) ფორმულას. (3,8) ფორმულაში შედის τ მუდმივა, რომელიც ოსცილატორის მილევას ახასიათებს. მას ჩვენ რელაქსაციის დრო ვუწოდეთ. რელაქსაციის დრო τ და (5,8) ფორმულაში შემავალი აღგზნებული მოლეკულების საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა $\bar{\tau}$ მნიშვნელოვნად განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან. მათ სხვადასხვა ფიზიკური აზრი აქვთ და ეს კარგად უნდა გვახსოვდეს.

კლასიკური ფიზიკის თანახმად, ყველა დიპოლი ერთდროულად ასხივებს და, განმარტების თანახმად, რელაქსაციის დრო τ არის რხევის ამპლიტუდის კვადრატის e-ჯერ შემცირების დრო. ეს დრო ერთნაირია ყველა ერთგვარი დიპოლისათვის. აქ კი ვიხილავთ ერთმანეთისაგან დამოუკიდებელ კვანტური გადასვლების ერთობლიობას. ყველა ატომი სხვადასხვანაირად არის აღგზნებული და სხვადასხვა მომენტში ასხივებს ელექტრომაგნიტურ ტალღებს. მოხდება თუ არა გადასვლა მოცემულ მომენტში, დამოკიდებულია შემთხვევაზე. ერთი აღგზნებული ატომი შეიძლება ნორმალურ მდგომარეობას სწრაფად დაუბრუნდეს, მეორემ კი შეიძლება დიდი ხნის განმავლობაში იცოცხლოს. მაგრამ ასეთი მასიური პროცესების დროს, მოცემულ მომენტში, საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა τ ამ პროცესის სრულიად გარკვეული დამახასიათებელი სიდიდეა. მისი ფორმალური განმარტება კი იგივეა, რაც რელაქსაციის დროისა. ეს ის დროა, რომლის განმავლობაში გამოსხივების ინტენსივობა საწყის ინტენსივობასთან შედარებით e-ჯერ მცირდება.

აღგზნებული ატომების გამოსხივების მილევის კანონის ექსპერიმენტული შემოწმება და ატომების საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობის გაზომვა ვინმა შეძლო, არხით სხივებზე დაკვირვების შედეგად.

წყალბადის ატომების არხითი სხივები, ვიწრო ხვრელის საშუალებით შედიოდა ვაკუუმურ სივრცეში, რომელშიც გაიშვიათება ისეთი მაღალი იყო, რომ ნაკადში შემავალი აღგზნებული ატომები დაჯახებას არ განიცდიდნენ. ასეთ ვაკუუმურ სივრცეში ვინი აკვირდებოდა ბონების ნაკადს მთელ მის სიგრძეზე და კვარცის სპექტროგეტრის საშუალებით. წყალბადის სპექტრის სხვადასხვა ხაზებისათვის, ნაკადის ნათების შესუსტებას ზომავდა.

თუ v-თი არხითი სხივების სიჩქარეს აღვნიშნავთ, l-ით — ნაკადის რომელიმე წერტილის დაშორებას სათავიდან, მაშინ ადგილი ექნება

ჰქონდეს ტოლობას: $t=\frac{l}{v}$ და ნათება უნდა მცირდებოდეს $e^{-l/v\bar{\tau}}$ კანონით.

საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობის გაგება შეიძლება ნაკადის სხვადასხვა ადგილის l, v და ნათების ინტენსივობის გაზომვით. ამ მეთოდით გაზომილი იყო $\bar{\tau}$, წყალბადის H_α ხაზისათვის. მისი მნიშვნელობა აღმოჩნდა ტოლი $\bar{\tau}=1{,}5\cdot 10^{-8}$ წმ. სინდიყის ერთ-ერთი რეზონანსური ხაზისათვის $\bar{\tau}=9{,}8\cdot 10^{-8}$ წმ.

ანალოგიური ცდები ვინმა სხვა ატომებისათვისაც ჩაატარა. ყველა მიღებული შედეგი თეორიულად გამოთვლილ მნიშვნელობებს კარგად დაემთხვა.

სპონტანური გამოსხივების სტატისტიკური ხასიათი და მისი ექსპერიმენტული შესწავლა სპონტანური გამოსხივების ძირითადი თვისების დადგენის საშუალებას იძლევა. სპონტანური გამოსხივება არაკოჰერენტული გამოსხივებაა. ეს გასაგებია, რადგან გამოსხივების აქტებს სხვადასხვა ადგილას და სხვადასხვა დროის მომენტებში აქვს ადგილი, ამიტომ სხვადასხვა ატომების მიერ გამოსხივებულ ტალღებს არავითარი კავშირი არა აქვთ ერთმანეთთან, ისინი ერთმანეთის მიმართ სხვადასხვა ფაზაში არიან და ამის გამო მათ შორის ინტერფერენციას ადგილი არა აქვს.

2. შთანთქმა და იძულებითი გამოსხივება

სპონტანურ გამოსხივებას ადგილი აქვს მაშინ, როდესაც ატომებზე არავითარი გარეშე ძალა არ მოქმედებს. ახლა გამოვარკვიოთ, თუ რა ხდება, როდესაც გამომსხივებელ ატომებზე გარეშე ელექტრომაგნიტური ველი მოქმედებს.

თუ ატომი აღგზნებულ მდგომარეობაში არ არის და მასზე გარე ელექტრომაგნიტური ველი მოქმედებს, მაშინ ის ამ ველის ხარჯზე შთანთქავს ენერგიას. მის მიერ შთანთქმული ენერგია იქნება $W_2 - W_1 = \hbar\omega$ და ამის შედეგად ატომი გადაეა აღგზნებულ მდგომარეობაში. შთანთქმის ეს პროცესი, ისევე როგორც გამოსხივებისა, სტატისტიკურად უნდა აღიწეროს: უნდა შემოვიღოთ შთანთქმის ალბათობა ერთ წამში, აღვნიშნოთ ის ω_{12}-ით და აღვწეროთ ეს პროცესი ისევე, როგორც გამოსხივების შემთხვევაში. მაგრამ აღმოჩნდა, რომ გარე ელექტრომაგნიტურ ველში, შთანთქმის გარდა, ადგილი აქვს იძულებით, ანუ ინდუცირებულ გამოსხივებას.

ამ მოვლენას პირველად აინშტაინმა მიაქცია ყურადღება. მან შეამჩნია, რომ როდესაც ატომი გარე მაგნიტურ ველში იმყოფება და, თუ მარტო შთანთქმის პროცესით შემოვიფარგლებით, გამოსხივების ფორ-

მულის გამოყვანისას მიეიღებთ არა პლანკის, არამედ ეინის ფორმულას. აინშტაინმა ამის საფუძველზე, გარე ველის მოქმედების განხილვის დროს, შთანთქმის გარდა, ატომის ველთან ურთიერთქმედების მეორე სახე შემოიღო, რომელსაც მან იძულებითი, ანუ ინდუცირებული გამოსხივება უწოდა. ხშირად ამ პროცესს სტიმულირებულ გადასვლას უწოდებენ.

არააღგზნებული ატომები, გარე ველის ზეგავლენით, ასრულებენ გადასვლებს შთანთქმით, ხოლო ატომებს, რომლებიც აღგზნებულ მდგომარეობაში იმყოფებიან, შეუძლიათ ან შთანთქონ ენერგია გარე ველიდან და უფრო მაღალ ენერგეტიკულ მდგომარეობაში გადავიდნენ, ან კიდევ, დაკარგონ ენერგია $W_2 - W_1$ და გადავიდნენ უფრო დაბალ ენერგეტიკულ დონეზე. ასეთი გადასვლების ალბათობა ერთ სეკუნდში იქნება $\rho_\omega \omega'_{21}$, სადაც ρ_ω არის ველის ენერგიის სიმკვრივე, რხევის სიხშირეთა ერთეულ შუალედში, ხოლო ω'_{21} კი არის სიდიდე, რომელიც ახასიათებს სისტემის ინდუცირებული გამოსხივების ალბათობას.

ანალოგიურად, ატომური სისტემის მიერ ენერგიის შთანთქმის ალბათობა რხევის სიხშირეთა ერთეულ შუალედში იქნება $\rho_\omega \omega'_{12}$.

არ უნდა გვეგონოს, რომ ინდუცირებული გამოსხივება წმინდა კვანტური ეფექტია. მას კლასიკური ანალოგია აქვს. თუ კლასიკური ოსცილატორი გარე ველში არასტაციონარულ მდგომარეობაში იმყოფება, ისე, რომ მისი რხევის სიხშირე ველის სიხშირისა და ოსცილატორის რხევის სიხშირეთა შორის მდებარეობს, ესე იგი რეზონანსულ მდგომარეობაში იმყოფება, მაშინ მას შეუძლია ან შთანთქოს ენერგია (ველიდან), ან გადასცეს მას ენერგია კვანტის სახით. რომელ პროცესს ექნება ადგილი დამოკიდებულია იმაზე, თუ რა დამოკიდებულებაა ველის და ოსცილატორის რხევათა ფაზებს შორის.

§ 3. პლანკის გამოსხივების ფორმულის გამოყვანა აინშტაინის მეთოდით

განვიხილოთ პლანკის ფორმულის გამოყვანა, რომელიც აინშტაინმა მოგვცა. ამისათვის მან მიმართა დეტალური წონასწორობის პრინციპს. დეტალური წონასწორობის პრინციპი კლასიკური ფიზიკის ზოგადი პრინციპია, რომელსაც ფართო გამოყენება აქვს ფიზიკის სხვადასხვა საკითხების გადასაწყვეტად.

ამ პრინციპის იდეა შემდეგში მდგომარეობს: თუ ადგილი აქვს თერმოდინამიკურ წონასწორობას, ყოველ პროცესს შეიძლება შეესაბამოს მისი შებრუნებული პროცესი, ისე რომ, დროის ერთეულში მომხდარი პირდაპირი და საწინააღმდეგო პროცესების რიცხვი ყოველთვის თანა-

ტოლი იყოს. დაეყრდნო რა ამ პრინციპს, აინშტაინი შემდეგნაირად მსჯელობდა: წარმოვიდგინოთ წონასწორულ მდგომარეობაში მყოფი ატომებისა და გამომსხივებელისაგან შემდგარი სისტემა. დავუშვათ, რომ ქვედა ენერგეტიკულ მდგომარეობაში (1 მდგომარეობაში) მყოფი ატომების რიცხვი არის n_1, ხოლო ზედა (2 — აღგზნებულ) ენერგეტიკულ მდგომარეობაში მყოფი ატომების რიცხვი არის n_2. ატომები შთანთქავენ ან ასხივებენ ელექტრომაგნიტურ ენერგიას. შთანთქმის შემთხვევაში ადგილი აქვს 1 — 2 გადასვლას, გამოსხივების შემთხვევაში — პირიქით, 2 — 1 გადასვლას. დეტალური წონასწორობის პრინციპის თანახმად, წონასწორობის დამყარების დროს, ერთ წამში 1 — 2 გადასვლათა რიცხვი 2—1 გადასვლათა რიცხვის ტოლი უნდა იყოს. 2—1 გადასვლები ხდება ან სპონტანურად, ან იძულებით. ორივე გადასვლის სრული ალბათობა იქნება $\omega_{21}+\rho_\omega\,\omega'_{21}$, ხოლო დროის ერთეულში გადასვლათა საშუალო რიცხვი იქნება: $dz_{21}=(\omega_{21}+\rho_\omega\,\omega'_{21})\,n_2$.

შთანთქმის ალბათობა არის $\omega'_{12}\,\rho_\omega$, ხოლო დროის ერთეულში გადასვლათა საშუალო რიცხვი: $dz_{12}=\omega'_{12}\,\rho_\omega\,n_1$, წონასწორობის დროს კი, $dz_{21}=dz_{12}$, ანუ:

$$n_2\,(\omega_{21}+\omega'_{21}\,\rho_\omega)=\omega'_{12}\,\rho_\omega\,n_1, \tag{5,9}$$

ე. ი.

$$\frac{n_2}{n_1}=\frac{\omega'_{12}\,\rho_\omega}{\omega_{21}+\omega'_{21}\,\rho_\omega}. \tag{5,10}$$

რადგან წონასწორობას სტატისტიკური ხასიათი აქვს, (5,10) გამოსახულება, რომელიც ზედა და ქვედა ენერგეტიკულ მდგომარეობაში ატომების რიცხვთა თანაფარდობას გამოხატავს, შეიძლება ბოლცმანის განაწილების ფორმულის გამოყენებით გარდავქმნათ. ამისათვის დავწეროთ ბოლცმანის განაწილების ფორმულა ზოგადი სახით:

$$\omega_m=cg_m\,e^{-\frac{W_m}{kT}} \tag{5,11}$$

ω_m არის ალბათობა იმისა, რომ სისტემა იმყოფება მდგომარეობაში, რომელსაც W_m ენერგია ეთანადება. g_m სტატისტიკური წონაა, რომელიც ერთის ტოლია, თუ მდგომარეობა მარტივია, ანუ არაგადაგვარებული. აქედან შეიძლება დავწეროთ:

$$\frac{n_2}{n_1}=\frac{g_2}{g_1}\cdot\frac{c\,e^{-\frac{W_2}{kT}}}{e^{-\frac{W_1}{kT}}}, \tag{5,12}$$

(5,10) და (5,12) ფორმულების შედარება გვაძლევს:

$$\frac{\omega'_{12}\rho_\omega}{\omega_{21}+\omega'_{21}\rho_\omega}=\frac{g_2}{g_1}\,\frac{e^{-W_2/kT}}{e^{-W_1/kT}},$$

ანუ

$$\rho_\omega=\frac{\omega_{21}g_2}{g_1\omega'_{12}e^{(W_2-W_1/kT)}-\omega'_{21}g_2}. \qquad (5,13)$$

ბორის სიხშირეთა წესის თანახმად, $W_2-W_1=\hbar\omega$, მივიღებთ:

$$\rho_\omega=\frac{\omega_{21}g_2}{g_1\omega'_{12}e^{\hbar\omega/kT}-\omega'_{21}g_2}. \qquad (5,14)$$

ეს არის ენერგიის განაწილება წონასწორული გამოსხივების სპექტრში.

ვიპოვოთ აინშტაინის კოეფიციენტები ω'_{21}, ω'_{12} და ω_{21}.

როდესაც T ტემპერატურა იზრდება და მიისწრაფვის უსასრულობისაკენ, $T\to\infty$, ე. ი. $\hbar\omega\ll kT$, გამოსხივების სიმკვრივე უსასრულოდ უნდა იზრდებოდეს. ეს ნიშნავს, რომ $kT\to\infty$ და (5,14) ფორმულიდან გამოდის:

$$g_1\omega'_{12}=g_2\omega'_{21},\quad \text{ანუ}\quad \omega'_{12}=\frac{g_2}{g_1}\omega'_{21}. \qquad (5,15)$$

ამ პირობებში ძალაში უნდა იყოს რელეი-ჯინსის ფორმულა

$$\rho_\omega=\frac{8\pi\nu^2}{c^3}kT=\frac{2\omega^2}{\pi c^3}kT. \qquad (5,16)$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ (5,15) ფორმულას, მაშინ (5,14) ფორმულა შეიძლება შემდეგნაირად გადავწეროთ:

$$\rho_\omega=\frac{g_2\omega_{21}}{g_1\omega'_{12}}\cdot\frac{1}{e^{\hbar\omega/kT}-1} \qquad (5,17)$$

თუ $\hbar\omega/kT\ll 1$, მაშინ პირველი მიახლოებით მივიღებთ:

$$e^{\hbar\omega/kT}\sim 1+\frac{\hbar\omega}{kT}$$

და (5,17) ფორმულა მიიღებს სახეს:

$$\rho_\omega=\frac{g_2\omega_{21}}{g_1\omega'_{12}}\cdot\frac{kT}{\hbar\omega}$$

შევადაროთ ეს უკანასკნელი გამოსახულება რელეი-ჯინსის ფორმულას, მივიღებთ:

$$\frac{g_2\,\omega_{21}}{g_1\,\omega'_{12}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} = \frac{2\hbar\omega^3}{\pi c^3} \tag{5,18}$$

და საბოლოოდ:

$$\rho_\omega = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi c^3} \cdot \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}. \tag{5,19}$$

ეს კი პლანკის ფორმულაა, რომელიც გამოხატავს ენერგიის განაწილებას წონასწორობის სპექტრში. ‘ეიძლება გამარტივება მოვახდინოთ ისე, რომ ზოგადი სურათი არ დაირღვეს: დავუშვათ, რომ $g_1 = g_2 = 1$, ვიხილავთ მარტივ გადასვლებს, როდესაც გადაგვარებას არა აქვს ადგილი. ამ შემთხვევაში აინშტაინის კოეფიციენტებს შორის უფრო მარტივი დამოკიდებულება დამყარდება. მაშინ (5,15) და (5,18) ფორმულების მაგიერ მივიღეთ

$$\omega_{2i} = \frac{8\pi h\nu^3\omega'_{21}}{c^3} = \frac{2\hbar\omega^3\,\omega'_{21}}{\pi c^3} \tag{5,20}$$

და

$$\omega'_{12} = \omega'_{21}.$$

ანუ, სიხშირეებიდან ტალღის სიგრძეზე რომ გადავიდეთ, გვექნება:

$$\omega_{21} = \frac{8\pi h}{\lambda^3}\,\omega'_{21}. \tag{5,21}$$

ზემოთ გვქონდა აღნიშნული, რომ წონასწორობის პირობებში, თუ გადასვლებს აქვთ მხოლოდ სპონტანური ხასიათი, რომლებიც ω_{2i} კოეფიციენტით ხასიათდებიან, პლანკის ფორმულის მაგივრად, ვინის ფორმულას მივიღებთ. მართლაც, თუ (5,14) ფორმულაში დავუშვათ, რომ ინდუცირების კოეფიციენტი ნულის ტოლია და ($\omega'_{21} = 0$), თუ გავითვალისწინებთ (5,20) ფორმულას, მივიღებთ ვინის ფორმულას:

$$\rho_\omega = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\,e^{-\frac{h\nu}{kT}} = \frac{2\hbar\omega^3}{c^3\pi}\,e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}.$$

როგორც ვიცით, ვინის ფორმულა სპექტრის ულტრაიისფერ ნაწილში ცდების შედეგებს კარგად აღწერს. აქედან გამოდის, რომ სპექტრის მოკლე ტალღის ნაწილში იძულებითი გამოსხივების გადასვლები უმნიშვნელო როლს ასრულებენ და პრაქტიკულად მთელი გამოსხივება სპონტანური გამოსხივებით არის გამოწვეული. რადიოგამოსხივების დიაპაზონში (მიკროტალღების შუალედში) ინდუცირების კოეფიციენტის სწრაფი ზრდის ($\sim \lambda^3$) და ρ_ω გამოსხივების სიმკვრივის ზრდის გამო, სპონტანური გამოსხივების როლი ძალიან მცირეა.

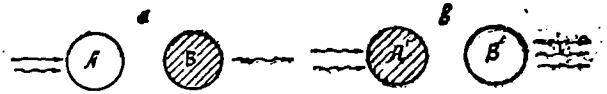
§ 4. ინდუცირებული გამოსხივება

უკანასკნელ დროს, ინდუცირებულმა, ანუ სტიმულირებულმა გამოსხივებამ განსაკუთრებული ყურადღება მიიპყრო. ინდუცირებული გამოსხივება და მისი თვისებები რადიოფიზიკის ახალ დარგს, კვანტურ რადიოფიზიკას დაედო საფუძვლად.

გავარჩიოთ ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ამ სახის ურთიერთქმედება ატომებთან. რომელიც ω_{21} და ω_{12} კოეფიციენტებით ხასიათდება. ამისათვის უნდა დავეყრდნოთ გამოსხივების კვანტურ ბუნებას, ანუ ვიგულისხმოთ, რომ ელექტრომაგნიტური გამოსხივება შედგება კვანტებისაგან, ნაწილაკებისდაგვარი ობიექტებისაგან, რომლებიც ხასიათდებიან $\hbar\omega$ ენერგიით და $\frac{\hbar\omega}{c}$ იმპულსით, ამ თვალსაზრისით განვიხილოთ ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ურთიერთქმედება აღგზნებულ და არააღგზნებულ ატომებთან.

წარმოვიდგინოთ, რომ A არააღგზნებულ ატომს ორი კვანტი ეცემა (ნახ. 68).

ურთიერთქმედების შედეგად ატომი შთანთქავს ერთ კვანტს და გადავა აღგზნებულ მდგომარეობაში. ეს პროცესი ხასიათდება ω_{12} კოეფიციენტით. ატომის ენერგია შეიცვლება (გაიზრდება) $W_2 - W_1 = \hbar\omega$ სიდიდით. მეორე კვანტი ვირტუალურია.



ნახ. 68. კვანტების ურთიერთქმედება ატომებთან.

ახლა წარმოვიდგინოთ, რომ ორი კვანტი ეცემა აღგზნებულ A' ატომს. ამ შემთხვევაში, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, იძულებით აღგზნებული ატომი გადავა ნორმალურ მდგომარეობაში და გამოასხივებს იმავე $\hbar\omega$ ენერგიის და $\frac{\hbar\omega}{c}$ იმპულსის კვანტს, როგორიც დაცემულ კვანტებს ჰქონდათ.

პირველ შემთხვევაში გამოსხივებული კვანტების რიცხვი მცირდება, უკანასკნელ შემთხვევაში კი — იზრდება. მაშასადამე, პირველ შემთხვევაში ადგილი აქვს მაკროსხეულზე დაცემული კვანტების რიცხვის შემცირებას, მეორე შემთხვევაში კი გაზრდას. მეორე შემთხვევაში აღგზნებული ატომები სტიმულირებული გამოსხივებით აძლიერებენ პირველადი კვანტების ნაკადს. ამავე დროს ეს იძულებითი კვანტები გამოსხივდებიან იმავე მიმართულებით, რა მიმართულებაც ჰქონდათ დაცე-

მულ კვანტებს. გამოსხივებულ კვანტებს იგივე რხევის სიხშირე და ფაზა აქვთ, რაც პირველად კვანტებს და ამიტომ კოჰერენტული არიან მათ მიმართ.

ინდუცირებული გამოსხივების ეს თვისება იმდენად მნიშვნელოვანია, რომ საჭიროა ამ საკითხზე დაწვრილებით შევჩერდეთ.

თავისთავად ცხადია, რომ მაკროსხეულში შთანთქმა და იძულებითი გამოსხივება ორი ერთიმეორის მიმართ შებრუნებული პროცესია. შთანთქმისას გამოსხივების ინტენსივობა მცირდება, მაგრამ კოჰერენტულობა ინახება. ეს ნათლად ჩანს ინტერფერენციული ცდებიდან. შთანმთქმელ გარემოში, მაგალითად, სინათლის ფილტრში გამავალი სინათლის ნაკადი არ მოქმედებს ინტერფერენციულ სურათზე. არც ლინზის წინ მოთავსებული სინათლის ფილტრი გამოსახულებაზე გავლენას არ ახდენს. ეს იმის შედეგია, რომ შთანთქმისას კოჰერენტულობა არ ირღვევა.

თუ ჩავთვლით, რომ შთანთქმა და იძულებითი გამოსხივება (მათ შეიძლება დადებითი და უარყოფითი შთანთქმა ვუწოდოთ) ურთიერთშებრუნებული პროცესებია, სიმეტრიის კანონის თანახმად, უნდა ველოდოთ, რომ ინდუცირებული გამოსხივება კოჰერენტული უნდა იყოს დაცემული სინათლის მიმართ. აქედან შეიძლება დასკვნა გამოვიტანოთ: აღგზნებული ატომებისაგან შემდგარ გარემოში სინათლის სხივის გავლისას სინათლის ნაკადის ინტენსივობა განუწყვეტლივ იზრდება და ამასთან, ინარჩუნებს კოჰერენტულობას.

იძულებითი გამოსხივების ამ თვისების გამო, შესაძლებელია ამ მოვლენის ექსპერიმენტზე დაკვირვება.

დავადგინოთ კავშირი გარემოს მაკროსკოპულ მახასიათებლებსა და აინშტაინის ω_{12} და ω_{21} კოეფიციენტებს შორის.

ვთქვათ, გვაქვს ω სიხშირის ელექტრომაგნიტური გამოსხივების პარალელური ნაკადი. d_x სისქის გარემოს შრის გავლისას, შთანთქმის გამო, ნაკადის ინტენსივობა შემცირდება ექსპონენციური კანონით:

$$-dx_\omega = k\omega I_\omega, \quad \text{ანუ} \quad I_\omega = I_{0\omega}\, e^{-K\omega x}, \tag{5,22}$$

სადაც I_ω არის ნაკადის ინტენსივობა x მანძილის გავლის შემდეგ, $I_{0\omega}$ საწყისი ინტენსივობაა, ხოლო k_ω შთანთქმის კოეფიციენტია, რომლის განზომილება არის 1 სმ$^{-1}$.

გამოვთვალოთ ინტენსივობის შემცირება აინშტაინის ω_{12} და ω_{21} კოეფიციენტების საშუალებით, რიცხვი ატომებისა, რომლებიც იმყოფებიან 1 სმ^2 კვეთის და dx სისქის მოცულობაში, იქნება $n_1 dx$. თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ ყოველ შთანთქმის აქტზე გამოსხივების ნაკადს სცილდება ერთი კვანტი ენერგიით $\hbar\omega$, მაშინ ინტენსივობის შემცირება იქნება $n_1\, \omega_{12}\, \rho_\omega\, dx\, \hbar\omega$.

ანალოგიურად შეიძლება დავასაბუთოთ, რომ ინდუცირებული გადასვლებით ($W_2 \to W_1$) ნაკადს ემატება ენერგია $n_2 \omega_{21} \rho_\omega \, dx \, d\omega$.

ორივე სახის (დადებითი და უარყოფითი) შთანთქმისათვის იქნება:

$$-dI_\omega = (n_1 \omega_{12} - n_2 \omega_{21}) \rho_\omega \hbar\omega \, dx. \qquad (5,23)$$

პარალელურ ნაკადში გამოსხივების სიმკვრივე იქნება $\rho_\omega = \frac{I_\omega}{c}$, სადაც c ნაკადის გავრცელების სიჩქარეა. თუ ჩავსვამთ მას (5,23) ფორმულაში, მივიღებთ:

$$-dI_\omega = \frac{\hbar\omega}{c} (n_1 \omega_{12} - n_2 \omega_{21}) I_\omega \, dx. \qquad (5,24)$$

თუ ამ ფორმულას (5,22)-ს შევადარებთ, მივიღებთ:

$$k_\omega = \frac{\hbar\omega}{c} (n_1 \omega_{12} - n_2 \omega_{21}).$$

დაეუშვათ, რომ $g_1 = g_2$ და $\omega_{12} = \omega_{21}$, მაშინ გვექნება:

$$k_\omega = \frac{\hbar\omega}{c} n_1 \omega_{12} \left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right).$$

წონასწორობის დროს, ადგილი უნდა ჰქონდეს ფორმულას $\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}$ და ამიტომ: $k_\omega = \frac{\hbar\omega}{c} n_1 \omega_{12} \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}\right)$. ხილული სხივების დიაპაზონში $\lambda \sim 4000 \, Å$, $\omega = 46{,}5 \cdot 10^{15} \, Hz$ და ნორმალური ტემპერატურის პირობებში $T = 300°$, ამ გამოსახულების ფრჩხილებში მოთავსებული სიდიდის მეორე წევრი ძალიან მცირე სიდიდის ხდება, ამიტომ წონასწორობის დროს $k\omega$ ყოველთვის მეტი იქნება ნულზე, ე. ი. შთანთქმის პროცესი აღემატება გამოსხივების პროცესს. ამის მიზეზია ის გარემოება, რომ წონასწორობის დროს, ნორმალურ მდგომარეობაში მყოფი ატომების რიცხვი ყოველთვის აღემატება აღგზნებული ატომების რიცხვს.

იმისათვის, რომ შევქმნათ უარყოფითი შთანთქმის გარემო და ამით რეალურად განვახორციელოთ ინდუცირებული გადასვლები, საჭიროა შევქმნათ არაწონასწორული მდგომარეობა, როდესაც აღგზნებული ატომების რიცხვი სჭარბობს ნორმალურ მდგომარეობაში მყოფი ატომების რიცხვს. ასეთ მდგომარეობებს ხშირად უწოდებენ მდგომარეობებს უარყოფითი ტემპერატურით. ამ შემთხვევაში ბოლცმანის განაწილების კანონის თანახმად:

$$T = -\frac{W_2 - W_1}{k\omega \ln\left(\frac{n_2}{n_1}\right)}. \qquad (5,25)$$

რადგან $W_2 > W_1$, ხოლო $\frac{n_2}{n_1} < 1$, $T > 0$ და მდგომარეობა წონასწორულია, მაგრამ როდესაც $\frac{n_2}{n_1} > 1$, მაშინ $T < 0$, ტემპერატურა უარყოფითია.

მიუხედავად იმისა, რომ არაწონასწორული მდგომარეობის ტემპერატურის ცნების შემოღება უაზროა, ტერმინი „უარყოფითი ტემპერატურა" უნდა გვესმოდეს იმ თვალსაზრისით, რომ გარემოში აღგზნებული ატომების რიცხვი სჭარბობს ნორმალურ მდგომარეობაში მყოფ ატომების რიცხვს.

§ 5. ლაზერები

უკანასკნელი რამდენიმე ათეული წლის განმავლობაში, იძულებითი გადასვლების შესწავლის საფუძველზე, მიღებული იყო ფრიად მნიშვნელოვანი და პრაქტიკული მიზნებისათვის გამოსადეგი შედეგები. შეიქმნილი იყო მოლეკულური გენერატორები და გამაძლიერებლები.

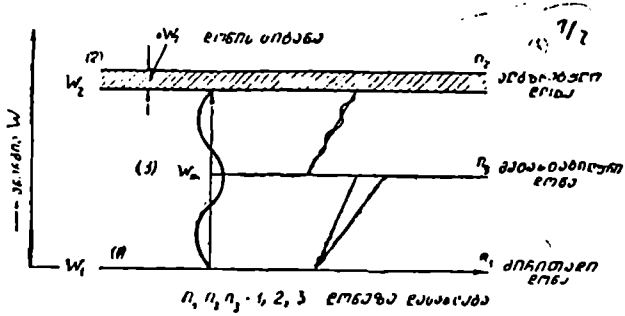
პირველად 1940 წელს, ვ. ა. ფაბრიკანტმა გამოთქვა მოსაზრება, რომ სტიმულირებული (იძულებითი) გამოსხივება შეიძლება გამოყენებული იქნეს სინათლის ნაკადის გასაძლიერებლად. ამ აზრის პრაქტიკული განხორციელება მხოლოდ 1953 წელს გახდა შესაძლებელი.

ნ. გ. ბასოვმა და ა. მ. პროხოროვმა (სსრკ. კავშირი), ტაუნსმა და ვებერმა (აშშ), ერთმანეთისაგან დამოუკიდებლად, მიკროტალღურ დიაპაზონში, შექმნეს მოლეკულური გამაძლიერებელი, რომელსაც „მაზერი" ეწოდა. სიტყვა „მაზერი" წარმომდგარია ინგლისური სიტყვების პირველი ასოებისაგან — Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation, რაც ნიშნავს მიკროტალღების გაძლიერებას იძულებითი გამოსხივების საშუალებით.

1960 წელს, გეიმანმა (აშშ) პირველმა შექმნა ანალოგიური ხელსაწყო ოპტიკურ დიაპაზონში, რას „ლაზერი" უწოდეს (Light amplification by Stimulated emissing of Radiation. რაც ნიშნავს სინათლის გაძლიერებას იძულებითი გამოსხივებით). ხშირად ლაზერებს კვანტურ გენერატორებს უწოდებენ.

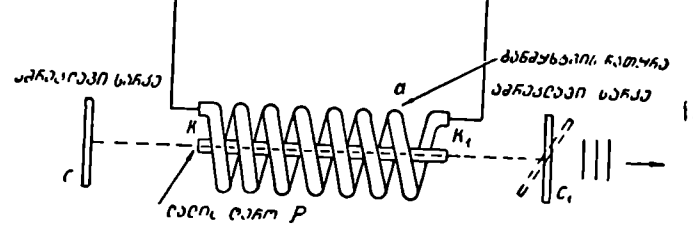
დიდი გამოყენება პოვა ლალის ლაზერმა. ლალის კრისტალი წარმოადგენს ალუმინის ჟანგს, რომლის მესერში ზოგიერთი ალუმინის ატომი შეცვლილია ქრომის იონებით (Cr^{3+})- სინათლის შთანთქმის შედეგად, ქრომის იონები ნორმალურ W_1 დონიდან აღგზნებულ W_2 დო-

ნეზე გადადიან. აღგზნებულ დონეს ΔW_2 სიგანე აქვს და ამ დონეზე მყოფი ჭარბი იონების ენერგიები ამ შუალედში ნაწილდებიან. ზოგიერთი ამ იონებისა W_2 დონიდან შუალედურ W_0 დონეზე გადადიან, რომელიც მეტასტაბილურია და მასზე იონები 4 — 5 რიგით მეტი დროის განმავლობაში რჩებიან, ვიდრე ჩვეულებრივ აღგზნებულ დონეზე. ჩვეულებრივად, აღგზნებულ დონეზე იონის სიცოცხლის ხანგრძლივობა 10^{-7} — 10^{-8} წამის ტოლია.



ნახ. 69. იონების გადასვლები ლალის ლაზერში.

მეტასტაბილურ დონეზე ქრომის იონების საკმაოდ დიდი რიცხვი გროვდება. სანამ აღგზნებული იონების კონცენტრაცია მეტასტაბილურ დონეზე ყველა აღგზნებული იონის 50%-ს არ მიაღწევს, მათ ძირითად W_1 დონეზე დაბრუნებას თან სდევს ლალის ფლუორესცენცია



ნახ. 70. ლალის ლაზერის გამარტივებული სქემა.

სპექტრის წითელ ნაწილში, რამდენიმე მილისეკუნდის ხანგრძლივობით. როდესაც აღგზნებული იონების რიცხვი მეტასტაბილურ დონეზე ძირითად დონეზე მყოფი იონების რიცხვზე მეტი გახდება, ჩნდება უარყოფითი აბსოლუტური ტემპერატურის გარემო და იქმნება იძულებითი გადასვლებით გამოწვეული გამოსხივების შესაძლებლობა.

70-ე ნახაზზე ნაჩვენებია ლალის ლაზერის მოქმედების სქემა.

P ცილინდრული ფორმის ლალის ღეროა. მას აქტიურ ნივთიერებას უწოდებენ, მის ირგვლივ დახვეულია სპირალური ფორმის განმუხტვის ნათურა a, რომელიც იკვებება B დენის წყაროთი. განმუხტვის მილაკში ფართო დიაპაზონის სიხშირის, მძლავრი სინათლის ნაპერწკალი ჩნდება (არაკოჰერენტული). ღეროს ატომები შთანთქავენ სინათლის ენერგიის ნაწილს და გადადიან აღგზნებულ მდგომარეობაში. როდესაც ატომები უბრუნდებიან ნორმალურ მდგომარეობას, განთავისუფლებული ენერგია გამოსხივდება სინათლის ტალღის სახით.

ლაზერს აკეთებენ ისეთი ნივთიერებისაგან, რომლის ატომები, აღგზნების ზემდეგ, ჯერ მეტასტაბილურ მდგომარეობაში გადადიან და შემდეგ — ძირითადში (ნახ. 69). მეტასტაბილურ მდგომარეობაში ატომები რჩებიან მანამდე, სანამ ისინი იძულებით არ გადავლენ ძირითად მდგომარეობაში. გამოსხივებული ტალღის სიგრძე ზუსტად იმ სინათლის ტალღის სიგრძის ტოლია, რომელიც იწვევს ამ გადასვლას.

ამრიგად, ჩვენ განათებით ატომებს ვაიძულებთ, რომ მათ გამოასხივონ სინათლე. ლაზერში საკმარისია ერთი ატომი გადავიდეს მეტასტაბილური მდგომარეობიდან ძირითადში, ე. ი, გამოასხივოს სინათლის კვანტი, რომ ეს აქტი აიძულებს სხვა ატომებს, რათა მათ შეასრულონ ანალოგიური გადასვლები.

მეტასტაბილური მდგომარეობა ძირითადი მდგომარეობაა, რომელიც აპირობებს ლაზერის მუშაობას.

განმუხტვის ნათურის საშუალებით ატომების გადაყვანას მეტასტაბილურ მდგომარეობაში, ჩვეულებრივად მეტასტაბილური მდგომარეობის დასახლებას უწოდებენ.

რადგან დასაწყისში ატომების უმრავლესობა ძირითად მდგომარეობაში იმყოფებოდა, ამბობენ, რომ ადგილი აქვს დასახლების ინვერსიას.

c და c_1, აღრეცილ სარკეებია (ნახ. 70). არეკლილი, კოჰერენტული სინათლის ზედდების შედეგად, ღეროში ხდება ტალღების კონცენტრაცია. აღმოჩნდა, რომ სწორედ ამ სარკეებიდან არეკლილ სინათლის ტალღებს შეუძლიათ განმეორებით გამოიწვიონ ატომების გადასვლა ძირითადი მდგომარეობიდან მეტასტაბილურში. მაშასადამე, ლაზერის ღეროში სინათლის ენერგიის განუწყვეტელი დაგროვება ხდება.

ლაზერის გენერატორის მუშაობის მახასიათებლის შესასწავლად, ჩვეულებრივად ადგენენ კინეტიკურ განტოლებებს, რომლებიც აღწერენ რეზონატორში სინათლის ტალღის ინტენსივობისა და ენერგეტიკულ დონეებზე ატომთა დასახლების სიდიდეთა ცვლილებახ დროში. მოკლედ შევეხოთ ამ საკითხს.

69-ე ნახაზზე ნაჩვენებია ლალის ლაზერის სამდონეიანი სქემა. 1—ძირითადი დონეა, მისი დასახლება n_1-ით არის აღნიშნული; 2—აღგზნე-

ბული დონეა, მისი დასახლება აღვნიშნოთ n_2-ით. მისი სიგანე არის $\Delta\Pi'_2$. 3 — არის მეტასტაბილური დონე, მისი დასახლება აღვნიშნოთ n_3-ით. მეტასტაბილური დონის სიგანე უმნიშვნელოა. მე-2 დონეზე ატომთა სიცოცხლის ხანგრძლივობა მცირეა, ხოლო მეტასტაბილურ დონეზე კი, მასთან შედარებით, სიცოცხლის ხანგრძლივობა დიდია, ამიტომ შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ $n_2=0$. ამ შემთხვევაში ატომები უნდა იმყოფებოდნენ ან ძირითად 1, ან მეტასტაბილურ — 3 მდგომარეობაში. თუ ატომთა საერთო რიცხვს N-ით აღვნიშნავთ, შეიძლება დავწეროთ:

$$n_1+n_3=N=\text{const}. \tag{5,26}$$

ამ ტოლობის გამო, შეიძლება დასახლებების ცვლილების განტოლება დავწეროს ან ძირითადი, ან მეტასტაბილური დონისათვის. მეტასტაბილურ დონეზე ატომთა დასახლების ცვლილება დროში შეიძლება მივიღოთ დეტალური წონასწორობის პრინციპიდან. განტოლებას შემდეგი სახე აქვს:

$$\frac{dn_3}{dt}=\omega_{123}\,p_{n_1}-\omega'_{31}\,n_3-\omega_{31}\,(n_3-n_1)\,N_0 \tag{5,27}$$

ω_{123} პირველიდან, მეორე დონის გავლით, მესამე დონეზე გადასვლის ალბათობაა. ეს გადასვლა განპირობებულია აღგზნების ნათურის ფოტონთა ნაკადით. P აღგზნების ნათურის სიმძლავრეა. ω'_{31} და ω_{31} აინშტაინის კოეფიციენტებია, შესაბამისად სპონტანური და ინდუცირებული გადასვლებისათვის. N_0 რეზონატორში არსებული ფოტონთა რიცხვია.

(5,27) განტოლების მარჯვენა მხარის პირველი წევრი გამოხატავს მეტასტაბილურ დონეზე ატომთა რიცხვის ზრდას, ამიტომ მას დადებითი ნიშანი აქვს. მეორე წევრი გამოხატავს n_3 რიცხვის შემცირებას სპონტანური გადასვლების გამო, ხოლო ბოლო წევრი გვაძლევს n_3-ის ცვლილებას ინდუცირებული გამოსხივების და შთანთქმის გამო. ამ ორ უკანასკნელ წევრს უარყოფითი ნიშანი აქვს.

რეზონატორში ფოტონების რიცხვის ცვლილება გამოიხატება შემდეგი განტოლებით:

$$\frac{dN_0}{dt}=\omega_{31}\,(n_3-n_1)\,N_0+\frac{\Omega}{4\pi}\,\omega'_{31}\,n_3-\alpha N_0\,. \tag{5,28}$$

Ω ლაზერის სხივის გაშლის სხეულოვანი კუთხეა. $\frac{\Omega}{4\pi}$-ის დამატება სპონტანურ წევრში იმით არის გამოწვეული, რომ სინათლის გენერაციაში მონაწილეობენ მხოლოდ ის ფოტონები, რომელთა გამოსხივების მიმართულება ემთხვევა რეზონატორის ღერძის მიმართულებას. გამოსხი-

ვებული ფოტონები რჩებიან ორ პარალელურ სარკეს შორის სივრცეში. დანარჩენი ფოტონები სწრაფად ტოვებენ რეზონატორს და არ იწვევენ შესამჩნევ ინდუცირებულ გადასვლებს.

α რეზონატორის დანაკარგებია დროის ერთეულში. ეს დანაკარგები გამოწვეულია სარკეების არაპარალელურობით, კრისტალის ოპტიკური არაერთგვაროვნებით, დიფრაქციის მოვლენებით და ლაზერის სხივის ნაწილის რეზონატორიდან გამოსვლით.

თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ დასახლებათა ინვერსია არის $n = n_3 - n_1 = n_3 - N + n_3 = 2n_3 - N$, გვექნება:

$$\frac{dn}{dt} = 2\frac{dn_3}{dt} \tag{5,29}$$

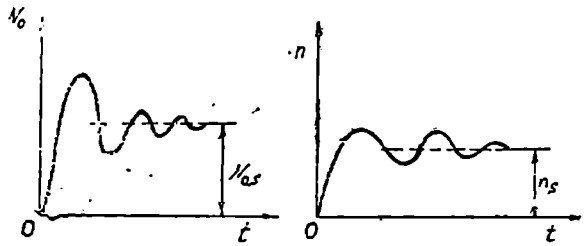
(5,27) განტოლებიდან, (5,29)-ის დახმარებით, დაახლოებით დასახლებათა ინვერსიის ცვლილებისათვის მივიღებთ:

$$\frac{dn}{dt} = (\omega_{123}p - \omega'_{31})N - (\omega_{123}p + \omega'_{31})n - 2\omega_{31}nN_0, \tag{5,30}$$

ხოლო ფოტონების რიცხვის ცვლილება რეზონატორში იქნება:

$$\frac{dN_0}{dt} = \omega_{31}nN_0 + \Omega\omega'_{31}\cdot\frac{n+N}{8\pi} - \alpha N_0. \tag{5,31}$$

(5,30) და (5,31) გამოსახულებები წარმოადგენენ ლაზერის კინეტიკურ განტოლებებს, სისტემის დასახლებათა ინვერსიის და ფოტონთა რიცხვისათვის.



ნახ. 71. რეზონატორში ფოტონების რიცხვის (N_0) და დასახლებათა ინვერსიის პილუკადი რხევა.

$\omega_{31}nN_0$ წევრის გამო, ეს დიფერენციალური განტოლებათა სისტემა არაწრფივია. მისი ანალიზური ამოხსნა შეიძლება მხოლოდ წრფივ მიახლოებაში. ელექტრონული გამომთვლელი მანქანის საშუალებით მიღებული შედეგი მოცემულია ნახ. 71-ზე.

როგორც ვხედავთ, ფოტონთა რიცხვი რეზონატორში N_0 განიცდის მილევად რხევებს და მიისწრაფვის N_0 სტაციონარული მნიშვნელობისაკენ. ანალოგიურად, მილევად რხევებს განიცდის დასახლებათა ინვერსიის მნიშვნელობა n, რომელიც n_s სტაციონარული მნიშვნელობისაკენ მიისწრაფვის.

ლაზერები გამოიყენებიან, როგორც სინათლის გენერატორები და გამაძლიერებლები.

ლაზერის გამოსხივებას მთელი რიგი განსაკუთრებული თვისებები ახასიათებს:

ლაზერის სინათლის ნაკადის გაშლის კუთხე იმდენად მცირეა, რომ ის საკმაოდ დიდ მანძილზე შეიძლება პარალელურად ჩაითვალოს. მაგალითად, ერთი კილომეტრის მანძილზე ლაზერის ნაკადი ერთი მეტრით იშლება. ჩვეულებრივი წყაროდან გამომავალი სინათლის ნაკადი კი ერთ კილომეტრზე 17 მეტრით იშლება.

რადგან სხივის გავრცელების მიმართულებით ნაკადის ენერგია $Id\Omega$-ის პროპორციულია ($d\Omega$ გაშლის სივრცითი კუთხეა), $d\Omega$-ის სიმცირის გამო, ნაკადის სიკაშკაშე ძალიან დიდ მნიშვნელობას იღებს. უკანასკნელ ხანებში (1977 წ), ლაზერული ნაკადის სიმძლავრემ იმპულსში 10^{12} $\frac{ვტ}{სმ^2}$ და მეტსაც მიაღწია. ლაზერის ნაკადის სიმძლავრის შემდგომ გაზრდას ძალიან დიდი პრინციპული მნიშვნელობა აქვს მთელი რიგი უმნიშვნელოვანესი ფიზიკური პრობლემების გადასაწყვეტად.

ლაზერული ნაკადის მესამე განსაკუთრებული თვისება მდგომარეობს იმაში, რომ ის წარმოადგენს იდეალურ მონოქრომატულ გამოსხივებას. იძულებითი გამოსხივება რეზონანსული პროცესია, ამიტომ უდიდესი ინტენსივობით მისი აღგზნება სიხშირის მრუდის მაქსიმუმშია. ეს იწვევს ინტენსივობის ზრდასთან ერთად, სიხშირის შუალედის შევიწროვებას. ამის შედეგად ჩნდება მონოქრომატული ნაკადი, რომლის სპექტრული სიგანე, ბუნებრივ სიგანეზე გაცილებით მცირეა. ამ თვალსაზრისით, უფრო მიზანშეწონილია გაზური ლაზერი ($He+We$), რომელიც იძლევა ინფრაწითელ მონოქრომატულ გამოსხივებას.

ლაზერული გამოსხივების მეოთხე თვისება არის სრული კოჰერენტულობა. როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, სპონტანური გამოსხივება განფენილ წყაროში ჩნდება სხვადასხვა, სრულიად შემთხვევით წერტილებში და ერთმანეთისაგან სრულიად განსხვავებული დროის მომენტებში, ამიტომ ეს გამოსხივება არაკოჰერენტულია. არა მარტო სხვადასხვა წყაროდან გამოსხივებული სინათლე, არამედ ერთი და იგივე წყაროს სხვადასხვა წერტილიდან გამოსული სინათლის ტალღებიც არაკოჰერენტული არიან და არ იძლევიან ინტერფერენციას. ლაზერებს

გამოსხივება იდეალურად კოჰერენტულია. უდავოდ, ეს თვისება ახლო მომავალში ახალ პრაქტიკულ გამოყენებას მოიპოვებს.

დაბოლოს, მოკლედ აღვნიშნოთ ლაზერების მომავალი. უმნიშვნელოვანეს ფიზიკურ პრობლემებს შორის, რომლებიც თანამედროვე მეცნიერების წინაშე დგანან, არის რენტგენისა და γ-ლაზერების შექმნის პრობლემა. ასეთ ხელსაწყოებს „რაზერი" და „გაზერი" ვუწოდოთ. მათი შექმნის გზაზე პრინციპულად ძალიან რთული ფიზიკური პრობლემების გადაწყვეტაა მოსალოდნელი.

თავი 6

კვანტური მექანიკის ელემენტები

§ 1. ბორის თეორიის განვითარება და კვანტური მექანიკის შექმნა

1. წინააღმდეგობანი ბორის თეორიაში

ჩვენ დავინახეთ, რომ ბორის ატომის მარტივმა თეორიამ წყალბადისა და წყალბადისმაგვარ ატომურ სპექტრებში არსებული სპექტრული კანონზომიერებანი საკმარისად კარგად ახსნა; მაგრამ მან ზოგიერთი საკითხი აუხსნელი დატოვა. მაგალითად, ორელექტრონიანი ატომების (He) შემთხვევაში ბორის თეორია დაუძლეველ წინააღმდეგობებს წააწყდა. გარდა ამისა, ბორის მიერ წამოყენებული კვანტური დებულებების აზრი და ხასიათი კლასიკური ფიზიკისათვის გაუგებარი რჩებოდა. თუ დავუკვირდებით ბორის დებულებებს, ადვილად შევამჩნევთ, რომ ისინი ნახევრად კლასიკურ და ნახევრად კვანტურ წარმოდგენათა მექანიკურ შერწყმას წარმოადგენენ.

აღნიშნულ მოსაზრებათა საფუძველზე აუცილებელი გახდა, ატომის შიგა პროცესების ასახსნელად, უფრო თანმიმდევრული თეორია შემუშავებულიყო. საჭირო იყო მიკროპროცესების მექანიკის შექმნა.

ახალი მექანიკის საფუძვლების დასადგენად კვლევა-ძიება ორი მიმართულებით წარიმართა.

ერთი გზა ჰაიზენბერგმა (1925 წ.) აირჩია. მისი იდეები შემდგომ მ. ბორნმა და იორდანმა განავითარეს. ამ კვლევათა შედეგად შეიქმნა ეგრეთ წოდებული მატრიცული მექანიკა, რომელსაც ბორის ატომური მექანიკა უნდა შეეცვალა.

ამ მიმართულებისაგან სრულიად დამოუკიდებლად, მიკრომექანიკის შესაქმნელად კვლევა განვითარდა მეორე გზითაც. ამ გზას დე-ბროილი (1923 წ.) და შრედინგერი გაჰყვა. მათ მიერ შექმნილ მიკრომექანიკას კვანტურ, ანუ ტალღურ მექანიკას უწოდებენ.

მიუხედავად იმისა, რომ დე-ბროილის წარმოსახვა სულ სხვა იდეებზეა დაფუძნებული და პირველი შეხედვით ჰაიზენბერგის თეორიასთან არავითარი კავშირი არა აქვს, ორივე თეორია თითქმის ერთდროულად

იყო წამოყენებული და ორივე წარმოადგენს ერთი და იმავე თეორიის სხვადასხვა მათემატიკურ გადაწყვეტას.

კვანტურ მექანიკაში საკითხებისადმი მიდგომა განსხვავებულია კლასიკურ მექანიკაში მიღებული მეთოდებისაგან. მიუხედავად ამისა, მათ შორის მჭიდრო კავშირია. ეს კავშირი თვით ბორმაც შენიშნა და ჩამოაყალიბა იგი თანადობის პრინციპის სახით (იხ. თავი 3, § 3).

ამ თავში განვიხილავთ კვანტური მექანიკის ორივე მიმართულების მხოლოდ ძირითად დებულებებს, შევისწავლით ამ თეორიის შედეგების ფიზიკურ აზრს და კვანტური მექანიკის დებულებებს გამოვიყენებთ მხოლოდ მაშინ, როდესაც ბორის მარტივი თეორია საკმარისი არ იქნება საკითხის გადასაწყვეტად.

2. ჰაიზენბერგის თეორია—მატრიცული მექანიკა

როგორც აღვნიშნეთ, მიკრომექანიკის დადგენის ერთ-ერთი გზა ჰაიზენბერგმა აირჩია. მისი აზრით, ბორის თეორიის არასაკმარისობის ძირითადი მიზეზი იმაში მდგომარეობს, რომ მის სქემაში ისეთი სიდიდეებია შემოღებული, რომელთა გაზომვა ცდით შეუძლებელია. მაგალითად, ატომში — ელექტრონის ორბიტის ცნება (ორბიტის რადიუსი), ელექტრონის სიჩქარე და სხვ.

ატომში ელექტრონის მდებარეობის საკმარისი სიზუსტით განსაზღვრისათვის, აუცილებელია მისი განათება ატომის დიამეტრზე (10^{-8} სმ) ნაკლები ტალღის სიგრძის მქონე სინათლით, ე. ი. დიდი ენერგიის კვანტით. ამის შედეგად ელექტრონი ისეთ ძლიერ უკუცემას მიიღებს, რომ მისი კავშირი ატომთან დაირღვევა და ატომი დაიშლება. ჰაიზენბერგის აზრით, ახალ მექანიკაში მხოლოდ ისეთი სიდიდეები უნდა შედიოდეს, რომელთა გაზომვა შესაძლებელია. ასეთ სიდიდეებს მიეკუთვნება, მაგალითად, სპექტრული ხაზების რხევის სიხშირე (იზომება ტალღის სიგრძე λ), ინტენსიობა და სხვა.

მატრიცულმა მექანიკამ კარგი შედეგები გამოიღო და მრავალი საკითხის გადაწყვეტა შეძლო.

ამ მექანიკის დაწვრილებით განხილვას არ შევუდგებით მისი აბსტრაქტული ხასიათის გამო. შევეხებით მხოლოდ მის ძირითად აზრს.

ჰაიზენბერგის თანახმად, სიდიდეები, რომლებიც მიკრომექანიკაში უნდა შედიოდნენ, შეიძლება იყოს რხევის სიხშირე და ინტენსივობა. რხევის სიხშირე განისაზღვრება ატომის ერთი ენერგეტიკული დონიდან მეორეში გადასვლით, რის შედეგად გამოსხივდება (ან შთაინთქმება) კვანტი, სიხშირით:

$$\omega = \frac{W_1 - W_2}{\hbar} = \frac{W_1}{\hbar} - \frac{W_2}{\hbar}.$$

ჰაიზენბერგმა რხევის სიხშირეები ერთ ტაბულაში მოათავსა. ანალოგიური ტაბულის სახით შეიძლება წარმოვიდგინოთ ოსცილატორის მიერ გამოსხივებული კვანტების რხევის ამპლიტუდებიც a_{ik}. როგორც ცნობილია, ამპლიტუდის კვადრატი გამოსხივების ინტენსივობას განსაზღვრავს. ამიტომ გამოსხივების ინტენსივობაც ტაბულის სახით შეიძლება წარმოვიდგინოთ.

ისმება საკითხი: როგორი მათემატიკური ოპერაციები უნდა ვაწარმოოთ ამ ტაბულებზე? ბორნმა და იორდანმა გამოთქვეს აზრი, რომ ეს ოპერაციები უნდა იყოს მათემატიკაში მატრიცებზე ჩატარებული ოპერაციების ანალოგიური. ამიტომ მიკრომექანიკაში ყოველ ფიზიკურ სიდიდეს გარკვეული მატრიცა უნდა შეესაბამებოდეს. მაგალითად, არის კოორდინატების მატრიცა, იმპულსების მატრიცა და ასე შემდეგ. მოქმედება ამ მატრიცებზე უნდა ჩატარდეს ისე, როგორც კლასიკურ მექანიკაში ატარებენ.

3. დე-ბროილის ტალღური მექანიკა

ახალი მექანიკის შექმნის მეორე გზა დე-ბროილს ეკუთვნის. ელექტრომაგნიტური გამოსხივება ზოგჯერ ტალღურ თვისებებს ამჟღავნებს, ზოგჯერ კი, მაგალითად, შთანთქმის და გამოსხივების პროცესებში, კორპუსკულური (კვანტური) თვისებების მატარებელია. მეცნიერებაში დაძკვიდრებული იყო შეხედულება იმის შესახებ, რომ ელექტრომაგნიტური გამოსხივება და კერძოდ სინათლე, ტალღური ბუნებისაა, ნაწილაკები კი, მაგალითად, ელექტრონები კორპუსკულებს წარმოადგენენ.

