

I MÜHAZİRƏ

Atom fizikasına giriş. Işığın dalğa və kvant təbiəti

Müasir fizikanın ilk inkişaf dövründə işığın təbiətinin öyrənilməsi mühüm əhəmiyyət kəsb edən ən maraqlı problemlərdən biri olmuşdur.

Güman edilir ki, bəşər tarixində ilk fizika qanunları məhz işıqla əlaqədar olaraq kəşf edilmişdir. Belə ki, eramızdan xeyli əvvəl yaşamış antik dövr filosoflarının əsərlərində işığın düz xətt üzrə yayılması haqqında fikirlər vardır.

Evklid həndəsəsində düz xətt anlayışının da məhz bununla əlaqədar olduğu fərz edilir.

Uzun müddətli müşahidələr nəticəsində işıqla əlaqədar olaraq aşağıdakı 4 qanun müəyyən olunmuşdur ki, indi onlar həndəsi optikanın əsas qanunları adlanır:

1. Işığın bircinsli mühitdə düz xətt üzrə yayılması qanunu;
2. Işıq dəstələrinin bir-birindən asılı olmayaraq yayılması qanunu (superpozisiya prinsipi);
3. Işığın qayıtması qanunu;
4. Işığın sınması qanunu.

Bu qanunlar çox qədim dövrlərdə, yəni hələ işığın təbiəti müəyyən olunmamışdan xeyli əvvəl kəşf edilsə də, sonrakı dövrlərdə onlar haqqında nöqteyi-nəzərlər dəyişmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, bu qanunlar ilk baxışda göründüyünə nisbətən daha dərin mənaya malikdir və onların tətbiqi müəyyən məhdudiyyətlərlə bağlıdır, yəni onlar təqribi qanunlardır. Optikanın yuxarıda göstərilən qanunlarının tətbiq oluna bilməsi şərtlərinin və sərhədlərinin zaman keçdikcə öyrənilməsi və müəyyən edilməsi işığın təbiətinə aid baxışların inkişaf etməsində mütərəqqi rol oynamışdır.

Qədim dövr alimlərinin işığın təbiəti haqqında təsəvvürləri indi çox sadələvh görünür. Bəzi alimlər belə hesab edirdilər ki, gözdən xüsusi nazik tellər çıxır və onlar cisimlərə toxunaraq görmə təsiri yaradır. Digər qrup alimlərə görə görmə gözdən çıxan "qaynar buxarlarla", başqa mütəfəkkirlərin fikrincə isə cisimlərdən çıxaraq gözümüzdə çatan "zərrəciklərlə" əlaqədardır. Aydınır ki, indi belə təsəvvürləri ətraflı təhlil etməyə ehtiyac yoxdur.

Işığın düz xətt üzrə yayılması və qayıtması qanunları eramızdan əvvəl yaşamış Platon məktəbinin nümayəndələrinə və Evklidə məlum idi.

Işığın sınma qanunu isə uzun inkişaf yolu keçmiş və yalnız XVII əsrin sonunda Snellius tərəfindən dəqiq ifadə olunmuşdur. XVII əsrin əvvəllərində (1630) isə Dekart sınma qanununun riyazi ifadəsini vermişdir. Lakin Snellius öz əsərini çap etdirmədiyindən onun işığın sınmasına aid əldə etdiyi qanunauyğunluğun Dekarta məlum olub-olmaması haqqında müəyyən fikir yoxdur.