1923 წელს, დე-ბროილმა სრულიად ახალი და პირველი შეხედვით უცხო აზრი გამოთქვა: ელექტრომაგნიტური კვანტები (ფოტონები), ისევე როგორც ნივთიერი ნაწილაკები, ელექტრონები, ატომები, მოლეკულები, სრულიად მსგავსი ობიექტებია იმ თვალსაზრისით, რომ ისინი ხან ტალღურ თვისებებს ამჟღავნებენ, ხან კი კორპუსკულურს. დე-ბროილის თანახმად, ყოველი ნივთიერი ნაწილაკი შეიძლება განვიხილოთ როგორც გარკვეული სიგრძის ტალღა. ამ ტალღას დე-ბროილის ტალღას უწოდებენ. ეს გენიალური აზრი ფიზიკაში ერთ-ერთ უდიდეს აღმოჩენათა რიცხვს ეკუთვნის.

მიეყვეთ დე-ბროილის მსჯელობას: ამ საკითხისადმი ასეთი მიდგომა ბათლად დაგვანახებს მეცნიერების აზროვნების განვითარებას.

ყოველ მოძრავ მიკრონაწილაკთან ტალღის დაკავშირების შესაძლებლობა ჯერ კიდევ 1828 წელს დაუშვა ცნობილმა ინგლისელმა მათემატიკოსმა ჰამილტონმა, რომელიც სწავლობდა მექანიკასა და ოპტიკას შორის დამოკიდებულებას.

დავსვათ საკითხი: რა თვისებები უნდა ჰქონდეს ნაწილაკთან დაკავშირებულ ტალღას და რა დამოკიდებულება შეიმჩნევა ნაწილაკისა და ტალღის დამახასიათებელ პარამეტრებს შორის?

ნაწილაკი ხასიათდება ენერგიით (W), მასით (m) და იმპულსით (p). ტალღის მახასიათებელი პარამეტრებია რხევის სიხშირე (ω) და ტალღის სიგრძე $\left(\lambda = \frac{2\pi}{k}\right)$, k ტალღური ვექტორის აბსოლუტური მნიშვნელობაა. დე-ბროილის აზრით, თუ ყოველ ნაწილაკს ეთანადება გარკვეული ტალღა, მაშინ ამ ტალღამ იმავე მიმართულებით უნდა იმოძრაოს, რა მიმართულებითაც მოძრაობს ნაწილაკი.

ეს ტალღა შეიძლება კომპლექსური ფუნქციის სახით გამოვხატოთ:

$$\psi(r, t) = a \exp i(\mathrm{rk} - \omega t), \qquad (6,1)$$

სადაც a მუდმივი ამპლიტუდაა, k ტალღური ვექტორია.

$|k| = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ ტალღის სიგრძეა, ω — რხევის სიხშირე. ამ ფუნქციას ტალღური ფუნქცია ეწოდება.

თუ ნაწილაკი თავისუფალია და მასზე გარე ძალები არ მოქმედებენ, ის იმოძრავებს მუდმივი სიჩქარით. ასეთი ნაწილაკის შესაბამისი ტალღა იქნება ბრტყელი.

ამ დამოკიდებულებათა გამოსარკვევად დე-ბროილი დაეყრდნო ცდით მიღებულ შედეგებს. მხოლოდ ცდებს და დაკვირვებებს შეუძლიათ ამ კითხვაზე პასუხი გასცენ. განვიხილოთ რას გვაძლევენ ცდები. ჩვენ შევეხებით მხოლოდ იმ ცდებს, რომლებმაც გადამწყვეტი როლი შეასრულეს ტალღური მექანიკის შექმნაში.

1921 წელს რამზაუერმა შეისწავლა ელექტრონების გაბნევა გაზის მოლეკულებზე. მან შენიშნა, რომ გაბნეული ელექტრონების ინტენსივობის განაწილება არ ეთანხმება კლასიკური ფიზიკის კანონებს. ელექტრონების ინტენსივობის განაწილებაში აშკარად შეინიშნება მაქსიმუმებისა და მინიმუმების თანმიმდევრობა. მიღებული იყო ტიპიური დიფრაქციული სურათი, რომელიც დამახასიათებელია ტალღური ბუნების ელექტრომაგნიტური გამოსხივებისათვის, მაგალითად, რენტგენის სხივებისათვის, რომლებიც კრისტალზე განიბნევიან. ეს შედეგი — ელექტრონების ტალღური ბუნება, სრულიად გაუგებარი იყო.

მეორე მოვლენა, რომელშიც ელექტრონების ტალღური ბუნება გამომჟღავნდა, იყო გაზში ელექტრონების თავისუფალი განარბენის ცნიშვნელობა.

კლასიკური კინეტიკური თეორიის თანახმად, თუ ჩავთვლით, რომ ელექტრონის ზომა ძალიან მცირეა, ხოლო სიჩქარე გაზის მოლეკულე-

ბის სითბურ სიჩქარეზე საგრძნობლად დიდი, მაშინ ელექტრონის საშუალო განარბენი $4\sqrt{2}$-ჯერ მეტი უნდა იყოს მოლეკულის თავისუფალ განარბენზე.

რამზაუერის ცდებმა გვიჩვენა, რომ ეს პირობა არ სრულდება. აღმოჩნდა, რომ ელექტრონის თავისუფალი განარბენი გაზში, მის სიჩქარეზეა დამოკიდებული. ამ მოვლენას რამზაუერის ეფექტს უწოდებენ. ეს მოვლენა სრულიად გაუგებარია, თუ ელექტრონს მხოლოდ ნაწილაკის თვისებებს მივაწერთ. მას ტალღური თვისებებიც უნდა ჰქონდეს.

გადამწყვეტი ცდები, რომლებიც უდავოდ დე-ბროილის თეორიის სისწორეს ასაბუთებენ, დევისონისა და ჯერმერის მიერ იყო ჩატარებული 1925—27 წლებში. მათ შეისწავლეს ელექტრონების გაბნევა კრისტალზე.

ოპტიკიდან კარგად არის ცნობილი, რომ, როდესაც კრისტალის ზედაპირიდან რენტგენის ტალღები აირეკლებიან ან მასში გადიან, ადგილი აქვს ინტერფერენციის მოვლენას. ინტერფერენციის შედეგად, ეკრანზე ნათლად ჩანან ნათელი და ბნელი წრიული რგოლები, ეგრეთ წოდებული დიფრაქციული რგოლები. ამ მოვლენის საფუძველზე დამტკიცებული იყო რენტგენის სხივების ტალღური ბუნება. აქ დიფრაქციული მესრის მაგიერ გამოყენებულია ბუნებრივი კრისტალური მესერი. რადგან კრისტალური მესრის ატომებს შორის მანძილი და ატომების ზომა იგივე რიგისაა, როგორიც არის რენტგენის სხივების ტალღის სიგრძე (10^{-8} სმ).

აჩქარებული ელექტრონების ნაკადი ეცემოდა კრისტალის ზედაპირს, საიდანაც არეკვლის შემდეგ, გაბნეული ელექტრონები ხვდებოდნენ ეკრანს. ეკრანზე მიიღებოდა მკაფიო დიფრაქციული სურათი, სრულიად ანალოგიური იმისა, როგორიც მიიღება რენტგენის სხივების არეკვლისას კრისტალის მესერზე. ამ ცდებმა საბოლოოდ დაამტკიცა, ელექტრონების კორპუსკულურ თვისებებთან ერთად, მათი ტალღური ბუნება.

დე-ბროილის მოსაზრება არა მარტო ელექტრონებზე, არამედ სხვა ნაწილაკებზედაც გავრცელდა: პროტონებზე, ატომებზე და მოლეკულებზე. შემდგომში იგივე შედეგები დადასტურდა მთელი რიგი ცდებით.

ისმება კითხვა: როგორ უნდა გვესმოდეს, რომ ყოველ მიკრონაწილაკს ეთანადება გარკვეული სიგრძის მქონე ტალღა?

ტალღის სიგრძე შეიძლება გაიზომოს, მაგალითად, დიფრაქციული რგოლების ურთიერთგანლაგების საშუალებით. გაზომვები გვიჩვენებენ, რომ დე-ბროილის ტალღის სიგრძე ნაწილაკის სიჩქარეზეა დამოკიდე-

ბული. სახელდობრ, ის სიჩქარის უკუპროპორციულია: $\lambda\!\!\!^{-} \sim \frac{1}{v}$, სადაც $\lambda\!\!\!^{-} = \frac{\lambda}{2\pi}$.

მცირე სიჩქარის ნაწილაკების ტალღის სიგრძე მეტია, ვიდრე ჩქარი ნაწილაკებისა. აგრეთვე შეიძლება გაიზომოს მათი დამაკავშირებელი პროპორციულობის კოეფიციენტი. ეს კოეფიციენტი $\frac{\hbar}{m}$-ის ტოლია, სადაც $\hbar$ პლანკის მუდმივაა, გაყოფილი 2π-ზე, m ნაწილაკის მასაა.

მაშასადამე, დე-ბროილის ტალღის სიგრძე ტოლია: $\lambda\!\!\!^{-} = \frac{\hbar}{mv} = \frac{\hbar}{p}$, ანუ რელატივისტური შესწორებით, ის შემდეგი სახით დაიწერება:

$$\lambda\!\!\!^{-} = \left(\frac{\hbar}{m_0 c}\right) \sqrt{\frac{1-\beta^2}{\beta}}; \qquad (6,2)$$

თუ შემოვიღებთ ტალღურ ვექტორს: $|k| = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{1}{\lambda\!\!\!^{-}}$, (6,2) ფორმულა შეიძლება ვექტორულად ასე დაიწეროს:

$$\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}. \qquad (6,3)$$

როგორც ვხედავთ, იმპულსი — ნაწილაკის მახასიათებელი სიდიდე და ტალღური ვექტორი — ტალღის მახასიათებელი პარამეტრი, დაკავშირებული არიან ერთმანეთთან პლანკის მუდმივით. ამავე დროს ცნობილია, რომ პლანკის თანახმად, ანალოგიურ თანაფარდობას აქვს ადგილი ელექტრომაგნიტური ტალღის ენერგიასა (W) და რხევის სიხშირეს შორის:

$$W = \hbar\omega = h\nu \qquad (6,4)$$

ჩვენს მსჯელობაში დაშვებულია, რომ $W = \hbar\omega$ თანაფარდობა, რომელიც ძალაშია კვანტებისათვის, ვრცელდება ნაწილაკებზედაც:

$$\hbar\omega = W = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (6,5)$$

მაშასადამე, პლანკის მუდმივა ერთდროულად აკავშირებს ერთმანეთს ნაწილაკის ტალღურ და ტალღის კორპუსკულურ თვისებებს:

მაგრამ ტალღა მარტო ტალღის სიგრძით არ ხასიათდება. მას კიდევ ახასიათებს რხევის სიხშირე (ω) და ფაზური სიჩქარე (v_f). ეს სიდიდეები ერთმანეთთან შემდეგნაირად არის დაკავშირებული:

$$\lambda\!\!\!^{-}\omega = v_f. \qquad (6,6)$$

როდესაც ელექტრომაგნიტური ტალღა სიცარიელეში ვრცელდება, ფაზური სიჩქარე სინათლის სიჩქარის ტოლია.

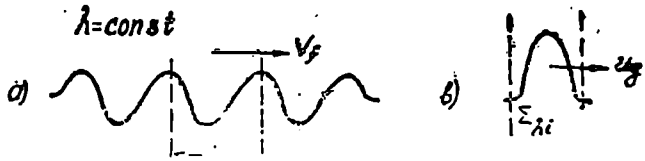
(6,6) ფორმულა იძლევა დამოკიდებულებას ტალღის სიგრძეს და ნაწილაკის ფაზურ სიჩქარეს შორის. ნაწილაკის — ტალღის სრული დახასიათებისათვის კიდევ საჭიროა მოიძებნოს დამოკიდებულება ტალღის დამახასიათებელ (რხევის სიხშირის ან ფაზური სიჩქარის) და ნაწილაკის დამახასიათებელ სიდიდეებს შორის. სამწუხაროდ, არც ერთი ამ სიდიდეთაგანი ცდით არ იზომება, ამიტომ ეს დამოკიდებულება თეორიული მსჯელობით უნდა მივიღოთ.

თუ ყოველ ნაწილაკს გარკვეული ტალღა ეთანადება, მაშინ აუცილებელია, რომ ნაწილაკის სიჩქარესა და ტალღის გავრცელების სიჩქარეს შორის გარკვეული დამოკიდებულება არსებობდეს, რადგან მოძრავ ნაწილაკს თან სდევს ტალღა. ბუნებრივია, რომ ვინაიდან ნაწილაკი და ტალღა არ შეიძლება ერთმანეთს დაცილდენ, მათი სიჩქარეები ერთმანეთის ტოლი უნდა იყოს $v_f = v$. მაგრამ ასეთი დაშვება გაუმართლებელია, რადგან, როგორც ცდები გვიჩვენებენ, ტალღის სიგრძე λ ნაწილაკის სიჩქარეზეა დამოკიდებული და, მაშასადამე, მასზე უნდა იყოს დამოკიდებული აგრეთვე ფაზური სიჩქარეც. ეს ნიშნავს, რომ დე-ბროილის ტალღას ძლიერი დისპერსია უნდა ახასიათებდეს. ამავე დროს, ოპტიკიდან ცნობილია, რომ ტალღის გავრცელებას ორი სიჩქარე ახასიათებს. ფაზური v_f და ჯგუფური u_g. ფაზური სიჩქარე ტოლია $v_f = \frac{\omega}{k}$, ხოლო ჯგუფური — $u_g = \frac{d\omega}{dk}$.

ამ სიჩქარეთა შორის შემდეგი დამოკიდებულებაა:

$$u_g = v_f - \lambda \frac{dv_f}{d\lambda}. \qquad (6,7)$$

ფაზური და ჯგუფური სიჩქარეები თანატოლნი ხდებიან მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როდესაც დისპერსიას არა აქვს ადგილი, ოპტიკიდან აგრეთვე ცნობილია, რომ ფაზური სიჩქარე წარმოადგენს მონოქრომა-



ნახ. 72. ფაზურ და ჯგუფურ სიჩქარეთა სქემატური გამოსახულება.

ტულ, უსასრულოდ განფენილ ტალღის სიჩქარეს, ანუ ფაზის გავრცელების სიჩქარეს. ფაზური სიჩქარე ხელოვნურად შემოღებული ცნებაა და ცდით არ იზომება (იხ. ნახ. 72).

ფაზური სიჩქარე რომ მართლაც არარეალური სიდიდეა, იქიდან ჩანს, რომ ის შეიძლება სინათლის სიჩქარეზე მეტი გახდეს. ეს რომ

მართლაც ასეა, დავრწმუნდებით, თუ ენერგიასა და იმპულსს შორის რელატივისტურ დამოკიდებულებას დავწერთ:

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{W}{p} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \Big/ \frac{m_0 c\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{c}{\beta} = \frac{c^2}{v}. \qquad (6,8)$$

$\beta = \frac{v}{c}$, v ნაწილაკის სიჩქარეა. ვინაიდან v ყოველთვის c-ზე ნაკლებია, ფაზური სიჩქარე შეიძლება c-ზე მეტი გახდეს.

სულ სხვაა ჯგუფური სიჩქარე, რომელიც ტალღური იმპულსის გავრცელების სიჩქარეს გამოხატავს (ნახ. 72b). ტალღურ იმპულსს ხშირად ტალღურ პაკეტს უწოდებენ. ის მრავალი სხვადასხვა მცირედ განსხვავებული სიგრძის ტალღების ზედდების შედეგად მიიღება, სრულიად ისევე, როგორც ბგერის იმპულსი მრავალი ტონისაგან შედგება. ტალღური პაკეტის ყოველ შემადგენელ მონოქრომატულ ტალღას თავისი საკუთარი ფაზური სიჩქარე აქვს. პაკეტის ცენტრი მოძრაობს $u_g(\lambda_0)$ სიჩქარით, რომელიც განსხვავებულია $v_f(\lambda_0)$ ფაზური სიჩქარისაგან.

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, სიცარიელეში (როდესაც დისპერსიას ადგილი არა აქვს) ფაზური და ჯგუფური სიჩქარეები თანატოლნი არიან. რადგან ნივთიერ გარემოში ნაწილაკის სიჩქარე ტალღის სიგრძეზეა დამოკიდებული $\left(v \sim \frac{1}{\lambda}\right)$, რაც ნიშნავს, რომ დისპერსიას აქვს ადგილი. ფაზური და ჯგუფური სიჩქარეები ერთმანეთისაგან მნიშვნელოვნად განსხვავდებიან. თუ გვინდა ნაწილაკის სიჩქარე დე-ბროილის ტალღის გავრცელების სიჩქარეს გავუტოლოთ, ის უნდა ან ფაზური ან ჯგუფური სიჩქარის ტოლად ჩავთვალოთ. უფრო მიზანშეწონილია ნაწილაკი წარმოვიდგინოთ როგორც ვიწრო ტალღური პაკეტი, ვიდრე როგორც უსასრულოდ განფენილი მონოქრომატული ტალღა. ამიტომ უფრო მართებული იქნება, რომ ნაწილაკის სიჩქარე ჯგუფური სიჩქარის ტოლად ჩავთვალოთ $v = u_g$. როგორც ქვემოთ დავინახავთ, ამ დაშვებას ყველა ექსპერიმენტული შედეგი აღასტურებს. ამას შემდეგი მარტივი მსჯელობაც ამტკიცებს:

განმარტების თანახმად, ჯგუფური სიჩქარე ტოლია $u_g = \frac{d(\hbar\omega)}{d(\hbar k)} =$

$= \frac{dW}{dp} = v$ (W ენერგიაა, p – იმპულსი), მაშასადამე, ტალღის ჯგუფური სიჩქარე ნაწილაკის სიჩქარის ტოლია.

დე-ბროილის ტოლობა $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$, ანუ $p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} = \hbar k$ დავადგინეთ ცდების და ზოგიერთი თეორიული მოსაზრების საფუძველზე.

მაგრამ ამ თეორიულ დაშვებებში შეიძლება ზოგიერთი მათგანი საეჭვოდ მივიჩნიოთ. მაგალითად, დაშვება, რომ კვანტის ენერგია ნაწილაკის ენერგიის ტოლია $\hbar\omega = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$.

ეს გაურკვეველობა რომ თავიდან ავიცილოთ, შეიძლება იგივე შედეგი რელატივისტური ინვარიანტობის საფუძველზე მივიღოთ. ვაჩვენოთ, რომ (6,3) ფორმულა სპეციალური ფარდობითობის თეორიის საფუძველზე მიიღება.

ჯერ გავარკვიოთ, თუ როგორ იცვლება ω და $\mathbf{k}$ ლორენცის გარდაქმნათა შედეგად.

ავიღოთ ორი ათვლის სისტემა: უშტრიხო და შტრიხიანი, რომელიც უშტრიხო სისტემის მიმართ $\mathbf{v}$ სიჩქარით მოძრაობს. დავუშვათ, რომ უშტრიხო სისტემაში ტალღური ფუნქციის სახე არის:

$$\psi(\mathbf{r}, t) = a \exp(\mathbf{rk} - \omega t).$$

იგივე ტალღა შტრიხიან სისტემაში გამოისახება შემდეგნაირად:

$$\psi'(\mathbf{r}'t') = a' \exp(\mathbf{r}'\mathbf{k}' - \omega' t'),$$

სადაც a' მუდმივი ამპლიტუდაა, რომელიც უდრის a-ს. ვთქვათ შტრიხიან სისტემაში ნაწილაკი უძრავია. მაშინ ამ სისტემაში

$$k' = 0, \quad p' = 0 \quad \text{და} \quad W' = m_0 c^2.$$

m_0 ნაწილაკის უძრაობის მასაა. თუ დავუშვებთ, რომ უძრავ სისტემაში სრულდება ტოლობა $\hbar\omega = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$, მაშინ შტრიხიანი სისტემისათვის მივიღებთ: $\omega' = \frac{m_0 c^2}{\hbar}$.

რადგან ტალღა პერიოდულობით ხასიათდება, ტალღის ფაზათა სხვაობა ორივე სისტემაში ერთნაირი უნდა იყოს. თუ ერთ სისტემაში ორი წერტილის ფაზები განსხვავდებიან 2π-ის მთელი რიცხვით, მეორე სისტემაში ამ წერტილთა ფაზებს შორის იგივე სხვაობა უნდა იყოს. მაშასადამე, ასეთ ორ სისტემაში ფაზები ერთმანეთისაგან განსხვავდებიან მხოლოდ მუდმივი სიდიდით.

თვით ფაზა ინვარიანტს წარმოადგენს. აღნიშნული გარემოების გამო მივიღებთ:

$$\mathbf{rk} - \omega t = -\omega' t' = -\left(\frac{m_0 c^2}{\hbar}\right) t'. \qquad (6,9)$$

გამოვხატოთ t', r-ის და t-ს საშუალებით, ხოლო სიჩქარე, იმ სიჩქარის საშუალებით, რომლითაც უშტრიხო სისტემა მოძრაობს შტრი-

ხიანის მიმართ. ამ სიდიდეებს შორის დამოკიდებულება ლორენცის გარდაქმნის ფორმულებით გამოისახება: $t'=\frac{t-(rv)/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$.

თუ ამ გამოსახულებას (6,9) ფორმულაში შევიტანთ, მივიღებთ

$$rk-\omega t=\frac{m_0c^2/\hbar\,[rv/c^2-t]}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (6,10)$$

მიღებული ტოლობა ძალაშია ნებისმიერ r და t-სათვის, ამიტომ:

$$\omega=\frac{m_0c^2/\hbar}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad (6,11)$$

$$k=\frac{m_0v/\hbar}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (6,12)$$

v ნაწილაკის სიჩქარეა უშტრახო სისტემაში. შტრიხიან სისტემაში ნაწილაკი უძრავია. მაშასადამე, უშტრიხო სისტემაში ნაწილაკის ენერგია W და იმპულსი p იქნება:

$$W=\frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{და} \quad p=\frac{m_0v}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (6,13)$$

აქედან (6,11) და (6,12) ფორმულების დახმარებით მივიღებთ:

$$W=\hbar\omega=h\nu \quad \text{და} \quad p=\hbar k. \qquad (6,14)$$

ამრიგად დავასაბუთეთ (6,3) ფორმულა. ეს ტოლობა, რომელიც დაეუშვით, სამართლიანია ზოგად შემთხვევაში.

დე-ბროილის იდეებზე დაყრდნობით, მივედით დასკვნამდე, რომ ყოველ მოძრავ ნაწილაკთან დაკავშირებულია ტალღა, რომელიც ხასიათდება ტალღური ვექტორით k და რომელიც ნაწილაკის იმპულსთან არის დაკავშირებული: $p=\hbar k$, მაშასადამე, ამ ნაწილაკის ტალღის სიგრძე არის:

$$\lambda=\frac{h}{p}=\frac{2\pi}{k}. \qquad (6,15)$$

იმისათვის, რომ დავადგინოთ, თუ როგორ არის დამოკიდებული დე-ბროილის ტალღის სიგრძე ნაწილაკის პარამეტრებზე, (6,15) ფორმულა ასე გადავწეროთ:

$$\lambda=\left(\frac{h}{m_0c}\right)\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta}. \qquad (6,16)$$

ამ ფორმულიდან გამოდის, რომ ტალღის სიგრძე მცირდება ნაწილაკის სიჩქარის ზრდის დროს. მოცემულ v სიჩქარისათვის ტალღის სიგრძე ნაწილაკის მასის უკუპროპორციულია.

თუ W ნაწილაკის სრული ენერგიაა, მაშინ

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{W^2 - m_0^2 c^4}} = \frac{hc/W}{\sqrt{1 - \left(\frac{m_0 c^2}{W}\right)^2}}. \qquad (6,17)$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ ნაწილაკის მოცემული მასისათვის ენერგიის ზრდით ტალღის სიგრძე მცირდება. მოცემული სრული ენერგიისათვის მასის ზრდით ტალღის სიგრძე იზრდება და უმცირეს მნიშვნელობას იღებს მაშინ, როდესაც ნაწილაკის უძრაობის მასა ნოლია (ფოტონი, ნეიტრინო).

აღვნიშნოთ ნაწილაკის კინეტიკური ენერგია T-თი, მაშინ $W = T + m_0 c^2$. ეს გამოსახულება (6,17) განტოლებაში რომ ჩავსვათ, მივიღებთ:

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{T(T + 2m_0 c^2)}} = \frac{h}{\sqrt{2mT}} \frac{1}{\sqrt{1 + T/2m_0 c^2}}. \qquad (6,18)$$

მაშასადამე, მოცემული უძრაობის მასისათვის კინეტიკური ენერგიის ზრდით ტალღის სიგრძე მცირდება და მოცემული ენერგიისათვის მასის ზრდით, აგრეთვე მცირდება.

იმ შემთხვევაში, როდესაც ნაწილაკის სიჩქარე სინათლის საჩქარესთან შედარებით მცირეა, ფარდობა $T/m_0 c^2$ ძალიან მცირე ხდება და ეს შეიძლება ნულის ტოლად ჩავთვალოთ. მაშინ (6,18) განტოლებიდან მივიღებთ დე-ბროილის ტალღის სიგრძეს, არარელატივისტური მიახლოებით:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0 T}} \sim \frac{h}{mv}. \qquad (6,19)$$

4. ბორნის სტატისტიკური თეორია

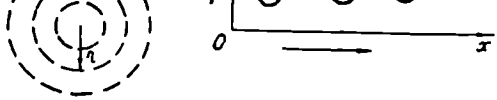
როგორც დავინახეთ, ნაწილაკები და კერძოდ ელექტრონები ზოგ შემთხვევაში ტალღურ თვისებებს ამჟღავნებენ, ზოგჯერ კი, კორპუსკულურს. აქამდე ორივე წარმოდგენა განიხილებოდა, როგორც ერთმანეთისაგან დამოუკიდებელი. შევეცადოთ, დავამყაროთ კავშირი ამ ორ წარმოდგენას შორის.

განვიხილოთ ისეთი ფიზიკური სიდიდე, როგორიც არის ელექტრონების, როგორც ტალღების ნაკადის, ინტენსივობა. კლასიკურ ფიზიკაში ტალღის ინტენსივობა ამპლიტუდის კვადრატის პროპორციულია, თუ შემოვიღებთ ტალღურ ფუნქციას $\psi(\mathbf{r}, t)$, მაშინ შეგვიძლია მივიღოთ, რომ ψ^2 არის ელექტრონული ტალღების ინტენსივობის ზომა. ზოგადად, ტალღური ფუნქცია კოორდინატებისა და დროის ფუნქციას

წარმოადგენს. მეორე მხრივ, ელექტრონების ნაკადის სიმკვრივე მოცულობის ერთეულში მოთავსებული ნაწილაკების რიცხვია. ამიტომ დიდი ინტენსივობის ნაკადისათვის შეგვიძლია მივიღოთ, რომ $|\psi|^2$ მოცულობის ერთეულში მოთავსებული ნაწილაკთა რიცხვია. თუ ნაკადის მაგიერ ერთ ელექტრონს განვიხილავთ, მაშინ ნათლად გამოჩნდება ორ წარმოდგენათა შორის წინააღმდეგობა. მართლაც, რას ნიშნავს ამ შემთხვევაში $|\psi|^2$? როგორ შეიძლება ამ პირობებში ატომში მყოფი ელექტრონი წარმოვიდგინოთ, როგორც ტალღა? ამ შემთხვევაში ელექტრონი ნაწილაკია თუ ტალღა?

ამაზე პასუხის გაცემა მხოლოდ ცდას შეუძლია.

განვიხილოთ ისევ დიფრაქცია, მხოლოდ ერთი ელექტრონის შემთხვევაში. დავუშვათ, რომ ცალკეული ელექტრონები ეცემიან კრისტალის ზედაპირს და არეკვლის შემდეგ ხდება მათი რეგისტრაცია ეკრანზე (იხ. ნახ. 73). თუ ყოველი ელექტრონი სრულ ტალღას წარმოადგენს, მაშინ ეკრანზე ყველა დიფრაქციული რგოლი ერთდროულად უნდა გაჩნდეს. ეს ძნელი წარმოსადგენია, რადგან დიფრაქციულ რგოლებს მაკროსკოპული ზომა აქვთ, ცდები კი გვიჩვენებენ, რომ ასეთი სურათი არ ხორციელდება. ეკრანზე იმ ადგილებში, სადაც ელექტრო-



ნახ. 73. ეკრანზე ელექტრონების მოხვედრათა ალბათობის განაწილება.

ნები ეცემიან, ჩნდება წერტილოვანი კვალი. მაგრამ თუ დაკვირვებას დიდი ხნის განმავლობაში ვაწარმოებთ, შევამჩნევთ, რომ წერტილები ეკრანზე თანაბრად არ ნაწილდებიან. ელექტრონების კვალთა სიმკვრივე იქ იქნება უდიდესი, სადაც წინა ცდაში დიფრაქციული მაქსიმუმები მიიღებოდა. მინიმუმების ადგილებში ელექტრონების კვალი არ შეიმჩნევა ან მათი რიცხვი ძალიან მცირეა. ნახ. 73-ზე ნაჩვენებია $|\psi|^2$-ის ცვლილება ეკრანის რადიუსის გასწვრივ.

საკმაოდ დიდი დროის შემდეგ, როდესაც ეკრანზე ელექტრონების კვალის დიდი რაოდენობა დაგროვდება, შეიმჩნევა დიფრაქციული რგოლები. ეკრანზე ისეთივე სურათს მივიღებთ, როგორც პირველ ცდაში, როდესაც კრისტალს დიდი ინტენსივობის ელექტრონების ნაკადი ეცემოდა.

შეუძლებელია ვიწინასწარმეტყველოთ ის, თუ ეკრანის რომელ წერტილში დაეცემა ცალკეული ელექტრონი, ამიტომ შეიძლება მივიჩნიოთ, რომ ინტენსივობა $|\psi|^2$ არის ალბათობა იმისა, რომ მოცემული ელექტრონი ეკრანის გარკვეულ წერტილში დაეცეს. მაგრამ იმის თქმა, თუ სად დაეცემა ეკრანს ელექტრონი, ჩვენ უკვე შეგვიძლია. ცხადია, ელექტრონები განლაგდებიან ნათელ დიფრაქციულ რგოლებზე. მათ შორის კი ელექტრონები კვალს არ დატოვებენ. თუ ცდას მრავალი ელექტრონისაგან შემდგარ ნაკადზე ჩავატარებთ, მაშინ ყოველი ელექტრონი ეკრანის გარკვეულ ადგილს $|\psi|^2$ ალბათობით დაეცემა. ამის საფუძველზე, $|\psi|^2$ შეგვიძლია განვიხილოთ, როგორც ნაკადის ნაწილაკების საშუალო სიმკვრივე.

$|\psi|^2$, როგორც ალბათობა იმისა, რომ მოცემული ცალკეული ელექტრონი ეკრანის გარკვეულ წერტილს დაეცემა, პირველად ბორნმა შემოიღო. $|\psi|^2$-ის ასეთი შინაარსიდან მნიშვნელოვანი შედეგები გამომდინარეობენ.

კლასიკური მექანიკისაგან განსხვავებით, კვანტურ მექანიკაში არ შეგვიძლია ზუსტად ვთქვათ, თუ რა ტრაექტორიაზე იმოძრავებს ელექტრონი. ჩვენ მხოლოდ შეგვიძლია ვთქვათ, რომ ელექტრონი სივრცის ამა და ამ ადგილას და ამა და ამ მომენტში იმყოფება გარკვეული ალბათობით, მაგალითად, 25%-ის ან 1%-ის ალბათობით. ამრიგად, შეუძლებელია ზუსტად იმ ადგილის განსაზღვრა, თუ სად იმყოფება ელექტრონი ატომში. ელექტრონის დე-ბროილის ტალღის ამპლიტუდის კვადრატი განსაზღვრავს ელექტრონის მდებარეობის ალბათობას.

ელექტრონი შეიძლება მისი განმსაზღვრელი ტალღის ნებისმიერ წერტილში მდებარეობდეს, მაგრამ ეს არ ნიშნავს იმას, რომ ელექტრონის ყველა დამახასიათებელი პარამეტრი განუზღვრელია. დიფრაქციულ ცდებში ელექტრონის სიჩქარე სრულიად გარკვეულ მნიშვნელობას იღებს. ის ფაქტი, რომ ელექტრონის ზოგიერთი დამახასიათებელი პარამეტრი, როგორიც არის კოორდინატა, იმპულსი და სხვა, შეიძლება იღებდნენ გარკვეულ ზუსტ მნიშვნელობას, კვანტური მექანიკის ძირითად თვისებას წარმოადგენს. ეს გამოწვეულია ნაწილაკის (კერძოდ ელექტრონის) ორმაგი ბუნებით — ტალღურით და კორპუსკულურით.

5. ჰაიზენბერგის განუზღვრელობის პრინციპი

დამტკიცდა, რომ ყველა მიკრონაწილაკს ახასიათებს ტალღური თვისებები. ყოველი მოძრავი ნაწილაკი, მაგალითად, ელექტრონი, იმპულსით $\mathbf{p}=m\mathbf{v}$, იქცევა როგორც ტალღა, რომლის ტალღის სიგრძე არის

$$\lambda\!\!\!^{-}=\frac{\hbar}{mv}=\frac{\hbar}{p}\ ,\ \left(\lambda\!\!\!^{-}=\frac{\lambda}{2\pi}\right).$$

ეს თანაფარდობა უზოგადესი ხასიათისაა და ვრცელდება ყველა სახის მიკრონაწილაკზე. კვანტური მექანიკის ძირითადი დებულების თანახმად, ყოველი ნაწილაკის ტალღური და კორპუსკულური თვისებები ამ ნაწილაკის ორ სხვადასხვა ასპექტს წარმოადგენს. ნაწილაკის მოძრაობა განიხილება როგორც ტალღის მოძრაობა და ამიტომ მისი მდგომარეობა, კომპლექსური სახით, ტალღური ფუნქციით $\psi(x, t)$ აღიწერება.

განვიხილოთ ნაწილაკის მდგომარეობა საწყის მომენტში. ვთქვათ ის აღიწერება ტალღური ფუნქციით $\psi(x, 0)$, როგორია ამ დროს ნაწილაკის მდებარეობა (კოორდინატები) და იმპულსი?

ჩვენ უკვე ვიცით, რომ ნაწილაკის მდებარეობას ტალღური ფუნქციის ამპლიტუდის მნიშვნელობის კვადრატი განსაზღვრავს. ის გვაძლევს ნაწილაკის მდებარეობის ალბათობას მოცემულ მომენტში. თუ ტალღური ფუნქცია ისეთია, რომ მისი ამპლიტუდა, გარდა მცირე არისა, ყველგან ნულის ტოლია, მაშინ შეგვიძლია დანამდვილებით ვთქვათ, რომ საწყის მომენტში ნაწილაკი ამ არის ფარგლებში იმყოფება. მაგრამ, თუ საწყისი ტალღური ფუნქცია დიდ არეში ვრცელდება, რომლის ფარგლებში მისი ამპლიტუდა უმნიშვნელოდ იცვლება, მაშინ ნაწილაკის მდებარეობა $t=0$ მომენტში ძალიან მცირე სიზუსტით შეიძლება განისაზღვროს. მაშასადამე, ტალღური წარმოდგენებიდან გამომდინარეობს, რომ ნაწილაკის ზუსტი მდებარეობის განსაზღვრა ზოგად შემთხვევაში შეუძლებელია.

ანალოგიურ მდგომარეობას აქვს ადგილი ნაწილაკის იმპულსის განსაზღვრის დროს. დე-ბროილის თანაფარდობის თანახმად: $p=\frac{\hbar}{\lambda\!\!\!^{-}}$, ცხადია, თუ ტალღის სიგრძე ზუსტად არ არის განსაზღვრული, მაშინ იმპულსის მნიშვნელობაც ზუსტი არ იქნება. იმისათვის, რომ ტალღის სიგრძე ზუსტად განვსაზღვროთ, ტალღურ ფუნქციას გარკვეული პერიოდულობა უნდა ახასიათებდეს. მაგალითად, განუწყვეტელ სინუსოიდურ ტალღას გარკვეული პერიოდულობა ახასიათებს და, მაშასადამე, მას გარკვეული ტალღის სიგრძე აქვს (იხ. ნახ. 74a).

თუ ტალღა არაპერიოდულია, ნებისმიერი ფორმისა, მას გარკვეული ტალღის სიგრძე არა აქვს და ნაწილაკის იმპულსიც გაურკვეველია.

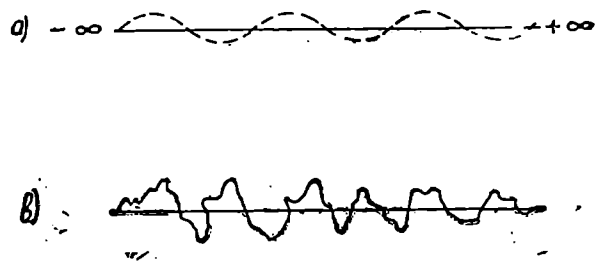
ამგვარად, იმპულსის გაზომვის სიზუსტე, ისევე როგორც კოორდინატის, ნაწილაკის ტალღური ფუნქციის სახეზეა დამოკიდებული.

ამ მოსაზრებათა საფუძველზე, 1927 წელს ჰაიზენბერგმა უჩვენა, რომ ერთდროულად, ერთი და იმავე ტალღური ფუნქციისათვის, კო-

ორდინატისა და იმპულსის განსაზღვრის სიზუსტისათვის, არსებობს გარკვეული პრინციპული საზღვარი. ჰაიზენბერგმა თავის მოსაზრებას მათემატიკური სახე მისცა, რომელსაც ჰ ა ი ზ ე ნ ბ ე რ გ ი ს გ ა ნ უ ზ ღ ვ რ ე ლ ო ბ ი ს პ რ ი ნ ც ი პ ი ეწოდება.

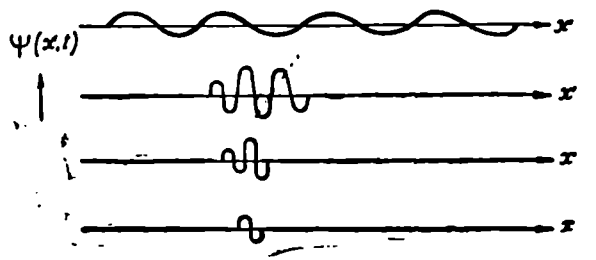
75-ე ნახაზზე ნაჩვენებია სხვადასხვა სიგრძის ტალღური პაკეტები. რაც მეტია ზედდებულ ტალღათა რიცხვი, მით უფრო მოკლეა პაკეტის სიგრძე.

ასეთი ტალღები არ წარმოადგენენ უსასრულო გრძელ სინუსოიდურ ტალღებს, ამიტომ მათი სიგრძე და, მაშასადამე, იმპულსიც, შეუძ-



ნახ. 74. ტალღური ფუნქციის ფორმა. ა) სინუსოიდური განუზღვრელი ტალღა. ბ) ნებისმიერი პერიოდული ტალღა.

ლებელია საჭირო სიზუსტით განისაზღვროს. ამ სიდიდეების ზუსტ მნიშვნელობებს მივიღებთ მხოლოდ — ∞-დან + ∞-მდე განფენილი სინუსოიდური ტალღისათვის. რაც უფრო მეტია ტალღური პაკეტის



ნახ. 75. სხვადასხვა სიგრძის ტალღური პაკეტები.

სიგრძე, მით მეტი რიცხვი სრული ტალღებისა მოთავსდება მასში და მით მეტია კოორდინატის გაზომვის სიზუსტე და პირიქით.

აღვნიშნოთ n-ით პაკეტში მოთავსებული ტალღის სიგრძეთა რიცხვი, მაშინ:

$$\Delta x \sim n\lambda = n\frac{\hbar}{p}. \qquad (6,20)$$

სადაც λ ტალღის სიგრძეა, განუზღვრელობის ზომად შეიძლება n-ის შებრუნებული სიდიდე $\frac{1}{n}$ მივიღოთ. მართლაც, რაც უფრო მეტია n, მით მეტი სიზუსტით იზომება კოორდინატა, ე. ი. ნაკლებია Δx.

აქედან პირდაპირ გამომდინარეობს:

$$\Delta x \cdot \Delta p \sim \hbar. \tag{6,21}$$

(6,21) ფორმულა წარმოადგენს ჰაიზენბერგის პრინციპის მიახლოებით გამოსახულებას, რომელიც დადგენილია სინუსოიდური ტალღისათვის. ამ გამოსახულების ზოგად სახეს უტოლობის ხასიათი აქვს:

$$\Delta x \, \Delta p \geqslant \hbar. \tag{6,22}$$

მაშასადამე, ჰაიზენბერგის განუზღვრელობის პრინციპის თანახმად, შეუძლებელია ერთდროულად ნაწილაკის კოორდინატის და იმპულსის დიდი სიზუსტით გაზომვა. თუ ნაწილაკის მდებარეობას დიდი სიზუსტით განვსაზღვრავთ, მაშინ იმპულსის გაზომვაში დიდ შეცდომას დავუშვებთ და პირიქით. ეს შეცდომა ხელსაწყოს მცირე მგრძნობიარობით კი არ არის გამოწვეული, არამედ იმით, რომ ამ სიდიდეების ერთდროული ზუსტი გაზომვა პრინციპულად შეუძლებელია.

დავამტკიცოთ, რომ დრო და ენერგია (სიხშირე) ერთმანეთთან ისეთივე განუზღვრელობის თანაფარდობით არიან დაკავშირებული, როგორც კოორდინატა და იმპულსი. ამისათვის აღვნიშნოთ მოცემულ t მომენტში, სივრცის მოცემულ წერტილში, ელექტრომაგნიტური ტალღის ამპლიტუდა $a(t)$-თი.

თუ ელექტრომაგნიტური ტალღა ატომის მიერ არის გამოსხივებული, ის არ წარმოადგენს უსასრულო მონოქრომატულ ტალღას, არამედ ის არის სასრულო სიგრძის ტალღური პაკეტი, რომელიც ნაჩვენებია 75-ე ნახაზზე.

თუ $t \to \pm \infty$, მაშინ ასეთი ტალღა მრავალი მონოქრომატული ტალღის ზედდებას წარმოადგენს და გამოიხატება ფურიეს ინტეგრალით:

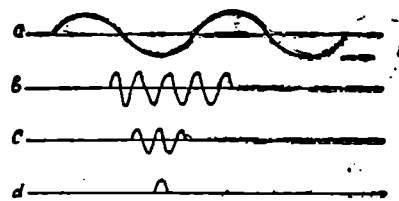
$$a(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega)\, e^{-i\omega t}\, d\omega, \text{ სადაც } f(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} a(t) \cdot e^{-i\omega t}\, dt. \tag{6,23}$$

ფურიეს ინტეგრალი უჩვენებს იმას, რომ დროზე დამოკიდებულო პროცესი მრავალი ჰარმონიული კომპონენტის ზედდებას წარმოადგენს. თუ $f(\omega)$ ფუნქცია რომელიმე $\omega = \omega_0$ წერტილში დიდია, ეს ნიშნავს, რომ ამ წერტილის სიახლოვეს პროცესის რხევის სიხშირე გარკვეულია და, რომ $a(t)$ ამპლიტუდა თითქმის მონოქრომატულ პროცესს შეესაბამება. თუ ამპლიტუდა მხოლოდ დროის მცირე შუალედში, $t = t_0$-ის სიახლოვეს არის დიდი, მაშინ ის მკვეთრ იმპულსს შეესაბამება, რომ-

ლისთვისაც სიხშირე (ტალღის სიგრძე) გარკვეულია. ამ შემთხვევაში $f(\omega)$ ფუნქცია დიდ შუალედშია მოცემული. პროცესთან დაკავშირებული სიხშირე და დროის მომენტი, რომელშიაც ხდება ეს პროცესი, არ შეიძლება ნებისმიერი სიზუსტით გაიზომოს. სიხშირის შუალედი $\Delta\omega$, ანუ რაც იგივეა, ენერგიის შუალედი ΔW და შესაბამისი დროის შუალედი Δt, რომლის დროსაც სიხშირე იღებს Δt შუალედში მყოფ რომელიმე მნიშვნელობას, დაკავშირებული არიან ისეთივე თანაფარდობით, როგორითაც იმპულსი და კოორდინატა:

$$\Delta\omega\,\Delta t \geqslant \hbar. \tag{6,24}$$

76-ე ნახაზზე ნაჩვენებია დიაგრამები, რომელთა საშუალებით ადვილი წარმოსადგენია, თუ რატომ აქვს ადგილი (6,24) თანაფარდობას, ორდინატთა ღერძზე გადაზომილია დრო. 76-ე (a) ნახაზზე, პერიოდული პროცესის მიმდინარეობის ხანგრძლივობა დიდია, რის გამო დრო არაზუსტად არის განსაზღვრული, იმ დროს, როდესაც რხევის სიხშირე პირიქით ზუსტად იზომება. 76-ე (d) ნახაზზე დრო ძალიან კარგად არის განსაზღვრული, სიხშირე კი სრულიად განუზღვრელია.



ნახ. 76. განუზღვრელობა სიხშირესა და დროს შორის.

ჰაიზენბერგის განუზღვრელობის პრინციპი დიდ როლს ასრულებს ატომური და ბირთვული პროცესების მრავალი საკითხის გადაწყვეტაში. როგორც მაგალითი, ამ პრინციპის საფუძველზე განვსაზღვროთ წყალბადის ატომში ელექტრონის ბმის ენერგია.

წყალბადის ატომში, პროტონის ველში ერთი ელექტრონია. ამ ელექტრონის სრული ენერგია არის:

$$W = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2}{r}. \tag{6,25}$$

დავუშვათ, რომ ეს გამოსახულება კვანტურ მექანიკაშიც ძალაშია. შევცვალოთ ელექტრონი ტალღით. ელექტრონსა და პროტონს შორის ტალღის მდებარეობა r მანძილით განისაზღვრება. p ელექტრონის იმპულსია. კინეტიკური ენერგია დადებითია, ხოლო პოტენციური — უარყოფითი. ცხადია, არსებობს გარკვეული ოპტიმალური მდგომარეობა, r-ის განსაზღვრული მნიშვნელობა, რომლისთვისაც სრული ენერგია W მინიმალურია. ამ შემთხვევაში ატომი მდგრად მდგომარეობაში იქნება. თუ დავუშვებთ, რომ კოორდინატის განუზღვრელობა

თვით Δr მანძილის ტოლია, ხოლო იმპულსის განუზღვრელობა Δp — ელექტრონის იმპულსისა, მაშინ ჰაიზენბერგის პრინციპის თანახმად, გვექნება:

$$rp = \hbar, \quad \text{ანუ} \quad r = \frac{\hbar}{p}. \tag{6,26}$$

(5,25) განტოლებიდან გამოვთვალოთ r და ჩავსვათ ის (5,26)-ში. მივიღებთ:

$$W = \frac{p^2}{2m} - \frac{e^2 p}{\hbar}. \tag{6,27}$$

ვიპოვოთ სრული ენერგიის მინიმალური მნიშვნელობა. ამისათვის $\frac{\partial W}{\partial p}$ გავუტოლოთ 0-ს. მივიღებთ:

$$\left(\frac{\partial W}{\partial p}\right)_{p_0} = \frac{p_0}{m} - \frac{e^2}{\hbar} = 0. \tag{6,28}$$

აქედან

$$p_0 = \frac{e^2 m}{\hbar}; \quad r_0 = \frac{\hbar^2}{e^2 m}, \tag{6,29}$$

ანუ

$$W = \frac{p_0^2}{2m} - \frac{e^2 p_0}{\hbar} = -\frac{e^4 m}{2\hbar^2} \tag{6,30}$$

(6,30) განტოლება ბორის თეორიაში მიღებულ (3,69) განტოლებას წარმოადგენს $n=1$ მნიშვნელობისათვის, რომლის საშუალებით მე-3 თავის § 3-ში წყალბადის ატომის ენერგია განვსაზღვრეთ.

r_0 ბორის რადიუსია. $r_0 = \frac{\hbar^2}{e^2 m} = 0{,}529 \cdot 10^{-8}$ სმ.

§ 2. შრედინგერის განტოლება

1. ბორის დებულებები კვანტური მექანიკის თვალსაზრისით

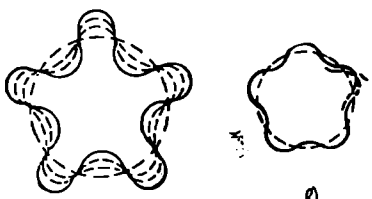
განვიხილოთ ელექტრონის როგორც დე-ბროილის ტალღის მოძრაობა ბირთვის ირგვლივ და ჩამოვაყალიბოთ ტალღის გავრცელების ზოგადი კანონი. ამისათვის ჯერ გამოვარკვიოთ, შეიძლება თუ არა ბორის კვანტური კანონების გაგება ტალღურ შეხედულებათა საფუძველზე.

განვიხილოთ მარტივი შემთხვევა: დავუშვათ, რომ ელექტრონი ბირთვის ირგვლივ სტაციონარულ წრიულ ორბიტაზე მოძრაობს. ჩვენთვის ცნობილია, რომ ასეთი მოძრაობისათვის, ბორის პოსტულატის თანახმად, ელექტრონის იმპულსის მომენტი $\hbar$-ის ჯერადია, $L = rp = n\hbar$.

ახლა წარმოვიდგინოთ, რომ ელექტრონის მაგიერ ბირთვის ირგვლივ ტალღა მოძრაობს. დე-ბროილის თანახმად, ამ ტალღის სიგრძე და იმპულსი $\lambda=\frac{\hbar}{p}$ ტოლობით არიან დაკავშირებულნი. თუ ამ მნიშვნელობას ზემოთ მოყვანილ განტოლებაში ჩავსვამთ, მივიღებთ: $n\lambda=2\pi r$. r წრეწირის რადიუსია. აქედან გამოდის, რომ, თუ r რადიუსიან წრეწირზე დე-ბროილის ტალღის სიგრძეთა მთელი რიცხვი მოთავსდება, ორბიტა სტაციონარული იქნება და ენერგიის ცვლილებას (გამოსხივებას ან შთანთქმას) ადგილი არ ექნება.

ამ მაგალითიდან ნათლად ჩანს, თუ რა აზრი აქვს ბორის პირობებს:

ვთქვათ, წრიულ ორბიტაზე, საწყისი ნულოვანი ფაზით, რომელიმე წერტილიდან ნებისმიერი სიგრძის ტალღა ვრცელდება (ნახ. 77b). ერთი გარშემოვლის შემდეგ ტალღა დაუბრუნდება იმავე წერტილს, ნულისაგან განსხვავებული ფაზით. მეორე გარშემოვლის შემდეგ, ტალღა იმავე წერტილში კიდევ განსხვავებული ფაზით მივა და ასე შემდეგ, ამიტომ ორბიტის ვერც ერთ წერტილს ვერ შევუსაბამებთ გარკვეულ ფაზას. წრეწირის ყოველ წერტილში, ინტერფერენციის გამო, სხვადასხვა ფაზის ტალღები ერთმანეთს ჩააქრობენ და ტალღური პროცესი გაქრება. სულ სხვა მდგომარეობას ექნება ადგილი იმ შემთხვევაში, როდესაც ტალღის სიგრძე $n\lambda=2\pi r$ ტოლობას აკმაყოფილებს. ამ შემთხვევაში, წრეხაზის ყოველ წერტილში ტალღები ურთნაირი ფაზით მოვლენ და ინტერფერენციის შედეგად მდგარ ტალღებს გააჩენენ (ნახ. 77a). აქედან ჩანს, რომ ბორის კვანტური პირობა ნიშნავს იმას, რომ რხევითი პროცესის მახასიათებელი ტალღური ფუნქცია, დამოუკიდებელ ცვლადთა ცვლილების მთელ არეში, ცალსახა და სასრულო იქნება.



ნახ. 77. ტალღის მოძრაობა წრიულ ორბიტაზე. a) გარკვეული ტალღის სიგრძის $\left(\lambda=\frac{2\pi r}{n}\right)$ ტალღების ინტერფერენცია. b) ნებისმიერი ტალღის სიგრძის ტალღების ურთიერთქმედება.

ბორის პოსტულატი გარკვეულ ფიზიკურ აზრს ღებულობს.

ახლა განვიხილოთ ელექტრონის მოძრაობა ატომში. ჯერ დავადგინოთ ელექტრონის მოძრაობის ზოგადი განტოლება, რომელიც კლასიკური მექანიკის ტალღის მოძრაობის განტოლების ანალოგიას უნდა

წარმოადგენდეს. ამისათვის მოძრავი ელექტრონი დე-ბროილის ტალღით შევცვალოთ. ელექტრონის მოძრაობის განტოლება ტალღურ განტოლებას უნდა წარმოადგენდეს.

2. შრედინგერის განტოლება

კვანტური მექანიკის ძირითადი ტალღური განტოლება პირველად 1926 წელს შრედინგერის მიერ იყო მიღებული და მას შრედინგერის განტოლება ეწოდება.

შრედინგერმა უჩვენა, რომ ბორის დაკვანტვის წესები მის მიერ მიღებული განტოლების ამოხსნით შეიძლება შეიცვალოს. ეს განტოლება მან პირველად წყალბადის ატომისათვის გამოიყენა.

კლასიკური ფიზიკიდან ცნობილია, რომ ტალღის განტოლებას დეკარტის კოორდინატებში შემდეგი სახე აქვს:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}=\frac{1}{v_f^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}. \tag{6,31}$$

$\psi(x, y, z, t)$ ტალღური ფუნქციაა, v_f — ტალღის გავრცელების ფაზური სიჩქარე. ამ განტოლებას ხშირად დალამბერის განტოლებას უწოდებენ. შრედინგერმა შეადგინა ანალოგიური განტოლება დე-ბროილის ტალღისათვის, რომელიც დაკავშირებულია მოძრავ ნივთიერ ნაწილაკთან, მაგალითად, ატომში მოძრავ ელექტრონთან. ამასთან, მან გამოიყენა ნაწილაკისა და ტალღის დამაკავშირებელი თანაფარდობები:

ენერგია $$W=h\nu=\hbar\omega \tag{6,32}$$

იმპულსი $$p=\frac{h}{\lambda}=\frac{\hbar}{\lambda} \tag{6,33}$$

ფაზური სიჩქარე $$v_f=\frac{h\nu}{p}=\lambda\omega. \tag{6,34}$$

განვიხილოთ არარელატივისტური შემთხვევა, როდესაც ნაწილაკის (ელექტრონის) სიჩქარე ატომში სინათლის სიჩქარეზე გაცილებით მცირეა ($v \ll c$).

როგორც ცნობილია, ასეთ შემთხვევაში კინეტიკური ენერგია იქნება:

$$\frac{mv^2}{2}=W-U \tag{6,35}$$

m ელექტრონის მასაა, W — სრული ენერგია, U პოტენციური ენერგია.

იმპულსსაც არარელატივისტური სახე ექნება:

$$p=mv=\sqrt{2m(W-U)} \tag{6,36}$$

დე-ბროილის ტალღის ფაზური სიჩქარე იქნება:

$$v_f = \frac{h\nu}{\sqrt{2m(W-U)}} \tag{6,37}$$

ტალღური ფუნქცია ψ დროის მიმართ ჰარმონიულ ფუნქციას წარმოადგენს. ამიტომ მისი დროსთან დამოკიდებულება გამოისახება ტრიგონომეტრიული ფუნქციებით $\sin 2\pi\nu t$ ან $\cos 2\pi\nu t$, ან მათი კომბინაციით, რომელიც ექსპონენციალურ ფუნქციას წარმოადგენს;

$$\Psi = \psi \exp(2\pi i\nu t) \tag{6,38}$$

$i = \sqrt{-1}$ წარმოსახვითი რიცხვია, ψ — ფუნქციის ამპლიტუდური მნიშვნელობა. ეს უკანასკნელი მხოლოდ კოორდინატების ფუნქციაა და დროზე დამოკიდებული არ არის.

თუ ამ ფუნქციას დროის მიხედვით ორჯერ გავაწარმოებთ, მივიღებთ:

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2} = -4\pi^2\nu^2\psi\exp(2\pi i\nu t) = -4\pi^2\nu^2\Psi \tag{6,39}$$

და შემდეგ (6,37) და (6,39) გამოსახულებებს ტალღურ განტოლებაში შევიტანთ, მივიღებთ შრედინგერის განტოლებას:

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} = -\frac{8\pi^2 m}{h^2}(W-U)\Psi, \tag{6,40}$$

შევკვეცოთ განტოლების ყოველი წევრი ექსპონენციალურ მამრავლზე, მაშინ მივიღებთ ანალოგიურ განტოლებას ტალღური ფუნქციის ამპლიტუდური მნიშვნელობისათვის:

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} = -\frac{8\pi m^2}{h^2}(W-U)\psi, \tag{6,41}$$

ანუ საბოლოოდ გვექნება:

$$\nabla\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(W-U)\psi = 0 \tag{6,42}$$

$\nabla = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ დალამბერის ოპერატორია.

შრედინგერის განტოლების ამოხსნას ჩვენ არ შევუდგებით. ჩვენ მხოლოდ ამ განტოლების ამოხსნის შემდეგ მიღებული შედეგების ფიზიკურ აზრს განვიხილავთ.

თუ $\psi(x, y, z)$ ფუნქციისაგან მოვითხოვთ, რომ ის იყოს ყველგან ცალსახა, სასრულო და უწყვეტი, ხოლო უსასრულობაში 0-ს უდრი-

დეს, მაშინ განტოლება ამოიხსნება არა ნებისმიერი ენერგიის (W), არამედ მისი გარკვეული დისკრეტული მნიშვნელობებისათვის, რომლებსაც საკუთარ მნიშვნელობებს უწოდებენ. შესაბამის ტალღურ ფუნქციებს კი — საკუთარ ფუნქციებს. ისინი ახასიათებენ ნაწილაკის (ელექტრონის) სტაციონარულ მდგომარეობებს მაშინ, როდესაც დე-ბროილის ტალღები ინტერფერენციის შედეგად მდგარ ტალღებს აჩენენ. ჩვენი მსჯელობა მხოლოდ ერთ ნაწილაკს ეხება, მაგალითად, ელექტრონის მოძრაობას ატომში. მრავალი ნაწილაკის შემთხვევაში შეიძლება საკითხი გადავწყვიტოთ ცალკე ნაწილაკების მოძრაობათა შეკრების საშუალებით.

შრედინგერის განტოლების ამოხსნისას თუ სასაზღვრო პირობები არ არის მოცემული, მაშინ მისი ამოხსნა ენერგიის ნებისმიერი მნიშვნელობისათვის შეიძლება, მხოლოდ ამოხსნა უკვე ცალსახა აღარ იქნება, რაც იმას ნიშნავს, რომ ψ ფუნქცია ერთსა და იმავე წერტილში რამდენიმე მნიშვნელობას მიიღებს და ინტერფერენციის შედეგად ტალღები ერთმანეთს ჩააქრობენ. შრედინგერის განტოლება იძლევა ψ-ს როგორც კოორდინატების უწყვეტ ფუნქციას.

ტალღური ფუნქციის ამპლიტუდის კვადრატი ψ^2 განსაზღვრავს სივრცის ყოველ წერტილში ნაწილაკის მდებარეობის ალბათობას. ნამრავლი $\psi^2 dv$ წარმოადგენს ალბათობას იმისა, რომ ნაწილაკი იმყოფება dv მოცულობის ელემენტში. მოვახდინოთ ტალღური ფუნქციის ნორმირება, ე. ი. ამ ნამრავლის ინტეგრალი მთელ მოცემულ სივრცეზე გავუტოლოთ ერთს.

$$\int_V \psi^2 dv = 1 \qquad (6,43)$$

ეს ნიშნავს, რომ ნაწილაკი იმყოფება V მოცულობის რომელიმე წერტილში.

3. წყალბადის ატომი კვანტური მექანიკის თვალსაზრისით

გამოვიყენოთ შრედინგერის განტოლება წყალბადისა და წყალბადისმაგვარი ატომებისათვის, რომლებიც ერთ ელექტრონს შეიცავენ. მათ მიეკუთვნებათ He^+, Li^{++}, Be^{+++} იონები. ასეთი ატომების პოტენციურ ენერგიას უნდა ჰქონდეს შემდეგი სახე: $U = -\frac{e^2}{r}$.

თუ ამ მნიშვნელობას შრედინგერის განტოლებაში შევიტანთ, მივიღებთ:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2}\left[W - \frac{e^2}{x}\right]\psi = 0. \qquad (6,44)$$

ჩვენ აქ შრედინგერის განტოლება კერძო შემთხვევისათვის დავწერეთ, როდესაც ელექტრონი წყალბადის ატომში მოძრაობს x ღერძის გასწვრივ. ამ შემთხვევაში

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}=0 \quad \text{და} \quad \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}=0.$$

მარტივი გამოთვლების შედეგად, ეს განტოლება ამოიხსნება ნებისმიერი დადებითი ნიშნის ენერგიისათვის. თუკი ენერგია უარყოფითია, ამ განტოლებას ამოხსნა აქვს მხოლოდ მაშინ, როდესაც ენერგიას შემდეგი სახე აქვს:

$$W_H=-\frac{e^4 m}{2\hbar^2 n^2}, \tag{6,45}$$

სადაც n მთელი რიცხვია. დე-ბროილის ტალღის სხვა მნიშვნელობებისათვის კულონურ ველში ტალღები ინტერფერენციით აქრობენ ერთმანეთს.

როგორც ვხედავთ, შრედინგერის განტოლების საშუალებით გამოთვლილი წყალბადის ატომის ენერგიის შესაძლო მნიშვნელობები ზუსტად თანხვდება ბორის მიერ მიღებულ შედეგებს [იხ. თავი 3, § 3, (3,74)].

აღსანიშნავია, რომ მიუხედავად იმისა, რომ ტალღური მექანიკა იგივე შედეგს იძლევა, რაც ბორის თეორია, მას მთელი რიგი უპირატესობა აქვს. ჯერ ერთი მისი შედეგები კარგ თანხვდენაშია ყველა ექსპერიმენტულ მონაცემთან, იმათთანაც, რომელთაც ბორის თეორია ვერ ხსნის. მეორე ის, რომ ტალღური მექანიკიდან გამომდინარე შედეგები მხოლოდ შრედინგერის განტოლებაზე დაყრდნობითაა მიღებული.

4. კვანტური რიცხვები და მათი ფიზიკური აზრი

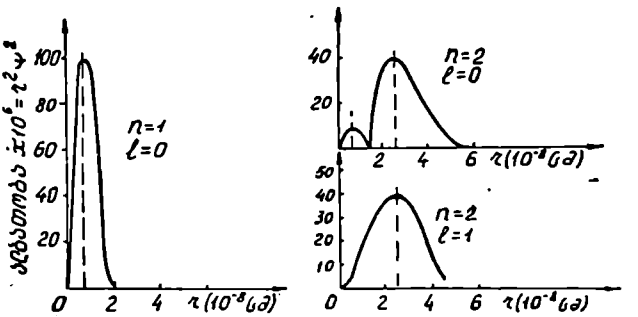
შრედინგერის განტოლების ანალიზი გვიჩვენებს, რომ განტოლების ყოველ საკუთარ მნიშვნელობას, ანუ ყოველ სტაციონარულ ენერგეტიკულ მდგომარეობას შეესაბამება რამდენიმე საკუთარი ფუნქცია, რომლებიც ერთიმეორისაგან n-ის გარდა, ორი დამატებითი კვანტური რიცხვით, l და m_l-ით განსხვავდებიან, ისინი ყოველთვის მთელ ნიშვნელობებს იღებენ.

l კვანტური რიცხვი ბორის თეორიის k კვანტურ რიცხვს შეესაბამება. ეს უკანასკნელი, როგორც ცნობილია, ელიფსური ორბიტის მაჩვენებელია. მოცემული n-სათვის l იღებს მნიშვნელობებს: $l=0, 1, \ldots n-1$, მაშასადამე, $l=k-1$. m_l-ს მაგნიტურ კვანტურ რიცხვს უწოდებენ. მოცემულ n და l-სათვის, m_l იღებს მნიშვნელობებს $+l \ldots 0 \ldots -l$, სულ $2l+1$ მნიშვნელობას.

n	1	2		3		
l	0	0	1	0	1	2
m_l	0	0	+1, 0, −1	0	+1, 0, −1	2, 1, 0 −1, −2

V ცხრილში ნაჩვენებია l და m_l-ის შესაძლო მნიშვნელობები n-ის სამი მნიშვნელობისათვის.

78-ე ნახაზზე ნაჩვენებია $\psi^2 r^2$ ნამრავლის მნიშვნელობის ცვლილება r ის მიხედვით. $\psi^2 r^2$ ნამრავლი გვიჩვენებს, თუ რა სიხშირით გვხვდება ψ^2-ის მნიშვნელობა მოცემული r-ის სხვადასხვა წერტილში r რადიუს-ვექტორის მიმართულების მიუხედავად. რომ ეს მართლაც ასეა, შემდეგი მსჯელობიდან ჩანს: ელექტრონის მდებარეობის ალბათობის გამოსათვლელად უნდა ავკამოთ ψ^2-ის მნიშვნელობები მოცემული რადიუსის სფეროს ზედაპირზე. რადგან სფეროს ზედაპირი არის $4\pi r^2$, ჯამი r^2 მამრავლს გვაძლევს. ამ ნახაზზე მოცემული მრუდი წირი გვიჩვენებს ელექტრონის მდებარეობის ალბათობებს სხვადასხვა n და l მნიშვნელობებისათვის.



ნახ. 78. წყალბადის ატომში ელექტრონის მდებარეობის ალბათობა n და l-ის სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის (წრიული ორბიტები)

გრაფიკიდან ჩანს, რომ ელექტრონის ატომში მდებარეობის ალბათობა უფრო მეტია არა ბირთვის ახლოს, არამედ მისგან მოშორებით. უდიდეს მნიშვნელობას ელექტრონის მდებარეობის ალბათობა აღწევს ბირთვიდან გარკვეულ მანძილზე. წყალბადისათვის ელექტრონი ბირთვიდან უპირატესად ისეთ მანძილზე იმყოფება, რომელსაც მრუდების მაქსიმუმები ეთანადება. ამავე დროს სხვა მაქსიმუმებსაც აქვს ადგილი.

ვარდა ამისა, ბირთვიდან ნებისმიერ მანძილზე არსად ელექტრონის მდებარეობის ალბათობის სიმკვრივე ნულს არ უდრის, ის ყველგან სასრულო სიდიდეა. ამის საფუძველზე შეიძლება ვთქვათ, რომ ელექტრონის მდებარეობის ალბათობის სიმკვრივე ატომის მთელ მოცულობაშია განთხეული.

ამ ნახაზიდან ჩანს, რომ წყალბადის ატომში ელექტრონი უპირატესად ისეთ მანძილებზე იმყოფება, რომლებსაც მრუდის მაქსიმუმები შეესაბამებათ. მაგრამ ამავე დროს სხვა მაქსიმუმებსაც აქვთ ადგილი. ამას გარდა, ყველა მანძილზე ელექტრონის მდებარეობის ალბათობის სიმკვრივე სასრულო სიდიდეა. ამრიგად, შეიძლება ითქვას, რომ ელექტრონი ატომის მთელ მოცულობაშია განთხეული. რადგან ორდინატები მანძილის ზრდით ექსპონენციურად მცირდებიან, ბირთვიდან დიდ მანძილებზე ელექტრონის მდებარეობის ალბათობა მცირეა.

ამრიგად, შეუძლებელია ატომში ელექტრონის ორბიტაზე ვიმსჯელოთ. უფრო სწორი იქნება დავუშვათ, რომ ბირთვის ირგვლივ ელექტრონული ღრუბელი არსებობს.

ასეთია ატომის სურათი, კერძოდ წყალბადის ატომისა, რომლითაც უნდა შემდეგში ვისარგებლოთ. მაგრამ ტერმინი „ელექტრონული ღრუბელი“ არ უნდა გავიგოთ ისე, თითქოს, მაგალითად, წყალბადის ატომის შემთხვევაში ელექტრონი მთლიანად ავსებს ატომის მთელ მოცულობას. პირიქით, ტალღურ მექანიკაში ელექტრონი განიხილება, როგორც წერტილოვანი მუხტი, ხოლო ელექტრონული ღრუბლის სიმკვრივე რომელიმე წერტილში განსაზღვრავს მხოლოდ ამ წერტილში ელექტრონის მდებარეობის ალბათობას.

ისევე როგორც ბორის თეორიაში, ტალღურ მექანიკაში წყალბადის ატომის სტაციონარულ მდებარეობათა ენერგია მხოლოდ n მთავარ კვანტურ რიცხვზეა დამოკიდებული.

ერთნაირი n და სხვადასხვა l მდგომარეობების ენერგია ერთნაირია. ასეთ მდგომარეობებზე ამბობენ, რომ ატომი გადაგვარებულ მდგომარეობაში იმყოფება. გადაგვარებას ადგილი არ ექნება, თუ საკითხს რელატივისტურად განვიხილავთ. მაშინ ისეთი ორი მდგომარეობის ენერგია, რომელთაც ერთნაირი n და სხვადასხვა l აქვთ, მცირეოდენ მაინც განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან. ენერგიათა ეს განსხვავება, ისევე როგორც ბორის თეორიაში, იწვევს სპექტრული ხაზების გახლეჩას. ამ მოვლენას სპექტრული ხაზების წვრილდა სტრუქტურას უწოდებენ. წვრილდა სტრუქტურა გამოწვეულია არა მარტო აღნიშნული გარემოებებით, არამედ ელექტრონის სპინითაც, რომელსაც ჩვენ მე-7 თავში განვიხილავთ. თუ არც სპინს და არც რელატივისტურ ეფექტს არ მივიღებთ მხედველობაში, ერთნაირი n-ით და სხვადასხვა l-ით გამოწვეული გადაგვარება მიიღება მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ მუხტები

წერტილოვანია და ველი წვინდა კულონურია (წყალბადის ატომი). ზოგად შემთხვევაში, მაგალითად, ტუტე ლითონების სპექტრებში გადაგვარებას ადგილი არა აქვს.

თუ ატომში რამდენიმე ელექტრონია, პირველი მიახლოებით, ატომში ელექტრონული ღრუბელი სხვადასხვა ელექტრონის მდებარეობის სიმკვრივეების ალბათობათა ჯამს წარმოადგენს. თუ $n=1$, გადაგვარებას არა აქვს ადგილი, რადგან ამ შემთხვევაში l და m იღებენ მხოლოდ ერთ მნიშვნელობას — ნულს.

ახლა გავარჩიოთ, თუ როგორ უდგება ტალღური მექანიკა ატომში ელექტრონის იმპულსის მომენტის საკითხს.

იმპულსის მომენტის როლს განზოგადებული კოორდინატის აზიმუტური φ კუთხე ასრულებს. მას მუხტის მიმართ ღერძული სიმეტრია ახასიათებს და ამიტომ ის სრულიად განუზღვრელია. ამის საფუძველზე განუზღვრელობის პრინციპის თანახმად, იმპულსის მომენტს, რომელიც მოცემულ სტაციონარულ მდგომარეობას შეესაბამება, სრულიად ზუსტი მნიშვნელობა აქვს. კვანტურ-მექანიკური გათვლა გვიჩვენებს, რომ იმპულსის მომენტის აბსოლუტური მნიშვნელობა არის $\sqrt{l(l+1)}\hbar$, ან დაახლოებით $l\hbar$. აქედან ჩანს, რომ კვანტური რიცხვი l წარმოადგენს $\hbar$ ერთეულებში გამოხატულ იმპულსის მომენტს.

ამრიგად, ტალღური მექანიკის თვალსაზრისით, ატომს ყოველ სტაციონარულ მდგომარეობაში გარკვეული იმპულსის მომენტი აქვს, რაც ნიშნავს, რომ ელექტრონები ბირთვის ირგვლივ რაღაცნაირად მოძრაობენ, მათ ორბიტებზე კი ვერაფერს ვიტყვით შემდეგში, იმპულსის მომენტს l-ით აღვნიშნავთ, სათანადო კვანტური რიცხვისაგან განსხვავებით, რომელსაც l-ით აღვნიშნავთ. ამრიგად $\mathbf{l}$ არის ვექტორი, რომლის სიდიდე არის $|\mathbf{l}|=\sqrt{l(l+1)}$. $\hbar\approx l\hbar$.

დაბოლოს, განვიხილოთ ტალღური მექანიკის თვალსაზრისით, გადასვლების ალბათობა და არჩევის წესები.

ტალღური მექანიკის თანახმად, ისევე როგორც ბორის თეორიის მიხედვით, ატომი ერთი სტაციონარული მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლისას, სინათლეს გამოასხივებს (ან შთანთქავს). მაგრამ ტალღურ მექანიკაში საკითხი უფრო ზოგადად განიხილება. თუ ატომი აღგზნებულ მდგომარეობაში იმყოფება, ტალღური მექანიკის საშუალებით შეიძლება გადასვლის ალბათობა გამოვითვალოთ. ატომი გარკვეული დროის განმავლობაში (ატომის საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა) ზედა ენერგეტიკულ დონეზე იმყოფება და შემდეგ — ქვედა დონეზე გადადის. ეს დრო გადასვლის ალბათობის უკუპროპორციულია. თუ გადასვლის ალბათობას w-თი აღვნიშნავთ და სიცოცხლის ხანგრძლივობას τ-თი, მაშინ ადგილი ექნება ტოლობას

$w = \frac{1}{\tau}$. რაც მეტია გადასვლის ალბათობა, მით ნაკლებია საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა.

სხვადასხვა ატომებისათვის აღგზნებულ დონეზე სიცოცხლის ხანგრძლივობა სხვადასხვაა. ჩვეულებრივად, საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობა 10^{-8} წამის რიგისაა. გადასვლის ინტენსივობა, რომელიც ატომების რიცხვზეა დამოკიდებული, განსაკუთრებით მცირეა იმ შემთხვევების გარდა, როდესაც $\Delta l = \pm 1$. ამ წესს არჩევის წესი ეწოდება.

ეს წესი იგივეა, რაც ბორის თეორიაში k-სათვის, მთავარი კვანტური რიცხვისათვის (n) არჩევის წესი არ არსებობს. დასაშვებია ნებისმიერი Δn-ის შესაბამისი გადასვლები.

თავი 7

სპექტრული ხაზების მულტიპლეტური ხასიათი

§ 1. სპექტრული ხაზების წმინდა სტრუქტურა და ელექტრონის სპინი

1. სპექტრული ხაზების წმინდა სტრუქტურა

ბორის თეორიისა და განსაკუთრებით ტალღური მექანიკის მნიშვნელოვანმა მიღწევებმა სპექტრული კანონზომიერებათა ახსნაში ცხადყვეს, რომ თეორიის აღებული მიმართულება სწორია. ამავე დროს, ზოგიერთმა ექსპერიმენტულმა ფაქტმა და დაკვირვებამ დაგვანახა, რომ ეს თეორია სრულყოფილი ჯერ კიდევ არ არის.

განვიხილოთ ექსპერიმენტები, რომელთა ახსნა ვერც ბორის თეორიით და ვერც ტალღური მექანიკის საშუალებით ვერ მოხერხდა.

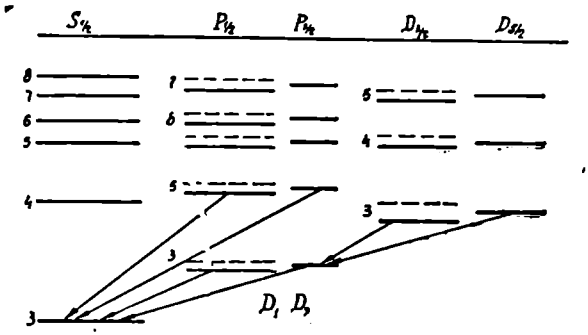
მაღალი მგრძნობიარობის სპექტრომეტრების გამოყენებით დადასტურდა, რომ ტუტე ლითონების სპექტრული ხაზები ორმაგია. ყოველი სპექტრული ხაზი ორ ან მეტ ვიწრო, ერთმანეთისადმი ახლო მდებარე ხაზისაგან შედგება. ამ მოვლენას სპექტრული ხაზების წმინდა სტრუქტურას უწოდებენ: ორი ხაზისაგან შემდგარ სპექტრულ ხაზს დუბლეტი ეწოდება, სამი ხაზისაგან შემდგარს — ტრიპლეტი. ზოგადად ამბობენ, რომ სპექტრულ ხაზებს მულტიპლეტური ხასიათი აქვთ.

სპექტრული ხაზების დუბლეტური ხასიათის მარტივ მაგალითს Na-ის სპექტრის ცნობილი D ხაზი წარმოადგენს. მისი დუბლეტური ხასიათი ჩვეულებრივი მგრძნობიარობის სპექტრომეტრითაც დაიკვირვება. ხაზის კომპონენტებს შორის მანძილი 6Å-ს აღწევს. ბუნებრივია, რომ სპექტრული ხაზების მულტიპლეტობა თერმების (დონეების) გახლეჩას უნდა დაუკავშიროთ.

79-ე ნახაზზე ნაჩვენებია Na-ის ატომების სპექტრული ხაზების დუბლეტური ხასიათი. როგორც ნახაზიდან ჩანს, S თერმები ერთმაგია, P და D კი — ორმაგი.

ამ ფაქტების ახსნა, როგორც ბორის თეორიის, ისე ჩვენ მიერ გარჩეული კვანტური მექანიკის საფუძველზე შეუძლებელია.

ჩვენ ზოგადად განვიხილეთ ელექტრონის მოძრაობა ატომში. დავუშვით, რომ ელექტრონს სამი თავისუფლების ხარისხი აქვს და რომ მისი მოძრაობა სამი კვანტური რიცხვით, n, l და m_l-ით ხასიათდება. ამ კვანტური რიცხვების საშუალებით თერმების შემდგომი გახლეჩის ახსნა შეუძლებელია. ამის საფუძველზე, 1925 წელს, ულენბეკმა და გაუსმიტმა შემდეგი მოსაზრება გამოთქვეს: თუ დავუშვებთ, რომ ელექტრონს სასრულო მოცულობა აქვს, მაგალითად, სფერული ფორმისაა, მაშინ მას საკუთარი იმპულსის მომენტი უნდა გააჩნდეს და რადგან ელექტრონს ელექტრული მუხტი აქვს, მას საკუთარი იმპულსის მომენტის შესაბამისი მაგნიტური მომენტი უნდა ჰქონდეს.



ნახ. 79. ნატრიუმის ატომის დონეების დუბლეტური ხასიათი. დუბლეტური ხაზები მოცილებული არიან ერთმანეთისაგან თვალსაჩინოებისათვის.

მართლაც, ექსპერიმენტები აშკარად ამტკიცებენ იმ ფაქტს, რომ მიუხედავად იმისა, რომ ელექტრონი ითვლებოდა წერტილოვან ობიექტად, მას უნდა ჰქონდეს როგორც საკუთარი — მექანიკური, ისე მაგნიტური მომენტები.

ელექტრონის საკუთარ მექანიკურ მომენტს სპინს უწოდებენ. Spin ინგლისურად თითისტარს ნიშნავს. სპინი ისეთივე მახასიათებელი პარამეტრია, როგორც მუხტი და მასა. სპინის სიდიდის განსაზღვრა მხოლოდ ექსპერიმენტით შეიძლება. ისევე, როგორც ყოველი მომენტი მიკროსამყაროში, სპინიც უნდა იკვანტებოდეს. სპინის ვექტორი s-ით აღვნიშნოთ, ხოლო მისი მახასიათებელი კვანტური რიცხვი s-ით. სპინი, ორბიტული იმპულსის მომენტის ანალოგიურად, $\hbar$ ერთეულებში იზომება.

სპინის შემოღებამ შესაძლებელი გახადა სპექტრული ხაზების მულტიპლეტური ხასიათის ახსნა. როგორც შემდეგ დავინახავთ, სპინის სა-

შუალებით ახსნილ იქნა ზეემანის ანომალური ეფექტი, რომელიც კლასიკურმა ფიზიკამ ვერ ახსნა.

სპექტრული ხაზების ტალღური რიცხვი ორი თერმთა სხვაობით შეიძლება გამოვსახოთ. მაგრამ უნდა აღინიშნოს, რომ ყოველ თერმთა სხვაობას არ შეესაბამება სპექტრული ხაზი. ზოგიერთი გადასვლა აკრძალულია. არჩევის წესი, როგორც დავინახეთ, ემპირიულად იყო შემოღებული, ახლა კი ეს წესი კვანტური მექანიკიდან ბუნებრივად გამომდინარეობს. არჩევის წესის ფორმულირება ელექტრონის მახასიათებელი კვანტური რიცხვების შესაძლო ცვლილებებით შეიძლება.

ყველა ზემოთ აღნიშნული მოვლენის ახსნა ატომის ვექტორული მოდელის საშუალებით ხდება. ეს მოდელი ატომში მიმდინარე ყველა პროცესის ნათლად დანახვისა და კლასიკური ფიზიკის მიერ აუხსნელი ფაქტების ადვილად ახსნის საშუალებას იძლევა.

2. ატომის ვექტორული მოდელი

ატომის მდგომარეობის აღწერის სქემა შეიძლება ზოგადი პრინციპების საფუძველზე შემუშავდეს. ასეთ სქემას ატომის ვექტორული მოდელი ეწოდება. ამ მოდელში მთავარ როლს კვანტური რიცხვები ასრულებენ. ეს რიცხვები ახასიათებენ ატომში ელექტრონის მდგომარეობას.

ატომის ვექტორული მოდელი შემდეგ დაშვებებზე არის აგებული: ყოველი ელექტრონი ატომში შემდეგი კვანტური რიცხვით ხასიათდება:

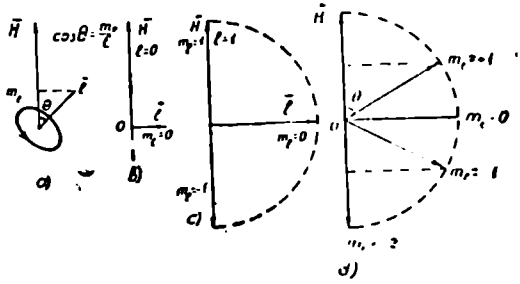
1. მთავარი კვანტური რიცხვი n. ის იღებს მხოლოდ მთელ მნიშვნელობებს 1, 2, 3,... ეს კვანტური რიცხვი განსაზღვრავს ელექტრონის ენერგიას, ანუ ენერგეტიკულ დონეს, რომელზედაც ის იმყოფება. $n=1$ ეთანადება ძირითად მდგომარეობას, როდესაც ელექტრონი ძირითად დონეზე იმყოფება. $n=2, 3,...$ აღგზნებულ მდგომარეობათა შესაბამისი მნიშვნელობებია.

2. ორბიტული კვანტური რიცხვი l. ის განსაზღვრავს ელექტრონის ორბიტული იმპულსის მომენტს და აგრეთვე მთელ მნიშვნელობებს იღებს, $0, 1, 2, 3,... n-1$-მდე. მაშასადამე, $l \leqslant n-1$. თვით ორბიტული იმპულსის მომენტი, როგორც ვექტორი, აღვნიშნოთ l-ით. ბორის მარტივ სქემაში l მიმართულია ორბიტის სიბრტყის მართობულად (იხ. ნახ. 80a). კვანტური მექანიკა ადგენს, რომ ორბიტული იმპულსის მომენტის აბსოლუტური მნიშვნელობა არის $|l|=\sqrt{l(l+1)}\cdot\hbar$, ანუ მიახლოებით $l\hbar$. ის იზომება $\hbar$ ერთეულებში.

3. თუ ატომი გარეგან $\mathbf{H}$ დაძაბულობის მაგნიტურ ველში იმყოფება, l ვექტორი ორიენტირდება ველის მიმართ გარკვეული θ კუთხით. l ვექტორის პროექციას ველის მიმართულებაზე ეწოდება მაგნიტური კვანტური რიცხვი და m_l-ით აღინიშნება, ის იღებს მნიშვნელობებს

$+l, +l-1, +l-2, \ldots 0 \ldots -l$, სულ $2l+1$ მნიშვნელობას. თუ $l=0$, მაშინ m_l იქნება 0, თუ $l=1$, m_l-ს ექნება სამი მნიშვნელობა, $+1$, 0 და -1 და ასე შემდეგ (იხ. ნახ. 80 b, c, d). ცხადია, რომ $m_l = l\cos\theta$, სადაც θ არის $\mathbf{l}$ და $\mathbf{H}$ შორის კუთხე.

4. სპინური კვანტური რიცხვი s. ის ახასიათებს ატომში ელექტრონის საკუთარი იმპულსის მომენტს (s). მისი მნიშვნელობა ტოლია

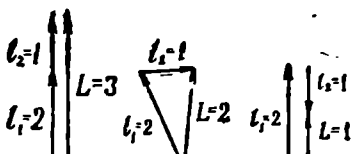


ნახ. 80. l-ის ორიენტაცია გარე მაგნიტურ ველში.

$\sqrt{s(s+1)}$, ჩ $\simeq$ ჩ. სპინიც ჩ ერთეულებში იზომება. იგი ღებულობს 1/2-ის ტოლ მნიშვნელობებს გარე მაგნიტურ ველში სპინი შეიძლება ორიენტირდეს ველის გასწვრივ ან მის საწინააღმდეგოდ. ამის შესაბამისად, შემოგვაქვს სპინის მაგნიტური კვანტური რიცხვი m_s, რომელმაც ორი მნიშვნელობა შეიძლება მიიღოს, $+1/2$ (ველის გასწვრივ) ან $-1/2$ (ველის საწინააღმდეგო).

3. კვანტური ვექტორების შეკრება

მრავალელექტრონიანი ატომების შემთხვევაში საჭიროა ელექტრონების ორბიტული მომენტების შეკრება. ამის შედეგად მივიღებთ ატომების სრულ ორბიტული იმპულსის მომენტს. ეს უკანასკნელი L-ით აღვნიშნოთ. მაშინ $\mathbf{L} = \Sigma \mathbf{l}_i$, მაგრამ რადგანაც $\mathbf{L}$ ყოველთვის ჩ-ის მთელი რიცხვი უნდა იყოს, გეომეტრიული ჯამი $\Sigma \mathbf{l}_i$ აგრეთვე მთელი რიცხვი იქნება.

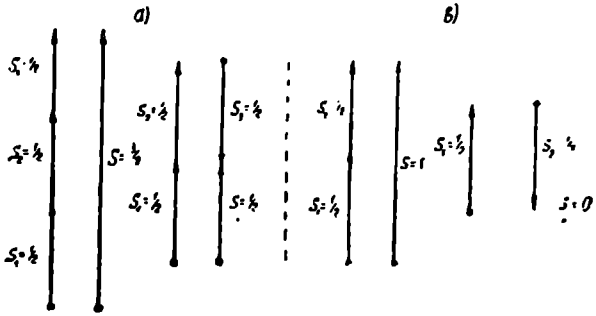


ნახ. 81. ორი ორბიტული იმპულსის მომენტის შეკრება.

81-ე ნახაზზე ნაჩვენებია ორი ელექტრონის ორბიტული იმპულსის მომენტის შეკრება, როდესაც $l_1=2$ და $l_2=1$.

როგორც ნახაზიდან ჩანს, ამ ორი მომენტის შეკრების შედეგად მიღებული სრული ორბიტული მომენტი სამ მნიშვნელობას გვაძლევს: $L=3, 2, 1$.

ახლა განვიხილოთ ატომში ელექტრონების სპინების შეკრების საკითხი. თუ ატომში ელექტრონების კენტი რიცხვია, ატომის სრული სპინი $S=\Sigma s_i$ უნდა $\hbar$-ის ნახევარმთელი რიცხვი იყოს. ელექტრონების ლუწი რიცხვის შემთხვევაში, სრული სპინი S იქნება $\hbar$-ის ჯერადი. რადგანაც სპინები ერთმანეთის მიმართ პარალელურნი ან ანტიპარალელურნი არიან, მათი შეკრება ისე უნდა ხდებოდეს, როგორც 82-ე ნახაზზეა ნაჩვენები. ნახაზზე მოცემულია სპინების შეკრება სამი ელექტრონის შემთხვევაში (a) და ორი ელექტრონის შემთხვევაში (b).



ნახ. 82. სპინების შეკრება. a) 3 ელექტრონის შემთხვევა. b) ორი ელექტრონის შემთხვევა.

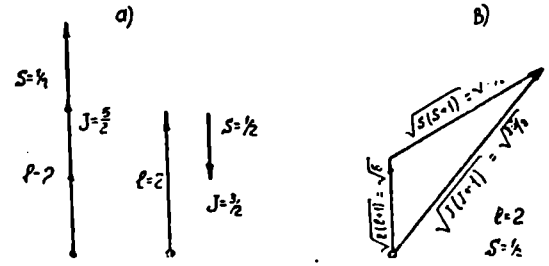
4. ელექტრონის სრული იმპულსის მომენტი

საჭიროება მოითხოვს ელექტრონის სრული იმპულსის მომენტის ცნების შემოღებას. ელექტრონის სრული მომენტი, ორბიტული და სპინური მომენტების ჯამს ეწოდება. ერთი ელექტრონისათვის სრული მომენტი j ასოთი აღინიშნება. ასე რომ, $j=l+s$. ის იზომება $\hbar$ ერთეულებში. სრული მომენტის კვანტური რიცხვი j-თი აღვნიშნოთ. რადგან s ყოველთვის 1/2-ის ტოლია, j-ს ექნება მხოლოდ ორი მნიშვნელობა, სახელდობრ, $l\pm 1/2$. თუ $l=0$, მაშინ j მხოლოდ ერთ მნიშვნელობას მიიღებს — 1/2-ს. თუ $l=2$ და $s=1/2$, მაშინ j შეიძლება 5/2 ან 3/2 გახდეს (იხ. ნახ. 83a).

ზემოთ აღვნიშნეთ, რომ ტალღური მექანიკა, ვექტორული მოდელისაგან განსხვავებით, მომენტის აბსოლუტური მნიშვნელობისათვის, $j\hbar$-ის მაგივრად $\sqrt{j(j+1)}\cdot\hbar$-ს გვაძლევს. l და s ვექტორების შეკრებისას, მათი აბსოლუტური მნიშვნელობები $\sqrt{l(l+1)}$ და $\sqrt{s(s+1)}$-ის ტოლია. l, s და j ვექტორების შესაბამისი კვანტურ-მექანიკური მნიშვნელობები, რომელთა საშუალებით გამოითვლებიან ეს ვექტორები, მოიძებნებიან ვექტორული მოდელით. ეს ნაჩვენებია 83-ე ნახაზზე. l და s ვექტორებს შორის კუთხე კოსინუსების თეორემის საშუალებით გამოითვლება.

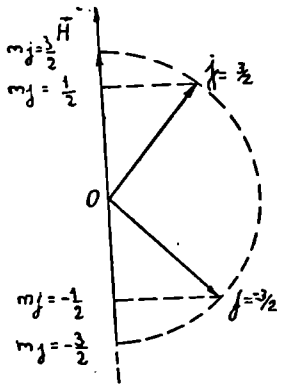
$$\cos\theta = \frac{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{2\sqrt{s(s+1)}\cdot\sqrt{l(l+1)}}. \qquad (7,1)$$

ელექტრონის სრული მომენტის (j) შემოღების დროს, საჭიროება მოითხოვეს მისი შესაბამისი მაგნიტური კვანტური რიცხვის — m_j-ის



ნახ. 83. l და s ვექტორების შეკრება, j მათი ჯამია a) ვექტორული მოდელის თანახმად, b) ტალღური მექანიკის თანახმად.

შემოღებას. ამ უკანასკნელს სრული მაგნიტური მომენტის კვანტური რიცხვი ეწოდება. ორბიტული მაგნიტური კვანტური რიცხვის ანალოგიურად, ის იღებს j, $j-1$, $j-2, \ldots 0, \ldots -j$, სულ $2j+1$ მნიშვნელობას, m_j კვანტური რიცხვი, m_l-ის ანალოგიურად, წარმოადგენს j ვექტორის პროექციას გარე მაგნიტური ველის მიმართულებაზე. ერთი ელექტრონის შემთხვევაში, j შეიძლება მხოლოდ მთელ-ნახევარი იყოს.



ნახ. 84. j ვექტორის პროექციები მაგნიტური ველის გასწვრივ. m_j-ს შესაძლო მნიშვნელობები.

84-ე ნახაზზე ნაჩვენებია m_j-ის შესაძლო მნიშვნელობები, $j = 3/2$-ის შემთხვევაში.

ტალღური მექანიკის თანახმად, $|j| = \sqrt{j(j+1)}\cdot\hbar$ და მისი ორიენტაცია მაგნიტური ველის მიმართ ცოტაოდენ შეცვლილია.

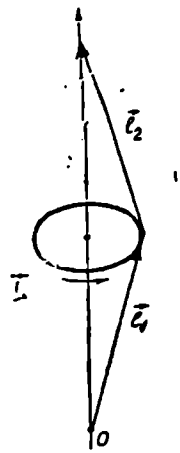
5. ატომის სრული იმპულსის მომენტი. (*LS*) და (*jj*) კავშირი

ატომის სრული მომენტის გაანგარიშება ელექტრონების ორბიტული და სპინური მომენტების ურთიერთკავშირზეა დამოკიდებული. აქამდე ვგულისხმობდით, რომ ატომში ელექტრონები ერთმანეთისაგან დამოუკიდებლად მოძრაობენ, რომ მათ შორის ურთი-

ერთქმედებას არა აქვს ადგილი. სინამდვილეში, მრავალელექტრონიან ატომებში ელექტრონებს შორის ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედებაა. ურთიერთქმედების ხასიათი კონკრეტულ პირობებზეა დამოკიდებული. მაგალითად, თუ ორ ელექტრონს დიდად განსხვავებული კვანტური რიცხვები აქვთ, ისინი საკმაოდ შორ მანძილზე უნდა იმყოფებოდნენ ერთმანეთისაგან და მათ შორის ურთიერთქმედება სუსტი უნდა იყოს. თუ კვანტური რიცხვები ერთმანეთისაგან მცირედ განსხვავდებიან, ურთიერთქმედება უფრო ძლიერი იქნება. ელექტრონებს შორის ურთიერთქმედება მომენტების მიმართულების ცვლილებას უნდა იწვევდეს. ეს კი გამოიწვევს მომენტის პრეცესიას რეზულტირებული მომენტის მიმართ. როგორც კლასიკური, ისე კვანტური მექანიკა ადგენს, რომ ეს რეზულტირებული მომენტი L, ცალკეული მომენტების პრეცესიის დროს, მუდმივი რჩება როგორც სიდიდით, ისე მიმართულებით. აქ ისეთსავე სურათს უნდა ჰქონდეს ადგილი, როგორც დედამიწის შემთხვევაში.

ცნობილია, რომ დედამიწა მზის გრავიტაციულ ველში ნელ პრეცესიას ასრულებს. დედამიწის პოლუსებთან ჩაზნექილობის გამო, გრავიტაციული ველი ცდილობს დედამიწის ღერძი ორბიტის სიბრტყის მართობულად დააყენოს.

85-ე ნახაზზე ნაჩვენებია პრეცესია ორი ელექტრონის შემთხვევაში. ცხადია, რაც მეტია ელექტრონებს შორის ურთიერთქმედება, მით პრეცესიის სიჩქარე მეტი იქნება.



ნახ. 85. l_1 და l_2 მომენტების პრეცესია რეზულტირებული L მომენტის ირგვლივ.

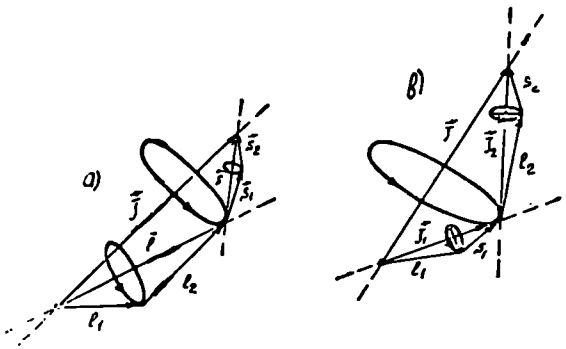
ახლა განვიხილოთ ატომის სრული იმპულსის მომენტი. აღვნიშნოთ იგი J ასოთი. ზემოთ აღვნიშნეთ, რომ ატომის სრული მომენტი მასში შემავალი ელექტრონების ორბიტულ და სპინურ მოძრაობათა შორის კავშირზეა დამოკიდებული. ცდები გვიჩვენებენ, რომ ყველაზე უფრო გავრცელებულია ეგრეთ წოდებული (LS) კავშირი, რომელსაც რასელ საუნდერსის კავშირს უწოდებენ.

86-ე ა ნახაზზე ნაჩვენებია ელექტრონისათვის რასელ საუნდერსის კავშირის სქემა.

ასეთ კავშირს ადგილი აქვს მაშინ, როდესაც ცალკეული ელექტრონების ორბიტებს შორის და სპინს შორის ურთიერთქმედება მეტია, ვიდრე ორბიტასა და სპინს შორის. ამ შემთხვევაში ყველა ელექტრონის ორბიტული მომენტები იკრიბება $\mathbf{L}=\Sigma \mathbf{l}_i$.

ანალოგიურად იკრიბება ყველა ელექტრონის სპინები: $\mathbf{S}=\Sigma\mathbf{s}_i$. ატომის სრული მომენტი იქნება: $\mathbf{J}=\mathbf{L}+\mathbf{S}$.

როდესაც $\mathbf{S}$ მთელია, ანუ როდესაც ატომში ელექტრონების ლუწი რიცხვია, მაშინ $\mathbf{J}$-ც ყოველთვის მთელი რიცხვია. თუ $\mathbf{S}$ მთელნახევარია, რაც ნიშნავს, რომ ატომში ელექტრონების კენტი რიცხვია, $\mathbf{J}$-ც მთელნახევარია. ამას გარდა, თუ $|\mathbf{L}|>|\mathbf{S}|$, მაშინ $\mathbf{J}$ იღებს $2S+1$ მნიშვნელობას და, თუ $|\mathbf{L}|<|\mathbf{S}|$, მაშინ $\mathbf{J}$ მიიღებს $2L+1$ მნიშვნელობას.



ნახ. 86. ა) რასელ-საუნდერსის კავშირი ორი ელექტრონისათვის. ბ) (jj) კავშირის სქემა ორი ელექტრონისათვის

არსებობს აგრეთვე მეორე სახის კავშირი, რომელსაც (jj) კავშირს უწოდებენ. ამ სახის კავშირს ადგილი აქვს მაშინ, როდესაც ელექტრონის ორბიტასა და სპინს შორის ურთიერთქმედება უფრო ძლიერია, ვიდრე ელექტრონების ორბიტებს შორის და სპინებს შორის ცალ-ცალკე. ამ შემთხვევაში ჯერ ელექტრონების ორბიტული $(\mathbf{l}_i)$ და სპინური $(\mathbf{s}_i)$ მომენტები იკრიბება $\mathbf{j}_i=\mathbf{s}_i+\mathbf{l}_i$ და შემდეგ მოიძებნება ატომში შემავალი ელექტრონების სრული მომენტი $\mathbf{J}=\Sigma\mathbf{j}_i$.

(jj) კავშირი განსაკუთრებით ძნიმე ატომებში გვხვდება. ზოგჯერ ადგილი აქვს შერეულ კავშირს.

ამგვარად, როგორც ვხედავთ, თუ ატომში ელექტრონებს შორის ადგილი აქვს ძლიერ ურთიერთქმედებას, ცალკეული ელექტრონების ორბიტული იმპულსის მომენტები აზრს კარგავენ. აზრი აქვს მხოლოდ ჯამურ $\mathbf{L}$ მომენტს. ცალკე ელექტრონების მომენტების შეკრება მხოლოდ მაშინ შეიძლება, როდესაც ელექტრონებს შორის ურთიერთქმედება სუსტია.

6. ელექტრონებისა და ატომების მდგომარეობათა სპექტრული აღნიშვნა

თუ ელექტრონის ორბიტული იმპულსის მომენტის კვანტური რიცხვი $l=0$, ამბობენ, რომ ელექტრონი s მდგომარეობაში იმყოფება და მას s ელექტრონი ეწოდება. ისეთ ელექტრონს, რომლის ორბიტული იმპულსის მომენტი l ტოლია ერთის, p ელექტრონი ეწოდება. თუ $l=2$, ეს იქნება d ელექტრონი და ასე შემდეგ.

ამის ანალოგიურად, თუ მთელი ატომის (ან იონის) ორბიტული იმპულსის მომენტი $L=0$, ამბობენ, რომ ატომი S მდგომარეობაში იმყოფება. თუ $L=1$, მაშინ P მდგომარეობაში, თუ $L=2$, D მდგომარეობაში და ასე შემდეგ.

თუ ელექტრონის მთავარი კვანტური რიცხვი $n=1$, ხოლო $l=0$, მისი მდგომარეობა აღინიშნება $1s$-ით, თუ $n=2$, ხოლო $l=1$, გვექნება $2p$ მდგომარეობა, როცა $n=4$ და $l=2$, — $4d$ მდგომარეობა და ასე შემდეგ.

7. აკრძალვის წესი

ტალღურ მექანიკაში, ისევე როგორც ბორის თეორიაში, ატომის ერთი სტაციონარული მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლისას, გარკვეული სიხშირის ელექტრომაგნიტური ტალღა გამოსხივდება. ეს პროცესი კვანტურ მექანიკაში უფრო ზოგადად განიხილება, ვიდრე ბორის თეორიაში.

აღგზნებულ მდგომარეობაში მყოფ ატომს ქვედა დონეზე გადასვლის სასრულო ალბათობა აქვს. აღგზნებულ მდგომარეობაში ატომი გარკვეული ხნის განმავლობაში შეიძლება იმყოფებოდეს (ამ დროის შუალედს მის საშუალო სიცოცხლის ხანგრძლივობას უწოდებენ), რის შემდეგ ის გადადის ქვედა მდგომარეობაში. ეს დრო გადასვლის ალბათობის უკუპროპორციულია. რაც მეტია მოცემულ აღგზნებულ დონეზე სიცოცხლის ხანგრძლივობა, მით ნაკლებია გადასვლის ალბათობა. სხვადასხვა ატომებისათვის, გარკვეულ აღგზნებულ დონეზე, სიცოცხლის ხანგრძლივობა სხვადასხვაა. მრავალი ატომისათვის გამოსხივების ან შთანთქმის კვანტის ინტენსივობა გადასვლის ალბათობაზეა დამოკიდებული.

კვანტურ მექანიკაში მტკიცდება, რომ ატომის გადასვლისას ერთი მდგომარეობიდან მეორეში, ორბიტული მოძრაობის მიმართ აკრძალვის წესი უნდა იყოს დაცული: ატომის ერთი მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლისას, ორბიტული იმპულსის მომენტი ან არ უნდა იცვლებოდეს, ან უნდა იცვლებოდეს პლუს ან მინუს ერთით.

აკრძალვის წესი შემდეგნაირად შეიძლება ჩაიწეროს: $\Delta L=0$ ან ± 1.

§ 2. მაგნიტური მომენტები

1. ორბიტული მაგნიტური მომენტი

ჩვენ დავინახეთ, რომ ელექტრონს, რომელიც ატომში ორბიტულ მოძრაობას ასრულებს, აქვს ორბიტული იმპულსის მომენტი $\mathbf{l}$. ეს უკანასკნელი ორბიტის მართობია და იღებს დისკრეტულ მნიშვნელობებს, ე. ი. იკვანტება. რადგან ელექტრონს გააჩნია ელექტრული მუხტი $-e$ და მასა m, მას აგრეთვე უნდა ჰქონდეს ორბიტულ მოძრაობასთან დაკავშირებული მაგნიტური მომენტიც. ვიპოვოთ კავშირი მექანიკური იმპულსის მომენტსა და შესაბამის მაგნიტურ მომენტს შორის.

აღვნიშნოთ μ_l-ით ორბიტულ მომენტთან დაკავშირებული მაგნიტური მომენტი. ელექტრონის მოძრაობა ორბიტაზე ეკვივალენტურია წრიული დენისა. დენის ძალა, გაზომილი ელექტრომაგნიტურ ერთეულებში, იქნება $i=-\frac{e\omega}{c}$.

e ელექტრონის მუხტია, ω ელექტრონის მოძრაობის კუთხური სიხშირეა, c — სინათლის სიჩქარე.

წრიული დენი ეკვივალენტურია მაგნიტური დიპოლისა, რომლის მაგნიტური მომენტია $\mu_l=is$. $\mathbf{s}$ ორბიტის ფართის გამომსახველი ვექტორია, რომელიც ორბიტის ფართის ტოლია.

მაშასადამე, შეიძლება დავწეროთ:

$$\mu_l=-\frac{e\omega}{c}\mathbf{s}. \tag{7,2}$$

უარყოფითი ნიშანი გვიჩვენებს, რომ ელექტრონის ორბიტული მოძრაობის მაგნიტური მომენტი მექანიკური მომენტის საწინააღმდეგოდ არის მიმართული.

თუ დავუშვებთ, რომ ელექტრონი ბირთვის ირგვლივ ელიფსურ ტრაექტორიაზე მოძრაობს, ელიფსური ორბიტის ფართი პოლარულ კოორდინატებში იქნება:

$$S=\frac{1}{2}\int_0^{2\pi} r^2 d\varphi.$$

როგორც ცნობილია, ელექტრონის იმპულსის მომენტი მუდმივი რჩება და პოლარულ კოორდინატებში ტოლია: $\mathbf{l}=mr^2\frac{d\varphi}{dt}$; m ელექტრონის მასაა, r რადიუს-ვექტორია, φ პოლარული კუთხეა.

აქედან ელიფსის ფართი იქნება:

$$\mathbf{S}=\frac{1}{2}\int_0^{2\pi}\frac{\mathbf{l}}{m}\,dt=\frac{1}{2}\frac{\mathbf{l}}{m}T. \tag{7,3}$$

T ელიფსზე გარშემოვლის დროა. აქედან, მაგნიტური მომენტისათვის მივიღებთ:

$$\mu_l = -\frac{e}{2m_e} l. \quad (7,4)$$

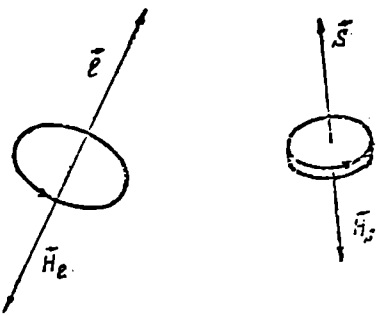
თუ ორბიტული იმპულსის მომენტს l კვანტური რიცხვით გამოვსახავთ, $|l| = l\hbar$, მაშინ მივიღებთ:

$$\mu_l = \frac{e\hbar}{2m_e c} l. \quad (7,5)$$

მომენტი, დაკავშირებული ელექტრონის ორბიტულ მოძრაობასთან, აგრეთვე იკვანტება. მაგნიტური მომენტის კვანტური ერთეული $\mu_B = \mu_l$, რომელიც მექანიკური მომენტის ერთეულს ეთანადება, იქნება ($l = 1$).

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9{,}27 \cdot 10^{-21} \frac{\text{ერგი}}{\text{ერსტედი}}. \quad (7,6)$$

მაგნიტური მომენტის ამ ერთეულს ბორის მაგნეტონს უწოდებენ. ბორის მაგნეტონი უმცირესი მაგნიტური მომენტია, ატომში ელექტრონის ორბიტულ მოძრაობასთან დაკავშირებული.



ნახ. 87. ელექტრონის ორბიტული და სპინური მომენტები და მასთან დაკავშირებული მაგნიტური მომენტი.

რადგან ელექტრონს უარყოფითი ელექტრული მუხტი აქვს, მისი მაგნიტური მომენტი, რომელიც μ_l ვექტორის სახით შეიძლება გამოვსახოთ, მიმართული იქნება l ვექტორის მიმართულების საწინააღმდეგოდ, ორბიტის სიბრტყის მართობულად (იხ. ნახ. 87). მაშასადამე: $\mu_l = \mu_B l$.

(7,5) განტოლებიდან გამომდინარეობს, რომ ორბიტის იმპულსის მომენტი $\hbar$ ერთეულებში იზომება, ხოლო მისი შესაბამისი მაგნიტური მომენტი — ბორის მაგნეტონებში. მაშინ $g_e = \frac{\mu_l}{l}$ სიდიდე ტოლია ერთის. g_l-ს ჟი-ფაქტორს უწოდებენ. g_e ფაქტორი მაგნიტურ მოვლენებში მნიშვნელოვან როლს ასრულებს და, როგორც შემდეგ დავინახავთ, ის ყოველთვის არ არის ერთის ტოლი.

2. სპინური მაგნიტური მომენტი

ახლა დავადგინოთ კავშირი სპინური იმპულსის მომენტსა და მის შესაბამის სპინურ მაგნიტურ მომენტს შორის. სპინური მაგნიტური მომენტი μ_s-ით აღვნიშნოთ.

ცდები გვიჩვენებენ, რომ სპინის აბსოლუტური მნიშვნელობა ტოლია $1/2\hbar$-ის; ე. ი. მას გარე მაგნიტურ ველში ორი ორიენტაცია უნდა ჰქონდეს ($2s+1=2$). დაშვება, რომ ელექტრონს სფერული ფორმა უნდა ჰქონდეს, შეიცავს წინააღმდეგობას: ამ პირობებში, როგორც გამოთვლები გვიჩვენებენ, სფეროს ბრუნვის დროს, მის ზედაპირზე მდებარე წერტილის სიჩქარე სინათლის სიჩქარეზე მეტ მნიშვნელობას მიიღებს, რაც დაუშვებელია.

რადგან ელექტრონის ფორმაზე და მასში მუხტების განლაგებაზე შეუძლებელია მსჯელობა, სპინის მაგნიტური მომენტი უნდა დავუკავშიროთ სპინს ისე, რომ ცდების შედეგებს შეესაბამებოდეს. ამიტომ ამ მომენტებს შორის დამოკიდებულებას შემდეგნაირად წერენ:

$$\mu_s = 2\frac{e}{2mc}\,s. \tag{7,7}$$

რადგან $|s| = s\hbar$, ამიტომ

$$\mu_s = 2\frac{e\hbar}{2mc}\,s. \tag{7,8}$$

s სპინური კვანტური რიცხვია, რომელიც ტოლია 1/2, ამიტომ სპინთან დაკავშირებული მაგნიტური მომენტი უდრის ბორის მაგნეტონს

$$\mu_s = |\mu_B| = \frac{e\hbar}{2mc}.$$

ტალღური მექანიკა სპინის აბსოლუტური მნიშვნელობისათვის იძლევა $\sqrt{s(s+1)}\cdot\hbar$, ამიტომ

$$\mu_s = \sqrt{3}\,\frac{e\hbar}{2mc} = 1{,}62\cdot 10^{-20}\,\frac{\text{ერგი}}{\text{ერსტედი}}. \tag{7,9}$$

ამგვარად, ატომში მოძრავ ელექტრონს გააჩნია ორი მაგნიტური მომენტი, ორბიტული μ_l და სპინური μ_s. როდესაც ატომი გარე მაგნიტურ ველში მოხვდება, ელექტრონზე მაბრუნებელი მომენტები იმოქმედებენ, რომელთა ზეგავლენით ის შეიცვლის თავის ორიენტაციას. გარე მაგნიტური ველის მოდება საშუალებას გვაძლევს სივრცეში გარკვეული მიმართულება ავირჩიოთ და მის მიმართ განვსაზღვროთ ელექტრონის ყველა მახასიათებელი ვექტორი. თუ მოდებული მაგნიტური

ველი ძლიერია, მას შეუძლია ელექტრონებს შორის კავშირი გაწყვიტოს და ყოველი ელექტრონი ატომში დამოუკიდებლად იწყებს მოძრაობას. ამის გამო, ელექტრონების ორბიტული და სპინური მომენტები მაგნიტური ველის მიმართ ორიენტირდებიან გარკვეული წესით.