Mexaniki hərəkətin fundamental qanunlarını kəşf edərək, indi klassik mexanika adlanan mexanikanın yaradıcısı olan Nyuton XVII əsrdə işığın təbiəti haqqında ardıcıl nəzəriyyə təklif etmişdir. Əlbəttə, mexanikada əldə etdiyi nəhəng müvəffəqiyyətlər Nyutona əsas verirdi ki, optik hadisələrə də mexanika qanunlarını tətbiq etmək olar. O, çoxlu sayda müşahidələrə və təcrübi faktlara əsaslanaraq işığın təbiəti ilə əlaqədar olaraq, bir-birinə zidd olan iki təsəvvürü təhlil etmişdir. Bu təsəvvürlərdən birinə görə işıq dalğadır. Məlum idi ki, səs və su dalğaları qarşılıqlı çıxan maneələri aşı bilər. Digər tərəfdən məlum idi ki, qeyri-şəffaf maneənin arxasında yerləşən cisimlər görünür. Deməli, işıq dalğası maneəni aşı bilmir. Ona görə də Nyuton işığın dalğa təbiətli olması fikrindən imtina edərək korpuskulyar nəzəriyyəni irəli sürmüşdür.

Işığın məhz düz xətt üzrə yayılması qanununa istinad edərək Nyuton fərz etmişdir ki, işıq bircins mühitdə düzxətli bərabərsürətli hərəkət edən (ətalət qanunu) korpuskullardan (zərrəciklərdən) ibarətdir. Korpuskulyar nəzəriyyəyə əsasən işığın qayıtma və sınma qanunlarını izah etmək olar. Bu nəzəriyyəyə görə işığın qayıtması kürənin müstəvi səthə elastik zərbəsi zamanı qayıtmasına oxşar olaraq baş verir, yəni düşmə bucağı qayıtma bucağına bərabər olur. Işığın sınımasını isə Nyuton iki şəffaf mühit sərhəddinə düşən korpuskulun seyrək mühitdən sıx mühitə daxil olduqda mühit hissəcikləri tərəfindən cəzb olunması nəticəsində düşmə nöqtəsində səthin normalına doğru yaxınlaşması ilə izah etmişdir (özü də bu zaman mühitdə işıq korpuskullarının mühiti təşkil edən hissəciklər tərəfindən cəzb olunması normal boyunca baş verir). Nyuton nəzəriyyəsinə əsasən işığın sınma qanunu üçün

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_2}{v_1} \quad (1.1)$$

ifadəsi alınır. Burada α – işığın düşmə bucağı, β – sınma bucağı n_1 və n_2 – uyğun olaraq, birinci və ikinci mühitin mütləq sındırma əmsalları, v_1 və v_2 – uyğun olaraq, işığın birinci və ikinci mühitlərdə yayılma sürətləridir.

(1.1) düsturundan görünür ki, işığın mühitdə yayılma sürəti, korpuskulyar nəzəriyyəyə görə, mühitin mütləq sındırma əmsalı ilə düz mütənasib olmalıdır. Lakin indi bizə məlumdur ki, bu heç də belə deyil. Nyutonun dövründə müxtəlif mühitlərdə işıq sürəti ölçülmədiyindən bu nəticə bilavasitə yoxlana bilməzdi. Lakin sonralar belə ölçmələr aparıldı və müəyyən edildi ki, mütləq sındırma əmsalı böyük olan mühitlərdə işığın yayılma sürəti kiçik olur. Belə ki, 1850-ci ildə Fuko işığın suda sürətini ölçərək müəyyən etmişdir ki, bu sürət işığın havada yayılma sürətindən 1,33 dəfə kiçikdir (xatırladaq ki, suyun mütləq sındırma əmsalı 1,33-dür). Beləliklə, işığın mühitdə yayılma sürəti və mühitin sındırma əmsalı haqqında Nyutonun korpuskulyar nəzəriyyəsi yanlış nəticəyə gətirir. Lakin işığın maddədə yayılma mexanizminin dərinədən təhlili göstərir ki, bu məsələ o qədər də sadə deyil.

Nyutonun kəşf etdiyi işığın dispersiyası hadisəsi də korpuskulyar nəzəriyyə vasitəsilə izah oluna bilir. Nyutona görə işığın rəngi bu işığı daşıyan korpuskulların ölçüləri ilə müəyyən olunur. Belə ki, qırmızı rəngli işığa ölçüləri ən böyük, bənövşəyi rəngli işığa isə ölçüləri ən kiçik olan korpuskullar uyğun gəlir.