§ 3. პაულის პრინციპი და ელემენტების პერიოდული სისტემა

1. პაულის პრინციპი

როგორც წინა პარაგრაფში აღვნიშნეთ, ატომში ყოველი ელექტრონი შეიძლება რამდენიმე რიცხვით დავახასიათოთ: მთავარი კვანტური რიცხვით n, ორბიტული იმპულსის კვანტური რიცხვით l, სპინური კვანტური რიცხვით s, მაგნიტური კვანტური რიცხვებით m_l და m_s. სრული მომენტის კვანტური რიცხვით J და მისი შესაბამისი მაგნიტური კვანტური რიცხვით m_J.

ისმება კითხვა: კვანტური რიცხვების რა უმცირესი რაოდენობა არის საკმარისი, ატომში ელექტრონის მდგომარეობის სრულიად განსაზღვრისათვის? დასაწყის პერიოდში კვანტურმა მექანიკამ ამ კითხვაზე პასუხი ვერ გასცა. გარდა ამისა, აღმოჩნდა, რომ ყველა სპექტრული ხაზი, რომელთა არსებობას ამტკიცებდა რიცის კომბინაციური პრინციპი, არ დაიკვირვება, მაგალითად, ჰელიუმის სპექტრში.

ამ საკითხის ახსნის მიზნით, პაული 1925 წელს ჩამოაყალიბა პრინციპი, რომელსაც პაულის პრინციპს უწოდებენ. მას შეიძლება შემდეგი ფორმულირება მივცეთ: ელექტრონის მდგომარეობის დასახასიათებლად ატომში საკმარისია ოთხი კვანტური რიცხვი, მაგალითად, n l, m_l, m_s, ან n, l, j, m_J და შეუძლებელია ატომში ორი ელექტრონი ერთნაირ მდგომარეობაში იმყოფებოდეს, ე. ი. შეუძლებელია ატომში ორ ელექტრონს ოთხი ერთნაირი კვანტური რიცხვი ჰქონდეს.

ამ პრინციპიდან მნიშვნელოვანი შედეგი გამომდინარეობს: შეუძლებელია ატომში ერთმანეთისაგან გავარჩიოთ ორი ისეთი ელექტრონი, რომელნიც ერთნაირ მდგომარეობაში იმყოფებიან.

პაულის პრინციპმა ნიშვნელოვანი როლი შეასრულა ატომურ ფიზიკაში, განსაკუთრებით ელემენტების პერიოდული სისტემის ახსნის საკითხში და სტატისტიკაში. ამ პრინციპით მტკიცდება, რომ ელექტრონები სპინით 1/2, ემორჩილებიან პაულის პრინციპს.

ამგვარად, ოთხი კვანტური რიცხვი, რომლებითაც ატომში აღიწერება ელექტრონების მდგომარეობა, არიან: 1. მთავარი კვანტური რიცხვი n, რომელიც მხოლოდ მთელ მნიშვნელობებს იღებს 1, 2, 3,... 2. ორბიტული მომენტის კვანტური რიცხვი l. რომელიც ტოლია 0, 1, 2, 3,... $n-1$. 3. მაგნიტური კვანტური რიცხვი m_l, რომელიც

შეიძლება იყოს ტოლი $-l, -l+1, -l+2, \ldots 0 \ldots +l$, სულ $2l+1$ და 4. სპინური მაგნიტური კვანტური რიცხვი m_s, რომელიც განსაზღვრავს სპინის მიმართულებას გარე მაგნიტურ ველში. მან შეიძლება მხოლოდ ორი მნიშვნელობა მიიღოს $\pm 1/2$. ამ ორი უკანასკნელი კვანტური რიცხვის მაგიერ შეიძლება ელექტრონის დასახასიათებლად შემოვიღოთ სრული მომენტის კვანტური რიცხვი j, მნიშვნელობებით $l+1/2$ ან $l-1/2$ და მისი მაგნიტური კვანტური რიცხვი m_j, მნიშვნელობებით $-j, -j+1, -j+2, \ldots 0 \ldots +j$, სულ $2j+1$.

2. ელემენტების პერიოდული სისტემა

შევეცადოთ პაულის პრინციპის გამოყენებით ქიმიური ელემენტების პერიოდული სისტემის ახსნა.

როგორც ცნობილია, ელემენტების პერიოდული სისტემა, შექმნილი 1869 წელს მენდელეევის მიერ, აგებული იყო ელემენტების ქიმიური თვისებების გათვალისწინებით. ქიმიური ელემენტები დალაგებულია ცხრილში ატომური წონის მიხედვით. აღმოჩნდა, რომ სისტემის აგებულებაში მნიშვნელოვან როლს ასრულებს არა ატომური წონა, არამედ ატომური ნომერი Z.

ატომური ნომერი განსაზღვრავს ნეიტრალურ ატომში მყოფი ელექტრონების რიცხვს და სწორედ ეს რიცხვი განაპირობებს ელემენტის ფიზიკურ და ქიმიურ თვისებებს. პაულის პრინციპის საფუძველზე შემუშავებულ იქნა ატომის გარსული მოდელი, რომლის საშუალებით ახსნილი იყო ატომების ქიმიური თვისებების პერიოდულობა.

ელექტრონები, რომელთაც ერთი და იგივე მთავარი კვანტური რიცხვი n აქვთ, აჩენენ გარკვეულ გარსს. ერთნაირი n-ის მქონე ელექტრონები, რომელთაც ერთმანეთისაგან განსხვავებული ორბიტული მომენტების კვანტური რიცხვები l აქვთ, ქვეგარსს აჩენენ. ისინი გარსის შემადგენლობაში შედიან. სხვადასხვა გარსებში შემავალი ელექტრონები, განსხვავებული l-ით, ერთმანეთისაგან ენერგიით განსხვავდებიან: ქვეგარსში შემავალი ელექტრონები, ერთნაირი n-ით და l-ით, ენერგიით ერთმანეთისაგან უმნიშვნელოდ განსხვავდებიან. ამ ელექტრონებს განსხვავებული მაგნიტური კვანტური რიცხვი აქვთ. ელექტრონები, რომელთაც ერთნაირი n, l და m_l აქვთ, ორ ჯგუფად იყოფიან. ერთ ჯგუფში შედიან ელექტრონები, რომელთა მაგნიტური სპინური რიცხვი m_s არის $+1/2$, მეორეში, რომელთათვის $m_s=-1/2$.

VI ცხრილში მოცემულია ელექტრონების განაწილება კვანტური რიცხვების მიხედვით.

ცხრილს თუ დავუკვირდებით, შეიძლება რამდენიმე დასკვნა გამოვიტანოთ:

1. ყოველ გარსში, მოცემული n-ით, ქვეგარსთა რიცხვი n-ს უდრის. 2. მოცემულ გარსში ელექტრონების მაქსიმალური რიცხვი არის

$$N_n^{max} = \sum_{l=1}^{l=n-1} 2(l+1)$$

ამ არითმეტიკული პროგრესიის ჯამია:

$$N_n = \frac{2(4n-2)}{2}(n+1) = 2n^2 .$$

ქვეგარსში ელექტრონების მაქსიმალური რიცხვი, მოცემული n და l-სათვის, m_l-ის შესაძლო მნიშვნელობების გაორკეცებული რიცხვი იქნება, ე. ი. $2(2l+1)$. ამიტომ გარსში, რომლისთვისაც $n=1$ (მას K გარსს უწოდებენ), ელექტრონების მაქსიმალური რიცხვი არის 2; $n=2$ გარსისათვის (L გარსი) ელექტრონების რიცხვი არის 8; $n=3$ გარსისათვის (M გარსი) ელექტრონების მაქსიმალური რიცხვი არის 18; $n=4$ გარსისათვის — 32 და ასე შემდეგ.

ქვეგარსი შევსებულია, თუ $\mathbf{m}_l$ და $\mathbf{m}_s$ ვექტორების ჯამი 0-ის ტოლია. კვანტურ მექანიკაში მტკიცდება, რომ გარსი შევსებულია, თუ $\Sigma s_i = 0$. $\Sigma l_i = 0$ და $\Sigma j_i = 0$. აქედან შემდეგი დასკვნა შეიძლება გამოვიტანოთ: იმ ელექტრონებს, რომლებიც შევსებულ გარსში შედიან, ატომის სრული იმპულსის მომენტის მნიშვნელობაში წვლილი არ შეაქვთ. ამიტომ ატომის მომენტის განსაზღვრის დროს ჩვენ მხედველობაში უნდა მივიღოთ მხოლოდ ის ელექტრონები, რომლებიც შეუვსებელ გარსებში შედიან.

განვალაგოთ ელექტრონები ატომში ჯერჯერობით. ამისათვის მხედველობაში უნდა მივიღოთ რენტგენისა და ოპტიკური სპექტრების ხასიათი და ამის გარდა ელემენტების მაგნიტური და ქიმიური თვისებები. როდესაც ატომი ნორმალურ (ძირითად) მდგომარეობაში იმყოფება, მასში შემავალი ელექტრონები ყველაზე დაბალ შესაძლო ენერგეტიკულ დონეზე უნდა მდებარეობდნენ.

ღავიწყოთ ყველაზე მარტივი წყალბადის ატომიდან. წყალბადის ატომური ნომერი $Z=1$ და მისი ბირთვის ირგვლივ მოძრაობს ერთი ელექტრონი, რომლის კვანტური რიცხვები იქნება $n=1$ და $l=0$ ე. ი., მაშასადამე, $m_l=0$. ელექტრონი იმყოფება K გარსში, $1s$ მდგომარეობაში. ამრიგად, მისი ძირითადი მდგომარეობა აღინიშნება $2s_{1/2}$. მისი სპინი არის 1/2 და სპექტრი დუბლეტურია (იხ. დამატება I).

შემდეგი ელემენტის, ჰელიუმის ატომური ნომერი $Z=2$. ჰელიუმის ატომში ორი ელექტრონია. პაულის პრინციპის თანახმად, ორივე ელექტრონი K გარსშია ($n=1$, $l=0$), და მათ ურთიერთსაწინააღმდეგო მიმართულების სპინები აქვთ ერთის $m_s=+1/2$, მეორის $m_s=-1/2$,

რადგან წინააღმდეგ შემთხვევაში ორივე ელექტრონს ოთხივე კვანტური რიცხვი ერთნაირი ექნებოდათ, რაც ეწინააღმდეგება პაულის პრინციპს, ორივე ელექტრონი $1s$ მდგომარეობაშია.

როგორც ვხედავთ, ჰელიუმის ატომში $S=0$ და $L=0$ და მისი ძირითად მდგომარეობათა $1S^2$ გარსი შევსებულია. ამიტომ ატომი საერთოდ სტაბილურ მდგომარეობაშია. ჰელიუმის იონიზაციის პოტენციალი დიდია. ის 24,45 ვოლტის ტოლია. ამიტომაა, რომ ჰელიუმი ინერტულ გაზს წარმოადგენს და ის სხვა ატომებთან ქიმიურ ურთიერთქმედებაში არ შედის. ძირითად მდგომარეობაში შესაძლებელია მხოლოდ ერთი, სინგლეტური მდგომარეობა, როდესაც ელექტრონების სპინები ანტიპარალელურნი არიან. აღგზნებულ მდგომარეობაში, როდესაც გამომსხივებელი ელექტრონი ზედა დონეზე გადადის, ორივე ელექტრონის სპინებს ერთნაირი მიმართულება შეიძლება ჰქონდეთ. ამ დროს შესაძლებელია მეორე მდგომარეობა, რომელსაც ტრიპლეტურს უწოდებენ.

ამრიგად, აღგზნებისას ჰელიუმის ატომი შეიძლება ორ მდგომარეობაში იმყოფებოდეს: სინგლეტურში ($S=0$) და ტრიპლეტურში ($S=1$). ამიტომ არსებობს ჰელიუმის ორი სახე, რომლებსაც პარა და ორთოჰელიუმს უწოდებენ.

შემდეგი ელემენტია ლითიუმი (Li), მისი ატომური ნომერი არის $Z=3$. ორი ელექტრონი იმყოფება K გარსში ($n=1$, $l=0$), ხოლო მესამე ელექტრონი გადადის L გარსში ($n=2$, $l=0$), ამიტომ ლითიუმი ერთვალენტოვანი ელემენტია და ეკუთვნის ტუტე ლითონების ჯგუფს. მესამე ელექტრონი, რომელიც გარსში იმყოფება, ადვილად ცილდება ატომს და ეს უკანასკნელი ლითიუმის იონად (Li) გარდაიქმნება. ამიტომ მისი იონიზაციის პოტენციალი მცირეა, ის უდრის 5,37 ვოლტს. იონიზებული ლითიუმი თავისი აგებულებით ჰელიუმის ატომს წააგავს. ანალოგიური თვისებები აქვთ სხვა დანარჩენ ტუტე ელემენტებს: Na, K, Rb, Cs. მათაც შევსებული გარსის გარეთ ერთი ზედმეტი ელექტრონი აქვთ (იხ. დამატება I).

შემდეგი ელემენტია ბერილიუმი, ატომური ნომრით $Z=4$. მის შევსებულ K გარსს გარეთ ორი ელექტრონი იმყოფება. ის მიეკუთვნება ტუტე-მიწა ელემენტების ჯგუფს და მისი ვალენტობა არის 2. ამავე ჯგუფს ეკუთვნიან: Mg, Ca, Sr, Ba და Ra. მათ ბერილიუმის ანალოგიური აგებულება აქვთ, შევსებული გარსის გარეთ ორი ელექტრონი იმყოფება (იხ. დამატება I).

ბერილიუმის შემდეგ მოდის ბორი B, რომლის ატომური ნომერი არის $Z=5$. ის აგებულია შემდეგნაირად: K გარსზე იმყოფება ორი ელექტრონი, L გარსზე სამი ელექტრონია, ორი — შევსებულ ქვეგარსზე, $n=2$ და $l=0$, ხოლო მესამე ელექტრონი შემდეგ ქვეგარსშია

($n=2$, $l=1$). ამავე ჯგუფის ელემენტებია: Al, Ga, In და Ta. მათაც შევსებული გარსის გარეთ სამი ელექტრონი აქვთ, ორ შევსებულ ქვეჯგუფში $l=0$ და ერთი მეორე ქვეჯგუფში $l=1$.

ატომების გარსების შევსების ეს წესი გრძელდება თითო ელექტრონის დამატებით L გარსის $l=1$ ქვეჯგუფში, ამასთან, ელემენტის ატომური ნომერიც და ბირთვის მუხტიც იზრდება ერთით.

ნეონისათვის L გარსი შევსებულია. ნეონი მეათე ელემენტია. მას K გარსში ორი ელექტრონი აქვს, L გარსში კი — რვა. ამიტომ ნეონი. როგორც ჰელიუმი, ინერტულ გაზს წარმოადგენს.

ნატრიუმიდან (Na) დაწყებული ($Z=11$), ელექტრონები იწყებენ M გარსის შევსებას — არგონამდე, რომლისთვისაც $Z=18$. ნატრიუმს M გარსში ერთი ელექტრონი აქვს ($n=3$, $l=0$), მაგნიუმს ($Z=12$), ორი. მაგნიუმის ატომში M გარსის პირველი ქვეჯგუფი შევსებულია. ალუმინიდან ($Z=13$), შევსებას იწყებს M გარსის მეორე ქვეგარსი, რომელიც შეივსება არგონის ატომში.

როგორც ვხედავთ, ელემენტების ქიმიური თვისებები განპირობებულია ძირითადად გარე ელექტრონებით: არგონში K და L გარსები მთლიანად შევსებულია და აგრეთვე M გარსის ორი ქვეგარსი. პირველ ქვეგარსში ორი ელექტრონია, მეორეში — ექვსი, სულ არგონის ატომში 18 ელექტრონია.

კალიუმიდან ($Z=19$) შევსებას იწყებს არა M გარსის მესამე ქვეგარსი, არამედ N გარსის პირველი ქვეგარსი, რომელშიაც ერთი ელექტრონია კალციუმში ($Z=20$).

გარსის პირველ ქვეგარსში უკვე ორი ელექტრონია, სკანდიუმიდან ($Z=21$) იწყებს შევსებას M გარსის მესამე ქვეგარსი, რომლის შევსება მიმდინარეობს კრიპტონამდე Kr ($Z=36$). კრიპტონში შევსებულია K, L და M გარსები და ამას გარდა N გარსის პირველი და მეორე ქვეგარსები. ეს ელემენტიც ინერტული გაზია ნეონის და არგონის მსგავსად.

I დამატებაში მკითხველი ადვილად გაერკვევა იმ წესებში, რომელთა მიხედვით ნაწილდებიან ელექტრონები გარსებში და ქვეგარსებში, ადვილი შესამჩნევია აგრეთვე, თუ რა კავშირი არსებობს ელექტრონების განაწილებასა და ელემენტების ქიმიურ თვისებებს შორის.

§ 4. კვანტური სტატისტიკა

1. ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკა

ჩვენ დავინახეთ, რომ ელექტრომაგნიტური გამოსხივების კვანტურ თეორიას სტატისტიკური წარმოშობა აქვს. პირველად ამ გარემოებას პლანკმა მიაქცია ყურადღება, როდესაც მან სითბური გამოსხივების

პრობლემა გადაწყვიტა. პლანკი თვლიდა, რომ სითბური გამოსხივება ტალღური ბუნებისაა. როგორც დავინახეთ, ამ პრობლემის გადაწყვეტის შედეგად დადგინდა ელექტრომაგნიტური ველის კვანტური ბუნება. თავისთავად დაისვა საკითხი, თუ სითბურ გამოსხივებას კორპუსკულური ბუნება აქვს, მას შეიძლება კლასიკური სტატისტიკის კანონები მივუყენოთ და ამის შედეგად პლანკის სითბური გამოსხივების ფორმულა მივიღოთ.

პირველი შეხედვით, თითქოს ამ საკითხის გადაწყვეტა ამ გზით შესაძლებელი უნდა იყოს, რადგან კვანტებს, $\hbar\omega$ ენერგია და $\frac{\hbar\omega}{c}$ იმპულსი აქვთ. მაგრამ აღმოჩნდა, რომ ამ მეთოდით პლანკის სითბური გამოსხივების კანონის მიღება შეუძლებელია. რა არის ამის მიზეზი?

თუ ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებას განვიხილავთ, როგორც კვანტურ სისტემას, მაშინ ველის ცალკეული კომპონენტი ტალღის სიგრძით კი არ უნდა დავახასიათოთ, არამედ კვანტის იმპულსის მდგენელით. ეს სტატისტიკაში ზოგიერთ ცვლილებას იწვევს.

კლასიკურ, ანუ ბოლცმანის სტატისტიკაში სივრცე ნებისმიერი მოცულობის უჯრედებად დავყავით. ცალკეული უჯრედის მოცულობის ფარდობას მთელ მოცულობასთან $\omega_i = \frac{v_i}{v}$ მოცულობის სტატისტიკური წონა ვუწოდეთ. ელექტრომაგნიტური ველის შემთხვევაში იმპულსური სივრცის ასეთი დაყოფა უკვე აღარ შეიძლება. ამ შემთხვევაში იმ უმცირეს უჯრედებს, რომლებზედაც იმპულსურ სივრცეს ვყოფთ, გარკვეული უმცირესი მოცულობა უნდა ჰქონდეთ. კლასიკურ სტატისტიკაში უჯრედების მოცულობა არავითარ როლს არ ასრულებს და ამიტომ ის გამოთვლების შედეგად გამოირიცხება. აქ კი უჯრედის მოცულობა არ შეიძლება გამოირიცხოს. როგორც გამოთვლები გვიჩვენებენ, უჯრედის უმცირესი მოცულობა $\hbar^3$-ის ტოლი უნდა იყოს. გარდა ამისა, კლასიკურ სტატისტიკაში უჯრედებში ნაწილაკთა განაწილებისას ორი პირობა უნდა შესრულდეს: პირველი, ყველა უჯრედში ნაწილაკთა რიცხვის ჯამი სისტემის ნაწილაკთა რიცხვის ტოლია $\Sigma n_i = n$. და მეორე, ცალკეულ უჯრედებში ნაწილაკების ენერგიათა ჯამი სისტემის სრული ენერგიის ტოლია, $\Sigma n_i \varepsilon_i = E$.

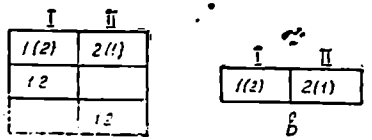
კვანტური სისტემის შემთხვევაში, პირველი პირობა შეიძლება უკუვაგდოთ. მართლაც, გამოსხივებისა და შთანთქმის პროცესებში კვანტები ჩნდებიან და ქრებიან. ამიტომ პირველი პირობა შეიძლება არ შესრულდეს. საკითხის ანალიზი გვიჩვენებს, რომ ასეთი შესწორებების შეტანის შედეგად, კლასიკური სტატისტიკის საშუალებით პლანკის

გამოსხივების ფორმულის მიღება მაინც შეუძლებელია. საკითხის საბოლოო გადაწყვეტისათვის საჭირო გახდა მთელი კლასიკური სტატისტიკის უკუგდება და ახალი, კვანტური სტატისტიკის შემოღება. ამ გზას დაადგა 1924 წელს ინდოელი ფიზიკოსი ბოზე. მისი იდეა შემდგომ აინშტაინმა განავითარა და მათ მიერ შემუშავებულ სტატისტიკას ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკას უწოდებენ.

ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკა კვანტური სტატისტიკის ერთ-ერთ სახეს წარმოადგენს. არსებობს კვანტური სტატისტიკის მეორე სახეც, რომელსაც ფერმი-დირაკის სტატისტიკას უწოდებენ.

განვიხილოთ ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკა.

კვანტური სტატისტიკის ძირითადი აზრი იმაში მდგომარეობს, რომ ატომისაგან განსხვავებით, აბსოლუტურად შეუძლებელია კვანტების ერთმანეთისაგან გარჩევა. ამიტომ მათ დანომერას აზრი არა აქვს. კლასიკურ სტატისტიკაში, ვინაიდან ატომები და მოლეკულები ერთმანეთისაგან განსხვავდებიან, მათ ვნომრავთ და ორი ნაწილაკის და ორი უჯრედის შემთხვევაში ოთხ სხვადასხვა განაწილებას ვღებულობთ. ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკაში, კვანტების განურჩევლობის გამო, ორი ნაწილაკი ორ უჯრედში მხოლოდ სამ განაწილებას გვაძლევს (იხ. ნახ. 88).



ნ.ხ. 88. ორი ნაწილაკის განაწილება ორ უჯრედში: ა) ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკაში; ბ) ფერმი-დირაკის სტატისტიკაში.

ნახაზიდან ჩანს, რომ პირველ შემთხვევაში ორივე ნაწილაკი პირველ უჯრედშია, მეორეში კი არც ერთი ნაწილაკი არ არის. მეორე შემთხვევაში პირველ უჯრედში ნაწილაკები არ არიან, ორივე მეორე უჯრედშია. ბესამე შემთხვევაში ორივე უჯრედში თითო ნაწილაკია.

ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკის მათემატიკურ განხილვას არ შევუდგებით, მხოლოდ აღვნიშნავთ, რომ ამ სტატისტიკის საფუძველზე მიღებული იყო პლანკის ფორმულა, რომელიც კლასიკური კანონების გამოყენებით იყო გამოყვანილი.

ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკით მიღებული კვანტების განაწილების ფორმულა ასეთია:

$$n = \frac{\omega_i}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1}, \qquad (7,10)$$

n არის ერთმანეთისაგან განსხვავებული განაწილებათა რიცხვი უჯრედებში, ω_i უჯრედების სტატისტიკური წონაა.

შესრულებულია მხოლოდ ერთი პირობა: უჯრედებში ნაწილაკების ენერგიების ჯამი სისტემის სრული ენერგიის ტოლია — $\Sigma n_i \varepsilon_i = E$. ε_i კვანტის ენერგიაა.

ელექტრომაგნიტური ენერგიის სიმკვრივე გამოისახება ფორმულით:

$$u_\nu d\nu = \frac{nh\nu_i}{V} = \frac{1}{c^3} \frac{8\pi h\nu^3 d\nu}{e^{n_0/kT} - 1}. \qquad (7,11)$$

ეს პლანკის სითბური გამოსხივების ფორმულაა.

1925 წელს აინშტაინი შეეცადა ეს სტატისტიკა გაზების კინეტიკურ თეორიაში გამოეყენებინა, ანუ კვანტური სტატისტიკა ატომებსა და მოლეკულებზე გაევრცელებინა. ამისათვის მან დაუშვა, რომ გაზის მოლეკულები, ისე როგორც კვანტები, ერთმანეთისაგან არაფრით არ განირჩევიან. გათვლები ისევე ჩაატარა, როგორც კვანტების შემთხვევაში, მხოლოდ აქ მხედველობაში უნდა მიეღო მეორე პირობაც, რომ უჯრედებში განაწილებული ნაწილაკთა ჯამი სისტემის ნაწილაკთა სრული რიცხვის ტოლი უნდა იყოს: $\Sigma n_i = n$. გათვლებს აქაც არ ვატარებთ, მხოლოდ შედეგები ძოგვყავს. ატომების განაწილება ენერგიის მიხედვით შემდეგ სახეს იღებს:

$$dW = \frac{4\pi V}{h^3} \frac{\sqrt{2m^3}\sqrt{\varepsilon}\, d\varepsilon}{e^{\alpha+2/kT} - 1}. \qquad (7,12)$$

dW ნაწილაკთა რიცხვია, რომელთა ენერგია ε და $\varepsilon + d\varepsilon$ ენერგიათა შორის იმყოფება, m ნაწილაკის მასაა, V — სრული მოცულობა.

ამ ფორმულასთან შესადარებლად მოგვყავს კლასიკური სტატისტიკის განაწილების კანონი:

$$dW = 4\pi N \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \sqrt{\frac{2}{m^3}}\, e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \sqrt{\varepsilon}\, d\varepsilon. \qquad (7,13)$$

$N - V$ მოცულობაში მოთავსებული მოლეკულათა რიცხვია.

(7,12) ფორმულაში შემოდის დამატებითი პარამეტრი α, რომელსაც შემდეგი სახე აქვს: $A = e^{-\alpha}$.

ამ დამოკიდებულებაში α პარამეტრი A პარამეტრით არის შეცვლილი. A-ს გადაგვარების პარამეტრი ეწოდება. თუ რატომ ეწოდება ამ პარამეტრს გადაგვარების პარამეტრი და რას ნიშნავს საერთოდ გაზის გადაგვარება, შემდეგნაირად შეიძლება გავიგოთ:

A პარამეტრისათვის გამოთვლები გვაძლევენ:

$$A = \frac{nh^3}{(2\pi mkT)^{3/2}}. \qquad (7,14)$$

n ერთეულ მოცულობაში მოთავსებული ნაწილაკთა რიცხვია. დავუშვათ, რომ $A \ll 1$. მაშინ (7,12) ფორმულიდან მივიღებთ

$$e^{\alpha+\frac{\varepsilon}{kT}} \sim \frac{e^{\frac{\varepsilon}{kT}}}{A}$$

$\frac{\varepsilon}{kT}$ ყოველთვის დადებითია. ამის გათვალისწინებით, მივიღებთ მაქსველის განაწილების კანონს.

$$dW = \frac{4\pi V}{h^3}\sqrt{2h^2}\sqrt{\varepsilon}\,d\varepsilon A e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}. \qquad (7,15)$$

ამრიგად, როდესაც A პარამეტრი ძალიან მცირეა, ბოზე-აინშტაინის განაწილება კლასიკურ განაწილებაში გადადის. როდესაც A პარამეტრი ერთის რიგისაა, გაზის თვისებები მნიშვნელოვნად იცვლება. ქრება გაზის კლასიკური თვისებები და მას ახალი, კვანტური თვისებები უჩნდება. ამ შემთხვევაში ამბობენ, რომ გაზი გადაგვარებულ მდგომარეობაში გადადის. გაზის გადაგვარებული მდგომარეობა ისეთი მდგომარეობაა, როდესაც ის აღარ ემორჩილება კლასიკურ კანონებს და კვანტური თვისებების მატარებელი ხდება.

როგორც (7,14) ფორმულიდან ჩანს, გაზი გადაგვარებულ მდგომარეობაში გადადის ძალიან დაბალი ტემპერატურის და ძალიან დიდი წნევის პირობებში. ნორმალური წნევის და ტემპერატურის დროს, საკმაოდ დიდ შუალედში, გაზი ყოველთვის არაგადაგვარებულ მდგომარეობაში იმყოფება და კლასიკურ სტატისტიკას ემორჩილება.

ნივთიერების გადაგვარებულ მდგომარეობაში გადასვლის კლასიკურ მაგალითს ძალიან დაბალი ტემპერატურის ($T = 2{,}4^\circ K$) თხიერი ჰელიუმი წარმოადგენს. ასეთ ტემპერატურაზე ჰელიუმი სწრაფად კონდენსირდება და ზედენადობის თვისებას იჩენს.

2. ფერმი-დირაკის სტატისტიკა

კვანტური სტატისტიკის მეორე სახეს ფერმი-დირაკის სტატისტიკა წარმოადგენს.

იმისათვის, რომ ამ სტატისტიკის ძირითადი არსი გასაგები გახდეს, განვიხილოთ თავისუფალი ელექტრონებისაგან შემდგარი მაკროსხეული. ასეთი ელექტრონული გაზი ყოველ ლითონში გვხვდება. თავისუფალი ელექტრონების არსებობა ლითონში დიდი ხანია ექსპერიმენტულად დამტკიცებული ფაქტია. გახურებული ლითონიდან ამოიტყორცნებიან ელექტრონები და თუ მიმმართველი ველი მოვდეთ, მივიღებთ თერმოელექტრულ დენს. ლითონების მაღალი ელექტროგამტარობაც

კარგად იხსნება მათში თავისუფალი ელექტრონების არსებობით. რომ ლითონის გამტარებლობას ელექტრონები აპირობებენ, ის გარეშეობა ამტკიცებს, რომ ლითონში დენის გავლის დროს მასის გადატანა არ ხდება. მასის გადატანა შეიმჩნევა ელექტროლიტებში, სადაც დენის ცნობილობას იონები აპირობებენ. ლითონების კლასიკური ელექტრონული თეორია, რომელიც ჯერ კიდევ 1900 წელს შექმნილი იყო ლორენცისა და სხვათა მიერ, კარგად ხსნის ზოგიერთ ექსპერიმენტულ კანონს. მაგალითად, ომის, ჯოულ-ლენცის, ვიდემან-ფრანცის კანონებს. ამავე დროს, კლასიკური ელექტრონული თეორია წააწყდა დაუძლეველ წინააღმდეგობებს. მაგალითად, ლითონების სითბოტევადობის საკითხი მან ვერ ახსნა.

ცნობილია, რომ ლითონების გრამმოლეკულური სითბოტევადობა, დიულონგისა და პტის კანონის თანახმად, არის 6 კალ/გრად. მოლ. ეს კანონი გასაგები ხდება, თუ ლითონის სითბოტევადობას, ბესერში ატომების რხევას დავუკავშირებთ. ყოველი მერხევი ატომის ენერგია არის $3kT$ და, მაშასადამე, ერთი გრამატომის სითბოტევადობა იქნება $c=\frac{dU}{dT}=6$ კალ/გრ. მაგრამ ამავე დროს, ლითონის გამტარობის ასახსნელად საჭიროა ლითონში თავისუფალი ელექტრონების არსებობა და მათი მოძრაობა მივიღოთ მხედველობაში. სწორედ თავისუფალი ელექტრონების არსებობა უნდა იყოს ლითონის მაღალი სითბოტევადობის მიზეზი. კლასიკური სტატისტიკის თანახმად, ლითონში ყოველი თავისუფალი ელექტრონის ენერგია არის $3/2kT$ და ამიტომ ლითონის გრამმოლის ენერგია უნდა იყოს $\left(3+\frac{3}{2}\right)kT$, სითბოტევადობა კი $\left(3+\frac{3}{2}\right)k\sim 9$ კალ/გრად. ეს შედეგი ექსპერიმენტთან აშკარა წინააღმდეგობაშია.

ეს საკითხი 1927 წელს პაულიმ და ზომერფელდმა განიხილეს. მათი აზრით, ელექტრონული გაზი გადაგვარებულ მდგომარეობაში იმყოფება და მისთვის კლასიკური სტატისტიკა არ არის ძალაში. მართლაც, მარტივი გამოთვლები ამას ამტკიცებენ. ნორმალურ პირობებში, მოცულობის ერთეულში მოთავსებული ელექტრონების რაოდენობა $n\sim 3\cdot 10^{19}$, თუ გამოვიყენებთ (7,13) ფორმულას, A პარამეტრისათვის მივიღებთ: $A_E=1{,}2$. თუ დაეშვებთ, რომ ლითონში თითო ატომზე, თითო ელექტრონი მოდის, ელექტრონული გაზის გადაგვარების პარამეტრი ლითონებში კიდევ უფრო მეტი გამოდის და რამდენიმე ათასს აღწევს. მაშასადამე, ელექტრონული გაზი ლითონებში ზეგადაგვარებულ მდგომარეობაში იმყოფება და ამიტომ ჩვეულებრივი გაზისაგან მკვეთრად

განსხვავდება. ეს არის ძირითადი მიზეზი იმისა, რომ ელექტრონული გაზი კლასიკურ სტატისტიკას არ ექვემდებარება.

ფერმი-დირაკის სტატისტიკის ძირითადი დებულებები იგივეა, რაც ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკის. აქაც მიღებულია, რომ ელექტრონები ერთმანეთისაგან განურჩეველნი არიან. მხოლოდ აქ ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკისგან განსხვავებით, ელექტრონები პაულის პრინციპს ექვემდებარებიან, რასაც ექსპერიმენტული მონაცემებიც ასაბუთებენ. ვინაიდან პაულის პრინციპის თანახმად, შეუძლებელია ორი ელექტრონის ერთი და იმავე მდგომარეობაში ყოფნა, ელექტრონების განაწილება განსხვავდება ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკიდან გამომდინარე განაწილებისაგან. ორი ელექტრონი ორ უჯრედში მხოლოდ ერთი წესით შეიძლება განაწილდეს. ასეთი განაწილება 88c ნახაზზეა ნაჩვენები.

აქ, ზემოთ აღნიშნული ორივე პირობა უნდა შესრულდეს: $\Sigma n_i = n$ და $\Sigma n_i \varepsilon_i = E$, ამიტომ განაწილების ფორმულა შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$n = \frac{\omega_i}{e^{\alpha + 2/kT} + 1}. \qquad (7,16)$$

ეს ფორმულა, ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკიდან მიღებული ფორმულისაგან მნიშვნელში მყოფი ნიშნით განსხვავდება. ეს იწვევს იმას, რომ გადაგვარების პარამეტრი შეიძლება დიდ ფარგლებში, — ∞-დან $+\infty$-მდე იცვლებოდეს და მნიშვნელი ყოველთვის ერთზე მეტია. გარდა ამისა, მხედველობაში უნდა მივიღოთ, რომ ელექტრონების სპინებს მხოლოდ ორი მიმართულება აქვთ. აქედან გამომდინარე, ფერმი-დირაკის განაწილების ფორმულა შემდეგი სახის არის:

$$dW = \frac{8\pi V}{h^3} = \frac{\sqrt{2m^3}\sqrt{\varepsilon}\,d\varepsilon}{e^{\alpha + 2/kT} + 1}, \qquad (7,17)$$

სადაც α დაკავშირებულია გადაგვარების პარამეტრთან შემდეგნაირად:

$$A = e^{-\alpha} \quad \text{და} \quad A = \frac{nh^3}{2}(2\pi mkT)^{-1/2}.$$

მცირე A-ს შემთხვევაში ფერმი-დირაკის სტატისტიკა კლასიკურში გადადის.

ფერმი-დირაკის სტატისტიკამ კლასიკურ ელექტრონულ თეორიაში მნიშვნელოვანი ცვლილებები შეიტანა.

ვინაიდან ლითონებში ელექტრონული გაზი ძლიერად გადაგვარებულ მდგომარეობაშია, მისი თვისებები ჩვეულებრივი გაზის თვისებებისაგან მნიშვნელოვნად განსხვავდება. ძირითადი განსხვავება მდგომარეობს იმაში, რომ ნაწილაკების განაწილება უჯრედებში ძალიან სუს-

ტად არის დამოკიდებული ტემპერატურაზე და პაულის პრინციპთან დაკავშირებით, შემოდის ნულოვანი ენერგიის ცნება.

რა მდგომარეობას ახასიათებს ტემპერატურის აბსოლუტური ნული? კლასიკურ სტატისტიკაში მიიღებოდა, რომ აბსოლუტური ნულის დროს მოლეკულის საშუალო კინეტიკური ენერგია ნულის ტოლი უნდა იყოს. მაშასადამე, მოლეკულები უძრავნი უნდა იყონ. ფერმი-დირაკის სტატისტიკაში სულ სხვა მდგომარეობაა. აქ ყოველ უჯრედში თითო ელექტრონია, ამიტომ ყველა ელექტრონი ნულოვან უჯრედში ვერ მოთავსდება. ისინი შეავსებენ მცირე ენერგიის უჯრედებს. შევსების საზღვარი განპირობებულია საერთო ელექტრონების რიცხვით.

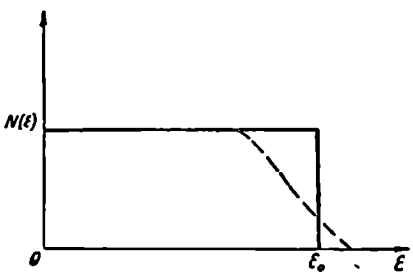
(7,17) ფორმულიდან შეიძლება უმცირესი ზღვრული ენერგიის გამოთვლა. ამ ენერგიას ფერმის ენერგიას უწოდებენ

$$\mathcal{E}_0 = \frac{h^2}{2m}\left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3} = 5{,}7 \cdot 10^{-27} n^{2/3} \text{ ერგი} =$$

$$= 3{,}63 \cdot 10^{-15} n^{2/3} \text{ ელვოლტი.} \qquad (7{,}18)$$

89-ე ნახაზზე ნაჩვენებია ენერგიების მიხედვით ელექტრონების განაწილების მრუდი აბსოლუტური ნულის დროს.

ვერტიკალურ ღერძზე გადაზომილია ელექტრონების რიცხვი, რომელთა ენერგიები ε და $\varepsilon + d\varepsilon$ ენერგიათა შუალედში იმყოფება. ჰორიზონტალურ ღერძზე გადაზომილია ენერგია. გრაფიკი ოთხკუთხედს წარმოადგენს. 0-დან — ε_0-მდე ყველა უჯრედი დაკავებულია ელექტრონებით. უჯრედები, რომელთა ენერგიები აღემატება ε_0-ს, ცარიელია. ტემპერატურის ზრდით ელექტრონები თანდათანობით უფრო მაღალ ენერგეტიკულ მდგომარეობაში გადადიან. მრუდის ფორმა მხოლოდ ε_0-ის სიახლოვეს იცვლება. ეს ცვლილება პუნქტირით არის ნაჩვენები.



ნახ. 89. ფერმის განაწილება აბსოლუტურ ნულზე.

როგორც ვხედავთ, ტემპერატურის ცვლილება ძირითადი ელექტრონების განაწილების ცვლილებას არ იწვევს. სითბურ მოძრაობაში ელექტრონების მხოლოდ უმნიშვნელო ნაწილი მონაწილეობს. ამიტომ სითბოტევადობაში ელექტრონების წვლილი სრულიად უმნიშვნელოა. მაღალი ტემპერატურების დროს ($T > 10^{-4}$ C°), დაბალ ენერგეტიკულ დონეებზე ელექტრონების

სიმკვრივე მცირდება და ლითონის სითბოტევადობაში ელექტრონები უკვე მნიშვნელოვან როლს ასრულებენ.

გადაგვარებულ მდგომარეობაში მყოფი ელექტრონული გაზი დიდ გავლენას ახდენს ლითონების თერმო და ფოტომოვლენებზე. ცნობილია, რომ გახურებული ლითონიდან ამოიფრქვევიან ელექტრონები და მის ირგვლივ ელექტრონულ ღრუბელს აჩენენ. თუ ამ ლითონის ზედაპირსა და მეორე ელექტროდს შორის პოტენციალთა სხვაობას მოვდებთ, წრედში გაივლის დენი, რომელსაც თერმოელექტრონული დენი ეწოდება. თერმოელექტრული დენის ძალა 1920 წელს კლასიკური სტატისტიკის გამოყენებით, რიჩარდსონმა გამოთვალა.

$$i = en\sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}\, e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} = A_0 T^{1/2} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}. \qquad (7{,}19)$$

$A_0 = en\sqrt{\frac{k}{2\pi m}}$ თერმოელექტრული მუდმივაა, n მოცულობის ერთეულში მოთავსებული ელექტრონების რიცხვია, T — აბსოლუტური ტემპერატურა, ε — პოტენციალური ჯებირის სიმაღლე, რომელიც უნდა გადალახოს ელექტრონმა ლითონიდან გამოსვლისას (ნახ. 90).

ფერმი-დირაკის სტატისტიკა სხვა შედეგებს იძლევა:

$$i = \frac{4\pi me}{h^3}(kT)^2 e^{-\frac{(\varepsilon-\varepsilon_0)}{kT}} = B_0 T^2 e^{-\frac{(\varepsilon-\varepsilon_0)}{kT}} \qquad (7{,}20)$$

$B_0 = \frac{4\pi emk^2}{h^3}$ ახალი თერმოელექტრული მუდმივაა.

როგორც ვხედავთ, ეს ორი ფორმულა ერთმანეთს არ ემთხვევა. ექსპერიმენტი უკეთეს დამთხვევას ფერმი-დირაკის სტატისტიკის გამოყენების შედეგად მიღებულ ფორმულასთან იძლევა.



ნახ. 90. პოტენციალის განაწილება ლითონში. დაშტრიხული არე გამოხატავს ელექტრონებით შევსებულ დონეებს.

3. სტატისტიკა კვანტური მექანიკის თვალსაზრისით

ჩვენ დავინახეთ, რომ კვანტური სტატისტიკა ნაწილაკების ერთმანეთისაგან განურჩევლობაზეა დაფუძნებული. განვიხილოთ, თუ როგორ უნდა მიეუდგეთ ამ საკითხს კვანტური მექანიკის თვალსაზრისით.

კვანტური მექანიკის თანახმად, ყოველი ნაწილაკის მდგომარეობა ხასიათდება ტალღური ფუნქციით $\psi(x)$, რომელიც ნაწილაკის მდებარეობის ფუნქციას წარმოადგენს. სიმარტივისათვის ავიღოთ ორი ნაწილაკისაგან შემდგარი სისტემა. ასეთი სისტემის ტალღური ფუნქცია ცალკეულ ნაწილაკთა ტალღურ ფუნქციათა ნამრავლს წარმოადგენს: $\psi(x_1 x_2) = \psi(x_1)\psi(x_2)$.

რადგან ნაწილაკები ერთიმეორისაგან არაფრით არ განსხვავდებიან, მათი ადგილების შეცვლა ტალღურ ფუნქციას არ უნდა ცვლიდეს. ეს ნიშნავს, რომ სისტემის მდგომარეობა, ე. ი. ტალღური ფუნქციის აბსოლუტური მნიშვნელობის კვადრატი $|\psi|^2$ არ უნდა იცვლებოდეს, ერთნაირი ნაწილაკის ურთიერთგადანაცვლებისას სისტემის ტალღურმა ფუნქციამ სახე არ უნდა შეიცვალოს. ეს ტალღური ფუნქციები ერთმანეთისაგან მხოლოდ გარკვეული რიცხვითი მამრავლით შეიძლება განსხვავდებოდნენ. აღვნიშნოთ ეს მამრავლი P_{12}-ით. მაშინ შეიძლება დავწეროთ, რომ ნაწილაკის ურთიერთგადანაცვლებისას უნდა ჰქონდეს ადგილი ტოლობას:

$$\psi_2(x_2 x_1) = P_{12}\psi_1(x_1 x_2). \tag{7,21}$$

თუ ჩვენ კიდევ მოვახდენთ შებრუნებულ გადანაცვლებას (ინვერსიას) და დავუბრუნდებით საწყის მდგომარეობას, მაშინ შეიძლება დავწეროთ:

$$\psi_1(x_1 x_2) = P_{12}^2(x_1 x_2). \tag{7,22}$$

ანუ გარდაქმნის მამრავლის კვადრატი ერთის ტოლი უნდა იყოს

$$P_{12}^2 = 1 \quad \text{და} \quad P_{12} = \pm 1.$$

მაშასადამე, ინვერსიის დროს ტალღური ფუნქცია არ უნდა შეიცვალოს, ან უნდა ნიშანი შეცვალოს საწინააღმდეგოზე. პირველ შემთხვევაში ამბობენ, რომ ტალღური ფუნქცია სიმეტრიულია, მეორეში — ანტისიმეტრიული. ეს დებულება ნებისმიერად აღებულ წყვილ ნაწილაკზე შეიძლება გავავრცელოთ.

ნაწილაკების ურთიერთგადანაცვლებისას, ტალღური ფუნქციის ამ თვისებას სტატისტიკას უწოდებენ. მაშასადამე, მიკრომდგომარეობაში ორი სახის სტატისტიკას აქვს ადგილი, თუ ნაწილაკების ურთიერთგადაადგილებისას ტალღურმა ფუნქციამ ნიშანი არ შეიცვალა (ტალღური ფუნქცია სიმეტრიულია), ამბობენ, რომ ასეთი ნაწილაკები ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკას ემორჩილებიან. თუ ტალღური ფუნქცია ნიშანს იცვლის (ტალღური ფუნქცია ანტისიმეტრიულია), ნაწილაკები ფერმი-დირაკის სტატისტიკას ემორჩილებიან. პირველ შემთხვევაში ნაწილაკებს ბოზონებს უწოდებენ, მეორეში კი — ფერმიონებს.

ელექტრონები ფერმიონებს ეკუთვნიან. ბირთვულ ფიზიკაში დავინახავთ, რომ ბირთვებიც და ყველა სხვა ელემენტარული ნაწილაკი ამ ორ სტატისტიკას ემორჩილებიან.

როგორც დავინახეთ, ფერმიონებზე პაულის პრინციპი ვრცელდება. ბოზონებისათვის პაულის პრინციპს ადგილი არა აქვს. ეს შეიძლება შემდეგი მარტივი მსჯელობით დავასაბუთოთ: აღვნიშნოთ ორი ნაწილაკის ტალღური ფუნქციები, შესაბამისად ψ_1 და ψ_2-ით. თუ ნაწილაკები ფერმიონებია, მაგალითად, ელექტრონები, მაშინ ამ ორი ნაწილაკისაგან შემდგარი სისტემის ტალღური ფუნქცია იქნება $\varphi = \psi_1\psi_2 - \psi_2\psi_1$.

თუ $\psi_1 = \psi_2$, მაშინ $\psi = 0$.

მაშასადამე, ორი ფერმიონისაგან შემდგარი სისტემა არ შეიძლება ერთ მდგომარეობაში იმყოფებოდეს. ეს პაულის პრინციპია.

თუ ნაწილაკები ბოზონებია, მაგალითად კვანტები, მაშინ ტალღური ფუნქცია იქნება $\psi = \psi_1\psi_2 + \psi_2\psi_1$.

ეს გამოსახულება ერთნაირი ნაწილაკებისათვის, როდესაც $\psi_1 = \psi_2$ არ არის ტოლი ნულის. მაშასადამე, ბოზონების ნებისმიერი რიცხვი შეიძლება ერთი და იმავე მდგომარეობაში იმყოფებოდეს.

თავი 8

ატომი გარე მაგნიტურ ველში

§ 1. მაგნიტური ველის მოქმედება ელექტრონების მოძრაობაზე ატომში

1. ზეემანის ნორმალური ეფექტი

განვიხილოთ ატომის ყოფაქცევა მაგნიტურ ველში. გარე მაგნიტური ველი ატომში ელექტრონების მოძრაობაზე გავლენას უნდა ახდენდეს. ამ გავლენის შესწავლა ატომში მიმდინარე პროცესების უფრო დაწვრილებით განხილვის საშუალებას მოგვცემს. გარდა ამისა, ამ მოვლენების ცოდნით გასაგები ხდება მაკროსკოპული ნივთიერების მაგნიტური თვისებები.

მაგნიტური ველის ზემოქმედება ატომებზე 1896 წელს ზეემანის მიერ იყო აღმოჩენილი. მაგნიტური ველის ზემოქმედებით, ატომების მიერ გამოსხივებული სპექტრული ხაზები ორ ან სამ კომპონენტად იხლიჩებიან. როგორც ცნობილია, ამ მოვლენას ზეემანის ნორმალურ ეფექტს უწოდებენ.

ზეემანის ეფექტის შესასწავლად სინათლის წყაროს მაგნიტურ ველში ათავსებენ, ხოლო გამოსხივებულ სინათლის ნაკადს მაღალი მგრძნობიარობის სპექტრომეტრით იკვლევენ. სპექტრს მაგნიტური ველის გასწვრივ ან მის პერპენდიკულარულად აკვირდებიან. უკანასკნელ შემთხვევაში, მაგნიტის პოლუსებში ხვრელებს უკეთებენ და მოცემული ელემენტის ერთ-ერთ სპექტრულ ხაზს გამოყოფენ. თუ სინათლის სხივი მაგნიტური ველის პერპენდიკულარულია (განივი ზეემანის ეფექტი), მაგნიტური ველის ჩართვისას სპექტრული ხაზი სამ კომპონენტად იხლიჩება. თუ სინათლის სხივი მაგნიტური ველის პარალელურია (გასწვრივი ზეემანის ეფექტი), მაშინ სპექტრული ხაზი ორ კომპონენტად იხლიჩება.

როგორც ოპტიკიდან ცნობილია, ზეემანის ნორმალური ეფექტი ლორენცის მიერ, კლასიკურ წარმოდგენათა საფუძველზე, კარგად იყო ახსნილი, მაგრამ ატომის ვექტორული მოდელის გამოყენებით, ამ ეფექტის ახსნა უფრო მარტივად შეიძლება.

ვექტორული მოდელის თანახმად, ბირთვის ველში მოძრაობისას ელექტრონს გააჩნია ორბიტული იმპულსის მომენტი, რომელიც მხოლოდ მთელ მნიშვნელობებს იღებს $|l|=l\hbar$. სადაც l ორბიტული იმპულსის მომენტის კვანტური რიცხვია. ელექტრონს აქვს აგრეთვე ორბიტული იმპულსის მომენტის შესაბამისი მაგნიტური მომენტი —

$$\mu_l=\frac{e\hbar}{2mc}\,l.$$

ჩვენთვის უკვე ცნობილია, რომ მაგნიტურ ველში იმპულსის მომენტი პრეცესიას ასრულებს, ისე რომ, მომენტის კომპონენტი ველის მიმართულებაზე m_l მთელ მნიშვნელობებს იღებს. ამის გამო ელექტრონი მაგნიტურ ველში დამატებით ენერგიას მიიღებს:

$$\Delta W=-\mu_l H\cos\theta.$$

θ მაგნიტურ მომენტსა და ველის მიმართულებათა შორის კუთხეა, μ_l ელექტრონის მაგნიტური მომენტია.

რადგანაც $\cos\theta=\frac{m_l}{l}$, ამიტომ ელექტრონის მიერ მაგნიტურ ველში მიღებული დამატებითი ენერგია იქნება:

$$\Delta W=-\frac{e\hbar}{2mc}\,Hm_e. \qquad (8,1)$$

ეს დამატებითი ენერგია გამოიწვევს თერმების გახლეჩას. ნორმალური ზეემანის ეფექტის ახსნისათვის ელექტრონის სპინი შეგვიძლია მხედველობაში არ მივიღოთ.

პრეცესიის კუთხური სიჩქარის გამოთვლა ლარმორის ცნობილი თეორემის გამოყენებით შეიძლება. ლარმორის თეორემის თანახმად, მაგნიტური ველი გავლენას ახდენს ელექტრონის ორბიტულ მოძრაობაზე. ველის გავლენით, ელექტრონის ორბიტულ მოძრაობას ემატება თვით ორბიტის პრეცესიული მოძრაობა მაგნიტური ველის მიმართულების ირგვლივ, სიხშირით:

$$\omega_L=\frac{e}{2mc}H, \qquad (8,2)$$

სადაც e ელექტრომაგნიტურ ერთეულებშია გაზომილი.

მაშასადამე, მაგნიტურ ველში ელექტრონის მიერ მიღებული დამატებითი ენერგია იქნება:

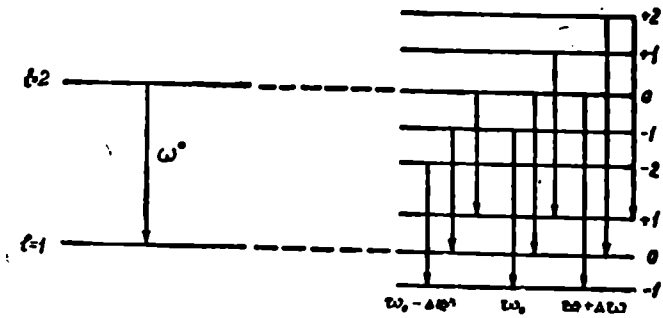
$$\Delta W=\omega_L m_l\hbar. \qquad (8,3)$$

m_l იღებს $2l+1$ მნიშვნელობებს: $l,\ l-1,\ l-2,\ldots 0,\ldots,\ -l$, ამგვარად, მაგნიტური ველის გავლენა ენერგეტიკული დონეების $2l+1$.

კომპონენტად გახლეჩაში გამოიხატება. მანძილი კომპონენტებს შორის არის $\frac{e\hbar}{2mc}H$.

91-ე ნახაზზე ნაჩვენებია ორი ენერგეტიკული დონის შემთხვევა, $l=2$ და $l=1$. თუ ენერგიას მაგნიტური ველის გარეშე, როდესაც $l=1$, აღვნიშნავთ W'_0-ით, ხოლო იმავე დონის ენერგიას H მაგნიტურ ველში აღვნიშნავთ W'_H-ით, მაშინ:

$$W'_H = W'_0 + \Delta W' = W'_0 + m'_l \frac{e\hbar}{2mc} H. \qquad (8,4)$$



ნახ. 91. ზეემანის ნორმალური ეფექტის სქემა.

ანალოგიურად, როდესაც $l=2$ ენერგიებს მაგნიტური ველის გარეშე და მაგნიტურ ველში W''_0 და W''_H-ით აღვნიშნავთ, შეიძლება დავწეროთ:

$$W''_H = W''_0 + \Delta W = W''_0 + m''_e \frac{e\hbar}{2mc} H. \qquad (8,5)$$

ელექტრომაგნიტური ენერგია, რომელსაც მაგნიტურ ველში მყოფი ატომი გამოასხივებს, იქნება:

$$\hbar\omega_H = W''_H - W'_H = W''_0 - W'_0 +$$

$$+ (m''_e - m'_e)\frac{e\hbar}{2mc} H = \hbar\omega_0 + \Delta m_e \frac{e\hbar}{2mc} H,$$

საიდანაც

$$\omega_H = \omega_0 + \Delta m_e \frac{eH}{2mc}. \qquad (8,6)$$

აქ ω_H გამოსხივებული ენერგიის სიხშირეა მაგნიტურ ველში, ω_0 კი,— მაგნიტური ველის გარეშე.

აკრძალვის წესის თანახმად, $\Delta m_l = 0$ ან ± 1, მაშასადამე:

$$\omega_H = \omega_0 \pm \frac{eH}{2mc}, \quad \text{თუ } \Delta m_l = \pm 1 \tag{8,7}$$

და

$$\omega_H = \omega_0, \quad \text{თუ } \Delta m_l = 0. \tag{8,8}$$

ეს სიხშირეები კარგად ემთხვევა ზეემანის ეფექტის კლასიკური თეორიის მიხედვით მიღებულ სიხშირეებს.

91-ე ნახაზზე ნაჩვენებია ცხრა შესაძლო გადასვლა. ისინი დაჯგუფებულნი არიან სამი სიხშირის კომპონენტებად, როგორც ეს (8,7) და (8,8) ტოლობებიდან გამომდინარეობს.

2. ზეემანის ანომალური ეფექტი

ცდები გვიჩვენებენ, რომ ნორმალური ზეემანის ეფექტის გარდა ხშირად გვხვდება შემთხვევები, როდესაც ატომის მაგნიტურ ველში მოთავსებისას მისი სპექტრული ხაზები სამზე მეტ კომპონენტად იხლიჩება. ამ მოვლენას ზეემანის ანომალურ ეფექტს უწოდებენ. აღმოჩნდა, რომ ზეემანის ანომალური ეფექტი უფრო გავრცელებულია და უფრო ზოგადი ხასიათი აქვს, ვიდრე ნორმალურ ეფექტს. ეს უკანასკნელი უფრო სპეციალურ შემთხვევას წარმოადგენს.

ზეემანის ანომალური ეფექტის ასახსნელად საჭიროა ელექტრონის სპინის, ანუ საკუთარი იმპულსის მომენტის შემოღება. გარდა ამისა, აუცილებელია ვიპოვოთ დამოკიდებულება სპინურ მომენტსა და სათანადო სპინურ მაგნიტურ მომენტს შორის. ეს დამოკიდებულება ოდნავ განსხვავებულია ორბიტულ მომენტსა და მის შესაბამის მაგნიტურ მომენტს შორის დამოკიდებულებისაგან.

სპინური მაგნიტური მომენტი არის: $\mu_s = 2\frac{e\hbar}{2mc}\mathbf{s}$.

რადგანაც სპინური მომენტის კვანტური რიცხვი $s = 1/2$, ელექტრონის მაგნიტური მომენტი ზუსტად ემთხვევა ბორის მაგნეტონს:

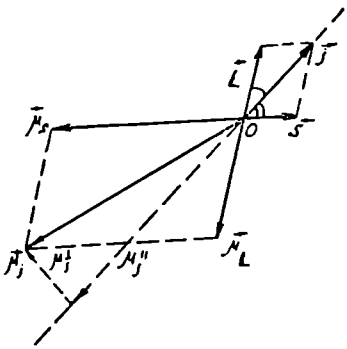
$$\mu_s = \mu_B = \frac{e\hbar}{2mc}.$$

სპინურ მომენტებს შორის დამოკიდებულების განსხვავება ორბიტულ მომენტებს შორის დამოკიდებულებისაგან, პირველად 1926 წელს, თომასმა დააბუთა თეორიულად. შემდგომ, 1935 წელს, კრამერსმა უფრო მარტივი თეორია შეგვცა. როგორც შემდეგ გამოირკვა, ეს ფაქტი ფარდობითობის თეორიის პირდაპირი შედეგია. რომ ამ დამოკიდებულებათა განსხვავების შედეგად ზეემანის ანომალურ ეფექტს ვღებულობთ, შემდეგნაირად შეიძლება დამტკიცდეს:

ზემოთ აღნიშნული განსხვავების შედეგად მაგნიტური მომენტების ვექტორული ჯამი $\mu_J = \mu_S + \mu_L$ მექანიკური მომენტების ჯამს $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ არ უნდა დაემთხვეს.

92-ე ნახაზზე ნაჩვენებია ამ ვექტორების შეკრება. ზოგად შემთხვევაში $\mathbf{L}$ და $\mathbf{S}$ ვექტორების მიმართულებები სხვადასხვაა. თვალსაჩინოებისათვის სპინური მაგნიტური მომენტის μ_S შეფარდება სპინურ მომენტთან $\mathbf{S}$ ორჯერ მეტია ორბიტული მაგნიტური მომენტის μ_L შეფარდებაზე ორბიტულ მექანიკურ მომენტთან.

მთელი ატომი და მასთან დიაგრამაც $\mathbf{J}$ ვექტორის ირგვლივ ბრუნავს, ამიტომ ყველა ვექტორი, რომლებიც არ არიან $\mathbf{J}$ ვექტორის გასწვრივ მიმართული, ასრულებენ მის ირგვლივ პრეცესიას. ადვილად შეიძლება დამტკიცდეს, რომ ამ პრეცესიის სიხშირე ძალიან დიდია. მაგალითად, ნატრიუმის D ხაზისათვის ის 10^{11} წმ$^{-1}$ რიგისაა, ამიტომ იმ სიდიდეებისათვის, რომლებიც ამ სიხშირეზე უფრო მცირე სიხშირით იცვლებიან, საკმარისია დროის მიხედვით საშუალო მნიშვნელობა ავიღოთ. მაგალითად, ატომი მაგნიტურ ველში ისე იქცევა, როგორც $\bar{\mu}$ მაგნიტური მომენტის მქონე ატომი (— ნიშნავს, გასაშუალებას დროის მიხედვით).



ნახ. 92. ზეემანის ანომალური ეფექტის ვექტორული დიაგრამა.

$\bar{\mu}$ ტოლია მაგნიტური მომენტის პროექციისა ბრუნვის ღერძზე, ანუ მისი პარალელური კომპონენტის μ_{II}, პერპენდიკულარული კომპონენტი $\bar{\mu}_{\perp}$ კი გასაშუალოებისას გამოირიცხება. მაშასადამე, სუსტ გარე მაგნიტურ ველში ატომს აქვს ეფექტური მაგნიტური მომენტი $\bar{\mu}_{II}$, მიმართული $\mathbf{J}$ ვექტორის საწინააღმდეგოდ და ატომი იწყებს პრეცესიას მაგნიტური ველის ირგვლივ. პრეცესია იწვევს $\mathbf{J}$ ვექტორის ორიენტირებას ველის მიმართ $2J+1$ წესით.

$\mathbf{J}$ ვექტორის ყოველი ორიენტაცია მაგნიტური ველის გასწვრივ m_J კომპონენტით ხასიათდება. ყოველ ორიენტაციას $\mu_{II}\frac{Hm_J}{J}$ ენერგია შეესაბამება, მაშასადამე, ყოველი თერმი, $2J+1$ თერმად იხლიჩება, რომელთა შორის მანძილი $\mu_{II}\frac{H}{J}$-ის ტოლია.

ამრიგად, ჩვენ გამოვთვალეთ ატომის ეფექტური მაგნიტური მომენტი. როგორც ვხედავთ, ის არ უდრის ბორის მაგნეტონს, გამრავლებულს სრულ მექანიკურ მომენტზე, არამედ დამოკიდებულია აგრეთვე სხვა კვანტურ რიცხვებზე, რომლებიც განსაზღვრავენ მის მიმართულებას.

საბოლოოდ:

$$\mu_{II}=\frac{e\hbar}{2mc}Jg. \qquad (8,9)$$

g მამრავლია, რომლითაც ზეემანის ანომალური ეფექტი განსხვავდება ზეემანის ნორმალური ეფექტისაგან.

დამატებითი ენერგია იქნება:

$$W_{\text{ველ}}=-\mu_{II}H\frac{m_J}{J}=-\frac{e\hbar}{2mc}JgH\frac{m_J}{J}=-\hbar\omega_L m_J g. \qquad (8,10)$$

ω_L ლარმორის კლასიკური სიხშირეა.

აქედანაც, ისევე როგორც ნორმალური ეფექტის შემთხვევაში, გამომდინარეობს, რომ თერმი მაგნიტური ველის ზეგავლენით $2J+1$ ერთმანეთისაგან თანაბრად დაშორებულ თერმად იხლიჩება. ამ შემთხვევაში გახლეჩის სიდიდე ისეთი კი არ იქნება, როგორც ზეემანის ნორმალური ეფექტის დროს ($\hbar\omega_L$), არამედ იქნება $\hbar\omega_L g$, g მამრავლს ლანდეს ფაქტორი ეწოდება. ის აღმოჩენილი იყო 1928 წელს. ლანდეს ფაქტორი სხვადასხვა თერმებისთვის სხვადასხვაა. ეს იწვევს ხაზის გახლეჩას არა ზეემანის ნორმალურ ტრიპლეტად, არამედ რამდენიმე კომპონენტად, არჩევის წესის მიხედვით.

გამოვთვალოთ ლანდეს ფაქტორი. 92-ე ნახაზიდან გამომდინარეობს:

$$\mu_{II}=\mu_L\cos(LJ)+\mu_S\cos(SJ), \qquad (8,11)$$

რადგანაც $\mu_{II}=\frac{e\hbar}{2mc}Jg$, $\mu_L=g_L\frac{e\hbar}{2mc}L$ და $\mu_S=g_S\frac{e\hbar}{2mc}S$, მივიღებთ:

$$\frac{e\hbar}{2mc}Jg=\frac{e\hbar}{2mc}\{g_L L\cos LJ)+g_S S\cos(SJ)\} \qquad (8,12)$$

g_L და g_S ორბიტულ და სპინურ ფაქტორებს უწოდებენ. ისინი წარმოადგენენ მაგნიტური და მექანიკური მომენტების ფარდობებს ორბიტული და სპინური მოძრაობებისათვის. ელექტრონისათვის $g_L=1$ და $g_S=2$, ბორის მაგნეტონებში. სხვა ელემენტარული ნაწილაკებისათვის მათი მნიშვნელობები სხვაა.

(8,12) ფორმულიდან გამოდის, რომ:

$$g = g_L \frac{L}{J} \cos(LJ) + g_S \frac{S}{J} \cos(SJ). \qquad (8,13)$$

კოსინუსების მნიშვნელობებს 92-ე ნახაზიდან ვიპოვით:

$$\cos(LJ) = \frac{J^2 + L^2 - S^2}{2JL} \quad \text{და} \quad \cos(SJ) = \frac{J^2 + S^2 + L^2}{2JS}.$$

აქედან ლანდეს ფაქტორისათვის მივიღებთ:

$$g = g_L \frac{J^2 + L^2 - S^2}{2J^2} + g_S \frac{J^2 + S^2 - L^2}{2J^2} \qquad (8,14)$$

ეს ფორმულა კლასიკურია. თანადობის პრინციპის თანახმად, კვანტურ მექანიკაში დიდი კვანტური რიცხვებისათვის ის მხოლოდ მიახლოებით უნდა სრულდებოდეს. ამიტომ, თუ J^2, L^2 და S^2 სათანადოდ $J(J+1)$, $L(L+1)$ და $S(S+1)$-ით შევცვლით, მივიღებთ:

$$g = \frac{1}{2}\left\{ (g_S + g_L) - (g_S - g_L) \frac{S(S+1) - L(L+1)}{J(J+1)} \right. \qquad (8,15)$$

რადგან ელექტრონისათვის $g_L = 1$ და $g_S = 2$, მივიღებთ:

$$g = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \qquad (8,16)$$

3. ზეემანის ანომალური ეფექტის მაგალითი ნატრიუმზე

მაღალი მგრძნობიარობის სპექტრომეტრით 30 000 ერსტედი დაძაბულობის მაგნიტურ ველში მოთავსებული ნატრიუმის ალის მიერ გამოსხივებული სინათლის შესწავლამ დაგვანახა, რომ სპექტრული ხაზები რამდენიმე კომპონენტად იხლიჩება, ე. ი. აქვს ზეემანის ანომალურ ეფექტს.

ნატრიუმის სპექტრის D_1 ხაზი (მეტი ტალღის სიგრძის), რომელსაც $3^2S\,1/2 - 2P\,1/2$ გადასვლას ეთანადება, ოთხ კომპონენტად იხლიჩება, ხოლო D_2 ხაზი (ნაკლები ტალღის სიგრძის) — ექვს კომპონენტად. მაგნიტურ ველში ენერგეტიკული დონეების გახლეჩის გასათვლელად გამოვიყენოთ (8,10) ფორმულა.

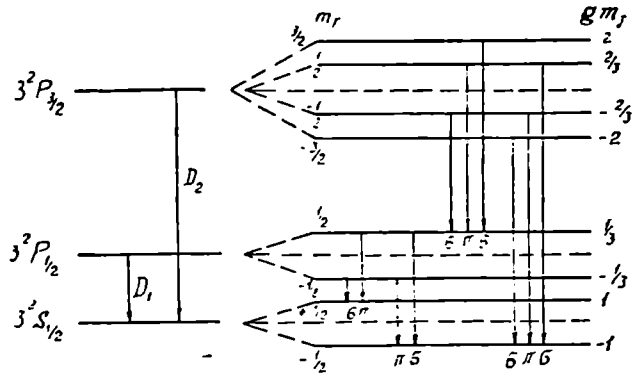
$3^2S_{1/2}$ დონისათვის გვაქვს: $L = 0$, $S = 1/2$, $J = 1/2$, თუ შევიტანთ (8,16) განტოლებაში, მივიღებთ: $g = 2$. რადგან m_J შეუძლია მიიღოს მნიშვნელობები $1/2$ და $-1/2$, ამიტომ gm_J იქნება ± 1,

VII ცხრილში ამ დონის მახასიათებელი პარამეტრებია მოცემული.

	L	S	J	g	m_J	gm_J
$3^2S_{1/2}$	0	1/2	1/2	2	1/2, —1/2	1, —1
$3^2P_{1/2}$	1	1/2	1/2	2/3	1/2, —1/2	2/3, —1/3
$3^2P_{3/2}$	1	1/2	3/2	4/3	—1/2, —3/2	—2/3, —2

93-ე ნახაზზე ნაჩვენებია D ხაზის ენერგეტიკული დონეები და სათანადო გადასვლები.

ნახაზი ეთანადება ზეემანის ანომალურ ეფექტს, როდესაც სხივი პერპენდიკულარულია მაგნიტური ველისა. σ და π ზეემანის კომპონენტებია. σ-თი აღნიშნულია სპექტრული ხაზი, რომლის ელექტრული



ნახ. 93. ნატრიუმის D ხაზის ენერგეტიკული სქემა სუსტ მაგნიტურ ველში და გადასვლები, რომლებიც იწვევენ ზეემანის ანომალურ ეფექტს.

ვექტორი მაგნიტური ველის პერპენდიკულარულია. π-ით კი ის ხაზი, რომლის ელექტრული ვექტორი მაგნიტური ველის პარალელურია. გადასვლა, რომლისთვისაც $\Delta m_J = 0$, π კომპონენტს ეთანადება. ის გადასვლა კი, რომლისთვისაც $\Delta m_J = \pm 1$, σ კომპონენტს ეთანადება.

როდესაც სინათლე მაგნიტური ველის განსწვრივ გამოსხივდება, მხოლოდ ის ხაზები ჩნდებიან, რომლებისთვისაც $\Delta m_J = \pm 1$ (ხაზები წრფივად დაპოლარებულნი არიან). $+1$ ეთანადება პოლარიზაციის ერთ მიმართულებას, -1 კი — მის საწინააღმდეგოს.

§ 2. ატომების მაგნიტური მომენტების გაზომვა

1. შტერნისა და გერლახის ცდები

როგორც დავინახეთ, ატომებს მაგნიტური მომენტები აქვთ. ამის კიდევ ერთი დამამტკიცებელი ფაქტია შტერნისა და გერლახის ცდები. ეს ცდები ჩატარებული იყო 1921 წელს და მათი საშუალებით შესაძლებელი გახდა ცალკე ატომების მაგნიტური მომენტების გაზომვა.

შტერნმა და გერლახმა განახორციელეს ნეიტრალური ატომების ნაკადის გადახრა მაგნიტურ ველში.

თუ ატომს μ მაგნიტური მომენტი აქვს და ის იმყოფება $\mathbf{H}$ დაძაბულობის მქონე მაგნიტურ ველში, მასზე წყვილ-ძალა მოქმედებს, აოაერთგვაროვანი მაგნიტური ველის შემთხვევაში, ატომზე ამის გარდა იმოქმედებს გადამხრელი ძალა. ატომის გადანაცვლება არაერთგვაროვან მაგნიტურ ველში ადვილად შეიძლება გამოვთვალოთ.

$\mathbf{H}$ დაძაბულობის მაგნიტურ ველში μ მაგნიტური მომენტის მქონე ატომის ენერგია არის $W=-\mu H\cos(\mu\mathbf{H})$, $(\mu\mathbf{H})$ — კუთხეა მაგნიტურ მომენტსა და ველის დაძაბულობას შორის.

ვთქვათ, ველის არაერთგვაროვნობის მიმართულებას გვიჩვენებს z მიმართულება, მაშინ ატომზე მოქმედი ძალის კომპონენტი იქნება:

$$F_z=-\frac{dW}{dz}=\frac{d[\mu H\cos(\mu\mathbf{H})]}{dz}. \tag{8,17}$$

თუ მაგნიტური ველის კომპონენტა $\mathbf{H}$-ის მიმართულებით მუდმივი სიდიდეა, რასაც ადგილი აქვს მაშინ, როდესაც μ მუდმივია, მაშინ (8,10) გამოსახულება გამარტივდება:

$$F_z=\mu\cos(\mu\mathbf{H})\frac{dH}{dz}. \tag{8,18}$$

ეს უკანასკნელი ფორმულა გვიჩვენებს, რომ ატომზე მოქმედი ძალა ნულის ტოლია მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ ის z-ის მიმართულებით არ იცვლება. თუ ამ მიმართულებით ველი იცვლება, ატომი იმოძრავებს აჩქარებით.

$$a_z=\frac{F_z}{m}=\frac{\mu\cos(\mu\mathbf{H})}{m}\frac{dH}{dz}. \tag{8,19}$$

ატომის გადაადგილება z-ის გასწვრივ იქნება:

$$z=\frac{1}{2}a_z t^2=\frac{\mu\cos(\mu\mathbf{H})}{2m}\frac{dH}{dz}t^2. \tag{8,20}$$

თუ ატომების ნაკადი z-ის მიმართულებით ვრცელდება v_z სიჩქარით, ხოლო მაგნიტური ველის არაერთგვაროვნობა ამ მიმართულების

პერპენდიკულარულია და თუ ატომების მიერ გავლილი მანძილი არის l_z, მაშინ ამ მანძილის გავლის დრო იქნება $t=\frac{l_z}{v_z}$ და ველიდან გამოსვლისას ატომების წანაცვლებისათვის z მიმართულებით, გვექნება:

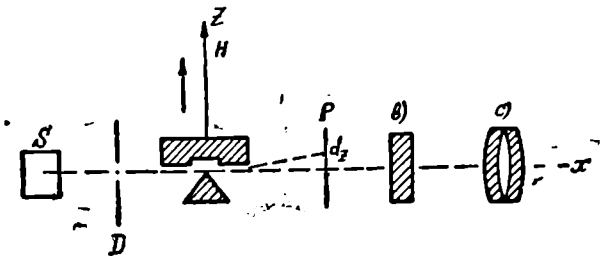
$$d_z=\frac{\mu\cos(\mu H)}{2m}\,\frac{dH}{dt}\,\frac{l_z^2}{v_z^2}. \qquad (8,21)$$

ამ მოსაზრებათა საფუძველზე, შტერნისა და გერლახის მიერ ჩატარებული იყო ცდები.

ექსპერიმენტის სქემა 94-ე ნახაზზეა მოცემული.

S ნეიტრალური ატომების წყაროა, D — დიაფრაგმა, H—არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველი z-ის მიმართულებით, x ატომთა ნაკადის მიმართულებაა, P — მიმღები.

S წყაროდან Ox ღერძის გასწვრივ ვრცელდება ნეიტრალური ატომების ნაკადი, რომელიც გადის D დიაფრაგმაში და შედის არაერთგვაროვან ველში. ველის გავლის შემდეგ მისი რეგისტრირება ხდება P ეკრანზე. გამოყენებული იყო ვერცხლის ატომების ნაკადი. გავლილი მანძილი და გადახრა ეკრანზე იზომებოდა.



ნახ. 94. a) შტერნისა და გერლახის ცდები. b) — კლასიკური თეორიის სურათი. c) კვანტური მოსაზრებებით მიღებული სურათი.

სიჩქარე z ღერძის მიმართ v_z შეიძლება გაზების კინეტიკური თეორიის გამოყენებით იქნეს გამოთვლილი. ამავე თეორიით შეიძლება აგრეთვე გამოვთვალოთ $\mu\cos(\mu H)$.

კლასიკური თეორია (μH) კუთხეს არავითარ პირობებს არ აღებს, ამ თეორიის თანახმად, ამ კუთხის ნებისმიერი მნიშვნელობა დასაშვებია. ამიტომ ეკრანზე ატომის d_z გადახრამ ნებისმიერი მნიშვნელობა შეიძლება მიიღოს და ატომების კვალი ეკრანზე გაბნეულ სურათს უნდა გვაძლევდეს. კვანტური თეორია კი, როგორც ზემოთ დავინახეთ, ასაბუთებს, რომ ატომის იმპულსის მომენტი l და, მაშასადამე, მაგნი-

ტური მომენტი μ იკვანტებიან როგორც სიდიდით, ისე ორიენტაციით მაგნიტური ველის მიმართ.

შტერნისა და გერლახის ცდები ამ თეორიების შედეგების შემოწმების საშუალებას იძლევიან.

ცდებმა გარკვეულად უჩვენა, რომ ატომების ნაკადის კვალი P ეკრანზე იყოფა ორად და ლაგდება პირვანდელი მიმართულების მიმართ სიმეტრიულად ორივე მხარეს (ნახ. 92 ს. ც) აღმოჩნდა, რომ $\mu\cos(\mu H) = \pm 1$ (ბორის მაგნეტონი). ეს გვიჩვენებს, რომ ვერცხლის ატომების მაგნიტური მომენტი ერთი ბორის მაგნეტონის ტოლია, რომელიც შეიძლება ორიენტირებული იყოს მაგნიტური ველის მიმართულებით ან მის საწინააღმდეგოდ. ვერცხლის ატომის ძირითად ენერგეტიკულ დონეს $2S_{1/2}$ მდგომარეობა ეთანადება, რომლისთვისაც $g=2$. მაგნიტური ველი ყოველი ატომის დონეს $2J+1$ კომპონენტად შლის, რომელთა ენერგიები ერთმანეთისაგან $g\frac{e\hbar}{2mc}H$ სიდიდით განსხვავდებიან.

ანალოგიური ცდები ჩატარებული იყო სხვადასხვა ელემენტების ატომებზე და განსაზღვრული იქნენ მათი მაგნიტური მომენტები.

2. პარამაგნიტური რეზონანსი

თანამედროვე გამოკვლევებმა საბოლოოდ დაადასტურეს როგორც ზეემანის ეფექტის, ისე შტერნისა და გერლახის მოვლენების სწორე. ამ მოვლენათა მიზეზი ატომში ელექტრონების პრეცესიული მოძრაობაა. ახლა ამ მოვლენათა შესასწავლად მიკრორადიოტალღების მეთოდია გამოყენებული და ჩატარებულია მთელი რიგი მნიშვნელოვანი ცდებისა. 1 სმ-ის ტალღის სიგრძეს $\omega = \frac{c}{\lambda} = 10^{-10}$ წმ$^{-1}$ სიხშირე ეთანადება. ლარმორის პრეცესიის რხევის სიხშირე კი $\omega_L = H \cdot 10^6$ წმ$^{-1}$ ტოლია. თუ საკმაოდ მძლავრ მაგნიტურ ველს გამოვიყენებთ, ლარმორის სიხშირე ω_L — სანტიმეტრიანი დიაპაზონის ტალღის სიგრძეს მიაღწევს. ჩვენ მიერ განხილული თეორიის სისწორე შემდეგი ცდით შეიძლება შემოწმდეს: თუ ნივთიერებას მოვათავსებთ მაგნიტურ ველში და მას გავაშუქებთ 1 სმ სიგრძის ელექტრომაგნიტური ტალღებით, ლარმორის სიხშირეს და გარე მაგნიტური ველის რხევის სიხშირეთა შორის რეზონანსი მყარდება. ამის შედეგად, ამ სიგრძის ელექტრომაგნიტური ტალღები ძლიერად შთაინთქმებიან ნივთიერებაში.

ცდას ჩვეულებრივად ასე ატარებენ: ძლიერ მაგნიტურ ველში ($H \sim 10\,000$ გაუსი), ათავსებენ გამოსაკვლევ ნივთიერებას და მას მიკრორადიოპაზონის რადიოტალღებით აშუქებენ. თანდათანობით ცვლიან

მაგნიტური ველის დაძაბულობას, სანამ ელექტრომაგნიტური ენერგიის ძლიერი შთანთქმა არ შეიმჩნევა. ეს მაჩვენებელია იმისა, რომ ლარმორის პრეცესიის რხევის სიხშირისა და ელექტრომაგნიტური ტალღების სიხშირეს შორის რეზონანსი დამყარდა. ეს მოვლენა 1946 წელს აღმოჩენილი იყო ზავოისკის მიერ პარამაგნიტურ ნივთიერებაში და ეწოდა პარამაგნიტური რეზონანსი.

როგორც ცნობილია, პარამაგნიტური ნივთიერება კრისტალური აგებულებისაა. ამიტომ ელექტრონები კრისტალის მესრის ძლიერ არასიმეტრიულ ელექტრულ ველში იმყოფებიან, რაც აძნელებს რეზონანსს. ამ მოვლენის ანალიზი გვიჩვენებს, რომ ამ მეთოდით შეიძლება კრისტალური აგებულების შესწავლა და ელექტრული ველის სახის გაგება. ახლა ეს მეთოდი ატომებისა და მოლეკულების მაგნიტური თვისებების შესწავლის ერთ-ერთ ძირითად მეთოდად ითვლება.

3. პაშენ-ბაკის ეფექტი

1921 წელს პაშენმა და ბაკმა შეამჩნიეს, რომ როდესაც მაგნიტური ველის გაზრდის შედეგად სპექტრული ხაზების მაგნიტური (ზეემანის) გახლეჩა მულტიპლეტურ გახლეჩაზე მეტი ხდება, ზეემანის ანომალური ეფექტი ნორმალურში გადადის. ამ მოვლენას პაშენ-ბაკის ეფექტი ეწოდება.

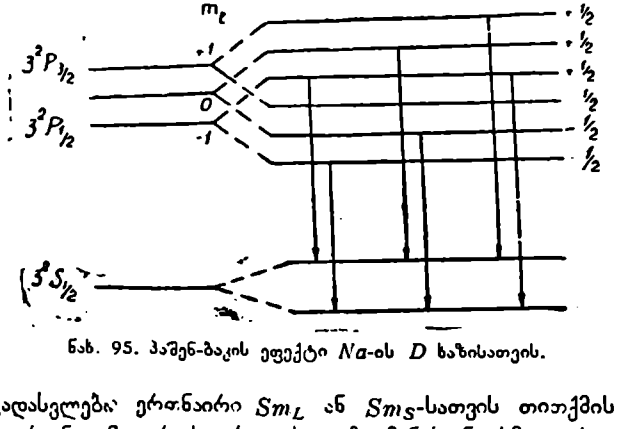
ეს მოვლენა ატომის ვექტორული მოდელით ადვილად აიხსნება. როდესაც მაგნიტური გახლეჩა მულტიპლეტურ გახლეჩაზე მეტი ხდება, ატომის **J** სრული მომენტის პრეცესიის სიჩქარე მაგნიტური ველის ირგვლივ **L** და **S** ვექტორების, **J**-ის ირგვლივ პრეცესიის სიჩქარეს აღემატება. ამის გამო, რეზულტირებული მოძრაობა შეიძლება განვიხილოთ როგორც მაგნიტური ველის გარშემო **L** და **S** ვექტორების ერთმანეთისაგან დამოუკიდებელი პრეცესია. ასეთ შემთხვევაში ამბობენ, რომ მაგნიტური ველის მოქმედებით **L** და **S** ვექტორებს შორის კავშირი წყდება. მაშასადამე, პირველი მიახლოებით შეიძლება დავუშვათ, რომ ორივე ეს ვექტორი მაგნიტურ ველში სივრცულად იკვანტება. ამ ვექტორების პროექციები ველის მიმართულებაზე m_L და m_S იღებენ დისკრეტულ მნიშვნელობებს: m_L იღებს L, $L-1$, $L-2$, $\ldots 0 \ldots -L$ მნიშვნელობებს. ყოველ ამ მნიშვნელობას m_S-ის გარკვეული მნიშვნელობა ეთანადება: S, $S-1$, $S-2$, $\ldots -S$. ამიტომ გახლეჩის სიდიდისათვის მიახლოებით მივიღებთ:

$$\Delta W = \hbar\omega_L m_L + \hbar\omega_L m_S. \qquad (8,22)$$

გადასვლებთან ერთად მხედველობაში უნდა მივიღოთ აკრძალვის წესი: $\Delta m_L = 0$, ან ± 1, ხოლო $\Delta m_S = 0$.

თუ (8,22) განტოლებაში აკრძალვის წესებს გამოვიყენებთ, ძლიერ მაგნიტურ ველში ორ მულტიპლეტურ თერმთა შორის გადასვლისათვის მივიღებთ ზეემანის ტრიპლეტს.

95-ე ნახაზზე ნაჩვენებია Na-ის D ხაზის $3p \rightarrow 3s$ გადასვლა.



ნახ. 95. პაშენ-ბაკის ეფექტი Na-ის D ხაზისათვის.

აქ გადასვლები ერთნაირი Sm_L ან Sm_S-სათვის თითქმის დამთხვეულნი არიან, იმ დროს, როდესაც ზეემანის ნორმალური ეფექტის დროს ისინი სრულიად ემთხვევიან ერთმანეთს. ამიტომ ამ სქემაზე ნორმალური ტრიპლეტის ყოველი კომპონენტი ორი კომპონენტისაგან შედგება.

4. ნივთიერების მაგნიტური თვისებები

ნივთიერების მაგნიტურ თვისებებს ატომებისა და მოლეკულების მაგნიტური მომენტები აპირობებენ.

ერთმანეთისაგან ორი შემთხვევა უნდა განვასხვაოთ: ისეთ ნივთიერებას, რომლის ატომებს ან მოლეკულებს მაგნიტური მომენტები აქვთ, პ ა რ ა მ ა გ ნ ი ტ უ რ ი ეწოდება. ცხადია, ნივთიერების დამაგნიტება ამ მომენტებზე უნდა იყოს დამოკიდებული და პარამაგნიტური ნივთიერების დამაგნიტების ვექტორი გარე მაგნიტური ველის გასწვრივ იქნება მიმართული, რადგანაც ატომების მაგნიტური მომენტები გარე ველში მისი მიმართულებით ორიენტირდებიან. ამავე დროს, დამაგნიტება ტემპერატურაზე იქნება დამოკიდებული, რადგან ატომების (მოლეკულების) ქაოსური მოძრაობა ხელს უშლის მაგნიტური მომენტების ორიენტაციას.

ნივთიერებათა მეორე ჯგუფს მიეკუთვნებიან დ ი ა მ ა გ ნ ი ტ უ რ ი ნივთიერებანი. ამ ნივთიერებების შემადგენელ ატომებს მაგნიტური მომენტები არ გააჩნიათ, ამ შემთხვევაში, როგორც ცნობილია ელექ-

ტრომაგნიტიზმის კურსიდან, ინდუქციის გამო, დამაგნიტება ხდება მაგნიტური ველის საწინააღმდეგოდ და ის ტემპერატურაზე დამოკიდებული არ არის.

შეიძლება გამოვყოთ ნივთიერებათა მესამე ჯგუფი, რომლებსაც ფერომაგნიტური ნივთიერებები ეწოდება. მათ იკუთვნიან რკინა (Fe), კობალტი (Co) და ნიკელი (Ni). ეს ნივთიერებები გარკვეულ ტემპერატურათა შუალედში დამაგნიტებულნი რჩებიან გარეშე ველის მოცილების შემდეგ. ამ თვისების ახსნა შეიძლება იმით, რომ ფერომაგნეტიკების შემადგენელ ნაწილაკებს შორის უნდა მოქმედებდნენ ძალები, რომლებიც აბრუნებენ მათ მომენტებს ისე, რომ ისინი ურთიერთპარალელურად ლაგდებიან. მართლაც, ჰაიზენბერგის თეორიის თანახმად, ამ ძალების მიზეზია თავისუფალი ელექტრონები, რომლებსაც გადააქვთ ელექტრული მუხტი ლითონებში. ამასთან, ელექტრონების სპინები პარალელურად ორიენტირდებიან ერთმანეთის მიმართ.

თავი 9

მოლეკულების აგებულება და თვისებები

§ 1. ატომთა შორის ქავშირი

1. მოლეკულური ბმები

ბუნებაში ხშირად გვხვდება ისეთი ნივთიერებანი (განსაკუთრებით ქიმიური ელემენტები), რომლებიც შედგებიან იზოლირებული ატომებისაგან. ასეთ ნივთიერებებს ეკუთვნიან ინერტული გაზები (He, Ne, Ar) ან კიდევ ლითონების ორთქლები (Hg და სხვა). მაგრამ ბუნებაში უფრო გავრცელებულია ნივთიერებანი, რომლებიც შედგებიან არა ცალკეული ატომებისაგან, არამედ ატომთა ჯგუფებისაგან, რომლებშიც შედის რამდენიმე ერთნაირი ან სხვადასხვა ბუნების ატომი. ატომებისაგან შემდგარ ჯგუფებს მ ო ლ ე კ უ ლ ებ ს უწოდებენ.

არსებობენ ერთატომიანი, ორატომიანი, სამატომიანი და მრავალატომიანი მოლეკულები. ერთატომიან მოლეკულებს ეკუთვნიან ზემოთ აღნიშნული კეთილშობილი გაზების შემადგენელი ატომები. ამ შემთხვევაში ატომის და მოლეკულის ცნებები გაიგივებულია. ორატომიან მოლეკულებს ქმნიან წყალბადის, ნახშირბადის, ჟანგბადის და სხვათა ატომები (H_2, C_2, N_2, O_2, HCl და სხვა). ორატომიანი მოლეკულები წარმოადგენენ ერთმანეთთან შეკავშირებულ ორ ერთნაირი ან სხვადასხვა ბუნების ატომს, ხოლო სამატომიანი მოლეკულები — სამ ერთმანეთთან ბმულ ატომს. მათ მიეკუთვნებიან CO_2, SO_2, NO_2 და სხვა. ხშირად გვხვდებიან ნივთიერებანი, რომლებიც შედგებიან მრავალატომიანი მოლეკულებისაგან (NH_3 და სხვა).

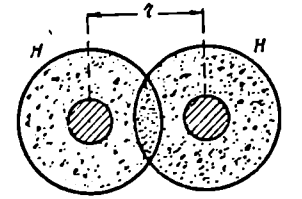
ისმის საკითხი, რით არის გამოწვეული ატომების ურთიერთშეკავშირება და მოლეკულის წარმოქმნა?

ცნობილია, რომ ატომები ნორმალურ მდგომარეობაში ნეიტრალურნი არიან. ატომი შედგება დადებითად დამუხტული ბირთვისაგან და მის ირგვლივ მოძრავი უარყოფითი ნიშნის ელექტრონული ღრუბლისაგან, რომლის საერთო მუხტი აკომპენსირებს ბირთვის დადებით მუხტს. ცხადია, ატომების ერთმანეთთან მიახლოებისას მათ შორის ელექტრომაგნიტური ძალები უნდა მოქმედებდნენ. სხვა სახის ძალების

მოქმედება, მაგალითად, გრავიტაციული ძალებისა, სრულიად გამორიცხულია. მართლაც, მარტივი გაანგარიშებით შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ ატომების მასების სიმცირის გამო მათ შორის გრავიტაციული ძალების მოქმედება იმდენად მცირეა, რომ შესაძლებელია მათი სრული უგულებელყოფა.

იმ შემთხვევაში, როდესაც ატომებს შორის მანძილი საგრძნობლად აღემატება მათ დიამეტრს, ატომები ერთმანეთთან არ უნდა ურთიერთქმედებდნენ, მაგრამ სითბური მოძრაობის გამო, ატომები შეიძლება დაუახლოვდნენ ერთმანეთს ისე, რომ მათ შორის გაჩნდეს ურთიერთქმედება. რაც უფრო მცირე იქნება ატომებს შორის მანძილი, მით მეტი იქნება მათ შორის ურთიერთქმედება.

ურთიერთქმედება გამოწვეული უნდა იყოს მათი ელექტრონული ღრუბლების ურთიერთგადაფარვით, ეს კი აუცილებლად გამოიწვევს მათი ელექტრონული კონფიგურაციის ცვლილებას.



ნახ. 96. წყალბადის ატომების ელექტრონული ღრუბლების გადაფარვა.

96-ე ნახაზზე ნაჩვენებია ორი წყალბადის ატომის ელექტრონული ღრუბლების გადაფარვა მათი დაახლოების დროს.

თუ ატომებს შორის ურთიერთქმედებას მიზიდვის ხასიათი აქვს, მაშინ ატომები გარკვეულ პირობებში გაუაებმებიან ერთმანეთს და შექმნიან მოლეკულას. ატომების ასეთ ურთიერთშეკავშირებას და მოლეკულის შექმნას ქიმიური ბმა ეწოდება. რეაქციებს ატომებს შორის, რომელთა დროსაც ხდება მოლეკულების შექმნა ან დაშლა, ქიმია შეისწავლის და მის საგანს შეადგენს, ამიტომ ატომებს შორის მოქმედ ძალებს ქიმიურ ძალებს უწოდებენ.

ამრიგად, ჩვენ ვხედავთ, რომ ქიმიურ ბმას და ქიმიურ ძალებს ელექტრომაგნიტური ხასიათი აქვთ.

ელექტრომაგნიტური ძალები კარგად არის შესწავლილი, მიუხედავად ამისა, მოლეკულების შექმნა და ბმის ახსნა კლასიკური ფიზიკის საფუძველზე ვერ მოხერხდა. მოლეკულების შექმნის მექანიზმის გაგება, ბირთვებსა და ელექტრონებს შორის მოქმედი ელექტროსტატიკური ძალების საშუალებით შეუძლებელი აღმოჩნდა. ქიმიური ბმის ბუნება, ისევე როგორც სხვა ატომური პროცესების ახსნა, მხოლოდ კვანტურმა მექანიკამ შეძლო.

ჩვენ განვიხილავთ მხოლოდ ორატომიანი მოლეკულების გაჩენის მექანიზმს და თვისებებს, ისინი შედგებიან ორი დადებითად დამუხტული ბირთვისაგან და საერთო ელექტრონული ღრუბლისაგან, რომ-

ლის სრული მუხტი ორივე ბირთვის საერთო მუხტების ჯამის ტოლია. მრავალატომიან მოლეკულებს, საკითხის სირთულის გამო, არ შევეხებით.

განვიხილოთ, რა შემადგენელ ნაწილებად დაიშლება ორატომიანი მოლეკულა, თუ მანძილს ბირთვებს შორის თანდათანობით გავზრდით. ამისათვის ატომები უნდა ძალიან ნელა დავაშოროთ ერთმანეთს, როგორც ამბობენ, ადიაბატურად, იმისათვის, რომ ელექტრონების განლაგება ბირთვების ირგვლივ არ შეიცვალოს. ასეთი ოპერაციის შედეგად მივიღებთ ორ ერთმანეთისაგან განსხვავებულ კონფიგურაციას. აქედან გამომდინარეობს, რომ მოლეკულური ბმის ორი სახე არსებობს: პირველ შემთხვევაში, ბირთვების დაშორებისას ელექტრონები ორ ჯგუფად გაიყოფიან. ისინი დაგროვდებიან ბირთვების ირგვლივ და გააჩენენ ორ ნეიტრალურ ატომს. ბმის ამ სახეს ჰომოპოლარული, ანუ კოვალენტური ბმა ეწოდება. ასეთი ბმა დამახასიათებელია წყალბადის (H_2), ჟანგბადის (O_2), აზოტის (N_2) და სხვა ატომებისათვის. მაგალითად, წყალბადის მოლეკულა შედგება ორი პროტონისაგან და ორი ელექტრონისაგან.

მეორე შემთხვევაში გაყოფის შედეგად მივიღებთ ორ არანეიტრალურ იონს. ერთი შეიცავს ელექტრონების მეტ რიცხვს, ვიდრე სათანადო ბირთვის მუხტია — მას უარყოფით იონს უწოდებენ. მეორეს აქვს ნაკლები რიცხვი ელექტრონებისა და წარმოადგენს დადებით იონს. ამ შემთხვევაში ბმას პოლარული, ანუ ჰეტეროპოლარული ბმა ეწოდება. ასეთი ბმა ახასიათებს მარილებს, მაგალითად NaCl, KCl და ასე შემდეგ. NaCl-ის მოლეკულა, მის შემადგენელ ბირთვებს შორის მანძილის გაზრდით, იშლება არა ორ ნეიტრალურ ატომად, არამედ დადებითი ნიშნის ნატრიუმის (Na^+) და უარყოფითი ნიშნის ქლორის (Cl^-) იონებად. ნატრიუმის ერთი ელექტრონი ქლორს მიუერთდება.

გავარჩიოთ უფრო დაწვრილებით ქიმიური ბმის ორივე სახე.

2. ჰომოპოლარული ბმა

ჰომოპოლარული ბმის მარტივ მაგალითს წყალბადის მოლეკულა წარმოადგენს. ცდები გვიჩვენებენ, რომ ორ შეკავშირებულ ატომს შორის ასეთი სახის ბმას ადგილი აქვს მაშინ, როდესაც ორი ელექტრონისაგან შემდგარი წყვილი ჩნდება ისე, რომ წყვილის ყოველი ელექტრონი ორივე ბირთვს ეკუთვნის.

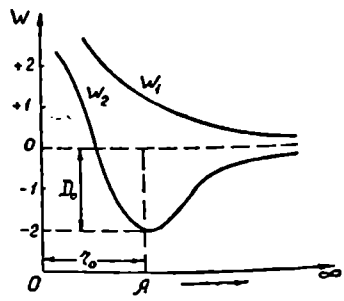
წყალბადის მოლეკულის ბმის კვანტური თეორია 1927 წელს ლონდონმა და ჰაიტლერმა დაამუშავეს. იმისათვის, რომ ამ თეორიის ძირითადი აზრი გასაგები გახდეს, მოვიყვანოთ ერთი მაგალითი რადიოტექ-

ნიკიდან, რომელიც მოცემული ამოცანის სრულ ანალოგიას წარმოადგენს.

მივუახლოოთ ერთმანეთს ორი რხევითი კონტური, რომელთა საკუთარი რხევის სიხშირეები ერთნაირია და ვთქვათ, ტოლია ν_0. როდესაც ამ კონტურებს შორის ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედების კავშირი დამყარდება, ν_0 სიხშირე ორ სვადასხვა სიხშირედ დაიშლება: ერთი იქნება ν_0-ზე ოდნავ ნაკლები, მეორე კი, — ოდნავ მეტი. ამის გამო, როგორც ცნობილია, ადგილი ექნება ძკერებს. წყალბადის მოლეკულაში ანალოგიურად ხდება. კონტურების როლს აქ ელექტრონები ასრულებენ, რომლებიც ბირთვების ირგვლივ ბრუნავენ გარკვეული სიხშირით. ატომების მიახლოებისას ჩნდება ურთიერთქმედება და რხევა ორ რხევად იშლება, სიხშირეებით ν_1 და ν_2, სადაც $\nu_1+\nu_2=\nu_0$ მხოლოდ ისე, რომ $\nu_1>\nu_0$ და $\nu_2<\nu_0$. ამავე დროს ჩვენ ვიცით, რომ ყოველ სიხშირეს გარკვეული ენერგია ეთანადება და, მაშასადამე, ურთიერთქმედების დამყარებისას სისტემის საწყისი ენერგია $2W_0=2h\nu_0$, ორ ენერგიად გაიყოფა, ერთი იქნება მასზე მეტი, მეორე კი ნაკლები. ეს შეიძლება ასე დავწეროთ:

$$W_1=2W_0+W_1(r) \quad \text{და} \quad W_2=2W_0-W_2(r), \qquad (9,1)$$

სადაც $W(r)$ ურთიერთქმედების ენერგიაა, რომელიც ატომებს შორის მანძილზეა დამოკიდებული. W_1 არის ენერგია, რომელიც $2W_0$-ზე მეტია და ეთანადება ატომებს შორის განზიდვას, ხოლო W_2 არის $2W_0$-ზე ნაკლები და ეთანადება ატომებს შორის მიზიდვას. $W(r)$ ენერგია განსაზღვრავს იმ სიხშირეს, რომლითაც ურთიერთქმედებით გამოწვეული ტალღური ფუნქციების ცვლილება ირხევა ერთი ატომიდან მეორეზე გადასვლისას.



ნახ. 97. წყალბადის მოლეკულის პოტენციური მრუდები.

რადგან ტალღური თუნქციის ამპლიტუდის კვადრატი ნაწილაკის მდებარეობის ალბათობას განსაზღვრავს, ეს რხევები შეიძლება განვიხილოთ, როგორც ელექტრონების გადასვლა ატომებს შორის. ამიტომ $W(r)$-ს გაცვლით ენერგიას უწოდებენ.

97-ე ნახაზზე ნაჩვენებია W_1 და W_2 ენერგიების დამოკიდებულება ატომებს შორის მანძილზე.

როგორც ნახაზიდან ჩანს, W_2 მრუდს მინიმუმი აქვს, ამიტომ მისთვის შესაძლებელია მდგრადი ქიმიური ბმა. W_1 მრუდი კი თანაბრად

მცირდება, რაც იმას ნიშნავს, რომ აქ განზიდვას აქვს ადგილი და შეუძლებელია ძლიერადი ქიმიური ბმის მიღება. ნულოვან ენერგიად მიღებულია საწყისი მდგომარეობის ენერგია, როდესაც ატომები უსასრულოდ არიან ერთმანეთისაგან დაშორებული ($r=\infty$; $W_\infty=0$). ბმული მოლეკულური სისტემის წარმოქმნა შესაძლებელია მხოლოდ მაშინ, როდესაც სისტემის პოტენციური ენერგია მანძილის შემცირებისას უარყოფითია. ეს ნიშნავს იმას, რომ ატომების მიახლოებისას ურთიერთმეცნება იზრდება, ხოლო პოტენციური ენერგია მცირდება ($W<0$), ეს კი მოწმობს ძალების მიზიდულობის ხასიათს.

პოტენციური ენერგია მინიმალური ხდება წონასწორობის დროს, როდესაც $r=r_0$. ენერგია $D_0=W_\infty=D_0$ ახასიათებს მოლეკულის ბმის ენერგიას. მას მოლეკულის დისოციაციის ენერგია ეწოდება. ცხადია, რომ ეს არის ის მუშაობა, რომელიც საჭიროა იმისათვის, რომ მოლეკულა დაიშალოს მის შემადგენელ ატომებად. ძალიან მცირე მანძილებზე, როდესაც $r\ll r_0$, პოტენციური ენერგია დადებითი ხდება $W>0$. ეს ნიშნავს იმას, რომ ატომებს შორის უკვე განზიდვის ძალები მოქმედებენ. მართლაც, ძალიან მცირე მანძილებზე ატომების ელექტრონული გარსების სრული შეთავსება, განზიდვის ძალების გამო, შეუძლებელი ხდება.

3. ჰეტეროპოლარული (იონური) ბმა

ბმის მეორე სახე, რომელსაც ჰეტეროპოლარული ეწოდება, 1918 წელს, კოსელის, ბორნისა და სხვათა მიერ იქნა შესწავლილი. ჰეტეროპოლარული ბმის ტიპიური წარმომადგენელია ქვამარილის NaCl მოლეკულა.

ატომებს შორის მანძილის გაზრდისას NaCl-ის მოლეკულა იშლება ორ ნაწილად: Na^+-ის დადებით და Cl^--ის უარყოფით იონებად. საერთოდ, ასეთი ბმა დამახასიათებელია მოლეკულისათვის, რომელიც შედგება მეტალისა და მეტალოიდის ატომებისაგან. როგორც ცნობილია, მეტალის იონიზაციის პოტენციალი მცირეა, მეტალოიდებისა კი პირიქით — დიდია. მეტალის ატომებში, განსაკუთრებით ტუტე ლითონებში, სავალენტო ელექტრონი შევსებული გარსის გარეთ იმყოფება და ატომთან სუსტად არის შეკავშირებული. ამის გამო, ტუტე ლითონებს იონიზაციის პოტენციალი მცირე აქვთ. მეტალოიდებს, განსაკუთრებით ჰალოგენებს, გარე გარსის შევსებას ერთი ელექტრონი აკლიათ, ამიტომ ჰალოგენების ატომები ცდილობენ ჩაიჭირონ ერთი ელექტრონი გარედან და შეივსონ გარსი. ელექტრონის ჩაჭერის შედეგად, ჰალოგენის ატომის ენერგია მცირდება — ენერგია გამოიყოფა.

იონური ბმის გაჩენა შეიძლება ორ საფეხურად გავყოთ: დასაწყისში ორი ურთიერთქმედი ატომი მიიღებს საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტებს $Na + Cl = Na^+ + Cl^-$, შემდეგ იწყება ურთიერთქმედების მეორე საფეხური, დაიწყება კულონური ურთიერთქმედება — მიზიდვა, საწინააღმდეგო მუხტებს შორის — $\frac{e^2}{r}$ კანონის თანახმად. ეს გამოწვეულია, რა თქმა უნდა, მუხტების შერწყმით და გარსების ურთიერთგადაფარვით. მაგრამ კვანტური მექანიკის თანახმად, ძალიან მცირე მანძილებზე მუხტებს შორის განზიდვის ძალები ჩნდება. ამ ძალებს ექსპონენციალური ხასიათი აქვთ. გარკვეულ r_0 მანძილზე დამყარდება წონასწორობა. ამ მდგომარეობაში კულონური და განზიდვის ძალები ერთმანეთს აბათილებენ. ჩნდება მდგრადი $NaCl$ მოლეკულა.

ასეთია ზოგადად ჰეტეროპოლარული ბმის სურათი. ატომებს შორის გადაცემული ან ბიერთებული ელექტრონების რიცხვი დამოკიდებულია მეტალისა და მეტალოიდის ბუნებაზე.

ერთვალენტოვანი ტუტე ლითონების ატომებს პირველი ელექტრონი ადვილად სცილდება, მეორის მოცილება კი გაცილებით ძნელია, ამისათვის დიდი ენერგიის დახარჯვაა საჭირო.

ანალოგიურად, ჰალოიდის ატომის მიერ პირველი ელექტრონის შეერთებისას დიდი ენერგია გამოიყოფა. მეორე ელექტრონის შეერთებისას ენერგია სრულიად არ გამოიყოფა. ეს იმით აიხსნება, რომ სხვადასხვა ატომებში ელექტრონების განაწილება სხვადასხვაა.

ტუტე ლითონების ატომები შეიცავენ ერთი ელექტრონით მეტს, ვიდრე შესაბამისი კეთილშობილი გაზების ატომები. ელექტრონის მოცილების ან მიერთების შემთხვევაში ჩნდება ერთჯერადი იონი, რომლის კონფიგურაცია სტაბილურია. ასეთი იონის დაშლა კი დიდი ენერგიის დახარჯვას მოითხოვს. ტუტე მიწის ატომები კი შეიცავენ ორი ელექტრონით მეტს, ვიდრე შესაბამისი კეთილშობილი გაზების ატომები, ამიტომ ისინი ადვილად კარგავენ ორ ელექტრონს და ორჯერად იონს აჩენენ.

რადგან იონური მოლეკულები ურთიერთშეკავშირებულნი არიან ელექტროსტატიკური ძალებით, ისინი ადვილად იშლებიან წყალში. წყლის მაღალი დიელექტრული შეღწევადობა (81) ძლიერად ამცირებს კულონური ძალების მოქმედებას.

ანალოგიურ დაშლას, დისოციაციას, აქვს ადგილი სხვა გამხსნელებშიც, მაგალითად, სპირტში, მაგრამ აქ დისოციაციის ხარისხი ნაკლებია, რადგან სპირტის დიელექტრული შეღწევადობა მცირეა, წყალთან შედარებით.

4. ვან-დერ-ვაალსის ძალები

ჩვენ დავადგინეთ, რომ მოლეკულებში ორი სახის ძალა მოქმედებს, რომელთაც ელექტრომაგნიტური ხასიათი აქვთ. ჰეტეროპოლარულ (იონურ) მოლეკულებში ადგილი აქვს სუფთა ელექტროსტატიკურ ურთიერთქმედებას; ჰომოპოლარულ მოლეკულებში კი, ნეიტრალურ ატომებს შორის მოქმედებენ გაცვლითი ხასიათის ძალები, დაკავშირებული წყვილ ელექტრონთან. რადგან ელექტრონის ღრუბლის მუხტის სიმკვრივე, დაწყებული ბირთვიდან, მანძილის მიხედვით ექსპონენტურად მცირდება, გაცვლითი ენერგიაც, მანძილის მიხედვით იმავე კანონით უნდა მცირდებოდეს. ამის გამო, მიზიდვისა და განზიდვის ძალებს უნდა ჰქონდეთ მცირე ქმედების რადიუსი და უკვე რამდენიმე $\mathring{A}$-ის მანძილზე ეს ძალები უნდა ქრებოდნენ. მაგრამ აღმოჩნდა, რომ ამ ორი სახის ძალების გარდა, ატომებს შორის მოქმედებს აგრეთვე მესამე სახის ძალები. რომლებიც მანძილის გაზრდით გაცილებით ნელა მცირდებიან. ამიტომ დიდ მანძილებზე ამ ძალების მოქმედება სჭარბობს გაცვლითი ძალების მოქმედებას. ეს ძალები ჩნდებიან ატომების პოლარიზაციის შედეგად და მათ ვან-დერ-ვაალსის ძალებს უწოდებენ, რადგან ისინი შედიან ვან-დერ-ვაალსის განტოლებაში. ამ ძალების კვანტური თეორია ლონდონმა და სხვებმა შექმნეს.

განვიხილოთ ამ თეორიის ძირითადი აზრი.

ლონდონის აზრით, ვან-დერ-ვაალსის ძალების გაჩენა იმით არის გამოწვეული, რომ ატომებს და მოლეკულებს, კვანტური თეორიის თანახმად, ნულოვანი ენერგია გააჩნიათ.

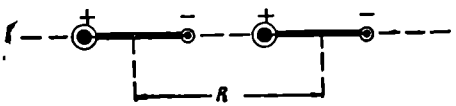
კლასიკური ფიზიკის მიხედვით, ატომები და მოლეკულები ოსცილატორებს წარმოადგენენ. დადებითი მუხტი (ბირთვი) უძრავია, უარყოფითი მუხტი (ელექტრონი) კი მის მიმართ რხევით მოძრაობას ასრულებს. ძირითად (ენერგეტიკულად უმდაბლეს) მდგომარეობაში ოსცილატორის ენერგია ნულის ტოლია. კვანტური მექანიკის თანახმად კი, ძირითად მდგომარეობაში ოსცილატორს აქვს სასრულო, უმცირესი ენერგია $W_0=\frac{1}{2}h\nu_0$, სადაც ν_0 ოსცილატორის საკუთარი რხევის სიხშირეა ძირითად მდგომარეობაში. ამ ენერგიას ნულოვანი ენერგია ეწოდება.

სასრულო ნულოვანი ენერგიის შემოღების საფუძველზე, ლონდონმა ნეიტრალურ ატომებს შორის ვან-დერ-ვაალსის ძალების გაჩენის მექანიზმი ახსნა.

განვიხილოთ ზოგადად, გათვლების გარეშე, ლონდონის თეორიის ძირითადი აზრი.

ავიღოთ ერთმანეთისაგან საკმაო დიდი R მანძილით დაშორებული ორი წრფივი ოსცილატორი. დავუშვათ, ოსცილატორები ასრულებენ რხევას მათი ცენტრების შემაერთებელი ხაზის გასწვრივ (ნახ. 98).

მივიღოთ, რომ ოსცილატორების დადებითი მუხტები უძრავნი არიან, უარყოფითი მუხტები კი რხევით მოძრაობას ასრულებენ მათ მიმართ. მათი პოტენციური ენერგიები კოორდინატების კვადრატულ ფუნქციას წარმოადგენენ, სრული ენერგია კი არის კინეტიკურ და პოტენციურ ენერგიათა ჯამი. თუ მათ შორის ურთიერთქმედება არ არის, ოსცილატორები ასრულებენ რხევას ν_0 სიხშირით. თუ გაჩნდა ურთიერთქმედება, როგორც დავინახეთ, სიხშირე ორ სიხშირედ იშლება, ხდება სიხშირის გახლეჩა.