Nyutonun dövründə astronom Ryomer işığın planetlərarası fəzada yayılma sürətini təyin edərək ~300000 km/s qiymətini tapmışdı. Bundan sonra Nyutonun bəzi müasirləri korpuskulyar nəzəriyyəyə öz etirazlarını bildirərək göstərdilər ki, belə böyük sürətlə hərəkət edən zərrəciklərin mövcud olması inandırıcı deyil. Lakin indi bizə məlumdur ki, bu iradlar yersizdir. Çünki β -şüalar, kosmik zərrəciklər və s. kimi elə korpuskullar vardır ki, onların hərəkət sürəti işıq sürətinə çox yaxındır.

Eyler qeyd edirdi ki, Nyutonun korpuskulyar nəzəriyyəsi həm cəsarətli, həm də təccüb doğurandır. Belə ki, Günəş bütün istiqamətlərdə və kəsilməz olaraq belə böyük sürətli korpuskullar buraxırsa, o, gərək tezliklə tükənməli və ya heç olmasa hiss olunacaq dəyişikliyə məruz qalmalıdır. Kütlə ilə enerji arasında qarşılıqlı əlaqə haqqında müasir təsəvvürlərə əsasən doğrudan da şüalanma prosesində Günəşin kütləsi daim azalır. İşığın təbiətinə aid Nyuton baxışlarının bəzi cəhətləri, müasir nəzəriyyələrdə tamamilə yeni şəkildə və başqa təcrübi faktlar əsasında rast gəlinir.

Nyuton korpuskulyar nəzəriyyəni təklif edəndən bir qədər sonra onun müasiri olan Hüygens işığın təbiəti haqqında dalğa nəzəriyyəsini təklif etdi. O, çoxlu sayda akustik və optik hadisələrin oxşarlığından istifadə edərək belə fərziyyə irəli sürdü ki, işıq xüsusi mühitdə, yəni efiərdə yayılan elastik impulslardır. Hüygensə görə cisimlərin özləri və onlar arasındakı fəza da efiərlə doludur. O, işığın böyük sürətlə yayılmasını efiərin xüsusi xassələrə malik olması (elastikliyi və sıxlığı) ilə izah edirdi.

Hüygensin dalğa nəzəriyyəsinin əsasını Hüygens prinsipi təşkil edir və bu prinsipi o, işıq impulslarının yayılma istiqamətini tapmaq üçün təklif etmişdir. Bu prinsipə görə işıq dalğasının çatdığı hər bir nöqtə ikinci dalğa mənbəyinə çevrilir və ixtiyari anda həmin ikinci dalğaları qurşayan səth, yayılan dalğanın həmin an üçün dalğa cəbhəsidir. Hüygens prinsipi hər hansı an üçün məlum dalğa cəbhəsinə görə sonrakı ixtiyari anlar üçün dalğa cəbhəsini qurmağa imkan verir. Dalğa cəbhəsini bilməklə işığın yayılma istiqamətini, yəni dalğa cəbhəsinə perpendikulyar olan istiqaməti müəyyən etmək olar.

Qeyd edək ki, Hüygens prinsipi nəinki işığın qayıtma və sınıma qanunlarını, həm də 1670-ci ildə Bartolini tərəfindən İslandiya şpatında müşahidə olunan qoşaşüasınma hadisəsini, yəni bu kristaldan keçərkən şüanın ikiləşməsini izah etməyə imkan verir.

Hüygens prinsipindən istifadə edərək işığın sınıma qanunu üçün (1.1) ifadəsindən fərqli olan aşağıdakı ifadə alınır:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2} \quad (1.2)$$

Göründüyü kimi, Hüygens prinsipinə əsaslanaraq alınmış (1.2) ifadəsi işığın mühitdə yayılma sürətinin həmin mühitin mütləq sındırma əmsalından asılılığını düzgün ifadə edir.