ნახ. 98. ორი მერხევი ოსცილატორის ურთიერთქმედების სქემა.

სიხშირის გახლეჩის გამოთვლა, რასაც ჩვენ აქ არ ჩავატარებთ, გვიჩვენებს, რომ სისტემის ენერგია იქნება:

$$W_{\text{სისტ.}} = h\nu_1\left(n_1+\frac{1}{2}\right)+h\nu_2\left(n_2+\frac{1}{2}\right). \qquad (9,2)$$

ეს ენერგია ოსცილატორებს შორის მანძილზეა დაშოკიდებული, რადგან ახალი სიხშირეები ν_1 და ν_2 ამ მანძილის ფუნქციები არიან.

ძირითადი მდგომარეობის ნულოვან ენერგიას შემდეგი სახე აქვს:

$$W_0=\frac{1}{2}h(\nu_1+\nu_2). \qquad (9,3)$$

ზუსტი გაანგარიშებები გვიჩვენებენ, რომ ნულოვანი ენერგია გამოისახება შემდეგნაირად:

$$W_0=h\nu_0-f\left(\frac{1}{R^6}\right). \qquad (9,4)$$

ამრიგად, სისტემის ნულოვანი ენერგია იზრდება $f\left(\frac{1}{R^6}\right)$ წევრით, ამ წევრს უარყოფითი ნიშანი აქვს და უკუპროპორციულია ოსცილატორებს შორის მანძილის მეექვსე ხარისხისა. მაშასადამე, ოსცილატორები ურთიერთქმედებისას მიიზიდებიან ერთმანეთთან ძალით, რომელიც მანძილის მეექვსე ხარისხის უკუპროპორციულია. ეს მოსაზრება გამოდგება ნებისმიერი სახის ატომური სისტემისათვის. აქედან შეიძ-

ლება გამოვიტანოთ დასკვნა, რომ ატომებს და მოლეკულებს შორის ურთიერთქმედებისას, გარდა გაცვლითი ხასიათის ძალებისა, ჩნდება დამატებითი მიზიდულობის ძალები. ამ ძალებს ვან-დერ-ვაალსის ძალები უწოდეს.

§ 2. მოლეკულური სპექტრები

1. ელექტრონული სპექტრი

გადავიდეთ ახლა იმ სპექტრების შესწავლაზე, რომლებსაც გვაძლევენ ორატომიანი მოლეკულები. ასეთი სპექტრების შესწავლა შეიძლება ან გამოსხივების ან შთანთქმის სპექტრების განხილვით.

როგორც ცნობილია, სპექტრი ჩნდება მოლეკულების ერთი ენერგეტიკული დონიდან მეორეზე გადასვლის დროს. მოლეკულური სპექტრი ატომური სპექტრისაგან იმით განსხვავდება, რომ ის შედგება არა ვიწრო ხაზებისაგან, არამედ განიერი ზოლებისაგან, ამიტომ მას ზოლოვან სპექტრს უწოდებენ. თუ ზოლოვან სპექტრს მაღალი გარჩევის უნარიანობის სპექტრომეტრით შევისწავლით, შევამჩნევთ, რომ ყოველი ზოლი თავის მხრივ შედგება ერთიმეორისადმი ახლო მდებარე ვიწრო ხაზებისაგან.

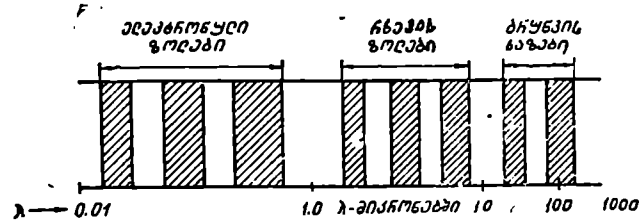
მოლეკულური სპექტრი გაცილებით უფრო რთულია, ვიდრე ატომური სპექტრი. ეს იმით არის გაპირობებული, რომ მოლეკულაში მოძრაობათა სახეები გაცილებით უფრო მრავალფეროვანია, ვიდრე ატომში.

მოლეკულაში ადგილი აქვს შემდეგი სახის მოძრაობებს: 1. ელექტრონების მოძრაობა ბირთვების გარშემო, 2. ბირთვების რხევა წონასწორობის მდგომარეობის მიმართ და 3. მოლეკულის, როგორც ერთი მთლიანი სისტემის, ბრუნვა რაიმე ღერძის გარშემო. ყველა ამ მოძრაობასთან დაკავშირებულია ენერგეტიკული გადასვლები ერთი დონიდან მეორეზე. ამ პროცესების შედეგად, სპექტრის ხილულ და ულტრაიისფერ ნაწილში მიიღება ზოლოვანი სახის ელექტრონული სპექტრი, რომელიც დაკავშირებულია ელექტრონების რხევასთან ბირთვების მიმართ. უახლოეს ინფრაწითელ ნაწილში აგრეთვე შეიმჩნევა ზოლოვანი სახის სპექტრი, რომელიც შედეგია მოლეკულაში შემავალი ატომების რხევისა წონასწორობის მდგომარეობის ირგვლივ. დაბოლოს, სპექტრის შორეულ ინფრაწითელ ნაწილში ჩნდება ხაზოვანი სპექტრი, დაკავშირებული ბრუნვით მოძრაობასთან.

99-ე ნახაზზე ნაჩვენებია ორატომიანი (HCl) მოლეკულის სპექტრის ჩვეულებრივი სურათი.

მოლეკულის სპექტრის სახე თანდათან რთულდება მოლეკულაში ატომების რიცხვის ზრდასთან დაკავშირებით (მრავალატომიანი მოლეკულები).

მრავალატომიანი მოლეკულების სპექტრები ძალიან რთულია და ამიტომ ჩვენ მათ არ შევეხებით. დავკმაყოფილდეთ მხოლოდ ორატომიანი მოლეკულების სპექტრების განხილვით.



ნახ. 99. HCl-ის მოლეკულის სპექტრის ზოგადი სახე.

2. ბრუნვითი და რხევითი სპექტრები

რადგან ორატომიან მოლეკულაში ადგილი აქვს სამი სახის მოძრაობას, კვანტურ მდგომარეობათა და, მაშასადამე, ენერგეტიკულ დონეთა სამი სახე არსებობს. მოლეკულის სრული ენერგია სამი ნაწილისაგან შედგება:

$$W = W_{ელ} + W_{რხ} + W_{ბრ}, \qquad (9,5)$$

სადაც $W_{ელ}$ ელექტრონის მოძრაობის ენერგიაა, $W_{რხ}$ არის ენერგია, დაკავშირებული ატომის რხევასთან და $W_{ბრ}$ ბრუნვის ენერგიაა. ამ ენერგიათა შორის ყველაზე დიდია ელექტრონების მოძრაობის ენერგია $W_{ელ}$. მისი სიდიდე რამდენიმე ელექტრონვოლტის რიგისაა. მის შემდეგ მოდის რხევის ენერგია $W_{რხ}$, რომელიც 0.1 — 0.01 ელექტრონ-ვოლტის ფარგლებშია. ყველაზე მცირეა ბრუნვის ენერგია $W_{ბრ}$, ის ტოლია 0.001 — 10^{-5} ელვოლტის.

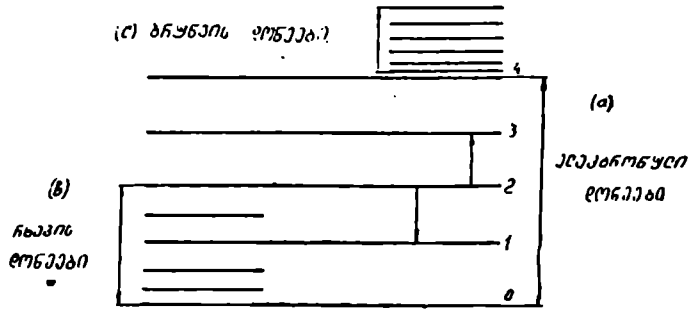
რით არის გამოწვეული ამ ენერგიების სიდიდეთა შორის განსხვავება? ეს ადვილი გასაგებია. ბირთვის მოძრაობის სიჩქარე და მით უმეტეს მოლეკულის ბრუნვის სიჩქარე, მათი დიდი მასის გამო, ელექტრონების სიჩქარეებთან შედარებით, მცირეა. ამის გამო, ელექტრონული დონეები უფრო დაშორებულნი არიან ერთმანეთისაგან, ვიდრე რხევასთან დაკავშირებული დონეები. ბრუნვის დონეები კი, ენერგიის სიმცირის გამო, ერთმანეთთან ძალიან ახლოს მდებარეობენ.

მე-100 ნახაზზე ნაჩვენებია ორატომიანი მოლეკულის ენერგეტიკული დონეების განლაგება.

ზემოთ აღნიშნულიდან გამომდინარეობს, რომ პირველი მიახლოებით მოლეკულის ბრუნვა, მისი რხევა და ელექტრონების მოძრაობა ერთმანეთისაგან დამოუკიდებელ პროცესებად შეიძლება ჩავთვალოთ. მაგრამ მეორე მიახლოება გვიჩვენებს, რომ ეს მოძრაობები ერთმანეთ-

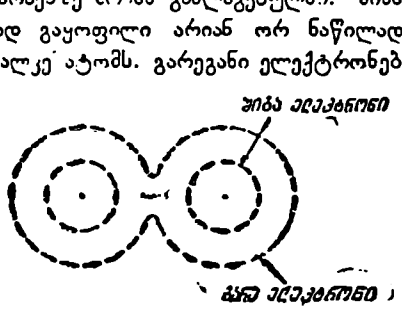
ზე გავლენას ახდენენ. ამ გავლენას ჩვენ არ განვიხილავთ. მოძრაობათა ერთმანეთზე გავლენა იწვევს დამატებითი სპექტრული ზოლების გაჩენას, რაც მოლეკულურ სპექტრს ძალიან ართულებს.

განვიხილოთ ელექტრონების მოძრაობა იმ დაშვებით, რომ ბირთვები უძრავ მდგომარეობაში იმყოფებიან.



ნახ. 100. ორატომიანი მოლეკულის ენერგეტიკული დონეები. a — ელექტრონული, b — რხევის და c — ბრუნვის.

ორატომიან მოლეკულაში, ისევე როგორც ატომში, ელექტრონები გარსებზე არიან განლაგებულნი. შინაგანი ელექტრონები ჩვეულებრივად გაყოფილი არიან ორ ნაწილად. თითოეული ნაწილი ეკუთვნის ცალკე ატომს. გარეგანი ელექტრონები კი აჩენენ მოლეკულის საერთო გარსს (იხ. ნახ. 101).



ნახ. 101. ელექტრონების განლაგება ორატომიან მოლეკულაში.

ელექტრონების ურთიერთქმედება ბირთვთან აპირობებს მათ ურთიერთგანლაგებას და წონასწორობას ამყარებს მათ შორის. ურთიერთქმედება კი ცალსახად განსაზღვრავს ატომებს შორის შეკავშირების ხარისხს.

ძნელი სათქმელია, თუ როგორ ჯგუფდებიან ელექტრონები მოლეკულაში. ეს საკითხი, სირთულის გამო, ახლაც სრულიად დაუმუშავებელია, პირველი მიახლოებით ამ საკითხის გარკვევა შეიძლება ისე, როგორც ატომში ვახდენდით.

მოლეკულაში, ისევე როგორც ატომში, ყოველი ელექტრონი შეიძლება რამდენიმე კვანტური რიცხვით დავახასიათოთ: 1. მთავარი კვანტური რიცხვი n, 2. ორბიტული კვანტური რიცხვი l და 3. სპინური კვანტური რიცხვი s. n და l კვანტური რიცხვები ერთად განსაზღვრა-

ვენ მოლეკულაში ელექტრონის ბმის ხარისხს. განსხვავება ატომურ სისტემასთან იმაში მდგომარეობს, რომ ორატომიან მოლეკულაში არსებობს სიმეტრიის ღერძი—ბირთვების ცენტრების შემაერთებელი სწორი ხაზი. სწორედ ამ სწორის მიმართულებით ხდება ატომებს შორის ურთიერთქმედება. ამის გამო, ისევე როგორც სივრცით დაკვანტვისას, მნიშვნელობა აქვს l ორბიტული მომენტის ვექტორის პროექციას სიმეტრიის ღერძზე. კვანტური რიცხვი, რომელიც ამ პროექციის სიდიდეს განსაზღვრავს ჩ ერთეულებში, აღვნიშნოთ λ-თი. ეს რიცხვი იღებს მხოლოდ მთელ მნიშვნელობებს: λ, λ — 1,... 0 ... — λ, სულ 2λ+1 იმისდა მიხედვით, თუ რა მიმართულება აქვს l-ს ამ ღერძის მიმართ.

ანალოგიურად იმისა, როგორც გვქონდა ატომში, სადაც ელექტრონის მდგომარეობებს $l=0, 1, 2,...$ მნიშვნელობებისათვის s, p, d, e, f,... ასოებით აღვნიშნავდით, ელექტრონების მდგომარეობა მოლეკულაში $\lambda = 0, 1, 2...$ მნიშვნელობებისათვის აღინიშნება ბერძნული ასოებით: σ, π, δ,... მაგალითად: p ელექტრონი მოლეკულაში შეიძლება აღინიშნოს ან $p\sigma$ ან $p\pi$, იმისდა მიხედვით, თუ როგორი პროექცია აქვს l ვექტორს სიმეტრიის ღერძზე, 0 თუ 1.

მოლეკულაში ელექტრონების დაჯგუფებას გამოხატავენ ცალკეული ელექტრონის კვანტური რიცხვის საშუალებით. ერთნაირ მდგომარეობაში მყოფი ელექტრონების რიცხვს ხარისხის მაჩვენებელი გვიჩვენებს. მაგალითად, აზოტის N_2 მოლეკულის გარსი აღიწერება შემდეგნაირად: $1s\sigma^2$, $2p\sigma^2$, $2s\sigma^2$, $3p\sigma^2$, $2p\pi^4$, $3s\sigma^2$. 2 ელექტრონია $2s\sigma$ მდგომარეობაში, 2 ელექტრონი — $2p\sigma$ მდგომარეობაში და ასე შემდეგ. მოლეკულის გარეგანი გარსი შეიცავს ორ ელექტრონს $3s\sigma$ მდგომარეობაში.

ცალკეული ელექტრონების კვანტური რიცხვები ალგებრულად იკრიბება. ამ რიცხვების ჯამი $\Sigma\lambda_i = \Lambda$ განსაზღვრავს მოლეკულის სრულ ორბიტულ მომენტს ღერძის მიმართ.

მოლეკულის საერთაშორისო ენერგეტიკული მდგომარეობა (თერმი) აღინიშნება Σ, Π და Δ ასოებით, როდესაც $\Lambda=0, 1, 2$, აზოტის მოლეკულის ნორმალური მდგომარეობა არის $\Sigma(\Delta=0)$.

მოლეკულის ცალკე ელექტრონების s_i სპინებს შორის, ისევე როგორც ატომში, ძლიერი ურთიერთქმედებაა. როდესაც ისინი ორიენტირდებიან რომელიმე მიმართულების მიმართ პარალელურად ან ანტიპარალელურად, ისინი ქმნიან რეზულტატურ სპინს S, რომლის სიდიდე ტოლია ცალკეული სპინების ალგებრული ჯამის $S=\Sigma s_i$. s_i სპინის ურთიერთქმედება ორბიტულ მომენტთან Λ იწვევს s-ის — $2s+1$ შესაძლო ორიენტაციას, რაც თავის მხრივ გამოიწვევს მოლეკულური თერმების გახლეჩას $2s+1$ თერმად.

მოლეკულური სპექტრების სხვადასხვა სახეები ერთი ენერგეტიკული მდგომარეობიდან მეორეზე გადასვლის შედეგად ჩნდება. დონეთა

შორის ენერგიათა სხვაობა გამოსხივდება ან შთაინთქმება კვანტის სა ხით. რადგან მოლეკულას სამნაირი ენერგია გააჩნია, ელექტრონული, რხევითი და ბრუნვითი, მან უნდა სამი სახის ენერგიის ცვლილება გამოასხივოს ან შთანთქოს. მაშასადამე, შეიძლება დავწეროთ, რომ გამოსხივებული ან შთანთქმული კვანტის ენერგია იქნება:

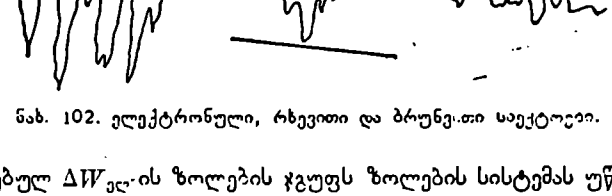
$$h\nu = W'_{\text{სრ}} - W''_{\text{სრ}} = (W'_{\text{ელ}} + W'_{\text{რხ}} + W'_{\text{ბრ}}) -$$

$$- (W''_{\text{ელ}} + W''_{\text{რხ}} + W''_{\text{ბრ}}) = (W'_{\text{ელ}} - W''_{\text{ელ}}) +$$

$$+ (W'_{\text{რხ}} - W''_{\text{რხ}}) + (W'_{\text{ბრ}} - W''_{\text{ბრ}}) = \Delta W_{\text{ელ}} + \Delta W_{\text{რხ}} + \Delta W_{\text{ბრ}}$$

(ერთი შტრიხი ეკუთვნის ზედა დონეს, ორი კი ქვედას).

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, $\Delta W_{\text{ელ}} \gg \Delta W_{\text{რხ}} \gg \Delta W_{\text{ბრ}}$. თუ $\Delta W_{\text{ელ}} \neq 0$, ხოლო $\Delta W_{\text{რხ}} = 0$ და $\Delta W_{\text{ბრ}} = 0$, მიიღება წმინდა ელექტრონული მოლეკულური სპექტრი (სპექტრის ხილული ან ულტრაისფერი ნაწილი). ჩვეულებრივად, ერთდროულად შეიძლება $\Delta W_{\text{რხ}}$ და $\Delta W_{\text{ბრ}}$ იყონ აგრეთვე ნულისაგან განსხვავებულნი. მაშინ მოცემული $\Delta W_{\text{ელ}}$-სათვის, სხვადასხვა $\Delta W_{\text{რხ}}$-ს სხვადასხვა რხევის ზოლები შეესაბამება, ხოლო მოცემულ $\Delta W_{\text{ელ}}$ და $\Delta W_{\text{რხ}}$ შეესაბამება სხვადასხვა $\Delta W_{\text{ბრ}}$, რომლებიც იძლევიან განცალკევებულ ბრუნვის ხაზებს. ჩნდება დამახასიათებელი ზოლოვანი სპექტრი (ნახ. 102ა).



ნახ. 102. ელექტრონული, რხევითი და ბრუნვითი სპექტრები.

მიღებულ $\Delta W_{\text{ელ}}$-ის ზოლების ჯგუფს ზოლების სისტემას უწოდებენ. ყოველ ზოლებისაგან შემდგარ სისტემას გარკვეული გადასვლა შეესაბამება. ასეთ წმინდა ელექტრონულ გადასვლას წმინდა ელექტრონული სიხშირე შეესაბამება: $\nu_{\text{ელ}} = \frac{W_{\text{ელ}}}{h}$.

ასეთი სახის სპექტრების მიღება ექსპერიმენტულად სპექტროგრაფების საშუალებით შეიძლება; სპექტრის ხილულ ნაწილში — მინის ოპტიკით, ულტრაისფერში კი კვარცის ოპტიკით. ასეთ სპექტროგრაფებში პრიზმებს ან დიფრაქციულ მესრებს იყენებენ.

როდესაც $\Delta W_{\text{ელ}} = 0$, ხოლო $\Delta W_{\text{რხ}} \neq 0$, უახლოეს ინფრაწითელ ნაწილში, ჩნდება რხევის ზოლები. თუ ამავე დროს $\Delta W_{\text{ბრ}} \neq 0$, მაშინ

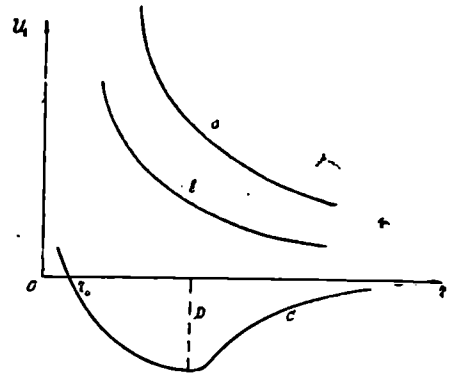
მოცემული $\Delta W_{რხ}$-სათვის ჩნდება რხევის ზოლები, რომლებიც ხელსაწყოს საკმარისი მაღალი გარჩევის უნარიანობის შემთხვევაში, ცალკეულ ბრუნვის ზოლებად იშლებიან (ნახ. 102 ბ).

თუ $\Delta W_{ელ}=0$ და $\Delta W_{რხ}=0$, ხოლო $\Delta W_{ბრ}\neq 0$. სპექტრის ინფრაწითელ ნაწილში ჩნდება სუფთა ბრუნვითი მოლეკულური სპექტრი.

ახლა განვიხილოთ ზოგადად ელექტრონული, რხევითი და ბრუნვითი სპექტრების თეორია. ჯერ გავარჩიოთ ელექტრონული და რხევითი სპექტრების გაჩენა.

დავუშვათ, რომ ორატომიან მოლეკულაში ბირთვები უძრავნი არიან. ელექტრონებისაგან შემდგარი სისტემა შეიძლება იმყოფებოდეს არა ნებისმიერ, არამედ გარკვეულ სტაციონარულ-კვანტურ მდგომარეობაში, რომელსაც გარკვეული U_i ენერგია შეესაბამება. ცხადია, რომ ამ ენერგიის მნიშვნელობაში უნდა აგრეთვე ორივე ბირთვის ელექტროსტატიკური ენერგიაც შედიოდეს. ეს უკანასკნელი ტოლია $Z_1Z_2\frac{e^2}{r}$, სადაც Z_1 და Z_2 ბირთვების ატომური ნომრებია, r ბირთვებს შორის მანძილია.

თუ მანძილი ბირთვებს შორის მუდმივია, ელექტროსტატიკური ენერგიაც მუდმივი დარჩება. ცხადია, რომ ენერგია U_i ბირთვებს შორის მანძილის ფუნქცია უნდა იყოს: $U_i=f(r)$.



ნახ. 103. ორატომიანი მოლეკულის პოტენციური U_i ენერგიის დამოკიდებულება ბირთვებს შორის მანძილზე, სხვადასხვა ელექტრონული მდგომარეობისათვის.

103-ე ნახაზზე ნაჩვენებია სხვადასხვა ელექტრონული მდგომარეობისათვის პოტენციური ენერგიის დამოკიდებულება ბირთვებს შორის მანძილზე.

ნახაზიდან ჩანს, რომ სხვადასხვა ელექტროსტატიკურ მდგომარეობას $U_i=f(r)$ ფუნქციის სხვადასხვა მნიშვნელობა შეესაბამება.

ნახაზს რომ დავუკვირდეთ, შემდეგი სახის კანონზომიერებას შევამჩნევთ: როდესაც ბირთვებს შორის მანძილი r ნულისაკენ მიისწრაფვის, ზოგიერთი ელექტრონული მდგომარეობისათვის ენერგია დადებითია და უსასრულოდ იზრდება (მრუდები a და b). აქედან გამომდინარეობს, რომ ამ ელექტრონული მდგომარეობებისათვის მანძილის შემცირებისას ძლიერი განზიდვის ძალები მოქმედებენ. ბირთვებს შორის მანძილის გაზრდისას, როცა

$r \to \infty$, ყველა მრუდი ასიმპტოტურად გარკვეულ მნიშვნელობას უახლოვდება, რაც ნიშნავს იმას, რომ სისტემის ენერგია გარკვეული მნიშვნელობისაკენ მიისწრაფვის. ეს ზღვრული ენერგია სხვადასხვაა სხვადასხვა ელექტრონული მდგომარეობისათვის. ბირთვების უსასრულოდ დაშორებისას ენერგია პირობით ნულად არის მიღებული. ასეთ მდგომარეობაში ელექტრონები ორ ჯგუფად გაიყოფიან და გროვდებიან ბირთვების ირგვლივ. ჰეტეროპოლარული მოლეკულების შემთხვევაში ისინი ორ საწინააღმდეგო იონად გადაიქცევიან, ხოლო ჰომოპოლარული მოლეკულების შემთხვევაში ორი ნეიტრალური ატომი წარმოიშობა.

სინამდვილეში, როდესაც $r \to \infty$ და ორი იზოლირებული ატომი გაჩნდება, U_i ენერგიის ზღვრული მნიშვნელობა ორი განცალკევებული ატომის ენერგიათა ჯამი უნდა გახდეს. ეს ენერგია პირობით ნულის ტოლად არის მიღებული, რადგან ენერგია განსაზღვრულია მუდმივი შესაკრების სიზუსტით.

ამრიგად, ჩვენ ვხედავთ, რომ რადგანაც მოლეკულების მდგომარეობა მათ საწყის მდგომარეობაზეა დამოკიდებული, პროდუქტებიც, რომლებიც ატომების დაშორებისას ჩნდებიან, სხვადასხვა ენერგეტიკულ მდგომარეობაში აღმოჩნდებიან, ზოგი ძირითად, ზოგი კი აღგზნებულ მდგომარეობაში.

მაშასადამე, სხვადასხვა კვანტურ მდგომარეობაში მყოფი მოლეკულა შეიძლება სხვადასხვა ენერგეტიკულ დონეზე აღმოჩნდეს. 103-ე ნახაზიდან ჩანს, რომ ზოგი მოლეკულის ენერგია r-ის ზრდით იზრდება (c მრუდი). პოტენციური ენერგია აღწევს მინიმუმს და შემდეგ ასიმპტოტურად უახლოვდება გარკვეულ მნიშვნელობას. ენერგიის უარყოფითი ნიშანი ნიშნავს ატომებს შორის მიზიდვას.

მოლეკულის გაჩენისათვის სწორედ ენერგიის მინიმუმის არსებობას აქვს დიდი მნიშვნელობა. ცნობილია, რომ თუ პოტენციურმა ენერგიამ მინიმალურ მნიშვნელობას მიაღწია, დამყარდება წონასწორული მდგომარეობა და სწორედ ამ მდგომარეობაში წარმოადგენს მოლეკულა მდგრად სისტემას. a და b შემთხვევაში მოლეკულა ასეთ მდგომარეობას ვერ აღწევს, r-ის არც ერთი მნიშვნელობისათვის არა აქვს მრუდს მინიმუმი და წონასწორული მდგომარეობა არ დამყარდება.

დავშალოთ წონასწორულ მდგომარეობაში მყოფი მოლეკულის პოტენციური ენერგია მწკრივად $r - r_0$ ხარისხების მიხედვით. პირველი ხარისხის წევრი ამოვარდება, რადგან მინიმუმში პირველი წარმოებული ნულის ტოლია. მივიღებთ:

$$U_i(r) = \alpha + \beta (r - r_0)^2 + \gamma (r - r_0)^3 + \dots \qquad (9,6)$$

α, β და γ კოეფიციენტები სხვადასხვა ელექტრონული მდგომარეობებისათვის სხვადასხვა მნიშვნელობებს იღებს. პირველი მიახლოებით

შეიძლება $(r-r_0)^2$ წევრზე შევჩერდეთ. მაშინ პოტენციური ენერგია, მუდმივი წევრის სიზუსტით, $(r-r_0)^2$-ის პროპორციული იქნება. $(r-r_0)$ არის მოცემული მდგომარეობიდან წონასწორობის მდგომარეობამდე მანძილი.

აქედან შეიძლება დავასკვნათ: მცირე გადახრის შემთხვევაში ბირთვები დრეკადი ძალების გავლენით. ჰარმონიულ რხევას ასრულებენ. ამ ძალების მოქმედებით სისტემა წონასწორული მდგომარეობისაკენ მიისწრაფვის.

გამოვთვალოთ სისტემის პოტენციური ენერგია U_l. $\bar{\nu}$-ით აღვნიშნოთ რხევის ტალღური რიცხვი $\left(\text{ტალღის სიგრძის შებრუნებული სიდიდე } \bar{\nu}=\frac{1}{\lambda}\right)$. მაშინ რხევის სიხშირე იქნება $c\bar{\nu}$ (c სინათლის სიჩქარეა).

ბორის თეორიის თანახმად, ასეთი ჰარმონიული ოსცილატორის ენერგია არის $U_l=h\bar{\nu}cn$. n მთელი რიცხვია 0, 1, 2,... კვანტური მექანიკის თანახმად, ოსცილატორის ნულოვანი ენერგია ნული არ არის. ის ტოლია $U_0=\frac{1}{2}h\bar{\nu}c$, ამიტომ ოსცილატორის ენერგია შემდეგი ფორმულით გამოისახება:

$$U_l=\left(n+\frac{1}{2}\right)h\bar{\nu}c \qquad (9,7)$$

$$n=0,\ 1,\ 2,\ 3,\ldots$$

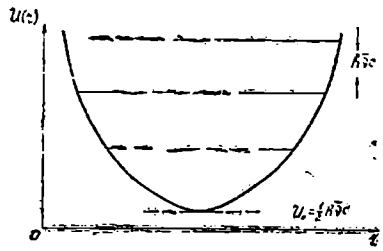
ეს განტოლება სამართლიანია მხოლოდ პირველ მიახლოებაში, როდესაც კვანტური რიცხვი n მცირეა. როდესაც n დიდ მნიშვნელობებს იღებს, რხევის ამპლიტუდა ისე იზრდება, რომ რხევა ანჰარმონიული ხდება და (9,7) ფორმულაში დამატებითი წევრები შედიან.

ძირითად მდგომარეობაში, როდესაც $n=0$, მოლეკულის ენერგია სასრულო სიდიდეა. ეს შედეგი ასე უნდა გვესმოდეს: აბსოლუტური ნული ტემპერატურის დროს მოლეკულებში ატომები მაინც ასრულებენ რხევას. ამ დროს მათ გააჩნიათ ენერგია, რომელიც ტოლია

$$U_0=\frac{1}{2}h\bar{\nu}c.$$

თუ (9,7) ფორმულით გამოხატულ ენერგიას გრაფიკულად გამოვსახავთ, მივიღებთ რხევათა ენერგეტიკულ დონეებს, რომლებიც წარმოადგენენ ერთმანეთისაგან თანაბრად დაშორებულ ხაზებს. ამ ხაზებს შორის მანძილი მუდმივია და უდრის $\frac{1}{2}h\bar{\nu}c$.

აკრძალვის წესის თანახმად, კვანტური რიცხვის ცვლილება Δn უნდა იყოს ± 1-ის ტოლი. მაშასადამე, ერთი დონიდან მეორე დონეზე გადასვლა მხოლოდ მეზობელ დონეებს შორისაა დასაშვები. ყოველ ასეთ გადასვლას თან სდევს მოლეკულების მიერ სინათლის კვანტის გამოსხივება ან შთანთქმა. გამოსხივებულ და შთანთქმულ კვანტებს ერთი და იგივე რხევის სიხშირე ან ტალღის სიგრძე უნდა ჰქონდეთ $\left(\lambda = \frac{1}{\nu}\right)$. ეს რხევის სიხშირე ემთხვევა მოლეკულაში შემავალი ატომების რხევის სიხშირეს.



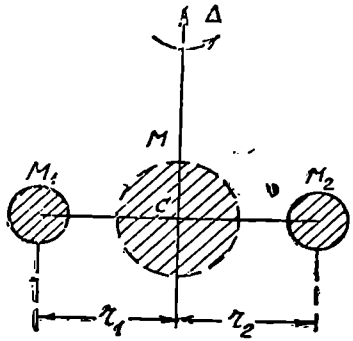
ნახ. 104. ჰარმონიული რხევები. ენერგეტიკული დონეების თანაბარი განლაგება.

განვიხილოთ მოლეკულის, როგორც ერთი მთლიანი სხეულის, ბრუნვითი მოძრაობა. ცალკე ატომების რხევას მხედველობაში არ მივიღებთ. ჩავთვალოთ აგრეთვე, რომ ელექტრონების მასა მოლეკულის მასასთან შედარებით მცირეა. ამავე დროს უნდა გვახსოვდეს, რომ ელექტრონების მოძრაობა ატომში მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს მოლეკულის ბრუნვაზე.

ორატომიანი მოლეკულა შეიძლება ასრულებდეს ბრუნვას მხოლოდ იმ ღერძის ირგვლივ, რომელიც ატომების შემაერთებელი ხაზის პერპენდიკულარულია.

აღვნიშნოთ ეს ღერძი Δ-თი (ნახ. 105). ცხადია, რომ ეს ღერძი სისტემის მასების ცენტრში გადის.

აღვნიშნოთ M_1 და M_2-ით ატომების მასები და r_1 და r_2-ით შესაბამისად მანძილები განხილული ატომებიდან მასების ცენტრამდე.



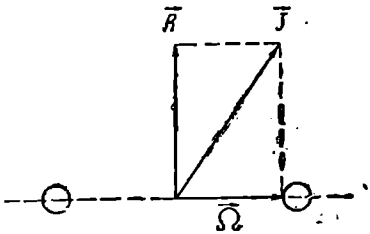
ნახ. 105. ორატომიანი მოლეკულის ბრუნვა Δ ღერძის ირგვლივ.

მოლეკულის ინერციის მომენტი იქნება: $J = M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2$. თუ შემოვიღებთ დაყვანილ მასას — $\mu = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$ და ვიგულისხმებთ, რომ ეს მასა იგივე კუთხური სიხშირით ბრუნავს მასების ცენტრის გარშემო, როგორც მთელი სისტემა, შეიძლება დავწეროთ: $J = \mu r^2$, სადაც

$$r_1 = \frac{M_1}{M_1 + M_2} \text{ და } r_2 = \frac{M_2}{M_1 + M_2} r.$$

შეიძლება შევაფასოთ მოლეკულის ინერციის მომენტის სიდიდე. მოლეკულის ზომა ატომის ზომის რიგისაა, ე. ი. 10^{-8} სმ. წყალბადის მოლეკულის მასა $\sim 10^{-21}$ გრ. მაშასადამე, წყალბადის მოლეკულის ინერციის მომენტი იქნება $J \sim 10^{-40}$ გრ. სმ^2.

განვიხილოთ საკითხი ნახევრად კლასიკურად. თუ ჩავთვლით, რომ ატომების შემაერთებელი სწორი ხაზი ბრუნვაში მონაწილეობას არ იღებს, მაშინ ელექტრონზე მოქმედი ძალის მომენტი ამ სწორი ხაზის მიმართ 0-ის ტოლი იქნება, ხოლო ელექტრონის იმპულსის მომენტის მდგენელი ღერძის მიმართ, — მუდმივი სიდიდე. კვანტური თეორიის თანახმად, ეს უკანასკნელი $\hbar$-ის მთელი ან ნახევარმთელი სიდიდის ტოლი უნდა იყოს, ე. ი. $\Omega\hbar$, სადაც Ω კვანტური რიცხვი მთელ ან ნახევარმთელ მნიშვნელობებს იღებს. გარდა ელექტრონისა, ბრუნვას მასების ცენტრის გარშემო მოლეკულაში შემავალი ორივე ბირთვი ასრულებს და, მაშასადამე, მათი იმპულსის მომენტის მნიშვნელობა Δ ღერძის მიმართ აგრეთვე $\hbar$-ის ჯერადი, $R\hbar$ იქნება. Δ ღერძი მოლეკულის ღერძის პერპენდიკულარულია. სრული იმპულსის მომენტი ამ ორი მომენტის ვექტორული ჯამის ტოლია: $\mathbf{J}=\mathbf{R}+\Omega$ (ნახ. 106).



ნახ. 106. ელექტრონის იმპულსის მომენტის პროექციის (Ω) და ბრუნვის იმპულსის მომენტის (R) გეომეტრიული ჯამი J.

სრული მომენტი, როგორც სიდიდით, ისე მიმართულებით, მუდმივი უნდა რჩებოდეს. ამ შემთხვევაში $\mathbf{R}$ და Ω ვექტორები $\mathbf{J}$-ს ირგვლივ პრეცესიულ მოძრაობას უნდა ასრულებდნენ. თუ $\Omega=0$, მოძრაობა მარტივდება და მოლეკულა თავისი ღერძის პერპენდიკულარული ღერძის (Δ ღერძი) ირგვლივ იწყებს ბრუნვას. ბრუნვის კინეტიკური ენერგია იქნება:

$$W=\frac{1}{2}I\dot{\varphi}^2. \tag{9,8}$$

I მოლეკულის ინერციის მომენტია მასების ცენტრის მიმართ, $\dot{\varphi}$ მუდმივი ბრუნვის კუთხური სიჩქარეა.

ბრუნვის იმპულსის მომენტი იქნება:

$$\mathbf{R}=\frac{dW_{\text{კინ. ბრ.}}}{d\varphi}=I\dot{\varphi}. \tag{9,9}$$

ენერგია და იმპულსის მომენტი დაკავშირებულნი არიან ერთმანეთთან შემდეგი თანაფარდობით:

$$W_{\text{ბრ. კინ.}} = \frac{1}{2}\,\frac{(R\hbar)^2}{I} = \frac{1}{2}\,\frac{(R\hbar)^2}{\mu r^2}. \qquad (9,10)$$

$R\hbar$ ბრუნვის იმპულსის დისკრეტული მნიშვნელობებია. თუ შემოვიღებთ მუდმივ პარამეტრს $B = \frac{h}{4\pi Ic}$, მაშინ ბრუნვის ენერგია იქნება:

$$W_{\text{კინ. ბრ.}} = BcR^2\hbar. \qquad (9,11)$$

B პარამეტრს ბრუნვის მუდმივას უწოდებენ.

B-ს მნიშვნელობა შეიძლება შევაფასოთ: მოლეკულის ინერციის მომენტი $I \sim 10^{-40}$ გრ. სმ, მაშასადამე,

$$B \sim \frac{27{,}7}{I} \cdot 10^{-40} \sim 30\ \text{სმ}^{-1}.$$

ნახ. 106-დან გამომდინარეობს, რომ $R^2 = J^2 - \Omega^2$ და (9,11) ფორმულა ასეთ სახეს მიიღებს:

$$W_{\hbar\,\text{ბრ.}} = Bch\,(J^2 - \Omega^2) \qquad (9,12)$$

კვანტური მექანიკა ამ ფორმულას ნაწილობრივ სახეს უცვლის:

$$W_{\hbar\text{ბრ}} = Bch\{J\,(J+1) - \Omega^2\}. \qquad (9,13)$$

თუ მოლეკულაში ელექტრონების ლუწი რიცხვია, Ω და J იღებენ მთელ მნიშვნელობებს (0, 1, 2,...), თუ კენტია — ნახევრად მთელს (1/2, 3/2, 5/2,...).

დაბოლოს ჩვენ შეგვიძლია გამოვსახოთ მოლეკულის სრული ენერგია, როგორც ელექტრონული ($W_{\text{ელ}}$), რხევის ($W_{\text{რხ}}$) და ბრუნვის ($W_{\text{ბრ}}$) ენერგიების ჯამი:

$$W = W_{\text{ელ.}} + \bar{h\nu}c\left(n + \frac{1}{2}\right) + hcB\,[J(J+1) - \Omega^2]. \qquad (9,14)$$

ენერგიის ამ მარტივი გამოსახულებიდან, აკრძალვის წესების გამოყენებით, შეიძლება ზოლოვანი სპექტრების ზოგადი აგებულების სურათი მივიღოთ.

აკრძალვის წესი ვრცელდება ყველა მიკრონაწილაკზე, ატომებსა და მოლეკულებზე. ამ წესის თანახმად, ყოველი კვანტური გადასვლის დროს J შეიძლება მხოლოდ ერთით იცვლებოდეს. მაშასადამე, შესაძლებელია მხოლოდ სამი შემთხვევა: $J \to J+1$ ან $J \to J-1$, ან კიდევ $J \to J$. გარდა ამისა, აკრძალულია $J=0$-დან $J=0$-ზე გადასვლა. აკრძალვის წესი რხევითი კვანტური რიცხვებისათვის, რომლის თანახმად ამ რიცხვის ცვლილება Δn შეიძლება იყოს ± 1, არ ვრცელდება ზოლოვან სპექტრზე. ამას ორი მიზეზი აქვს: 1. ზოგად შემთხვევაში, მოლეკულის გადასვლის დროს ერთი მდგომარეობიდან მეორეში, ერთ-

დროულად იცვლებიან ელექტრონული, რხევითი და ბრუნვითი ენერგიები. ყოველი ელექტრონული გადასვლისას იცვლება როგორც რხევის სიხშირე, ისე მანძილი ბირთვებს შორის. ამის გამო, უძრავი მარტივი ოსცილატორისათვის მიღებული აკრძალვის წესი აღარ სრულდება. 2. $n \to n \pm 1$ დროს, ელექტრონული გადასვლის გარეშე, ძალაშია მხოლოდ ჰარმონიული ოსცილატორისათვის. სინამდვილეში მოლეკულის რხევა ყოველთვის ანჰარმონიულობას შეიცავს.

3. სპექტრული ზოლების ზოგადი აგებულება

ორატომიანი მოლეკულის გამოსხივების სიხშირე შეგვიძლია განვსაზღვროთ ორი ენერგეტიკული დონის ენერგიათა სხვაობის საშუალებით. თუ გვინდა სიხშირე ტალღური რიცხვით გამოვხატოთ, ეს სხვაობა უნდა h-ზე ან hc-ზე გავყოთ. იმისდა მიხედვით, აქვს თუ არა ადგილი ელექტრონულ გადასვლას, საჭიროა ორი ერთიმეორისაგან განსხვავებული შემთხვევა გავარჩიოთ: თუ ელექტრონულ გადასვლას ადგილი აქვს, გამოსხივების სიხშირე გაცილებით მეტია. ეს იმით არის გამოწვეული, რომ ენერგიათა სხვაობა ორ ელექტრონულ მდგომარეობას შორის გაცილებით აღემატება მეზობელ რხევისა და ბრუნვის თერმებს შორის ენერგიათა სხვაობას.

ელექტრონული გადასვლის დროს გამოსხივების ზოლები მდებარეობენ სპექტრის ხილულ ან ულტრაიისფერ ნაწილში. ის ზოლები კი, რომლებიც ჩნდებიან ბრუნვისა და რხევის ენერგიის ცვლილების დროს, მდებარეობენ სპექტრის ინფრაწითელ ნაწილში. სპექტრის ინფრაწითელ ნაწილში მდებარე ზოლები ყოველთვის დაკავშირებულნი არიან რხევისა და ბრუნვის ენერგიის ცვლილებასთან. ყველა მოლეკულა არ გვაძლევს ინფრაწითელ ზოლებს. მაგალითად, სიმეტრიულ ორატომიან მოლეკულათა სპექტრებში (H_2, N_2, O_2 და სხვა) ეს ზოლები არ ჩნდება. მართლაც, გამოსხივება ან შთანთქმა ელექტრომაგნიტური პროცესია და ამიტომ მას ადგილი ექნება მხოლოდ მაშინ, როდესაც მოლეკულას რხევის ენერგიის გამოსხივებისას აქვს ელექტრონული მომენტი. მოლეკულის ღერძის გასწვრივ. როდესაც მოლეკულის ბირთვები ირხევიან ერთიმეორის მიმართ, ელექტრული მომენტი პერიოდულად იცვლება და ადგილი აქვს „კლასიკურ“ გამოსხივებას, რომლის რხევის სიხშირე ბირთვების რხევის სიხშირის ტოლია. ანალოგიურად, მოლეკულის ბრუნვის დროს ხდება მომენტის მიმართულების ცვლილება, რაც იწვევს ბრუნვის ხაზების გამოსხივებას. მაშასადამე, რხევის და ბრუნვის ზოლები სპექტრში მაშინ ჩნდებიან, როდესაც მოლეკულას მუდმივი ელექტრული მომენტი გააჩნია, ანუ როდესაც ის სხვადასხვა ატომებისაგან შედგება. ორი ერთნაირი ატომისაგან შემდგარ მოლე-

კულას, სიმეტრიის გამო, ელექტრული მომენტი არ გააჩნია. ამიტომ ასეთი ატომების სპექტრები ზოლებს არ შეიცავენ.

მბრუნავ-რხევითი ზოლების შესწავლა (9,13) განტოლების გამოყენებით შეიძლება. ეს განტოლება მოლეკულის სრულ ენერგიას გვაძლევს.

მივიღოთ, რომ ელექტრონული მდგომარეობა უცვლელი რჩება და, მაშასადამე, $W_{ელ}$, ν და B მუდმივები არიან. ამას გარდა დავუშვათ, რომ Ω 0-ის ტოლია. ეს პირობა ყოველთვის სრულდება მოლეკულის იმ ძირითადი მდგომარეობისათვის, რომლისთვისაც ადგილი აქვს მბრუნავ-რხევითი ზოლების გაჩენას. აღვნიშნოთ J-ს კვანტური რიცხვები საწყისი და ბოლო მდგომარეობისათვის n და n'-ით. J-ს სათანადო მნიშვნელობები აღვნიშნოთ J და J'-ით. მაშინ საწყის და ბოლო მდგომარეობათა სრული ენერგია იქნება:

$$W = W_{ელ} + h\bar{\nu}c\left(n + \frac{1}{2}\right) + hcBJ(J+1), \tag{9,14}$$

$$W' = W_{ელ} + h\bar{\nu}c\left(n' + \frac{1}{2}\right) + hcBJ'(J'+1). \tag{9,15}$$

ამ თერმებს შორის გადასვლის სიხშირე (ტალღურ რიცხვებში) იქნება:

$$\bar{\nu}_{ბრ.\,რხ} = \frac{W - W'}{hc} = \nu(n - n') + B[J(J+1) - J'(J'+1)] \tag{9,16}$$

არჩევის წესის თანახმად, $J' = J \pm 1$ და მივიღებთ:

$$\bar{\nu}_{ბრ.\,რხ} = \bar{\nu}(n - n') - 2B(J+1) \tag{9,17}$$

$$J = 0, 1, 2, 3, \ldots \quad \text{თუ} \quad J' = J + 1; \tag{9,18}$$

და

$$\bar{\nu}_{ბრ.\,რხ} = \bar{\nu}(n - n') + 2BJ \tag{9,19}$$

$$J = 1, 2, 3, \ldots \quad \text{თუ} \quad J = J - 1$$

მეორე შემთხვევაში $J = 0$ გამოირიცხება, რადგან J' უარყოფითია.

ეს ფორმულები გვაძლევენ n და n' წყვილის გარკვეულ და J'-ის სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის ხაზების ორ მწკრივს, რომლებიც ქმნიან მბრუნავ-რხევით ზოლს. ამ ხაზებისაგან შემდგარ მწკრივებს შტოებს უწოდებენ. (9,18) ფორმულით გამოხატულ შტოს P შტო ეწოდება, (9,19) ფორმულით გამოხატულს კი — R შტო. P შტოს ხაზების რხევის სიხშირეები $\bar{\nu}(n - n')$-ზე ნაკლებია, R შტოსი კი მეტი.

ორ მეზობელ ხაზებს შორის სიხშირეთა სხვაობა $\Delta\nu$ ტოლია

$$\Delta\bar{\nu} = 2B = \frac{h}{2\pi Ic} \text{ სმ}^{-1}. \tag{9,20}$$

ნახ. 107-ზე ნაჩვენებია მბრუნავ-რხევითი ზოლი.

როგორც ნახაზიდან ჩანს, ზოლი შედგება თანაბრად დაშორებული ხაზების თანმიმდევრობისაგან, რომლიდანაც ამოვარდნილია ნულოვანი ხაზი P და R შტოებს შორის. (9,20) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ ორ მეზობელ ხაზს შორის სიხშირეთა სხვაობა უკუპროპორციულია მოლეკულის ინერციის მომენტისა.



ნახ. 107. მბრუნავ-რხევითი ზოლის სქემატური გამოსახულება.

როდესაც მოლეკულის ელექტრონული მდგომარეობა, ბრუნვის და რხევის მდგომარეობათა ერთნაირი ცვლილების დროს, ერთდროულად იცვლება, ზოლიც თავის აგებულებას ძნიშნელოვნად იცვლის. ასეთ ზოლებს ელექტრონული ზოლები ეწოდება. ელექტრონული ზოლების შემადგენელ ხაზებს შორის რხევათა სხვაობა შეიძლება იმავე (9,15) ფორმულით გამოვთვალოთ. ამისათვის, ისევე როგორც ზემოთ მოვიქეცით, ამ გამოსახულების საშუალებით, უნდა საწყის და საბოლოო მდგომარეობათა ენერგიების სხვაობა ვიპოვოთ და გავუოთ $h\nu$-ზე:

$$W = W_{ელ} + hc\bar{\nu}\left(n + \frac{1}{2}\right) + hcB\,[J(J+1) - \Omega^2] \qquad (9,21)$$

$$W' = W'_{ელ} + hc\bar{\nu}'\left(n + \frac{1}{2}\right) + hcB'\,[J'+1) - \Omega'^2] \qquad (9,22)$$

ამ შემთხვევაში, იმის გამო, რომ ელექტრონული მდგომარეობები იცვლებიან, ν და B არ უდრის ν' და B'-ს. აქედან რხევათა სხვაობა იქნება:

$$\bar{\nu}_{ელ} = k + \bar{\nu}n - \bar{\nu}'n' + BJ(J'+1) - B'J'(J'+1), \qquad (9,23)$$

სადაც

$$k = \frac{1}{hc}(W'_{ელ} - W'_{ელ}) + \frac{1}{2}(\bar{\nu} - \bar{\nu}') + \dot{B}\Omega^2 - B'\Omega'^2. \qquad (9,24)$$

ეს უკანასკნელი კოეფიციენტი აღარ არის დამოკიდებული ბრუნვისა და რხევის კვანტური რიცხვებისაგან და, მაშასადამე, ერთნაირი ელექტრონული გადასვლების ყველა ხაზისათვის ერთნაირი მნიშვნელობა აქვს. ასეთი ხაზებისაგან შემდგარ ჯგუფებს ელექტრონული ზოლების სისტემა ეწოდება.

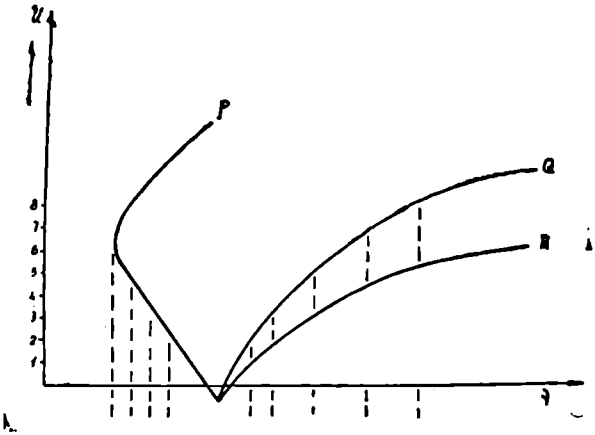
არჩევის წესის თანახმად, J' კვანტურმა რიცხვმა შეიძლება სამი მნიშვნელობა მიიღოს: $J+1$, J და $J-1$. ამის შესაბამისად, ყოველ-

ლი ზოლი სამი შტოსაგან შედგება, რომლებსაც P, Q და R ასოებით აღნიშნავენ.

(9,22) ფორმულის საშუალებით შეიძლება სამივე შტოს ხაზების რხევათა სიხშირეების გამოთვლა.

$$\left.\begin{aligned} &P \text{ შტოსათვის } \quad \nu_{\text{ელ}} = k + \bar{\nu} n - \bar{\nu}' n' + (B' - B) J^2 - \\ &\qquad\qquad - (3B' - B) J - 2B' \\ &Q \text{ შტოსათვის } \nu_{\text{ელ}} = k + \bar{\nu} n - \bar{\nu}' n' + (B - B') J (J+1) \\ &\text{და } R \text{ შტოსათვის } \nu_{\text{ელ}} = k + \bar{\nu} n - \bar{\nu}' n' + (B - B') J^2 + J (B + B') \end{aligned}\right\} \quad (9{,}25)$$

108-ე ნახაზზე გრაფიკულად ნაჩვენებია ზოლის სხვადასხვა ხაზების დამოკიდებულება J კვანტურ რიცხვზე. ჰორიზონტალურ ღერძზე გადაზომილია სიხშირე, ვერტიკალურზე — ბრუნვის კვანტური რიცხვები. ნაჩვენებია სამი მრუდი, (9,25) ფორმულის სამივე შტოს შესაბამისი. ალებულია მარტივი შემთხვევა, როდესაც $\Omega = \Omega' = 0$ და $B > B'$.



ნახ. 108. ფორტრის დიაგრამა: ზოლის ხაზების მდებარეობის განსაზღვრის დიაგრამა. სამი პარაბოლა (9,25) განტოლების სამ განზომილებას შეესაბამება.

ჩვენ ვხედავთ, რომ მცირე სიხშირის მხარეს ზოლს (ხაზების თანმიმდევრობას) მკვეთრი საზღვარი აქვს. საზღვართან ხაზები უახლოვდებიან ერთმანეთს და ზოლის სათავეს აჩენენ. სიხშირის ზრდასთან ერთად ხაზებს შორის მანძილი იზრდება და ინტენსივობა მცირდება. სპექტრის ულტრაიისფერ ნაწილში ზოლი ქრება. როდესაც $B < B'$, ადგილი აქვს შებრუნებით მოვლენას — ზოლი ქრება გრძელი ტალღების უბანში.

როგორც ნახაზიდან ჩანს, მრუდები პარაბოლებს წარმოადგენენ. სპექტრული ხაზების რხევის სიხშირეები J კვანტური რიცხვის მთელ მნიშვნელობებს შეესაბამებიან.

აქ საჭიროა აღვნიშნოთ, რომ რეალურ სპექტრებში შეიმჩნევა კიდევ დამატებითი ზოლები, რომელთა აგებულება ჩვენ მიერ განხილულ სქემას არ შეესაბამება. ეს მაჩვენებელია იმისა, რომ ჩვენი თეორია ძიახლოებითია და სპექტრის ზუსტ სურათს არ გვაძლევს. მიუხედავად ამისა, განხილული სქემა ზოლოვანი სპექტრის ზოგად სახეებს დამაკმაყოფილებლად აღწერს.

4. მოლეკულის დისოციაცია

დაბოლოს გავარჩიოთ ორატომიანი მოლეკულის შემადგენელ ნაწილებად დაშლის საკითხი. მოლეკულის დაშლას დისოციაციას უწოდებენ.

გავიხსენოთ მოლეკულის პოტენციური ენერგიის დამოკიდებულება ბირთვებს შორის მანძილზე. ყოველ მდგომარეობაში, პოტენციური ენერგიის წარმოებული მანძილით, ბირთვებს შორის მოქმედი ძალის მნიშვნელობას გვაძლევს: $F(r) = -\frac{dU}{dr}$.

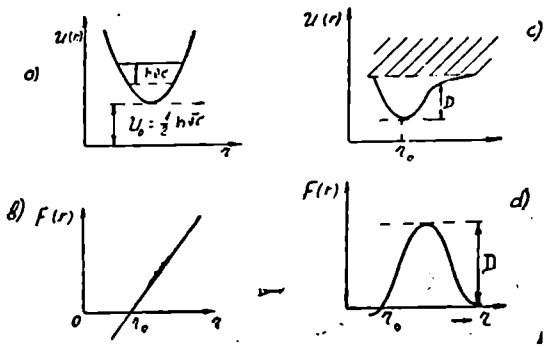
როგორც § 2-ში იყო აღნიშნული, ძალა, რომელიც ბირთვს წონასწორობის მდგომარეობაში აბრუნებს, კოორდინატის პროპორციული (დრეკადი ძალა) მხოლოდ პირველი მიახლოებით არის და რხევა წონასწორობის მდგომარეობის მიმართ ჰარმონიულად შეიძლება პირველი მიახლოებით ჩაითვალოთ. ეს კი ნიშნავს, რომ (9,7) ფორმულა მხოლოდ მცირე კვანტური რიცხვებისთვისაა სამართლიანი.

109-ე ნახაზზე a და b შეესაბამება ჰარმონიულ რხევას, c და d — ანჰარმონიულს. მრუდები გვიჩვენებენ პოტენციური ენერგიის და დრეკადი ძალის დაბოკიდებულებას ბირთვებს შორის მანძილზე. r_0 არის წონასწორობის მდგომარეობაში ბირთვებს შორის მანძილი. ჰარმონიული რხევის შემთხვევაში, r_0-დან მარჯვნივ, $r - r_0 > 0$ და ადგილი აქვს ბირთვების მიზიდვას. r_0-დან მარცხნივ, $r - r_0 < 0$, ბირთვები განიზიდებიან. პოტენციურ მრუდს წონასწორობის მდგომარეობის მიმართ სიმეტრიული სახე აქვს. რხევის ამპლიტუდა, მოლეკულის რხევის ენერგიის სხვადასხვა შესაძლო მნიშვნელობის შესაბამისად, რიგ დისკრეტულ მნიშვნელობებს იღებს.

მობრუნების წერტილებში, როდესაც $r - r_0 = a_n$, რხევის სრული ენერგია პოტენციურია და ამიტომ რხევის ენერგიათა დონეები შეიძლება გამოვხატოთ სწორი ხაზებით, რომლებიც ერთმანეთისაგან დაშორებულნი არიან ვიბრატორის რხევის კვანტის ენერგიის სიდიდით

$h\bar{\nu}c$ (ნახ. 107a). $n=0$-ს, ნულოვანი ენერგია შეესაბამება, რომელიც $\frac{1}{2}h\bar{\nu}c$ ტოლია.

როდესაც ბირთვები ერთმანეთს შორდებიან, მათ შორის ურთიერთქმედება მცირდება და ბოლოს მოლეკულის დაშლა — დისოციაცია უნდა მოხდეს. აქედან გამომდინარეობს, რომ პოტენციურ მრუდს მთელ თავის სიგრძეზე პარაბოლის ფორმა არ უნდა ჰქონდეს, წინაღმდეგ შემთხვევაში ძალა თანდათან უნდა იზრდებოდეს უსასრულო დიდ მნიშვნელობამდე. მოლეკულის დისოციაციისათვის აუცილებელია, რომ



ნახ. 109. *a* და *b* — ჰარმონიული რხევა. *c* და *d* — ანჰარმონიული რხევა.

ურთიერთქმედების ძალა დიდ მანძილებზე ნულის ტოლი იყოს. მეორე მხრივ, რადგან ძალა მონოტონურად იზრდება, მცირე გადახრების, რომელიმე მნიშვნელობისათვის, მრუდზე მაქსიმუმი უნდა გაჩნდეს. ეს შემთხვევა ნაჩვენებია 109-ე ნახაზზე, *d* მრუდით.

ანალიზურად ეს მრუდი გამოხატავს ანჰარმონიულ რხევას. აქ ძალა, უკვე აღარ არის დრეკადი და შეიცავს გადახრის კვადრატულ წევრს:

$$F(r)=k(r-r_0)+k_1(r-r_0)^2+\dots \qquad (9{,}26)$$

ამ ძალის პოტენციური ენერგია, როგორც გადახრის ფუნქცია, ნაჩვენებია 109 c ნახაზზე. ის მიღებულია *d* მრუდის გრაფიკული ინტეგრებით. *d* მრუდი კი პირიქით, მიღებულია *c* მრუდის დიფერენცირებით. როგორც ვხედავთ, $r<r_0$-ის მიმართულებით პოტენციური მრუდი პარაბოლაზე ციცაბოა, $r>r_0$ მიმართულებით კი, პირიქით, და იქ, სადაც ძალა მაქსიმალურია, მასზე შეიმჩნევა გადაღუნვის წერტილი. ამის გარდა მრუდი თანდათან მიისწრაფვის ზღვრული მნიშვნელობისაკენ, რომელიც დისოციაციის ენერგიას შეესაბამება (D). დისო-

ციაციის ენერგია იზომება გრაფიკზე იმ ფართით, რომელიც მოთავსებულია მრუდსა და აბსცისთა ღერძს შორის.

მაშასადამე, ანჰარმონიული რხევის ენერგია, რომელიც დიდ კვანტურ რიცხვებს შეესაბამება, საკმარისი მიახლოებით გამოიხატება, თუ ენერგიის გამოსახულებაში კვანტური წევრებით შეძოვიფარგლებით:

$$U_1 = h\nu c\,(\alpha n - \beta n^2). \qquad (9{,}27)$$

ამ გამოსახულებაში მოლეკულის ნულოვანი ენერგია უგულებელყოფილია. როგორც ვხედავთ, ანჰარმონიულობა მჭიდროდ არის დაკავშირებული მოლეკულის დისოციაციასთან. ჰარმონიული ოსცილატორის თანმიმდევრობითი რხევის თერმებს შორის მანძილი ერთნაირია. რეალურ მოლეკულაში კი, კვანტური რიცხვების ზრდით, თერმები ერთმანეთს უახლოვდებიან. 109-ე ნახაზის c მრუდზე ნათლად ჩანს ν-ის ზრდით დონეების მიახლოება და ბოლოს გადავდივართ განუწყვეტელ დონეთა არეში, რომელიც შეესაბამება მოლეკულის დისოციაციას.

ორ მეზობელ თერმს შორის მანძილის გამოთვლა მიახლოებით შეიძლება, თუ U_1-ს გავადიფერენციალებთ n-ით:

$$dU_1 = h\nu c\,(\alpha - 2\beta n). \qquad (9{,}28)$$

როდესაც დისოციაცია მოხდება, $dU_1 = 0$ და $n = \frac{\alpha}{2\beta}$. ეს ნიშნავს, რომ (9,27) ფორმულაში ჩავსვათ, მივიღებთ დისოციაციის ენერგიას:

$$D = U_{\text{დის.}} \equiv hc\,\frac{\alpha}{4\beta}. \qquad (9{,}29)$$

ცხადია, ეს ფორმულა მოლეკულის დისოციაციის ენერგიის მიახლოებით მნიშვნელობას გვაძლევს.

α და β კოეფიციენტები ცდის საშუალებით განისაზღვრებიან.

თ ა ვ ი 10

ნივთიერების პლაზმური მდგომარეობა

§ 1. პლაზმური მდგომარეობა ბუნებაში და პლაზმის ხელოვნური მიღება

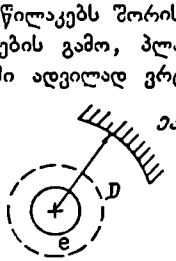
ამ თავში განვიხილავთ ნივთიერების ერთ სპეციფიურ მდგომარეობას, რომელმაც უკანასკნელ ხანს განსაკუთრებული ყურადღება მიიპყრო და ფართო გამოყენება მოიპოვა. ამ მდგომარეობას პლაზმური მდგომარეობა ეწოდება, პლაზმურ მდგომარეობაში მყოფ ნივთიერებას პ ლ ა ზ მ ას უწოდებენ. ხშირად თვლიან, რომ პლაზმა ნივთიერების მეოთხე აგრეგატული მდგომარეობაა.

პლაზმა წარმოადგენს კვაზინეიტრალურ იონიზირებულ გაზს. ეს ნიშნავს იმას, რომ დადებითი და უარყოფითი ნაწილაკების რაოდენობა მოცულობის ერთეულში თითქმის ერთი და იგივეა. თუ პლაზმის ტემპერატურა ძალიან მაღალი არ არის, მასში ნეიტრალური ნაწილაკებიც შედიან.

პლაზმურ მდგომარეობაში ნივთიერების სიმკვრივე გარკვეულ მნიშვნელობას ღება აღემატებოდეს, ვინაიდან პლაზმა შეიცავს დიდი რაოდენობით დამუხტულ ნაწილაკებს, დადებით იონებს და ელექტრონებს. ყოველი დამუხტული ნაწილაკის ირგვლივ გროვდებიან იმავე რაოდენობის საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტები, რომლებიც ურთიერთქმედებენ მხოლოდ ამ მუხტებთან. ისინი ცენტრალური მუხტიდან გარკვეულ D მანძილზე იმყოფებიან. ამ მანძილის შემდეგ მათი მოქმედება განეიტრალებულია. ამ მანძილს დებაის ეკრანირების რადიუსი ეწოდება. მაშასადამე, დებაის ეკრანირების რადიუსი ის მინიმალური მანძილია პლაზმაში აღებული ნებისმიერი მუხტიდან, რომლის შემდეგ ნაწილაკზე კულონური ველი არ მოქმედებს. თუ L-ით აღვნიშნავთ ჰურჭლის ზომას, რომელშიაც პლაზმა იმყოფება, უნდა შესრულდეს უტოლობა: $L \gg D$, ე. ი. პლაზმის მიერ დაკავებული მოცულობის ზომა გაცილებით უნდა აღემატებოდეს ეკრანირების რადიუსს.

პლაზმას მრავალი სპეციალური თვისება ახასიათებს, რომელნიც დამუხტულ ნაწილაკებს შორის ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედებითაა განპირობებული. ამით პლაზმა მკვეთრად განსხვავდება ჩვეულებ-

რიგი ნეიტრალური გაზისაგან, სადაც ნაწილაკებს შორის ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედება სრულიად უმნიშვნელოა. პლაზმაზე გარეშე ელექტრული და მაგნიტური ველები ძლიერ გავლენას ახდენენ, ხოლო თვით პლაზმის დამუხტული ნაწილაკები აჩენენ შინაგან, ლოკალური ხასიათის ველებს. პლაზმისათვის დამახასიათებელია მაღალი ელექტროგამტარებლობა. დამუხტულ ნაწილაკებს შორის შორსმოქმედი ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედების გამო, პლაზმა დრეკადი გარემოს თვისებებს იღებს, ამიტომ მასში ადვილად ვრცელდება მრავალი სახის რხევები და ტალღები.



ნახ. 119. დებაის ეკრანირების რადიუსი.

პლაზმას იონიზაციის (α) ხარისხით ახასიათებენ. როგორც ცნობილია, იონიზაციის ხარისხი არის იონიზირებული და ნეიტრალური ნაწილაკების კონცენტრაციათა შეფარდება $\alpha = \frac{n_{\text{იონ.}}}{n_{\text{ნეიტ.}}}$. თუ α 1%-ზე ნაკლებია, პლაზმა სუსტად იონიზირებულია. თუ α რამდენიმე პროცენტს უდრის, პლაზმა ითვლება საშუალოდ იონიზირებულად. თუკი α 100%-ს უახლოვდება, პლაზმა სრულიად იონიზირებულია. უკვე საშუალოდ იონიზირებულ პლაზმაში ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებით გამოწვეული დაჯახებათა რიცხვი საგრძნობლად აღემატება ატომების დაჯახებათა რიცხვს.

დედამიწაზე პლაზმური მდგომარეობა ძალიან იშვიათად გვხვდება. ეს იყო ერთ-ერთი მიზეზი იმისა, რომ პლაზმური მდგომარეობა მხოლოდ მეოცე საუკუნეში იქნა შესწავლილი.

დედამიწის ატმოსფეროს ზედა ფენები სუსტად იონიზირებულ პლაზმას წარმოადგენენ. ეს იონიზირებული შრე ატმოსფეროს ზედა ფენებში კოსმოსური სივრციდან მომავალი მაიონიზირებელი აგენტების მუდმივი მოქმედების შედეგია. ასეთნაირად გაჩენილ იონიზირებულ ატმოსფეროს ზედა ფენას იონოსფეროს უწოდებენ. დედამიწის გარეთ, კოსმოსურ სივრცეში, ნივთიერება პლაზმურ მდგომარეობაში ძალიან ხშირად გვხვდება. მზე, ვარსკვლავები, ვარსკვლავთა შორის ღრუბლები, რომელთაც ძალიან მაღალი ტემპერატურა აქვთ, პლაზმისაგან შედგებიან. ასტროფიზიკური დაკვირვებები დაბეჯითებით ამტკიცებენ, რომ მთელი სამყარო, მეტაგალაქტიკა, რომლის ჩვენი მხედველობის არეში იმყოფება, ძირითადად პლაზმისაგან არის შედგენილი. ამის გამო ასტროფიზიკის მრავალი პრობლემა პლაზმის თვისებებთან არის დაკავშირებული.

პლაზმურ მდგომარეობაში ყოველი ნივთიერების გადაყვანა შეიძლება. ამისათვის საკმარისია მაღალი ტემპერატურის შექმნა. ლაბორა-

ტორიულ პირობებში პლაზმური მდგომარეობა მიიღება გაზის განმუხტვის დროს: მაგალითად, განმუხტვის მილაკებში, იონურ წყაროებში, პლაზმურ გენერატორებში და სხვა; პლაზმურ გენერატორებში და პლაზმურ ელემენტებში ხდება სითბური ენერგიის ელექტრულ ენერგიაში პირდაპირი გადასვლა. მაგნიტური და ელექტრული ველების ზემოქმედებით პლაზმაში ადგილი აქვს გადატანით მოვლენებს. განსაკუთრებით საყურადღებოა პლაზმაში ხელოვნურად მარეგულირებელი თერმობირთვული სინთეზის რეაქციის წარმართვა, რომლის განხორციელება ენერგიის მომარაგების საკითხში კაცობრიობის წინაშე დიდ პერსპექტივებს სახავს.

ამ უკანასკნელ ხანს, კაცობრიობის მზარდი ეკონომიკის მომარაგება ენერგიით გარკვეულ წინააღმდეგობას წააწყდა. ენერგიის საჭიროება ისეთი სწრაფი ტემპით იზრდება, რომ ენერგიის ძველი წყაროები, რომელთაც აქამდე იყენებდნენ (ქიმიური, სითბური), უახლოეს მომავალში უდავოდ არასაკმარისი იქნება. უკვე მომავალ ათწლეულში, დედამიწაზე არსებული ქვანახშირისა და ნავთის რესურსები ენერგიის მზარდ მოთხოვნილებას ვერ დააკმაყოფილებს. ამიტომ აუცილებელია ახალი სახის ბირთვული სათბობის ფართო გამოყენება.

არსებობს ორი, დიამეტრალურად საწინააღმდეგო ბირთვული პროცესი, რომლის დროსაც ხდება ენერგიის გამოყოფა, ეს არის გაყოფისა და სინთეზის რეაქციები. პირველი მეთოდი უკვე ათვისებულია და ეფექტურად გამოიყენება ენერგიის მისაღებად. სათბობ მასალას აქ მძიმე ბირთვები წარმოადგენენ — ურანისა და თორიუმის იზოტოპები (Th^{232} და U^{238}). ამ ნივთიერებებიდან მიიღება პროდუქტები (U^{233} და Pu^{239}), რომელთაც სათბობ ნედლეულს უწოდებენ. მძიმე ელემენტების რაოდენობა დედამიწაზე საკმარისად დიდია (— 10^8 ტონა), მაგრამ ეს სათბობიც არ არის ულეველი. გამოთვლები გვიჩვენებენ, რომ ეს მარაგი საკმარისი იქნება მხოლოდ 100 — 200 წლის განმავლობაში. გარდა ამისა, მძიმე ბირთვების გაყოფის გამოყენება ენერგიის მისაღებად სერიოზულ პრობლემას აყენებს გარემოს რადიაქტიურ მოწამვლასთან დაკავშირებით. ამ პროცესის შედეგად ჩნდება დიდი სიცოცხლის ხანგრძლივობის მქონე რადიაქტიური პროდუქტები. მათი აქტივობა წელიწადში ტოლია 10^{13} კიურის, ეს კი უდავოდ დიდ საფრთხეს უქმნის კაცობრიობას.

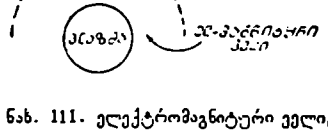
ენერგიის მისაღებად ყველა მიზანშეწონილია და პერსპექტიული სინთეზის გამოყენება. ამ შემთხვევაში სათბობ მასალას დეიტერიუმი — წყალბადის მძიმე იზოტოპი D^2 წარმოადგენს. მიუხედავად იმისა, რომ ოკეანის წყალში დეიტერიუმის რაოდენობა ნაკლებია (0,0153%), ეს სრულიად საკმარისია იმისათვის, რომ კაცობრიობა 10^9 წლით დაკმაყოფილდეს ენერგიით. გარდა ამისა, სინთეზის დროს დიდი სიცოცხ-

ლის ხანგრძლივობის მქონე მომწამლავი რეაქტიული პროდუქტები არ ჩნდება და გარემო არ იწამლება.

თვით სინთეზის რეაქციის განხორციელება რთული პრობლემაა. იმისათვის, რომ ორი მსუბუქი ბირთვის შერწყმა მოხდეს, ისინი ერთმანეთს ძალიან უნდა დაუახლოოთ, რასაც ხელს უშლის კულონური ჯებირი. ამიტომ ბირთვები რომ ერთმანეთს დაუახლოვდნენ და შემდეგ შეერთდნენ, მათ დიდი კინეტიკური ენერგია უნდა მივანიჭოთ, ე. ი. ნივთიერების ტემპერატურა ძალიან მაღალი უნდა იყოს. სინთეზის რეაქციისათვის ნივთიერების ტემპერატურა ვარსკვლავების და კერძოდ მზის შინაგან ტემპერატურას უნდა აღემატებოდეს ($10^8 — 10^9\ K°$). ასეთი ტემპერატურის პირობებში ყველა გაზი შიშველი ბირთვების და ელექტრონების ნარევს წარმოადგენს. ნივთიერება პლაზმურ მდგომარეობაში გადადის. ამიტომ ბირთვების სინთეზს თერმობირთვულ სინთეზს უწოდებენ.

გარემო, რომელშიაც ეიოარდება თერმობირთვული სინთეზი, უნდა დეიტერიუმის ან სხვა მსუბუქი ელემენტის პლაზმას შეიცავდეს, ვარსკვლავურ ტემპერატურის პირობებში. ასეთი პლაზმის დაჭერა ძალიან რთულ პრობლემას წარმოადგენს. არავითარი, ჩვეულებრივი ნივთიერებისაგან გაკეთებული ჭურჭელი მას ვერ დაიჭერს, რადგან ასეთ ზაღალ ტემპერატურაზე ნებისმიერი ჭურჭელი აორთქლდება. პლაზმის დაჭერა შეიძლება მხოლოდ ელექტრომაგნიტური ველით. ეს ველი ქმნის წნევას, რომელსაც შეუძლია პლაზმის დაკავება შემოფარგლულ მოცულობაში.

111-ე ნახაზზე ნაჩვენებია, თუ რა პირობებში უნდა იყოს პლაზმა, რომ მასში თერმობირთვული სინთეზის რეაქცია განვითარდეს.



ნახ. 111. ელექტრომაგნიტური ველი, რომელიც აკავებს პლაზმას.

ელექტრომაგნიტური ველის საშუალებით პლაზმის დაჭერის მრავალი სქემაა შემუშავებული, მაგრამ ჯერჯერობით საკითხი გადაწყვეტილი არ არის. საჭიროა პლაზმის მაღალ ტემპერატურამდე გახურება და გარკვეული ხნის განმავლობაში ამ ტემპერატურის შენარჩუნება. ამის გარდა, პლაზმა გარეგანი მოქმედებისაგან უნდა იყოს დაცული, არ უნდა მოხდეს მისი გაჭუჭყიანება გარეშე ატომებით.

როგორც ვხედავთ, თერმობირთვული სინთეზის რეაქციის განხორციელება ხელოვნურ პირობებში ძალიან რთულია, გაცილებით უფრო რთული, ვიდრე გაყოფის რეაქციის წარმართვა. ღიად არის დარჩენილი აგრეთვე ენერგიის გამოყოფის და მისი ელექტრულ ენერგიად გარდაქმნის საკითხი.

მართალია, ეს პრობლემა ჯერჯერობით გადაწყვეტილი არ არის, მაგრამ ყველა მიჩვენებელია იმისა, რომ ის უახლოეს დროში გადაწყდეს და კაცობრიობა მიიღებს ენერგიის დაუშრეტელ წყაროს (დაწვრილებით თერმობირთვული რეაქციების შესახებ იხილეთ „ბირთვული ფიზიკის“ კურსში).

§ 2. დაჯახების პროცესები პლაზმაში

ჩვეულებრივად პლაზმური მდგომარეობა მიიღება ნეიტრალური გაზის იონიზაციის შედეგად. ატომებისა და მოლეკულების იონიზაცია მათი დიდი ენერგიის ნაწილაკებთან ან ფოტონებთან დაჯახებისას ხდება. α იონიზაციის ალბათობას, σ_i იონიზაციის კვეთით აფასებენ. როგორც ცნობილია, კვეთა და ნაწილაკის თავისუფალი განარბენი λ შემდეგნაირად არიან ერთმანეთთან დაკავშირებული: $\lambda = \frac{1}{n\sigma_i}$.

λ ნაწილაკის საშუალო თავისუფალი განარბენია, n პლაზმის სიმკვრივეა. ორ მეზობელ დაჯახებათა შორის გარბენის საშუალო დრო τ აგრეთვე დაკავშირებულია საშუალო განარბენთან: $\tau = \frac{\lambda}{v}$; v ნაწილაკის საშუალო სითბური სიჩქარეა.

ნეიტრალური გაზის იონიზირება სხვადასხვა საშუალებით ხდება: გახურებით, განმუხტვით, დასხივებით და სხვა. ლაბორატორიულ პირობებში პლაზმის მიღება ყველაზე მოსახერხებელია ელექტრულ ველში განმუხტვით.

ელექტრული ველის ზეგავლენით, გაზში არსებული დამუხტული ნაწილაკები იწყებენ მოძრაობას. დიდი სიჩქარით მოძრავი ნაწილაკები ეჯახებიან ნეიტრალურ ატომებს და მოლეკულებს და იწვევენ მათ იონიზაციას. განსაკუთრებით დიდი სიჩქარით მოძრაობენ ელექტრონები, რადგან მათი მასა m გაცილებით ნაკლებია იონების M მასაზე. ძირითადად, პლაზმაში დენის ცვლელობას ელექტრონები აპირობებენ. იონებთან ყოველი დრეკადი დაჯახებისას ელექტრონები მცირე ენერგიას კარგავენ $\left(\text{დაკარგული ენერგია} \sim \frac{m}{M} \text{ ფარდობის პროპორციულია}\right)$. ამიტომ პლაზმაში ელექტრონების ტემპერატურა იონების ტემპერატურას მნიშვნელოვნად აღემატება. ასეთ პლაზმას არაიზოთერმული ეწოდება. დრეკად დაჯახებათა გარდა, ელექტრონები ატომებთან და მოლეკულებთან არადრეკად დაჯახებას განიცდიან, რის შედეგადაც ხდება ატომების იონიზაცია ან აგზნება. თუ პლაზმა კედლებით შემოსაზღვრულ ჭურჭელში იმყოფება, მოცულობითი პროცესის გარდა, დიდ როლს ზედაპირული მოვლენები ასრულებენ. ამ პროცესებს მიე-

კუთვნება ნაწილაკების დიფუზია კედლებზე და შემდეგ რეკომბინაცია, სითბოს გადაცემა კედლებზე და მათი გამტვერიანება, რაც პლაზმის გაჭუჭყიანებას იწვევს. მაგნიტურ ველში მოთავსებულ მაღალი ტემპერატურის პლაზმაში, დიფუზიის გარდა, აგრეთვე აქვს იონების გადატუხტვას. სწრაფი იონები გაზის ნეიტრალურ იონებთან დაჯახებისას ნეიტრალურ მდგომარეობაში გადადიან, მათზე მაგნიტური ველი აღარ მოქმედებს, ამიტომ ისინი პლაზმიდან გამოდიან. მიღებული ახალი იონების ენერგია ნაკლებია. ამ პროცესის შედეგად, პლაზმის ნაწილაკების ენერგია მცირდება.

პლაზმის ენერგიის ბალანსში დიდ როლს ასრულებენ ელექტრომაგნიტური გამოსხივებისა და გადატანის მოვლენები. ოპტიკურ დიაპაზონში, ელექტრომაგნიტური გამოსხივება დამუხრუჭების შედეგად ჩნდება. ელექტრონები იონების ელექტრულ ველში დამუხრუჭებას განიცდიან, რის შედეგად მათი კინეტიკური ენერგია ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებაში გადადის. თუ პლაზმა მაგნიტურ ველში იმყოფება, ამ პროცესს დაემატება აგრეთვე მაგნიტური დამუხრუჭების გამოსხივება. ეს გამოსხივება იმის შედეგად ჩნდება, რომ ელექტრონები ლარმორის წრეზე ციკლოტრონული სიხშირით იწყებენ ბრუნვას $\omega_c = \frac{eH}{mc}$ და გამოსხივებით კარგავენ ენერგიას. ასეთ გამოსხივებას სინქროტრონული ეწოდება.

მოკლე ტალღის სიგრძის გამოსხივება ნეიტრალური გაზის ატომების ფოტოიონიზაციას იწვევს. მკვრივმა, გახურებულმა ფოტოიონიზირებულმა პლაზმამ შეიძლება მისგან საკმაოდ დაშორებული ნეიტრალური გაზის იონიზაცია მოახდინოს. ამის მაგალითს წარმოადგენს მზე, რომლის გამოსხივება იწვევს დედამიწის ზედა ფენების იონიზაციას. ასეა გაჩენილი დედამიწის ირგვლივ იონოსფეროს შრეები. ასევე ხდება ვარსკვლავთ შორის ღრუბლების იონიზაცია.

იონიზაციის ხარისხის ზრდასთან ერთად ატომურ დაჯახებათა რიცხვი მცირდება და დამუხტულ ნაწილაკთა შორის დაჯახება იზრდება. ეს იწვევს სრულიად იონიზირებულ პლაზმაში დაჯახებათა პროცესების მნიშვნელოვან გამარტივებას. კულონური განზიდვის გამო, ელექტრონი მეორე ელექტრონს $r_0 = \frac{2e^2}{mv^2}$ მანძილზე უფრო ახლოს ვერარ მიუახლოვდება. ამის გამო, განბნევის კვეთა πr_0^2-ის რიგის ხდება. რადგან კულონური ძალები შორს მოქმედი ძალებია და ნელა იცვლებიან მანძილის მიხედვით. ელექტრონის ელექტრონზე განბნევის კვეთა გაცილებით მეტია πr_0^2-ზე. ამის შედეგად, ენერგიისა და იმპულსის დანაკარგები იზრდება.

ამრიგად, სრულიად იონიზირებულ პლაზმაში დამუხტული ნაწილაკების ორი სახის დაჯახებები უნდა მივიღოთ მხედველობაში: შორი და ახლო დაჯახებები: ახლო დაჯახებას განიცდიან მხოლოდ ნეიტრალური ნაწილაკები. ამ შემთხვევაში ნაწილაკები ძალიან უახლოვდებიან ერთმანეთს, დაჯახების კვეთა არის πr_0^2 და დაჯახებისას ნაწილაკების ენერგია და იმპულსი მკვეთრად იცვლებიან. დამუხტული ნაწილაკების შემთხვევაში, კულონური ძალების არსებობის გამო, ადგილი აქვს შორ დაჯახებებს. როგორც გამოთვლები გვიჩვენებენ, შორი დაჯახებისას ეფექტური კვეთა πr_0^2-ს ათჯერ აღემატება და ენერგია და იმპულსი უმნიშვნელოდ იცვლება. გამოთვლების თანახმად, ელექტრონ-იონური დაჯახებისას ელექტრონების საშუალო განარბენი, T ტემპერატურის პირობებში, არის

$$\lambda_e = 3 \cdot 10^{12} T^2/nZ, \qquad (10,1)$$

T ელექტრონვოლტებშია გაზომილი, n ელექტრონების სიმკვრივეა, Z იონების ეფექტური მუხტია.

ელექტრონების განარბენი ელექტრონ-ელექტრონული დაჯახების დროს დაახლოებით Z-ჯერ მეტია, ხოლო იონის განარბენი იონ-იონური დაჯახებისას (10,1)-ზე Z^2-ჯერ ნაკლებია.

რადგანაც პლაზმაში ყოველი დამუხტული ნაწილაკი დებაის სფეროში მყოფ ნაწილაკებთან ერთდროულად ურთიერთქმედებს, ჩვეულებრივ გაზში მათი მოძრაობა ნეიტრალური ნაწილაკების მოძრაობისაგან მნიშვნელოვნად განსხვავდება. გაზში ნეიტრალური ატომები თანმიმდევრობით დაჯახებებს განიცდიან, პლაზმაში კი დამუხტული ნაწილაკი მეზობელი ნაწილაკების მიერ გაჩენილ ქაოსურად ცვალებად ველში მოძრაობს.

(10,1) განტოლების საშუალებით შეიძლება შეფასდეს მახასიათებელი (რელაქსაციის) დრო. ე. ი. ის დრო, რომელიც საჭიროა იმისათვის, რომ პლაზმა წონასწორობის მდგომარეობაში მოვიდეს.

ამავე (10,1) ფორმულით შეიძლება გამოვთვალოთ პლაზმის სიბლანტის, სითბოგამტარებლობისა და ელექტროგამტარებლობის კოეფიციენტი.

განვიხილოთ ზოგიერთი მარტივი მაგალითი:

შევაფასოთ რელაქსაციის დრო, თუ იონების საშუალო ენერგია T აბსოლუტური ტემპერატურით განისაზღვრება. იონებს შორის დაჯახების დრო იქნება: $\tau_i = \frac{l_i}{v_i}$, სადაც $v_i = \sqrt{\frac{2T}{M}}$, v იონის საშუალო სითბური სიჩქარეა, M იონის მასაა, l_i — იონ-იონური დაჯახების განარბენი.

ანალოგიურად, ელექტრონების რელაქსაციის დრო იქნება: $\tau_e = \frac{l_e}{v_i}$.

ელექტრონებსა და იონებს შორის ენერგიის გაცვლის დრო იქნება:

$$\tau_{ei} = \frac{M}{m}\tau_e \sim \sqrt{\frac{M}{m}}\,\tau_i.$$

როგორც ვხედავთ, დრო, რომელიც საჭიროა იმისათვის, რომ დამყარდეს მაქსველის განაწილება ელექტრონებისათვის და იონებისათვის ცალ-ცალკე, გაცილებით ნაკლებია იმ დროზე, რომელიც საჭიროა ამ კომპონენტებს შორის გაცვლისათვის. ეს გარემოება საშუალებას გვაძლევს, პლაზმაში ელექტრონების და იონების ტემპერატურები განვასხვაოთ ერთმანეთისაგან (არაიზოთერმული პლაზმა).

თუ ცნობილია τ_e, ადვილად ვიპოვით სრულიად იონიზირებული პლაზმის ელექტროგამტარებლობის კოეფიციენტს.

ანალოგიურად შეიძლება სხვა კოეფიციენტების გამოთვლა.

§ 3. დამუხტული ნაწილაკების მოძრაობა პლაზმაში ელექტრომაგნიტური ველის გავლენით

ელექტრულ და მაგნიტურ ველებში მყოფ პლაზმაში მიმდინარე დინამიკური პროცესების გასაგებად საჭიროა ცალკე დამუხტული ნაწილაკების მოძრაობის ხასიათის ცოდნა. ამიტომ გავიხსენოთ დამუხტული ნაწილაკების მოძრაობის კანონები.

როდესაც Ze მუხტის მატარებელი ნაწილაკი **E** დაძაბულობის ელექტრულ და **B** ინდუქციის მაგნიტურ ველში მოძრაობს, მასზე ორი ძალა მოქმედებს: ელექტრულ ველში მოქმედი ძალა, რომელიც **E**-ს პარალელურია და სიდიდით ZeE ტოლია და მაგნიტურ ველში მოქმედი ძალა, რომელიც ნაწილაკის **v** სიჩქარისა და მაგნიტური ველის **B** ინდუქციის ვექტორებია და ტოლია $Ze[\mathbf{vB}]$.

მოძრაობის განტოლება იქნება:

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = Ze(\mathbf{E} + [\mathbf{vB}]). \qquad (10,2)$$

m ნაწილაკის მასაა.

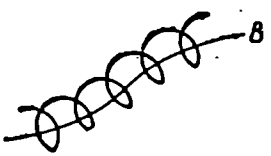
ზოგიერთ კერძო შემთხვევაში ამ განტოლებას მარტივი ამოხსნა აქვს. მაგალითად, მხოლოდ მუდმივ ელექტრულ ველში, როდესაც მაგნიტური ველი არ არის, დამუხტული ნაწილაკი მუდმივი $\frac{e\mathbf{E}}{m}$ აჩქარებით მოძრაობს. მხოლოდ მაგნიტურ ველში ნაწილაკის აჩქარება იქნება სიჩქარის მართობული მიმართულებისა. ნაწილაკის ტრაექტორია მრუდდება, სიდიდით კი სიჩქარე მუდმივი რჩება. ამრიგად, მაგნიტური ველი

დამუხტული ნაწილაკის კინეტიკურ ენერგიას არ ცვლის. თუ ელექტრული ველი ნელის ტოლია $E=0$, ხოლო მაგნიტური ველი მუდმივია $B=\text{const}$ და თუ ნაწილაკის სიჩქარე მაგნიტური ველის მართობია, ნაწილაკი მოძრაობს მუდმივი სიდიდის ჩქარებით, B-ს პერპენდიკულარულ სიბრტყეში, $r=\frac{mv}{ZeB}$ რადიუსის წრეზე. მისი კუთხური სიხშირე იქნება: $\omega_c=\frac{ZeB}{m}$. ამ სიხშირეს ციკლოტრონული სიხშირე ეწოდება. ნაწილაკის წრფივი სიხშირე (ბრუნვათა რიცხვი ერთ წამში) იქნება $\nu_0=\frac{\omega_c}{2\pi}=1{,}54\cdot 10^3\frac{ZB}{M}$, სადაც M ნაწილაკის მასაა ატომურ ერთეულებში.

თუ ნაწილაკის სიჩქარე B-ს პერპენდიკულარული არ არის, მაშინ ბრუნვის რადიუსის გამოსათვლელად უნდა B-ს პერპენდიკულარული სიჩქარის კომპონენტი მივიღოთ მხედველობაში. აღვნიშნოთ ის $v_\perp$-ით. სიჩქარის მეორე კომპონენტი v_{II}, მაგნიტური ველის გავლენით არ შეიცვლება, ის განსაზღვრავს სპირალის ბიჯს, რომლითაც იმოძრავებს ნაწილაკი მაგნიტური ძალწირის გასწვრივ და წრის რადიუსი იქნება

$$r=\frac{v_\perp m}{ZeB}.$$

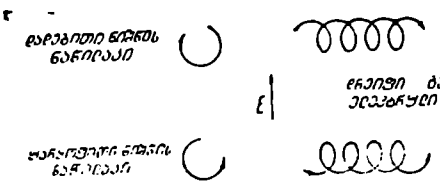
ახლა განვიხილოთ დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობა მაგნიტურ ველში, როდესაც ხდება მისი შეშფოთება სხვადასხვა მიზეზით, მაგალითად, ელექტრული ველის მოქმედებით ან მაგნიტური ველის არაერთგვაროვნობით, ან კიდევ მისი ნელი ცვლით. ამ შემთხვევაში, პირველი მიახლოებით ნაწილაკის მოძრაობა შეიძლება განვიხილოთ, როგორც მისი ბრუნვა გარკვეული მოძრავი წერტილის ირგვლივ. ასეთ მყისი ბრუნვის ცენტრს ნაწილაკის „წამყვანი ცენტრი“ ეწოდება. როდესაც წამყვანი ცენტრი მაგნიტური ველის პერპენდიკულარული მიმართულებით მოძრაობს, ნაწილაკის მოძრაობას დ რ ე ი ფ ი ეწოდება. არსებობს რამდენიმე სხვადასხვა მიზეზით გამოწვეული დრეიფი.



ნახ. 112. დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობა სპირალზე მაგნიტური ძალწირის გასწვრივ.

უმარტივესი და ამავე დროს ყველაზე მნიშვნელოვანი დრეიფი არის მაგნიტური B ველის მიმართ პერპენდიკულარული E ელექტრული ველით გამოწვეული დრეიფი. თუ დადებითი ნაწილაკი მოძრაობს წრე-

ხაზზე, მაგნიტური ველის პერპენდიკულარულ სიბრტყეში და მასზე მოვდებთ მაგნიტური ველის მართობულ ელექტრულ ველს, ნაწილაკი დაიწყებს მოძრაობას სპირალზე. უარყოფითი ნაწილაკი, მაგნიტური ველის გავლენით, წრეხაზზე საწინააღმდეგო მიმართულებით იმოძრავებს. ელექტრული ველის მოდებისას სპირალი მეორე მხარეს დაიხვევა, ნაწილაკის გადაადგილების მიმართულება კი იგივე დარჩება (ნახ. 113).



ნახ. 113. ელექტრული ველით გამოწვეული დამუხტული ნაწილაკების დრეიფი.

მაშასადამე, როგორც დადებითი, ისე უარყოფითი დამუხტული ნაწილაკების დრეიფი ერთი და იმავე მიმართულებისაა და როგორც გამოთვლები გვიჩვენებენ, მისი გავრცელების სიჩქარე არ არის დამოკიდებული ნაწილაკის არც მასაზე და არც მუხტზე და ტოლია $\frac{|E|}{|B|}$. დრეიფის ეს სახე, პლაზმაში ნაწილაკების კოლექტიური მოძრაობის დროს, ძირითად როლს ასრულებს და აპირობებს სისტემის არამდგრადობას.

არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველის შემთხვევაში ადგილი აქვს სხვა სახის დრეიფს. ამ შემთხვევაში დრეიფის მიმართულება მართობია მაგნიტური ველის მიმართულებისა, ხოლო დადებითი და უარყოფითი ნიშნით დამუხტული ნაწილაკებისათვის დრეიფის მიმართულება ერთმანეთის საწინააღმდეგოა.

არსებობს კიდევ ეგრეთ წოდებული ცენტრიდანული დრეიფი. მას ადგილი აქვს მაშინ, როდესაც მაგნიტური ძალწირები გამრუდებულნი არიან, ხოლო ნაწილაკები მის გასწვრივ ხრახნილ ტრაექტორიაზე მოძრაობენ. ძალწირების სიმრუდის გამო, ჩნდება ცენტრიდანული აჩქარება, რომელიც ამ სახის დრეიფს იწვევს. ეს დრეიფიც მაგნიტური ველის მართობულადაა მიმართული.

§ 4. პლაზმური რხევები და ტალღები

იონიზირებულ გაზში ყველა პირობაა იმისა, რომ აღიძრეს ელექტრონული და იონური რხევები და მათთან დაკავშირებული ტალღური პროცესები. პლაზმაში გაჩენილ რხევებს პლაზმურ რხევებს უწოდებენ.

პლაზმაში რხევების გაჩენა და გავრცელება შემდეგი გარემოებით არის გამოწვეული: საკმარისია პლაზმაში ელექტრული მუხტების ერთგვაროვანი განაწილება დაირღვეს, რომ მასში დრეკადი ხასიათის ელექტრული ძალები გაჩნდენ. ერთი ნიშნის მუხტების სრულიად უმნიშვნელო წანაცვლება საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტების მიმართ, იწვევს ისეთი ელექტრული ძალების გაჩენას, რომელნიც ასეთ წანაცვლებას ეწინააღმდეგებიან და აბრუნებენ მუხტებს წონასწორობის მდგომარეობაში. ეს აჩენს პლაზმაში ელექტრულ და იონურ რხევებს. ელექტრონების რხევის სიხშირე, ელექტრონების მასის სიმცირის გამო, საგრძნობლად აღემატება იონების რხევის სიხშირეს. თუ პლაზმა მაგნიტურ ველში იმყოფება, დამუხტულ ნაწილაკებზე ლორენცის ძალა მოქმედებს და რხევითი პროცესები მნიშვნელოვნად რთულდება.

პლაზმაში რხევითი პროცესების მექანიზმის შესწავლას დიდი თეორიული და პრაქტიკული მნიშვნელობა აქვს. პლაზმაში მრავალი სხვადასხვა ხასიათის რხევით პროცესს აქვს ადგილი.

ზოგიერთი რხევითი პროცესის მექანიზმი, სირთულის გამო, ჯერჯერობით გაურკვეველია. შედარებით კარგადაა შესწავლილი მცირე, ანუ წრფივი ხასიათის რხევები.

განვიხილოთ პლაზმაში გაჩენილი რხევების მხოლოდ ზოგიერთი მარტივი სახე.

თუ პლაზმა ერთგვაროვანია, დამუხტული ნაწილაკების კოლექტიური წრფივი რხევა ერთმანეთთან არაურთიერთქმედ ბრტყელ ტალღას აჩენს. ტალღების საკუთარი რხევათა სიხშირის მოძებნის ამოცანა ალგებრულ, დისპერსიული სახის განტოლების ამოხსნაზე დაიყვანება. ამოცანა მდგომარეობს იმაში, რომ სხვადასხვა კერძო შემთხვევისათვის, ω რხევის სიხშირესა და $\mathbf{K}$ ტალღურ ვექტორს შორის დამოკიდებულება მოიძებნოს.

ჯერ განვიხილოთ ერთგვაროვანი პლაზმა, მაგნიტური ველის გარეშე.

დავუშვათ, რომ დამუხტული ნაწილაკები, სიჩქარეების მიხედვით, მაქსველის კანონის თანახმად არიან განაწილებული. ამ შემთხვევაში ერთდროულად ორი სახის ტალღა ჩნდება: გასწვრივი, როდესაც ელექტრული ველის დაძაბულობის $\mathbf{E}$ ვექტორი და ტალღური ვექტორი $\mathbf{K}$ ერთნაირი მიმართულების არიან ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{K}$) და განივი, როდესაც ეს ვექტორები ურთიერთმართობი არიან ($\mathbf{E} \perp \mathbf{K}$). ეს ორი სახის ტალღა ერთმანეთისაგან დამოუკიდებელნი არიან. უმარტივესი და ამავე დროს უმნიშვნელოვანესი სახის გასწვრივ ტალღებს ლენგმიურის ტალღები ეწოდება. ეს ტალღები ჩნდება მაშინ, როდესაც პლაზმის კვაზინეიტრალობა ირღვევა. ამ დროს ელექტრონები წაინაცვლებენ მძიმე იონების მიმართ და იწყებენ რხევას.

ლენგმიურის ტალღების გამარტივებული თეორია შეიძლება: წარმოვიდგინოთ, რომ x ღერძის მიმართულებით $f(x)$ მანძილზე ელექტრონების ჯგუფის კოლექტიური გადანაცვლება მოხდა. სიმარტივისთვის დავუშვათ, რომ $f(x)$ არ არის დამოკიდებული y და z კოორდინატებზე. ამის გარდა, უგულებელვყოთ ელექტრონების სითბური (ქაოსური) მოძრაობა. რადგან იონების მასა გაცილებით აღემატება ელექტრონის მასას, შეიძლება იონები უძრავად ჩავთვალოთ. ამ პირობების გათვალისწინებით ელექტრონების წანაცვლება გამოიწვევს პლაზმაში სივრცითი მუხტების გაჩენას, რომლის სიმკვრივე იქნება: $\rho = n_0 e \dfrac{df(x)}{dx}$.

n_0 ელექტრონების კონცენტრაციაა არაშეშფოთებულ პლაზმაში. e ელექტრონის მუხტია.

პუასონის განტოლების თანახმად, სივრცითი მუხტი ელექტრულ ველს გააჩენს, რომელიც ტოლია:

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi\rho$$

აქედან:

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi n_0 e \frac{df(x)}{dx}, \qquad (10,3)$$

გავაინტეგრალოთ ეს განტოლება შემდეგი საწყისი პირობების გათვალისწინებით, როდესაც $f(x) = 0$, მაშინ $E = 0$. მივიღებთ:

$$E = 4\pi n_0 e f(x). \qquad (10,4)$$

ყოველ ელექტრონზე მოქმედებს eE ძალა და მოძრაობის განტოლებას შემდეგი სახე ექნება:

$$m\frac{d^2 f(x)}{dt^2} + 4\pi n_0 e^2 f(x) = 0. \qquad (10,5)$$

ეს განტოლება გვიჩვენებს, რომ წანაცვლებული ელექტრონები ასრულებენ ჰარმონიულ რხევას, ციკლური სიხშირით —

$$\omega_{e0} = 2\pi\nu_{e0} = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e}}. \qquad (10,6)$$

ν_{e0} ელექტრონების წრფივი რხევის სიხშირეა. ამ სიხშირეს ლენგმიურის სიხშირეს უწოდებენ. თუ ელექტრონების კონცენტრაცია პლაზმაში $n_0 = 10^{10}$ სმ$^{-3}$, მაშინ ელექტრონების რხევის სიხშირე იქნება:

$$\nu_{e0} = 10^9\ Hz.$$

როგორც ვხედავთ, (10,6) განტოლების თანახმად, რხევის სიხშირე ტალღურ რიცხვზე დამოკიდებული არ არის. მაშასადამე, ელექტრო-

ნული ტალღების ჯგუფური სიჩქარე $v=\frac{d\omega_{e_0}}{dk}=0$. ეს ნიშნავს, რომ განხილულ მიახლოებაში პლაზმაში ლენგმიურის ტალღები ტალღის სახით კი არ ვრცელდებიან, არამედ ადგილი აქვს ელექტრონების ლოკალურ რხევას ν_{e_0} სიხშირით.

(10,6) ფორმულის გამოყვანის დროს ჩვენ ვგულისხმობდით, რომ ელექტრონები წანაცვლებამდე უძრავ მდგომარეობაში იმყოფებიან. სინამდვილეში, პლაზმაში ელექტრონები ქაოსურ, სითბურ მოძრაობას ასრულებენ. თუ ელექტრონების სითბურ მოძრაობას მხედველობაში მივიღებთ, მდგომარეობა იცვლება. გამოთვლები, რომელთა განხილვას ჩვენ არ შევუდგებით, გვიჩვენებენ, რომ ამ შემთხვევაში, შეუძლებელია პლაზმური რხევების ერთ ადგილას ლოკალიზაცია. ელექტრონების სითბური მოძრაობა პლაზმურ გარემოში იწვევს ელექტრონების რხევის გავრცელებას განვლადი ტალღების სახით. ამ საკითხის განხილვა გვიჩვენებს, რომ ლენგმიურის რხევების აღწერა შემდეგი სახის დისპერსიული განტოლებით შეიძლება:

$$\omega_e^2=\omega_{e_0}^2+3k^2k_0\frac{T_e}{m_e}, \qquad (10,7)$$

სადაც k_0 ბოლცმანის მუდმივია, k ტალღური ვექტორია, T_e — ელექტრონების ტემპერატურა, $\omega_{e_0}=\sqrt{\frac{4\pi e^2n_0}{m_e}}$ ლენგმიურის პლაზმური რხევის სიხშირეა.

მნიშვნელოვანი აქ ის არის, რომ ამ შემთხვევაში ტალღების რხევის სიხშირე ω_e უკვე ტალღურ ვექტორზეა დამოკიდებული, $k=\frac{2\pi}{\lambda}$. როდესაც λ უსასრულობისკენ მიისწრაფვის, ტალღური ვექტორი ნულს უახლოვდება და ω_e უტოლდება ω_{e_0}-ს. აქედან გამომდინარეობს, რომ ω_{e_0} სიხშირე პლაზმაში ელექტრონების რხევის სიხშირის ზღვრულ მნიშვნელობას წარმოადგენს, როდესაც λ მცირდება, k იზრდება და მაშასადამე, (10,7) განტოლების მარჯვენა მხარის მეორე წევრის ზრდის გამო, რხევის სიხშირე იზრდება. ეს შედეგი მივიღეთ ელექტრონების სითბური ენერგიის გათვალისწინებით.

ამრიგად, პლაზმაში ელექტრონების სითბური მოძრაობის მხედველობაში მიღება იწვევს მასში განვლადი ტალღების გაჩენას, ამ ტალღების ჯგუფური სიჩქარე არის $v=\frac{d\omega}{dk}=\frac{3k_0T_e}{m_e}\cdot\frac{k}{\omega}$. ტალღის სიგრძის ზრდასთან ჯგუფური სიჩქარე მცირდება.

პლაზმაში გარკვეული მინიმალური, კრიტიკული λ_D ტალღის სიგრძეზე ნაკლები ტალღები არ შეიძლება გაჩნდეს. ამ სიგრძეს დებაის

ტალღის სიგრძე ეწოდება. როგორც ცნობილია, დებაის ეკრანირების რადიუსი D დაახლოებით ის მანძილია, რომელსაც პლაზმური ნაწილაკი პლაზმური რხევის ერთ პერიოდში გაირბენს. ამ მანძილს შეიძლება დებაის ტალღის სიგრძე ვუწოდოთ $\lambda_D \sim \frac{\bar{v}}{\omega_l}$. გამოთვლები გვიჩვენებენ, რომ

$$\lambda_D = \left(\frac{k_0 T_e}{4\pi n_0 e^2}\right)^{1/2}. \qquad (10,8)$$

თუ პლაზმური გარემოს ზომა (ე. ი. იმ გარემოს, რომელიც რხევას ასრულებს) დებაის ტალღის სიგრძის რიგისაა, მაშინ ელექტრონები ამ მანძილს რხევის ერთ პერიოდში გაირბენენ. ეს ნიშნავს, რომ ამ პირობებში სივრცითი მუხტები, რომლებიც რხევას აპირობებენ, ქაოსური დიფუზიის გამო, სწრაფად განიბნევიან, ეს კი ხელს უშლის მოწესრიგებული რხევის გაჩენას. ამით გასაგები ხდება, თუ რატომ უნდა იყოს პლაზმური რხევების ტალღის სიგრძე დებაის ტალღის სიგრძეზე მეტი.

(10,7) ფორმულით განსაზღვრული რხევის სიხშირე ω_i არ შეიძლება ω_{e0}-საგან მნიშვნელოვნად განსხვავდებოდეს. მართლაც, ცდით მიღებული ელექტრონული ტალღების სიხშირეები კარგად ეთანხმება (10,8) ფორმულით გამოთვლილ მნიშვნელობებს.

ახლა განვიხილოთ იონური რხევები პლაზმაში.

იონური რხევები ჩნდებიან არაიონიზირებულ პლაზმაში მაშინ, როდესაც ელექტრონების ტემპერატურა იონების ტემპერატურას მნიშვნელოვნად აღემატება. იონური ტალღები გასწვრივი ტალღებია.

როგორც ელექტრონების წვმთხვევაში, აქაც დავუშვათ, რომ იონები x ღერძის გასწვრივ ჯგუფურად (კოლექტიურად) წაინაცვლებენ. ამის შედეგად მოცემულ წერტილში იონების რიცხვი გაიზრდება. იონების რიცხვის ნაზრდი შეუშფოთებელ პლაზმაში, იონების რიცხვთან შედარებით, იქნება: $\Delta n_i = -n_i \frac{df(x)}{dx}$. n_i იონების კონცენტრაციაა შეუშფოთებელ პლაზმაში. უარყოფითი ნიშანი იმას ნიშნავს, რომ სივრცითი მუხტების სიმკვრივე x ღერძის საწინააღმდეგო მიმართულებით იზრდება. რადგან ელექტრონების სიჭარე იონების სიჭარეს გაცილებით აღემატება, სივრცით მუხტებში ელექტრონების განაწილება შეიძლება თანაბრად ჩავთვალოთ და გამოვიყენოთ ბოლცმანის განაწილების კანონი:

$$n_e + \Delta n_e = n_e \exp\left(-\frac{e(U)}{k_0 T_e}\right).$$

U არის x წერტილში პოტენციალური ენერგიის აბსოლუტური მნიშვნელობა, ამავე წერტილში შეუშფოთებელი პლაზმის პოტენციური ენერგიის მიმართ.

დავუშვათ, რომ პოტენციური ენერგიის ცვლილება უმნიშვნელოა ელექტრონების ტემპერატურასთან შედარებით.

მაშინ $\frac{eU}{k_0 T_e} \ll 1$ და შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\Delta n_e = n_e \left[\exp\left(-\frac{eU}{k_0 T_e} \right) - 1 \right] \sim n_e e \frac{U}{k_0 T_e}. \qquad (10,9)$$

სივრცითი მუხტი იქნება:

$$\rho = e(\Delta n_i - \Delta n_e) = -n_e \left(\frac{df(x)}{dx} + \frac{eU}{k_0 T_e} \right). \qquad (10,10)$$

პუასონის განტოლება ასე დაიწერება:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -4\pi e(\Delta n_i - \Delta n_e) = 4\pi_e n_e \left(\frac{\partial f(x)}{dx} + \frac{eU}{k_0 T_e} \right). \qquad (10,11)$$

რადგანაც ყოველ იონზე მოქმედი ძალა არის $eE = -e\frac{\partial U}{\partial x}$ მოძრაობის განტოლებისათვის მივიღებთ:

$$M \frac{\partial^2 f(x)}{\partial t^2} = -e \frac{\partial U}{\partial x}. \qquad (10,12)$$

M იონის მასაა. (10,11) განტოლების ორივე მხარე გავაწარმოოთ x-ით:

$$\frac{\partial^3 U}{\partial x^3} = 4\pi_e n_e \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} + \frac{4\pi e^2 n_e}{k_0 T_e} \frac{\partial U}{\partial x}. \qquad (10,13)$$

ორჯერ გავაწარმოოთ (10,12) განტოლება x-ით:

$$\frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} = -\frac{e}{M} \frac{\partial^3 U}{\partial x^3}. \qquad (10,14)$$

ჩავსვათ (10,13) განტოლებაში (10,14) და (10,2) განტოლებებიდან განსაზღვრული $\frac{\partial^3 U}{\partial x^3}$ და $\frac{\partial U}{\partial x}$ მნიშვნელობები:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[f(x) + \frac{4\pi e^2 n_e}{M} f(x) \right] - \frac{4\pi e^2 n_{ei}}{k_0 T_e} f(x) = 0. \qquad (10,15)$$

წარმოვიდგინოთ $f(x)$ ფუნქცია, როგორც ჰარმონიული რხევა:

$$f(x) = \sin(\omega t + kx).$$

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ არის ტალღური ვექტორი.

საბოლოოდ, დისპერსიული განტოლება ასე დაიწერება:

$$\omega_l = \left(\frac{4\pi n_{0l} e^2}{M + \frac{4\pi n_{0l} e^2 M}{k^2 k_0 T_e}} \right)^{1/2} = \omega_{lu} \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi\lambda_D} \right)^2} \right)^{1/2}, \qquad (10{,}16)$$

სადაც $\omega_{0l} = \left(\frac{4\pi n_{0l} e^2}{M} \right)^{1/2}$.

იონური რხევების ტალღის სიგრძის შემცირებისას λ-დან $2\pi\lambda_D$-მდე, რხევის სიხშირე ω_l უახლოვდება თავის მაქსიმალურ მნიშვნელობას ω_{0l}. ამავე დროს ჯგუფური სიჩქარე ნულისაკენ მიისწრაფვის. როდესაც λ ხდება $2\pi\lambda_D$-ზე ბევრად მეტი, დისპერსიული განტოლება ბგერითი ტალღების განტოლებას ემთხვევა $\omega_l = \left(\frac{k_0 T_e}{M} \right)^{1/2}$. ამ დროს ჯგუფური და ფაზური სიჩქარეები ზღვრულ მნიშვნელობას აღწევენ და ერთმანეთს უტოლდებიან: $\omega_{\text{ფ}} = \omega_{\text{ჯგ}} = \left(\frac{k_0 T_e}{M} \right)^{1/2}$. ამიტომ ასეთ ტალღებს **იონურ-ბგერითს** უწოდებენ.

პლაზმაში იონური რხევების სიხშირეები იცვლებიან, დაწყებული ω_{l0} სიხშირიდან, გათავებული აკუსტიკური რხევის სიხშირით. ყველა შემთხვევაში, პლაზმაში ადგილი აქვს ხმაურს, რომლის დიაპაზონი $10^6 - 10^7\ H_z$ უდრის. ეს ხმაური პლაზმის სივრცითი მუხტის ფლუქტუაციასთანაა დაკავშირებული. პლაზმური რხევები აპირობებენ დამატებით ხმაურს სხვადასხვა მილაკებში, მაგალითად, მავნეტრონებში. გამოთქმულია მოსაზრება, რომ მზისა და ვარსკვლავების რადიოხმაურის მიზეზი პლაზმური რხევებია.