Beləliklə, XVIII əsrin əvvəllərində işığın təbiətinə aid iki nəzəriyyə mövcud olmuşdur. Bu nəzəriyyələrin yaranmasını təsirin verilməsinin iki üsuluna uyğun olması kimi də başa düşmək olar. Belə ki, baxılan halda işıq mənbəyindən işıq hər tərəfə yayılır və ətrafdakı cisimlərin üzərinə düşərək onlara təsir edir (məsələn, onlar qızır) və ya işıq gözə düşdükdə görmə hissi yaradır və biz görürük. Deməli, işıq yayılarkən təsirin bir cisimdən (mənbədən) digər cismə (qəbulediciyə) ötürülməsi baş verir. Ümumiyyətlə, bir cismin digər cismə təsiri iki müxtəlif üsulla ola bilər: 1) mənbədən qəbulediciyə maddənin daşınması yolu ilə; 2) cisimlər arasındakı mühitin halının dəyişməsi vasitəsilə (maddə daşınmadan).

Məsələn, asılmış zəngi çəkiclə vuraraq onu səsləndirmək olar. Bu, maddə daşınması ilə təsirin verilməsi üsuluna uyğundur. Lakin zəngin dilinə ip bağlayıb, həmin ip boyunca dalğa göndərərək, dili yelləndirməklə də zəngi səsləndirmək olar. Bu halda maddə daşınmır, ip boyunca dalğa yayılır,

yəni ipin halında (formasında) dəyişiklik baş verir. Beləliklə, təsir bir cisimdən digər cismə dalğa vasitəsilə də verilə bilər.

İşığın korpuskulyar və dalğa nəzəriyyəsi bütün XVIII əsr boyu paralel mövcud olmuş və bu əsr bir-birinə zidd olan bu iki nəzəriyyə arasında mübarizə əsri adlandırıla bilər. Lakin bu müddət ərzində həmin nəzəriyyələrin heç biri qəti qələbə qazana bilməmişdir. Mexanika üzrə mühüm kəşflər etmiş Nyutonun böyük şöhrət və nüfuza malik olması korpuskulyar nəzəriyyənin bəyənilməsində və ona üstünlük verilməsində öz rolunu oynamışdır.

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, o dövrdə təcrübədən məlum olan işığın yayılması qanunları hər iki nəzəriyyə ilə müəyyən dərəcədə müvəffəqiyyətlə izah olunurdu. Lakin bir sıra hallarda bu və ya digər nəzəriyyənin müəyyən nöqsanlara malik olması faktları meydana çıxırdı. Məsələn, işıq dəstələri fəzada kəşşərkən nə üçün bir-birinə təsir etmir sualına cavab vermək korpuskulyar nəzəriyyə üçün çətin olurdu. Çünki işıq zərrəcikləri bir-biri ilə toqquşmalı və səpilməlidir.

Dalğa nəzəriyyəsi isə bunu asanlıqla izah edirdi. Məsələn, suyun səthində dalğalar qarşılıqlı təsirdə olmayaraq bir-birinin içərisindən sərbəst keçir.

Lakin işığın düz xətt üzrə yayılmasını və bunun nəticəsində cisimlərin arxasında formaca onlara oxşayan kəskin kölgələrin əmələ gəlməsini dalğa nəzəriyyəsinə əsasən izah etmək çətinidir. Korpuskulyar nəzəriyyəyə görə isə kölgənin əmələ gəlməsini işığın düz xətti yayılmasına əsaslanaraq asanlıqla izah etmək olar. Bununla belə, məsələn, açıq qapıdan işıq düşərkən qapıya nisbətən daha geniş sahənin işıqlanmasını korpuskulların ətalət üzrə düzxətli bərabərsürətli hərəkət etməli olduğuna əsaslanıb izah etmək olmur və s.

XVIII əsrin sonu və XIX əsrin əvvəllərində Yunq tərəfindən işığın difraksiyası və interferensiyası hadisələrinin kəşfi və Hüygens prinsipinə əsaslanaraq bu hadisələrin Frenel tərəfindən riyazi şəkildə müvəffəqiyyətlə izah edilməsi korpuskulyar nəzəriyyəni sarsıtdı. Belə ki, XIX əsrin başlanğıcında işığın dalğa təbiətli olmasına artıq heç bir şübhə qalmadı və dalğa nəzəriyyəsi qələbə çaldı.

Sonralar Frenel və Araqo işığın polyarlaşması hadisəsini, polyarlaşmış işığın interferensiyasını öyrənərək belə nəticəyə gəldilər ki, bu hadisələri izah etmək üçün işıq dalğalarının eninə dalğalar olduğunu qəbul etmək lazımdır. Bu isə optik hadisələri mexanika təsəvvürlərinə əsasən izah etmək üçün istifadə edilən hipotetik mühitin, yəni efirin, mövcudluğuna olan şübhələri daha da artırır. Belə ki, eninə elastiki dalğalar bərk cisimlərdə yayıla bildiyindən işıq dalğalarının daşıyıcısı olan efir də özünü bərk cisim kimi aparmalıdır. Onda işığın efirdə yayılma sürəti eninə elastiki dalğaların bərk cisimdə yayılma sürətini müəyyən edən:

$$v = \sqrt{\frac{N}{\rho}} \quad (1.3)$$

düsturu ilə təyin olunmalıdır. Burada N – sürüşmə modulu, ρ – mühitin sıxlığıdır. Ölçmələr göstərmişdir ki, işıq sürəti böyük qiymətə malikdir. Ona görə də ρ – çox kiçik, N isə çox böyük kəmiyyət olmalıdır ki, bu da mümkün deyildir. Bundan başqa, müxtəlif mühitlərdə işıq sürətinin müxtəlif olmasını (Fuko və Fizo təcrübələri) izah etmək üçün müxtəlif maddələrdə efirin xassələrinin müxtəlif olmasını, anizotrop maddələr üçün isə daha mürəkkəb fərziyyələr qəbul etmək lazım gəlir. Efirlə əlaqədar olaraq meydana çıxan digər anlaşılmazlıq ondan ibarətdir ki, əgər efir bərk cisim xassəlidirsə, onda, məlum olduğu kimi, bərk cisim daxilində eninə dalğa ilə yanaşı həm də uzununa dalğa yayıla bildiyindən, efir daxilində həm də uzununa dalğalar yayılmalı idi. Frenel və Araqonun yuxarıda qeyd olunan təcrübələri göstərirdi ki, işıqda uzununa dalğalar yoxdur. Ona görə də bərk maddə kimi təsəvvür olunan efir həm də elə xüsusi xassəyə malik olmalıdır ki, efir daxilində yalnız eninə dalğalar yayıla bilsin.

İşığın dalğa təbiətli olmasını daha da əsaslandırان mühüm addımlardan biri XIX əsrin ikinci yarısında Maksvel tərəfindən işığın elektromaqnit nəzəriyyəsinin irəli sürülməsi oldu. Bu nəzəriyyəyə görə işıq elektromaqnit dalğalarının bir növüdür. Ümumiyyətlə isə, Maksvel elektromaqnit dalğalarının mövcud olmasını fərz etmiş və onları təsvir edən tənlikləri təklif etmişdir. Maksvel nəzəriyyəsiindən məlum olur ki, elektromaqnit dalğaları yalnız eninə dalğalardır. Maksvelin ölümündən 10 il sonra Herts elektromaqnit dalğalarını təcrübədə aldı və onların xassələrini tədqiq etdi.

Maksvelin elektromaqnit nəzəriyyəsinə görə mühitin mütləq sındırma əmsalı üçün

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (1.4)$$

ifadəsi alınır. Burada c – işığın vakuumda, v isə dielektrik nüfuzluğu ϵ , maqnit nüfuzluğu μ olan mühitdə yayılma sürətləridir. Beləliklə, Maksvel nəzəriyyəsi mühitin optik, elektrik və maqnit xassələrini xarakterizə edən parametrlər arasında sadə əlaqə yaradır. Lakin (1.4) düsturundan işığın