როგორც ზემოთ დავინახეთ, ლენგმიურისა და ბგერითი ტალღები პლაზმაში მაშინ ჩნდება, როდესაც მათი ფაზური სიჩქარე $\frac{\omega}{k}$, ელექტრონებისა და იონების სითბურ სიჩქარეს მნიშვნელოვნად აღემატება. წინააღმდეგ შემთხვევაში, ეს ტალღები დამუხტულ ნაწილაკებთან დაჯახებათა გარეშეც კი სწრაფად ქრებიან. ასეთი ტალღების ჩაქრობა ნაწინასწარმეტყველები იყო ლანდაუს მიერ და ამიტომ მას **ლანდაუს მილევას** უწოდებენ. ლანდაუს მილევა გამოწვეულია იმ გარემოებით, რომ ტალღები ურთიერთქმედებენ გარემოს რეზონანსულ ნაწილაკებთან, რომელთა სიჩქარე ტალღის ფაზურ სიჩქარესთან ახლოსაა. თუ რეზონანსული ნაწილაკების სიჩქარე ფაზურ სიჩქარეზე ტალღის გავრცელების გასწვრივ ცოტაოდენ ნაკლებია, ისინი ტალღებს ენერგიას აცლიან. თუ მათი სიჩქარე ფაზურ სიჩქარეზე მეტია, პირიქით,

ნაწილაკები ტალღებს ენერგიას გადასცემენ და ტალღები ძლიერდებიან.

პლაზმა მაგნიტურ ველში ანიზოტროპიული ხდება და მასში ტალღების გაჩენის მექანიზმი საგრძნობლად რთულდება. ამ შემთხვევაში, ტალღების დაყოფა განივ და გრძივ ტალღებად შეუძლებელია. იმ რხევების მიმართ, რომელთა რხევის სიხშირე ციკლოტრონულ სიხშირეზე ნაკლებია და რომელთა ტალღის სიგრძე ლარმორის რადიუსს აღემატება, პლაზმა მაგნიტურ ველში იქცევა როგორც გამტარი სითხე.

განსაკუთრებული თვისებებით არის აღჭურვილი ისეთი პლაზმა, რომელშიც პლაზმის წნევა P გაცილებით ბცირეა მაგნიტურ წნევაზე $\frac{H^2}{8\pi}$, ე. ი. იმ წნევაზე, რომელსაც მაგნიტური ველი აჩენს. ასეთ პლაზმაში სამი სახის დაბალი სიხშირის ტალღები ჩნდებიან, ალვენის, მაგნიტობგერითი და იონურბგერითი.

დავახასიათოთ ზოგადად ეს ტალღები.

ალვენის ტალღებს მაგნიტოდინამიკური ხასიათი აქვთ. ეს ტალღები ცნობილი ასტროფიზიკოსის ალვენის მიერ იყო აღმოჩენილი. ამ ტალღებში მუხტების წანაცვლება H მაგნიტური ველისა და ტალღების გავრცელების მართობულად ხდება. ამის გამო მაგნიტური ველის ძალწირები მოღუნდებიან, რაც იწვევს დრეკადი ძალების გაჩენას, რომლებიც მუხტებს წონასწორობის მდგომარეობაში აბრუნებენ.

გარდა ალვენის ტალღებისა, პლაზმაში, რომელიც მაგნიტურ ველში იმყოფება; ჩნდება ტალღები, რომელთაც მაგნიტობგერითს უწოდებენ. ამ ტალღებში პლაზმაში მუხტების წანაცვლება kH სიბრტყეში ხდება, ამიტომ მაგნიტური ძალწირების გამრუდების გარდა, ადგილი აქვს მათ შეკუმშვას და გაიშვიათებას. მაგნიტობგერითი ტალღების რხევის სიხშირე ცოტათი აღემატება ალვენის ტალღების რხევის სიხშირეს. თუ პლაზმის წნევა (P) მაგნიტურ წნევას $\left(\frac{H^2}{8\pi}\right)$ უდრის, მაშინ იონობგერითი და მაგნიტობგერითი ტალღები ერთმანეთში აირევიან.

მკვრივ პლაზმაში, გარკვეულ პირობებში, ამ სამი დაბალი სიხშირის ტალღებს გარდა, შეიმჩნევა სამი სახის მაღალი სიხშირის ტალღა.

პლაზმაში გაჩენილი ტალღები შეიძლება მის გასახურებლად გამოვიყენოთ. გახურების ამ მეთოდს, მაღალი სიხშირის გახურებას უწოდებენ. ამის გარდა, პლაზმაში აღძრული რხევების საშუალებით, პლაზმის თვისებების შესწავლა შეიძლება. რხევების გავრცელების შესწავლა პლაზმაში, იონოსფეროს ფიზიკასა და ასტროფიზიკაში ღნიშვნელოვან როლს ასრულებს.

§ 5. პლაზმის მდგრადობა

როდესაც პლაზმაში დამუხტული ნაწილაკებისაგან შემდგარი ნაკადი (დენი) გაივლის, მასში აღძრული რხევების ხასიათი საგრძნობლად ცვლდება. პლაზმა არამდგრადი ხდება. არამდგრადობა იმაში მდგომარეობს, რომ პლაზმაში აღძრული მცირე რხევები გაქანებას იწყებენ, ე. ი. იწყებენ უფრო დიდი ამპლიტუდით რხევას. თუ პლაზმის საკუთარი სიმკვრივე ნაკადის სიმკვრივეზე მეტია, პლაზმის ცალკე უბნების გაქანება იმით არის გამოწვეული, რომ ნაკადის ნაწილაკებს და პლაზმის საკუთარ რხევებს შორის რეზონანსი მყარდება. ეს ხდება მაშინ, როდესაც პლაზმაში გავრცელებული ტალღის ფაზური სიჩქარე ნაწილაკების მიმართული მოძრაობის სიჩქარეს უახლოვდება $\left(v \sim \frac{\omega}{k}\right)$.

საერთოდ პლაზმაში მრავალი სახის არამდგრადობას აქვს ადგილი. როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, არამდგრადობა ისეთ პროცესს ეწოდება, როდესაც წონასწორობაში მყოფ პლაზმაში მცირე რხევები დროის მიხედვით იზრდება. რადგანაც პლაზმაში სხვადასხვა რხევებს აქვს ადგილი, ცხადია მრავალი სახის არამდგრადობა.

ყველა სახის არამდგრადობა ორ ჯგუფად შეიძლება დავყოთ: ჰიდრომაგნიტური და კინეტიკური.

ჰიდრომაგნიტური ისეთი არამდგრადობაა, როდესაც პლაზმაში ცალკე უბნების გადაადგილება ხდება. კინეტიკური არამდგრადობა დაკავშირებულია პლაზმის ცალკე ჯგუფი ნაწილაკების განსხვავებულ თვისებებზე.

თუ პლაზმა სრულიად იონიზირებულია და მაგნიტურ ველში იმყოფება, მასში ხშირად ეგრეთ წოდებული კონვექციური არამდგრადობა ჩნდება. არამდგრადობის ეს სახე ჰიდრომაგნიტურს მიეკუთვნება და ყველაზე არასასურველია პრაქტიკის თვალსაზრისით. კონვექციური არამდგრადობა პლაზმის დიამაგნიტიზმთან არის დაკავშირებული. დიამაგნიტიზმის გამო, პლაზმა ძლიერი მაგნიტური ველის არიდან ამოიტყორცნება.

პლაზმის კონვექციური არამდგრადობა შეიძლება სხვადასხვა საშუალებით იქნეს მიღებული.

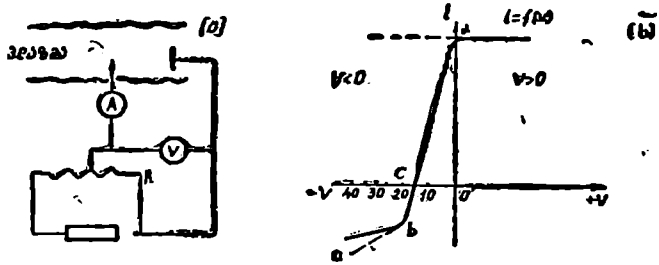
§ 6. პლაზმის დიაგნოსტიკა

როგორც ზემოთ გვქონდა აღნიშნული, პლაზმა წონასწორულ მდგომარეობაში მყოფ გაზურ გარემოს წარმოადგენს. პლაზმას რამდენიმე ძირითადი პარამეტრით ახასიათებენ, რომელთაც ჩვეულებრივ ცდით საზღვრავენ.

პლაზმის ძირითად პარამეტრებს მიეკუთვნება: 1. იონების კონცენტრაცია და მათი განაწილება სიჩქარეთა მიხედვით, 2. პოტენციალის განაწილება პლაზმაში, 3. ელექტრონების კონცენტრაცია და მათი სიჩქარეთა მიხედვით განაწილება, 4. ნეიტრალური ატომების კონცენტრაცია და მათი სიჩქარეთა მიხედვით განაწილება.

ამ პარამეტრების გაზომვას დიდი მნიშვნელობა აქვს პლაზმის თეორიის შემდგომი განვითარებისათვის და განსაკუთრებით პრაქტიკული მიზნებისათვის. პლაზმის პარამეტრების გაზომვის ექსპერიმენტული მეთოდები პლაზმის ფიზიკის ცალკე დარგს შეადგენს. ამ დარგს პლაზმის დიაგნოსტიკა ეწოდება. პლაზმის პარამეტრების გაზომვის მეთოდების კლასიფიცირება შეიძლება სხვადასხვა მაჩვენებლების მიხედვით. ეს მეთოდები ორ ჯგუფად დავყოთ: ელექტრული და ოპტიკური. საკითხი ზოგადად განვიხილოთ.

ელექტრულ მეთოდებს შორის ყველაზე გავრცელებულია ლენგმიურის ზონდის მეთოდი. ეს მეთოდი პირველად ლენგმიურმა და მოტ-სმიტმა დაამუშავეს. მას ზონდური მახასიათებლის მეთოდს უწოდებენ. ამ მეთოდით, გარკვეული პირობების შესრულების დროს, შეიძლება პლაზმის ყოველ წერტილში პოტენციალი, ელექტრონების კონცენტრაცია და ელექტრონების ტემპერატურა გაიზომოს. ეს მეთოდი გამოიყენება იმ პირობით, თუ დავუშვებთ, რომ ელექტრონების სიჩქარეები პლაზმაში მაქსველის კანონის მიხედვით არიან განაწილებული.



ნახ. 114. ა) ზონდის ჩართვის სქემა. ბ) ზონდის ვოლტ-ამპერული მახასიათებელი.

ლენგმიურის ზონდი წარმოადგენს წვრილ ლითონის მავთულს. მისი შიშველი ბოლო შეჰყავთ პლაზმის იმ წერტილში, სადაც პოტენციალი უნდა გაიზომოს. ზონდის დანარჩენი ნაწილი პლაზმისაგან იზოლირებულია. სქემა, რომელშიაც ჩართულია ზონდი, 114 a ნახაზზეა ნაჩვენები.

ამ სქემის საშუალებით იღებენ ზონდის ვოლტ-ამპერულ მახასიათებელს $i=f(V)$ (ნახ. 114 b). ორდინატზე გადაზომილია ელექტრული

დენის ძალა, რომელიც პლაზმიდან ზონდისაკენ მიედინება. აბსცისთა ღერძის ქვემოთ გადაზომილი დენის ძალები შეესაბამებიან საწინააღმდეგო მიმართულების დენს.

იონური დენის მასშტაბი (მრუდის ქვედა ნაწილი) მნიშვნელოვნად აღემატება ელექტრონული დენის მასშტაბს. მახასიათებლის წრფივ ნაწილში ზონდს პლაზმის მიმართ უარყოფითი პოტენციალი აქვს და მას მხოლოდ დადებითი ნიშნის იონები აღწევენ. უარყოფითი ნიშნის ზონდისაკენ აგრეთვე მიედინებიან ელექტრონები. მხოლოდ ისინი, რომლებსაც დიდი ენერგია აქვთ და იმყოფებიან მაქსველის განაწილების მრუდის ბოლოს. ამის გამო ზონდი გარშემორტყმულია დადებითი ნიშნის იონებით, რომლებიც მის ირგვლივ დადებითი ნიშნის შრეს აჩენენ. ამ შრეს ლენგმიურის შრეს უწოდებენ და მასზე მოდის პლაზმასა და ზონდს შორის პოტენციალთა სხვაობის მთელი ვარდნა.

იონური დენი ზონდზე იმ იონების რიცხვით განისაზღვრება, რომლებიც შეუშფოთებელი პლაზმიდან, სითბური მოძრაობის შედეგად, ლენგმიურის შრის ზედაპირზე ეცემიან. ცხადია, რომ დაცემული იონების რიცხვი შრის ზედაპირის ფართის პროპორციულია. წრფის დახრილობა აბსცისთა ღერძის მიმართ იმის მაჩვენებელია, რომ გარემოს მიმართ ზონდის უარყოფითი პოტენციალის ზრდით, ლენგმიურის (დადებითი ნიშნის) შრის სისქე იზრდება. წრფის მცირე დახრილობა იმის მაჩვენებელია, რომ ამ პოტენციალების პირობებში, ზონდს ელექტრონების ძალიან მცირე რიცხვი აღწევს, მხოლოდ დიდი ენერგიის მქონე, ამიტომ ეს ელექტრონები მახასიათებლის წრფივ ფორმას ვერ ცვლიან.

ზონდის უარყოფითი პოტენციალის შემცირებისას, მასზე დაცემული ელექტრონების რიცხვი თანდათან იზრდება, დენის ძალა იზრდება და უახლოვდება იონური დენის ძალას, ვოლტ-ამპერული მახასიათებელი მრუდდება (*ს*ი მრუდი), *ც* წერტილში დენის ძალა იონურ დენის ძალას უტოლდება და სრული დენის ძალა ნულის ტოლი ხდება. ასეთი მდგომარეობა მყარდება მაშინ, როდესაც ზონდის პოტენციალი უარყოფითია და ტოლია *ოც*-სი.

მახასიათებლის *ცძ* უბანზე, ზონდზე ელექტრონული დენი უკვე იონურ დენს აღემატება და ამიტომ სრულ დენს საწინააღმდეგო მიმართულება ექნება. მაგრამ, რადგანაც ელექტრონების სიჩქარე იონების სიჩქარეს აღემატება, ლენგმიურის შრეში ელექტრონების კონცენტრაცია იონების კონცენტრაციაზე ნაკლები იქნება და ზონდის უარყოფითი პოტენციალი ელექტრონების დამუხრუჭებას იწვევს.

ლენგმიურის შრეში ელექტრონების კონცენტრაცია (n) ნაკლებია, ვიდრე პლაზმაში (n_0) და მათ შორის კავშირი ბოლცმანის კანონით განისაზღვრება.

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right). \qquad (10,17)$$

V პლაზმისა და ლენგმიურის შრის მოცემულ წერტილს შორის პოტენციალთა სხვაობაა, T_e — ელექტრონების ტემპერატურა.

რადგან პოტენციალთა სხვაობის შემცირებით ზონდზე იონური დენის ძალა მცირდება, ელექტრონული კი იზრდება, მახასიათებლის cd უბანში მთელი დენი ელექტრონული ხასიათის არის.

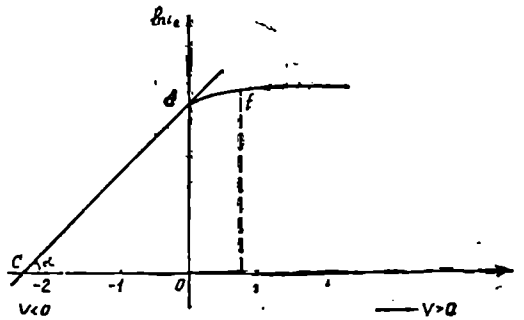
მაქსველის განაწილების თანახმად, ელექტრონების რიცხვი, რომელიც ერთ წამში ზონდის ერთეულ ფართს ეცემა, იქნება:

$$N_1 = \frac{1}{4} n\bar{v} = \frac{n}{4}\sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}, \qquad (10,18)$$

სადაც $\bar{v}$ ელექტრონების საშუალო სითბური სიჩქარეა.

ზონდზე ელექტრული დენის სიმკვრივე იქნება:

$$j_e = eN_1 = \frac{1}{4} en\bar{v} = \frac{1}{4} evn_0 \exp\left[-\frac{eV}{kT_e}\right]. \qquad (10,19)$$



ნახ. 115. ელექტრონული დენის ძალის ლოგარითმული მახასიათებელი ზონდზე.

(10,19) განტოლების გალოგარითმება მოგვცემს:

$$\ln j_e = \ln\left(\frac{1}{4} en_0 v\right) - \frac{e}{kT_e} V \qquad (10,20)$$

$\ln j_e$ და V-ს შორის დამოკიდებულება წრფივია, ამ წრფის დახრილობის კუთხის ტანგენსი იქნება $\operatorname{tg}\alpha = \frac{e}{kT_e}$ (ნახ. 115).

$\ln j_e = f(V)$ გრაფიკიდან შეიძლება გამოვთვალოთ პლაზმაში ელექტრონული გაზის ტემპერატურა. (10,20) განტოლება სამართლიანია იქამდე. სანამ ზონდის პოტენციალი პლაზმის პოტენციალზე ნაკლებია. თუ ზონდს პლაზმის პოტენციალზე მეტს მოვდებთ, მაშინ ელექტრონები ზონდისაკენ არა მარტო სითბური მოძრაობის გამო იმოძრავებენ, ისინი აჩქარდებიან ზონდზე მოდებული ველის გამო. მაშინ $\ln j_e = f(V)$ ფუნქცია წრფივი აღარ იქნება. მახასიათებელი გამრუდდება. გამრუდების ადგილი განსაზღვრავს პლაზმის პოტენციალს იმ წერტილში, სადაც ზონდი იმყოფება (115 ე ნახაზზე f წერტილი). ამავე წერტილში ელექტრონების ტემპერატურისა და პოტენციალის გაზომვით შეიძლება ელექტრონების კონცენტრაცია გამოვთვალოთ (n_0). მართლაც, თუ $V=0$, (10,19) განტოლებიდან $j_e = \frac{1}{4} e\bar{v} n_0$ და თუ $\bar{v}_e$-ის მაგივრად $\sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}$-ს ჩავსვამთ, მივიღებთ:

$$n_0 = \frac{4 j_e}{e\sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}}. \qquad (10,21)$$

j_e ზონდზე ლოგარითმული მახასიათებლის გადაღუნვის (f) წერტილში ელექტრული დენის სიმკვრივეა.

ამრიგად, როგორც ვხედავთ, მარტივი ლენგმიურის ზონდით, შედარებით მარტივი მეთოდით, პლაზმის რამდენიმე პარამეტრის განსაზღვრა შეიძლება.

როდესაც ელექტრონების განაწილება სიჩქარეების მიხედვით მაქსველის განაწილების კანონს აღარ ეთანხმება, სარგებლობენ უფრო რთული სახის ზონდებით, რომელთაც დამატებითი ბადე აქვთ. ზონდის დენის ძალის და ბადის ჩამკეტ პოტენციალს შორის დამოკიდებულების საშუალებით შეიძლება ელექტრონების სიჩქარეთა განაწილების კანონის დადგენა.

ჩვენ მიერ განხილული ერთმაგი ლენგმიურის ზონდი გამოიყენება მაშინ, როდესაც პლაზმის გარემო ორ ელექტროდს შორის იმყოფება. თუ პლაზმის გარემო ელექტროდებს შორის არ იმყოფება, მაშინ პარამეტრების გასაზომად ხმარობენ ორმაგ ლენგმიურის ზონდს.

მაგნიტურ ველში მყოფი პლაზმის პარამეტრების დასადგენად მაგნიტურ ზონდებს ხმარობენ. მაგნიტური ზონდი ძალიან მცირე ზომის კოჭს წარმოადგენს. მისი საშუალებით იზომება მაგნიტური ველის დაძაბულობა. ხშირად საჭიროა მაგნიტურ ველში მოთავსებულ პლაზმაში დენის ძალის განაწილების დადგენა. ამ შემთხვევაში ხმარობენ ეგრეთ წოდებულ როგოვსკის სარტყელს, რომლის საშუალებით იზო-

მება იმ დენის ძალის ცვლილების სიჩქარე, რომელიც მოცემულ კვეთაში გადის.

მაღალი ტემპერატურისა და დიდი სიმკვრივის პლაზმაში პარამეტრების გაზომვა უკვე ელექტრული მეთოდებით, მაგალითად, ზონდით, ალარ შეიძლება. ამ შემთხვევაში ოპტიკურ მეთოდებს მიმართავენ.

თუ პლაზმის ტემპერატურა ძალიან მაღალია, მაშინ მისი პარამეტრების გასაზომად რენტგენის სხივებით ახდენენ ფოტოგრაფირებას.

ფოტოგრაფირების გარდა, პლაზმის პარამეტრების გაზომვა ხდება სპექტროგრაფიული მეთოდით. პლაზმის გამოსხივების ოპტიკურ დიაპაზონში, მისი ტემპერატურისა და იონების სიმკვრივის განსაზღვრა დოპლერისა და შტარკის სპექტრული ხაზების გაგანიერების გაზომვით შეიძლება.

პლაზმაში მინარევების რაოდენობა, ელექტრონების სიმკვრივე და ტემპერატურა, გამოსხივების ინტენსივობით შეიძლება შეფასდეს.

პლაზმის გამოსხივების შესწავლა შეიძლება აგრეთვე რადიოდიაპაზონში. ამ დიაპაზონში პლაზმის ზონდირება, პლაზმის საშუალო სიმკვრივისა და სიმკვრივეთა განაწილების გაზომვის საშუალებას იძლევა. ამავე დიაპაზონში პლაზმის საკუთარი ხმაურის გაზომვით შეიძლება ელექტრონების და იონების ტემპერატურის მნიშვნელობა დავადგინოთ.

პლაზმის დიაგნოსტიკის ტექნიკამ ახლანდელ პერიოდში ძალიან მაღალ დონეს მიაღწია და წლიდან წლამდე თანდათან უმჯობესდება.

სტაბილური იზოტოპები და მათი გავრცელება ბუნებაში

ელემენტის სიმბოლო	Z	A	ფარდობითი გავრცელება	ელემენტის სიმბოლო	Z	A	ფარდობითი გავრცელება
H	1	1	99,9850	S	16	32	95 0
D	1	2	0,058		16	33	0,760
					16	34	4,22
He	2	4	99,999863		16	35	0,0136
	2	3	0,000137				
				Cl	17	35	75,529
Li	3	6	7,42		17	37	24,47
	3	7	92,58				
				Ar	18	36	0,337
Be	4	9	100		18	37	0,063
					18	40	99,000
B	5	10	19,61				
	5	11	80,39	K	19	39	93,10
					19	40	0,01181
C	6	12	98,893		19	41	6,88
	6	13	1,107				
				Ca	20	40	96,97
N	7	14	99,6337		20	42	0,64
	7	15	0,3603		20	43	0,145
					20	44	2,06
O	8	16	99,759		20	46	0,0033
	8	17	0,0374		20	48	0,185
	8	18	0,2039				
				Sc	21	45	100
F	9	19	100				
				Ti	22	46	7,93
Ne	10	20	90,92		22	47	7,28
	10	21	0,257		22	48	73,94
	10	22	8,82		22	49	5,51
					22	50	5,34
Na	11	23	100				
				V	23	51	99,76
Mg	12	24	78,70				
	12	25	10.13	Cz	24	50	4,31
	12	26	11,17		24	52	83,76
					24	53	9,55
Al	13	27	100		24	54	9,38
Si	14	28	92,91	Mn	25	55	100
	14	29	4,70	Fe	26	54	5,82
	14	30	3,09		26	56	91,66
					26	57	2,19
P	15	31	100		26	58	0,53

ელემენტის სიმბოლო	Z	A	ფარდობითი გავრცელება	ელემენტის სიმბოლო	Z	A	ფარდობითი გავრცელება
Co	27	59	100	Zr	40	90	51,46
					40	91	11,23
Ni	28	58	67,88		40	92	17,11
	28	60	26,23		40	94	17,40
	28	61	1,19		40	96	2,80
	28	62	3,66				
	28	64	1,08	Nb	41	93	100
Cu	29	63	69,09	Mo	42	92	15,84
	29	65	30,91		42	94	9,04
					42	95	15,72
Zn	30	64	48,89		42	96	16,53
	30	66	27,81		42	97	9,46
	30	67	4,11		42	98	23,78
	30	68	18,57		42	100	9,63
	30	70	0,62				
				Ru	44	96	5,51
Ga	31	69	60,4		44	98	1,87
	31	71	39,6		44	99	12,72
					44	100	12,62
Ge	32	70	20,52		44	101	17,07
	32	72	27,43		44	102	31,61
	32	73	7,76		44	104	18,58
	32	74	36,54				
	32	76	7,76	Rh	45	103	100
As	33	75	100	Pd	46	102	0,96
					46	104	10,97
Se	34	74	0,87		46	105	22,23
	34	76	9,02		46	106	27,33
	34	77	7,58		46	108	26,71
	34	78	23,52		46	110	11,81
	34	80	49,82				
	34	82	9,19	Ag	47	107	51,35
					47	109	48,65
Br	35	79	50,537				
	35	81	45,463	Cd	48	106	1,215
					48	108	0,875
Kr	36	78	0,354		48	110	12,39
	36	80	2,27		48	111	12,75
	36	82	11,56		48	112	24,07
	36	83	11,55		48	113	12,26
	36	84	56,90		48	114	28,86
	36	86	17,37		48	116	7,58
Rb	37	85	72,15	In	49	113	4,28
	37	87	27,85		49	115	95,72
Sr	38	84	0,56	Sn	50	112	0,96
	38	86	9,86		50	114	0,66
	38	87	7,02		50	115	0,35
	38	88	82,56		50	116	14,30
					50	117	7,61
Y	39	89	100		50	118	24,03

დამატება I (გაგრძელება)

ელემენტის სიმბოლო	Z	A	ფარდობითი გავრცელება	ელემენტის სიმბოლო	Z	A	ფარდობითი გავრცელება
	50	120	32,85	Sm	62	144	3,09
	50	122	4,72		62	147	14,97
	50	124	5,94		62	148	11,94
					62	149	13,83
Sb	51	121	57,25		62	150	7,44
	51	123	42,75		62	152	26.72
					62	154	22,71
Te	52	120	0,09				
	52	122	2,46	Eu	63	151	47,82
	52	123	0,87		63	153	52,18
	52	124	4,61				
	52	125	6,99	Gd	64	152	0,2
	52	126	18,71		64	154	2,15
	52	128	31,79		64	155	14,73
	52	130	34,48		64	156	20,47
					64	157	15,68
J	53	127	100		64	158	24,84
					64	160	21,90
Xe	54	124	0,096				
	54	126	0,090	Ib	65	159	100
	54	128	1,919				
	54	129	26,44	Py	66	156	0,0524
	54	130	4,08		66	158	0,0902
	54	131	21,18		66	160	2.294
	54	132	26,89		66	161	18,88
	54	134	10,44		66	162	25,53
	54	136	8,87		66	163	24,97
					66	164	28,18
Cs	55	133	100				
				Ho	67	165	100
Ba	56	130	0,101				
	56	132	0,097	Er	68	162	0,136
	56	134	2,42		68	164	1,56
	56	135	6.59		68	166	33,41
	56	136	7,81		67	167	22,94
	56	137	11,32		68	168	27,07
	56	138	71,66		68	170	14,88
La	57	138	0,089	Tm	69	169	100
	57	139	99,911				
				Yb	70	168	0,135
Ce	58	136	0,193		70	170	3,03
	58	138	0,250		70	171	14,31
	58	140	88,48		70	172	21,82
	58	142	11,07		70	173	16,13
					70	174	31,84
Pz	59	141	100		70	176	12.73
Nd	60	142	27,11				
	60	143	12,17	Lu	71	175	97,41
	60	144	23.85		71	176	2,59
	60	145	8,30				
	60	146	17,22	Hf	72	174	0,18
	60	148	5,73		72	176	5,2
	60	150	5,62		72	177	18,50

ელემენტის სიმბოლო	Z	A	ფარდობითი გავრცელება	ელემენტის სიმბოლო	Z	A	ფარდობითი გავრცელება
	72	178	27,14		78	196	25,3
	72	179	13,75		78	198	7,21
	72	180	35,75				
				Au	79	197	100
Ta	73	181	99,9877				
				Hg	80	196	0,146
W	74	180	0,135		80	198	10,02
	74	182	26,41		80	199	16,84
	74	183	14,40		80	200	23,13
	74	184	30,64		80	201	13,22
	74	186	28,49		80	202	29,80
					80	204	6,85
Be	75	185	37,07				
	75	187	62,93	Te	81	203	29,50
					81	205	70,50
Os	76	184	0,018				
	76	186	1,59	Pb	82	204	1,48
	76	187	1,64		82	206	23,6
	76	188	13,3		82	207	22,6
	76	189	16,1		82	208	52,3
	76	190	26,4				
	76	192	41 0	Bi	83	209	100
Ir	77	191	37,3	Th	90	232	100
	77	193	62,7				
				U	92	234	0,0051
Pt	78	192	0,78		92	235	0,71
	78	194	32,9		92	238	99,28
	78	195	33,8				

ელექტრონების განაწილება ატომში

რენტგენის აღნიშვნა		K	L		M			N				
n, l-ის მნიშვნელობები. საქტრული აღნიშვნები		1,0 1s	2,0 2s	2,1 2p	3,0 3s	3,1 3p	3,2 3d	4,0 4s	4,1 4p	4,2 4d	4,3 4f	
ელემენტი	Z											ძირითადი სპექტრული თერმი
H	1	1										$^2S_{1/2}$
He	2	2										$^1S_0$
Li	3	2	1									$^2S_{1/2}$
Be	4	2	2									$^2S_0$
B	5	2	2	1								$^2P_{1/2}$
C	6	2	2	2								$^3P_0$
N	7	2	2	3								$^4S_{3/2}$
O	8	2	2	4								$^3P_2$
F	9	2	2	5								$^2P_{3/2}$
Ne	10	2	2	6								$^1S_0$
Na	11				1							$^2S_{1/2}$
Mg	12				2							$^1S_0$
Al	13	ნეონის ჩაკეტილი			2	1						$^2P_{1/2}$
Si	14	გარსი, გარსში 10			2	2						$^3P_0$
P	15	ელექტრონია			2	3						$^4S_{3/2}$
S	16				2	4						$^3P_2$
Cl	17				2	5						$^2P_{1/2}$
Ar	18				2	6						$^1S_0$
K	19							1				$^1S_{1/2}$
Ca	20							2				$^1S_0$
Sc	21						1	2				$^2D_{3/2}$
Ti	22						2	2				$^3F_2$
V	23						3	2				$^4F_{3/2}$
Cr	24						5	1				$^7S_3$
Mn	25						5	2				$^6S_{5/2}$
Fe	26	არგონის ჩაკეტილი გარსი,					6	2				$^5D_4$
Co	27						7	2				$^4F_{9/2}$
Ni	28	გარსში 18 ელექტრონია					8	2				$^3F_4$
Cu	29						10	1				$^2S_{1/2}$
Zn	30						10	2				$^1S_0$
Ga	31						10	2	1			$^2P_{1/2}$
Ge	32						10	2	2			$^3P_0$
As	33						10	2	3			$^4S_{3/2}$
Se	34						10	2	4			$^3P_2$
Br	35						10	2	5			$^2P_{3/2}$
Kr	36						10	2	6			$^1S_0$

რენტგენის აღნიშვნა	K	L	M	N				O					P						
n, l-ის მნიშვნელობები. სპექტრული აღნიშვნები	1	2	3	4				5					6						
	1,0	0,1	0.1.2	4,0	4,1	4,2	4,3	5,0	5,1	5,2	5,3	5,4	6,0	6,1	6,2	6,3	6,4	6,5	
	1s	s,p	spd	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	5g	6s	6p	6d	6f	6g	6h	
ელემენტი	Z																		ძირითადი სპექტრული ფორმა
Rb	37						1												$^2S_{1/2}$
Sr	38						2												$^1S_0$
Y	39	კრიპტონის ჩაკეტილი გარსი, გარსში 36 ელექტრონია		1			2												$^2D_{3/2}$
Zr	40			2			2												$^3F_2$
Nb	41			4			1												^6D
Mo	42			5			1												$^7S_3$
Tc	43			6			1												$^6D_{9/2}$
Ru	44			7			1												$^5E_0$
Rh	45			8			1												$^4F_{9/2}$
Pd	46			10															$^1S_0$
Ag	47	პელედიუმის ჩაკეტილი გარსი, გარსში 46 ელექტრონია					1												$^2S_{1/2}$
Cd	48						2												$^1S_0$
In	49			2			2	1											$^2F_{1/2}$
Sn	50			2			2	2											$^3P_0$
Sb	51			2			3	2											$^4S_{3/2}$
Te	52			2			4	2											$^3P_2$
I	53			2			5	2											$^2P_{3/2}$
Xe	54			2			6	2											$^1S_0$
Cs	55	ქსენონის ჩაკეტილი გარსი გარსში 54 ელექტრონია											1						$^2S_{1/2}$
Ba	56												2						$^1S_0$
La	57	გარსი 1s-დან 4d-მდე შეიცავს 46 ელექტრონს						2	6				2						$^2D_{3/2}$
Ce	58						1	2	6				2						$^3H_4$
Pr	59						2	2	6				2						$^4K_{11/2}$
Nd	60						3	2	6				2						$^5L_0$
Pm	61						4	2	6				2						$^6L_{9/2}$
Sm	62						5	2	6				2						$^7F_0$
Eu	63						6	2	6				2						$^8S_{7/2}$
Gd	64						7	2	6				2						$^9D_2$
Tb	65						8	2	6				2						$^8H_{17/2}$
Dy	66						9	2	6				2						$^7K_{10}$
Ho	67						10	2	6				2						$^6L_{15/2}$
Er	68						11	2	6				2						$^5L_{10}$
Tm	69						13	2	6				2						$^2F_{7/2}$
Yb	70						14	2	6				2						$^1S_0$
Lu	71						14	2	6				2						$^2D_{3/2}$

რენტგენის აღნიშვნა		K	L		M			N					O					P						Q		
n, l-ის მნიშვნელობები. სპექტრული აღნიშვნები		1	2		3			4					5,0	5,1	5,2	5,3	5,4	6,0	6,1	6,2	6,3	6,4	6,5	7,0	7,1	
													5s	5p	5d	5f	5g	6s	6p	6d	6f	6g	6h	7s	7p	
ელემენტი	Z																									ძირითადი სპექტრული თერმი
Hf	72														2			2								$^3F_2$
Ta	73														3			2								$^4F_{3/2}$
W	74														4			2								$^5D_0$
Re	75														5			2								$^6S_{5/2}$
Os	76														6			2								$^5D_4$
Ir	77														7			2								$^4F_{9/2}$
Pt	78														9			1								$^3D_3$
Au	79														10			1								$^2S_{1/2}$
Hg	80																	2								$^1S_0$
Te	81																	2	1							$^3P_{1/2}$
Pb	82																	2	2							$^3P_0$
Bi	83																	2	3							$^4S_{3/2}$
Po	84																	2	4							$^3P_2$
At	85																	2	5							$^2P_{3/2}$
Rn	86																	2	6							$^1S_0$
Fr	87																							1		$^2S_{1/2}$
Ra	88																							2		$^1S_0$
Ac	89																			1				2		$^2D_{3/2}$
Th	90																			2				2		$^3F_2$
Pa	91																			3				2		$^4F_{3/2}$
U	92																			4				2		$^5D_0$

რადონის ჩაკეტილი გარსი, გარსში 86 ელექტრონია

გარსი 1s-დან 5p-მდე, შეიცავს 68 ელექტრონს

გარსი 1s-დან 5d-მდე შეიცავს 78 ელექტრონს

ძირითადი ატომური მუდმივები

1. პლანკის მუდმივა... $h=2\pi\hbar=(6{,}62559\pm0{,}00015)\cdot10^{-27}$ ერგ. წმ.$=$
$=4{,}1\cdot10^{-15}$ ელეოლტ. წმ.

$$\hbar=\frac{h}{2\pi}=1{,}05\cdot10^{-27}$$ ერგ. სეკ.$=6{,}3\cdot10^{-16}$ ევ. წმ.

2. სინათლის სიჩქარე... $c=(2{,}997925\pm0{,}000001)\cdot10^{10}$ სმ/წმ

3. ელექტრონის მუხტი... $e=(4{,}80298\pm0{,}00006)\cdot10^{-10}$ აბს. ერთ.$=$
$=(1{,}60210\pm0{,}00002)\cdot10^{-19}$ კულონი

4. გრავიტაციული მუდმივა... $G=(6{,}670\pm0{,}005)\cdot10^{-8}$ დნ. სმ$^2\cdot$ გრ$^{-2}$

5. ვიწრო სტრუქტურის მუდმივა... $\alpha=\frac{e^2}{\hbar c}=(7{,}29720\pm0{,}00003)\cdot10^{-3}$

$$\frac{1}{\alpha}=137{,}0388\pm0{,}0^{\prime}06$$

6. ავოგადროს რიცხვი... $A=N_A=(6{,}02252\pm0{,}00002)\cdot10^{23}$ მოლ$^{-1}$

7. ბოლცმანის მუდმივა... $K=(1{,}38054\pm0{,}00006)\cdot10^{-16}$ ერგ/K°

8. ფარადეის რიცხვი... $F=(96487{,}0\pm0{,}5)$ კულონ/მოლ

9. გაზების უნივერსალური მუდმივა... $R=N_Ak=8{,}314\cdot10^7$ ერგ/K° მოლ$=$
$=1{,}986$ კალ/$K^\circ\cdot$ მოლ

10. ელექტრონის მასა... $m_e=(9{,}10908\pm0{,}0^{\prime}0013)\cdot10^{-28}$ გრ$=$
$=(0{,}511006\pm0{,}000002)$ მევ/$c^2=$
$=(5{,}48597\pm0{,}00003)\cdot10^{-4}$ m_0 (მასიური ერთეული).

11. მასის ატომური ერთეული... $m_0=(1{,}66043\pm9{,}00002)\cdot10^{-24}$ გრ$=$
$=(931{,}478\pm0{,}005)$ მევ/c^2

12. პროტონის მასა... $m_p=(1{,}67252\pm0{,}0^{\prime}0^{\prime}0^{\prime}2)\cdot10^{-24}$ გრ$=(1{,}00727663\pm$
$\pm0{,}^{\prime}000000^{\prime}8)$ $m_0=(938{,}256\ \ 0{,}005)$ მევ/c^2

13. კომპტონის ტალღის სიგრძე ელექტრონისათვის...

$$\lambda_e=\frac{h}{mc}=(2{,}42621\pm0{,}00002)\cdot10^{-10}$$ სმ

$$\lambda\!\!\!^{-}{}_e=\frac{\hbar}{mc}=(3{,}86144\pm0{,}0^{\prime}0^{\prime}03)\ \ 10^{-11}$$ სმ

14. ბორის პირველი რადიუსი... $a_1=\frac{\hbar^2}{mc^2}=(5{,}29167\pm0{,}00002)\cdot10^{-9}$ სმ

15. ელექტრონის კლასიკური რადიუსი... $r_e=\frac{e^2}{mc^2}=(2{,}81777\pm$
$\pm0{,}00004)\cdot10^{-13}$ სმ

16. რიდბერგის მუდმივა პროტონის უსასრულო მასისათვის...

$$R_\infty = (109737{,}31 \pm 0{,}01)\ სმ^{-1}$$

17. რიდბერგის მუდმივა წყალბადისათვის... $R_H = (109677{,}576 \pm 0{,}012)\ სმ^{-1}$

18. ბორის მაგნეტონი... $H_B \equiv \frac{e\hbar}{2mc} = (9{,}27314 \pm 0{,}00021) \cdot 10^{-21}$ ერგ/გაუსი

19. 1 ელექტრონვოლტის შესაბამისი რხევის სიხშირე...

$$= (2{,}41804 \quad 0{,}00002) \cdot 10^{11}\ Hz$$

20. 1 ელექტრონვოლტის შესაბამისი ტემპერატურა...

$$= (4604{,}9 \quad 0{,}5)\ K^\circ$$

საგნობრივი საძიებელი

აბსოლუტურად შავი სხეული 95
აკრძალვის წესი 213
ალვენის ტალღები 288
არჩევის წესი 204, 207
არხითი სხივები 34
ატომის ბირთვი 72
ატომის დიამეტრი 53
ატომის ეფექტური მაგნიტური მომენტი 237
ატომის მასა 54,
ატომის მოდელი — ბირთვული 72, 92
ატომის მოდელი — გარსული 218
ატომის მოდელი — ვექტორული 207
ატომის მოდელი — ტომსონის 67
ატომის იონიზაციის პოტენციალი 156
ატომის რეზონანსული პოტენციალი 155
ატომური ნომერი 54, 76
ატომური შესუსტების კოეფიციენტი 143

ბორის პოსტულატები 115
ბორის მაგნეტონი 215
ბორის რადიუსი 195
ბორის სიხშირეთა პირობა 116
ბოზონები 230

ბადაგვარების მდგომარეობა 125, 225
გადაგვარების პარამეტრი 224
გამოსხივება — ინდუცირებული 163, 168
„ — იძულებითი 160
„ — სპონტანური 160, 163
„ — შავი სხეულის 97
„ — არაჰარმონიული ოსცილატორის 83
გამოსხივების სიმკვრივე 95
„ უნარიანობა 95
განზოგადებული იმპულსი 118
„ კოორდინატა 118
გარდაქმნის ფორმულები — გალილეის 11
„ „ — ლორენციის 13
განუზომადი ერთეულები 127
განუზღვრელობის პრინციპი — ჰაიზენბერგის 192

დასახლება — მეტასტაბილური მდგომარეობის 173
დებაის ტალღის სიგრძე 283
დებაის ეკრანირებული დადიუსი 283
დე-ბროილის ტალღა 180, 183
დეიტერიუმი 165
დოპლერის ეფექტი 89

ელექტრომაგნიტური სპექტრი 78
ელექტრონის სრული იმპულსის მომენტი 209, 210
ენერგეტიკული დონეები 116
ეფექტური განივკვეთი 68
„ „ ატომის 70

ვარიაციული პრინციპი ჰამილტონის 50

ზეემანის ანომალური ეფექტი 235
ზეემანის ნორმალური ეფექტი 232

თანადობის პრინციპი 128
თერმი 114

იონი 67
იონიზაციის პოტენციალი 35, 116
იონობგერითი ტალღები 187, 288
იზობარა 55
იზოტოპები 55
იზოტოპების გაყოფა — დიფუზიის მეთოდი 60
ილუზიის გაყოფა — თერმოდინამიკური მეთოდი 62

იზოტოპების გაყოფა — ქიმიური მეთოდი 62
„ „ — ცენტროფუგირების მეთოდი 63
იძულებითი გამოსხივება 160

კათოდური სხივები 33
კვანტი 94
კვანტური რიცხვი — აზიმეტალური 122
„ „ — n 119
„ „ — მთავარი 123
კანონი — დიულონგის და პტის 225
„ —ვინის 100, 167
„ — კირხჰოფის 97
„ — მოლის 140
„ — რელეის 145
„ — რელეი-ჯინსის 103, 166
„ — სტეფან-ბოლცმანის 97
კვეთა გაბნევის 70

ლანდაუს მილევა 287
ლანდაუს ფაქტორი 337
ლაზერი 171
ლაზერის კინეტიკური განტოლებები 175
ლარმონის თეორემა 233
ლენგმიურის ზონდური მახასიათებლის მეთოდი 290
ლენგმიურის ტალღები 282

მასსპექტრომეტრია 46, 56
მაზერი 171
მატრიცული მექანიკა 179
მასა, დაყვანილი 121
მასიური კოეფიციენტი 143
მონოქრომატიზაცია დამუხტული ნაწილაკების 48
მდგომარეობა, სტატისტიკური წონასწორობის 31
მდგომარეობა, უარყოფითი ტემპერატურის 170
მძიმე წყალი 121

ორბიტული მაგნიტური მომენტი 214
ოსცილატორის რხევის შემცირების კანონი 84

პარაბოლური მეთოდი 47, 55
პარამაგნიტური რეზონანსი 281
პაულის პრინციპი 217
პერიოდული სისტემა მენდელეევის 54, 218
პლანკის მუდმივა 107, 183
პლანკის ფორმულა 107, 167
პლაზმის დიაგნოსტიკა 290
პლაზმის მდგრადობა 289
პლაზმის ცენტრიდანული დრეიფი 281
პლაზმის ხმაური 287
პლაზმური რხევები 281
პრინციპი ფერმასი 51
პლანკის კვანტური თეორია 105

რადიესი ელექტრონის, კლასიკური 146
რეზერფორდის ფორმულა 75
რელაქსაციის დრო 84, 162
რენტგენის დამუხრუჭების გამოსხივება 136
რენტგენის მახასიათებელი გამოსხივება 139
„ მილები 135
„ სხივები 134
„ სხივების კოპერენტული გაბნევა 145

სივრცე — აბსოლეტური 10
სითბური გამოსხივება 93
სისტემა — აბსოლეტური 10
„ ინერციული 10
სპექტრული ხაზების ბუნებრივი სიგანე 86
სპექტრული ხაზების წმინდა სტრუქტურა 126, 202, 205
სპინი ელექტრონის 206
სტატისტიკური წონასწორობა 94
სტატისტიკა — ფერმი-დირაკის 227
„ — ბოზე-აინშტაინის 223
სტაციონარული ორბიტა 117
სპინი ელექტრონის 206

ტალღები მაგნიტობგერითი 288
ტალღური ბუნება ელექტრონის 181
ტალღური პაკეტი 185
ტალღური ფუნქცია 181
ტუტე ელემენტების სპექტრები 131
ტუტე-მიწა ელემენტების სპექტრები 133

ფაზური სიბრტყე 118, 184, 185
ფაზური სიჩქარე 77

ფერმიონები 230
ფერმის ენერგია 228
ფოკუსირება დამუხტული ნაწილაკების 49
ფოტოელექტრონული შთანთქმა 144
ფოტოეფექტი 144
ფრანკის და ჰერცის ცდები 153
ფურიეს ინტეგრალი 85, 193
ფურიეს მწკრივი 85
ქმედება 118
შთანთქმის უნარიანობა 95
შრედინგერის განტოლება 198
შტერნის და ჰერლახის ცდები 241
ციკლოტრონული სიხშირე 44
წმინდა სტრუქტურის მუდმივა 126
წყალბადის სპექტრი 92, 112
ჯგუფური სიჩქარე 184, 185

ს ა რ ჩ ე ვ ი

შესავალი 3
1. ატომისტურ შეხედულებათა მოკლე ისტორია 5
2. კლასიკური ფიზიკა და სპეციალური ფარდობითობის თეორია. რელატივისტური თანაფარდობები 9

თ ა ვ ი 1 ატომები და იონები

§ 1. ნივთიერების ელექტრული მეხტის ატომური აგებულება . . . 25
1. ატომიზმი ქიმიასა და ფიზიკაში 25
2. გაზების კინეტიკური თეორია და კლასიკური სტატისტიკა . . 28
3. ელექტრული მეხტის ატომური აგებულება 32
§ 2. ელექტრონული და იონური პროცესები 35
1. ელექტრონებისა და იონების გაჩენა 35
2. დამეხტული ნაწილაკების მოძრაობა ელექტრულ და მაგნიტურ ველებში 36
3. ელექტრონული ოპტიკის ელემენტები 50
§ 3. ნეიტრალური ატომები და იზოტოპები 53
1. ქიმიური ელემენტების პერიოდული სისტემა 53
2. ატომების მასების გაზომვა. მასსპექტრომეტრია 55
3. იზოტოპების გაყოფა 59

თ ა ვ ი 2 ატომის მოდელები

§ 1. ატომის ტომსონის მოდელი . . 67
1. ზოგადი მოსაზრებანი . . 67
2. ლენარდის ცდები . . 68
§ 2. ატომის ბირთვული მოდელი . . 68
1. გაბნევის ეფექტური კვეთა . . 68
2. ნაწილაკების გაბნევა და რეზერფორდის ცდები 71
3. რეზერფორდის ფორმულა . . 72

თ ა ვ ი 3 ატომის ელექტრომაგნიტური გამოსხივება და სპექტრები

§ 1. ელექტრომაგნიტური გამოსხივების კლასიკური თეორია . . 77
1. ელექტრომაგნიტური გამოსხივების უწყვეტი სპექტრი . . 77
2. გამოსხივების კლასიკური თეორია 79
3. სპექტრული ხაზების ბუნებრივი სიგანე 84
4. სპექტრული ხაზების გაგანიერება 86

5. ოპტიკური სპექტრების ახსნის შეუძლებლობა კლასიკური თეორიით 91
§ 2. სითბური გამოსხივება და პლანკის ელექტრომაგნიტური გამოსხივების კვანტური თეორია 93
1. სითბური გამოსხივების კანონები 93
2. პლანკის კვანტური თეორია 105
3. ფოტოეფექტი 109
4. მყარი სხეულის სითბოტევადობა 110
§ 3. სპექტრული კანონზომიერებანი და ბორის თეორია 112
1. წყალბადის ხაზოვანი სპექტრები და ბალმერის კანონზომიერება . 112
2. ბორის თეორია 114
3. ბორის თეორიის შემდგომი განვითარება 122
4. სპექტრული ხაზების წმინდა სტრუქტურა 125
5. თანადობის პრინციპი 128
6. ტუტე ელემენტების სპექტრები 131

თ ა ვ ი 4 რენტგენის გამოსხივება

§ 1. დამუხრუჭების რენტგენის გამოსხივება 134
§ 2. მახასიათებელი რენტგენის გამოსხივება. მოზლის კანონი . 139
§ 3. რენტგენის სხივების შთანთქმა და გაბნევა ნივთიერებაში . 143
1. რენტგენის სხივების შთანთქმა 143
2. რენტგენის სხივების გაბნევა 145

თ ა ვ ი 5 ატომების ენერგეტიკული მდგომარეობანი

§ 1. ფრანკისა და ჰერცის ცდები 153
1. ელექტრონების დრეკადი და არადრეკადი დაჯახება ატომებთან . 153
2. ატომების იონიზაციის პოტენციალები 156
§ 2. გამოსხივების სახეები 159
1. სპონტანური გამოსხივება 159
2. შთანთქმა და იძულებითი გამოსხივება 163
§ 3. პლანკის გამოსხივების ფორმულის გამოყვანა აინშტაინის მეთოდით . 164
§ 4. ინდუცირებული გამოსხივება 168
§ 5. ლაზერები 171

თ ა ვ ი 6 კვანტური მექანიკის ელემენტები

§ 1. ბორის თეორიის განვითარება და კვანტური მექანიკის შექმნა . . 178
1. წინააღმდეგობანი ბორის თეორიაში 178
2. ჰაიზენბერგის თეორია — მატრიცული მექანიკა 179
3. დე-ბრიოლის ტალღური მექანიკა 180
4. ბორნის სტატისტიკური თეორია 188
5. ჰაიზენბერგის განუზღვრელობის პრინციპი 190
§ 2. შრედინგერის განტოლება 195
1. ბორის დებულებები კვანტური მექანიკის თვალსაზრისით . . 195
2. შრედინგერის განტოლება 197

3. წყალბადის ატომი კვანტური მექანიკის თვალსაზრისით . . 199
4. კვანტური რიცხვები და მათი ფიზიკური აზრი . . . 200

თავი 7 სპექტრული ხაზების მულტიპლეტური ხასიათი

§ 1. სპექტრული ხაზების წმინდა სტრუქტურა და ელექტრონის სპინი. . 205
1. სპექტრული ხაზების წმინდა სტრუქტურა 205
2. ატომის ვექტორული მოდელი 207
3. კვანტური ვექტორების შეკრება 208
4. ელექტრონის სრული იმპულსის მომენტი. 209
5. ატომის სრული იმპულსის მომენტი. (LS) და (jj) კავშირი . 210
6. ელექტრონებისა და ატომების მდგომარეობათა სპექტრული აღნიშვნა 213
7. აკრძალვის წესი 213
§ 2. მაგნიტური მომენტები 214
1. ორბიტული მაგნიტური მომენტი 214
2. სპინური მაგნიტური მომენტი 216
§ 3. პაულის პრინციპი და ელემენტების პერიოდული სისტემა . . . 217
1. პაულის პრინციპი 217
2. ელემენტების პერიოდული სისტემა 218
§ 4. კვანტური სტატისტიკა 221
1. ბოზე-აინშტაინის სტატისტიკა 221
2. ფერმი-დირაკის სტატისტიკა 225
3. სტატისტიკა კვანტური მექანიკის თვალსაზრისით 229

თავი 8 ატომი გარე მაგნიტურ ველში

§ 1. მაგნიტური ველის მოქმედება ელექტრონების მოძრაობაზე ატომში . 232
1. ზეემანის ნორმალური ეფექტი 232
2. ზეემანის ანომალური ეფექტი 235
3. ზეემანის ანომალური ეფექტის მაგალითი ნატრიუმზე . . . 238
§ 2. ატომების მაგნიტური მომენტების გაზომვა 240
1. შტერნისა და გერლახის ცდები 240
2. პარამაგნიტური რეზონანსი 242
3. პაშენ-ბაკის ეფექტი 243
4. ნიეთიერების მაგნიტური თვისებები 244

თავი 9 მოლეკულების აგებულება და თვისებები

§ 1. ატომთა შორის კავშირი . . 246
1. მოლეკულური ბმები . . 246
2. ჰომოპოლარული ბმა . . 248
3. ჰეტეროპოლარული (იონური) ბმა . . 250
4. ვან-დერ-ვაალსის ძალები . . . 252
§ 2. მოლეკულური სპექტრები . . . 254
1. ელექტრონული სპექტრი . . . 254
2. ბრუნვითი და რხევითი სპექტრები . . 255

3. სპექტრული ზოლების ზოგადი აგებულება 265
4. მოლეკულის დისოციაცია . . 269

თავი 10 ნივთიერების პლაზმური მდგომარეობა

§ 1. პლაზმური მდგომარეობა ბუნებაში და პლაზმის ხელოვნური მიღება . 272
§ 2. დაჯახების პროცესები პლაზმაში 274
§ 3. დამუხტული ნაწილაკების მოძრაობა პლაზმაში ელექტრომაგნიტური ველის გავლენით 279
§ 4. პლაზმური რხევები და ტალღები 281
§ 5. პლაზმის მდგომარეობა 289
§ 5. პლაზმის მდგრადობა 289
დამატება I. სტაბილური იზოტოპები და მათი გავრცელება ბუნებაში . 295
დამატება II. ელექტრონების განაწილება ატომში 299
დამატება III. ძირითადი ატომური მუდმივები 302
საგნობრივი საძიებელი 304

გამომცემლობის რედაქტორი ა. სტურუა

მხატვრული რედაქტორი ი. ჩიქვინიძე
კორექტორი ც. კვანტალიანი

სბ 379

გადაეცა წარმოებას 14.01.82

ხელმოწერილია დასაბეჭდად 14.09.83. ეე 03933.

საბეჭდი ქაღალდი № 1. 60×90¹/₁₆. პირობითი ნაბეჭდი თაბახი 19,5

სააღრიცხვო-საგამომცემლო თაბახი 16,36 ტირაჟი 2500. შეკვეთის № 271

ფასი 1 მან.

თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა,
თბილისი, 380028, ი. ჭავჭავაძის პროსპექტი, 14.
Издательство Тбилисского университета,
Тбилиси, 380028, пр. И. Чавчавадзе, 14.

თბილისის უნივერსიტეტის სტამბა,
თბილისი, 380028. ი. ჭავჭავაძის პროსპექტი, 1.
Типография Тбилисского университета,
Тбилиси, 380028, пр. И. Чавчавадзе, 1.