sınma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığı $n=f(\lambda)$, yəni dispersiya hadisəsi görünür. Çünki Maksvel nəzəriyyəsinə görə ε və μ – mühitin elektrik və maqnit xassələrini xarakterizə edən və dalğa uzunluğundan asılı olmayan kəmiyyətlərdir. Bu çatışmazlığı sonralar Lorensin təklif etdiyi elektron nəzəriyyəsinin köməyi ilə aradan qaldırmaq mümkün oldu. Belə ki, bu nəzəriyyəyə görə mühitin dielektrik nüfuzluğu ε , və deməli, mütləq sındırma əmsalı p işığın dalğa uzunluğundan asılı olmalıdır.

Həm Maksvel və həm də Lorens elektromaqnit dalğalarının (yəni, həm də işıq dalğalarının) efirdə yayıldığını fərz edir. Belə ki, uzun müddət efir anlayışı elmdə hökm sürürdü. Efirin xassələri haqqında təsəvvürlər də işığın təbiəti haqqındakı təsəvvürlərin inkişafına uyğun olaraq dəyişir və inkişaf edirdi. Məsələn, Maksvel belə hesab edirdi ki, bütün elektromaqnit hadisələri efirdə baş verir. Lorens isə belə hesab edirdi ki, efir elektromaqnit dalğalarının yalnız yayılma sürəti ilə xarakterizə olunan hüdudsuz mühitdir. Lakin efirin mövcud olmasını təkzib edən çoxlu təcrübi faktlar da məlum idi. Məsələn, Maykelson-Morli təcrübəsinin təhlili göstərir ki, efir varsa, o, sükunətdə olmamalı və hərəkət edən cisim, məsələn, Yerlə birlikdə aparılmalıdır (sövk olunmalıdır). Fizo təcrübəsi isə göstərir ki, efir varsa, o, hərəkət edən mühit tərəfindən qismən aparılır. Işığın aberrasiyası hadisəsinə görə isə efir varsa, o, sükunətdə olmalıdır. Efir haqqında bir-birinə zidd olan belə təcrübi faktların meydana çıxması son nəticədə efir anlayışının rədd olunmasına və Lorens elektrodinamikasının relyativistik elektrodinamika ilə əvəz olunmasına səbəb oldu. Belə ki, Eynşteynin nisbilik nəzəriyyəsinə əsaslanan relyativistik elektrodinamikaya görə efir anlayışına heç bir ehtiyac yoxdur və işıq (yəni, elektromaqnit sahəsi) və maddə materiyasının iki müxtəlif formasıdır.

Sükunətdə olan efir haqqında təsəvvürlərlə əlaqədar olaraq meydana çıxan çətinliklərdən başqa Lorens nəzəriyyəsi digər çətinliklərlə də qarşılaşdı. Belə ki, bu nəzəriyyə işığın maddə ilə qarşılıqlı təsirinə aid olan hadisələrin bir çox xüsusiyyətlərini izah edə bilmirdi. Məsələn, Lorens nəzəriyyəsi mütləq qara cismin şüalanması zamanı enerjinin tezliklərə görə paylanmasını izah etməkdə aciz idi. Klassik elektrodinamikanın bu çətinliyini aradan qaldırmaq üçün Vin, Reley, Cins və digərlərinin göstərdikləri cəhdlər də müvəffəqiyyətsiz olmuşdur. Lakin 1900-cü ildə Plank enerji kvantları haqqında fərziyyə irəli sürərək, həmin çətinlikləri aradan qaldırmaq yolunu göstərdi. Belə ki, maddənin molekulardan təşkil olunması təsəvvürlərinə uyğun olan diskretliyi elektromaqnit proseslərinə, xüsusi halda isə şüalanmaya aid edərək Plank belə fərziyyə irəli sürdü ki, elektromaqnit dalğalarının şüalanması arasıkəsilməz proses olmayıb, tezliklə düz mütənasib olan enerji payları (kvantları) şəklində diskret olaraq baş verir:

$$\varepsilon = h\nu \quad (1.5)$$

Burada ν – şüalanmanın tezliyi, h isə Plank sabitidir. Sonralar Eynşteyn Plankın bu ideyasını inkişaf etdirmiş və fərz etmişdir ki, işığın tək-cə şüalanması deyil, həm də udulması və yayılması da kvantlarla baş verir. Işıq kvantlarını Eynşteyn fotonlar adlandırmışdır.

Enerji kvantları haqqında Plank hipotezi klassik fizika təsəvvürlərinə zidd olsa da, fizikanın inkişaf tarixində yeni bir dövrün başlanğıcını qoymuş oldu. Qeyd etmək lazımdır ki, Plankın enerji kvantları nəzəriyyəsinin efir anlayışına ehtiyacı yoxdur. Bu nəzəriyyə qızdırılmış cisimlərin şüalanmasının bəzi məsələlərinin izahı ilə əlaqədar olan çətinlikləri aradan qaldırmağa və işığın maddə ilə qarşılıqlı təsirinin tamamilə yeni tərzdə öyrənilməsinə səbəb oldu. Bir çox optik hadisələrin, xüsusilə fotoeffektin və işığın səpilməsi məsələlərinin izahı yalnız işığın kvant (korpuskulyar) təbiətinə malik olmasını qəbul etməklə izah olundu. Atom və molekulaların quruluşu haqqında müasir təlimin əsasını təşkil edən kvant nəzəriyyəsinin inkişaf prosesi bu gün də davam edir.

Beləliklə, XX əsrin başlanğıcında işığın elektromaqnit (dalğa) nəzəriyyəsi ilə yanaşı olaraq, Nyutonun təklif etdiyi korpuskulyar nəzəriyyədən keyfiyyətə tamamilə fərqli olan yeni korpuskulyar (kvant) nəzəriyyə yaranmış oldu. Qeyri-adi bir vəziyyət yarandı: işığın interferensiyası və difraksiyası hadisələrini dalğa nəzəriyyəsinə əsasən, şüalanma və udulma hadisələrini isə işığı kvantlar seli (korpuskullar) hesab etməklə izah etmək mümkündür. Deməli, işıq ikili xassəyə, yəni dalğa xassəsinə və korpuskulyar xassəyə malikdir. Başqa sözlə, işıq kəsilməzliklə diskretliyin vəhdətidir. Sonralar məlum oldu ki, dalğa-korpuskul dualizmi tək-cə işığa, yəni materiyasının elektromaqnit sahəsi növünə aid olmayıb, həm də maddə növünə xasdır. Belə ki, 1924-cü ildə Lui-de-Broyl mikrozərrəciklərin dalğa xassəsinə malik olması hipotezini irəli sürdü və sonrakı dövrlərdə bu hipotez təcrübələrdə təsdiq olundu. Qeyd edək ki, de-Broyl hipotezi hal-hazırda kvant mexanikası adlanan və o dövrdə dalğa optikasına oxşar olaraq dalğa mexanikasının yaranmasına səbəb oldu. Kvant mexanikası isə müasir fizikanın nəzəri əsasıdır.

II MÜHAZİRƏ

İstilik şüalanması qanunları. Plank düsturu

İstənilən uzunluğa malik elektromaqnit dalğasının şüalanması maddənin tərkibinə daxil olan yüklü hissəciklərin, yəni elektronların və ionların rəqsi hərəkəti ilə əlaqədardır. Məsələn, ionların kütləsi böyük olduğundan onların rəqs tezliyi kiçik olur və kiçik tezlikli elektromaqnit dalğaları (məsələn, infraqırmızı) şüalanır. Atom və molekulların tərkibinə daxil olan elektronların (yəni bağlı elektronların) rəqsləri nəticəsində şüalanan elektromaqnit dalğalarının tezliyi böyük ola bilər (məsələn, görünən işıq və ultrabənövşəyi şüalar). Metalların daxilində olan sərbəst elektronların müəyyən tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqsi hərəkətindən danışmaq olmaz. Lakin sərbəst elektronların hərəkəti zamanı nizamlı olmayan tormozlanmalar sayəsində impuls şəkilli elektromaqnit şüalanması baş verir ki, bu şüalanma spektrində müxtəlif uzunluqlu dalğalar, o cümlədən alçaq tezlikli dalğalar da ola bilər.

Elektromaqnit şüalanması enerji itgisinə səbəb olur. Ona görə də şüalanmanın uzun müddət davam etməsi üçün enerji itgisinin əvəz olunması lazımdır. Əks halda şüalanma cismin daxilində müəyyən dəyişikliklərin baş verməsi ilə müşayiət olunur və şüalandıran sistemin halı kəsilməz olaraq dəyişir. Bu proseslər müxtəlif cür olduğundan şüalanmanın xarakteri də müxtəlif olacaqdır. Belə ki, xemilüminessensiya, elektrolüminessensiya, katod lüminessensiya, fotolüminessensiya, rentgenolümines-sensiya, radiolüminessensiya, tribolüminessensiya, kristallolüminessensiya, ionolümines-sensiya, istilik (temperatur) şüalanması və s. kimi müxtəlif şüalanmalar mövcuddur.

Xemilüminessensiya zamanı enerjinin şüalanması maddənin kimyəvi tərkibinin dəyişməsi və onun daxili enerjisinin azalması ilə müşayiət olunur. Məsələn, çürümüş ağacın və havada tədricən oksidləşən fosforun şüalanması buna misal ola bilər. Müxtəlif canlı orqanizmlərdə (işıldaböcəklər, molyuskalar və s.) baş verən xemilüminessensiyaya biolüminessensiya da deyilir.

Müstəqil qaz boşalmasının müxtəlif növlərinə uyğun şüalanmalar elektrolüminessensiya adlanır. Bu zaman şüalanma üçün tələb olunan enerji elektrik sahəsi tərəfindən sürətləndirilən elektronlarla qazın atom və molekullarının bombardman edilməsi yolu ilə verilir. Elektrolüminessensiyaya misal olaraq Heysler borularında müşahidə olunan alovsuz boşalmanı, "gündüz işığı" lampalarını, elektrik qövsünü, ildırımını, tacşəkilli boşalmanı və s. göstərmək olar.

Bərk cisimləri (məsələn, mineralları) elektronlarla bombardman edərkən baş verən şüalanma katod lüminessensiyası adlanır.

Xarici λ_1 uzunluqlu elektromaqnit dalğası ilə şüalanan cismin eyni zamanda və ya sonradan uzunluğu λ_2 olan ($\lambda_1 < \lambda_2$) elektromaqnit dalğası şüalandırması fotolüminessensiya adlanır. Bu halda şüalanmanı təmin etmək üçün cismə xarici mənbədən enerji, onu şüalandırmaqla verilir. Fotolüminessensiyanın şüalanma müddətinə görə fərqləndirilən iki növü vardır: flüorosensiya (10^{-8} - 10^{-9} san) və fosforosensiya (10^{-8} saniyədən bir neçə saata qədər).

Rentgen şüalarının təsiri ilə baş verən şüalanma rentgenolüminessensiya adlanır.

Radioaktiv şüalar (α -, β - və γ -şüalar) və kosmik şüalar müəyyən maddələrin üzərinə düşdükdə baş verən şüalanmaya radiolüminessensiya deyilir.

Bəzi maddələrin bir-birinə sürtünməsi nəticəsində yaranan şüalanma tribolüminessensiya, kristalların mexaniki sıxılması zamanı baş verən şüalanma isə kristallolüminessensiya adlanır. Bu şüalanmalar sürtülən səthlərdə və sıxılma zamanı yaranan qırılma yerlərində baş verən elektrik boşalmaları nəticəsində ultrabənövşəyi işığın şüalanması ilə əlaqədardır.

Bəzi maye və məhlulların daxilində ultrasəs dalğaları yayılarkən yaranan kiçik boşluqlarda baş verən elektrik boşalmaları nəticəsində yaranan şüalanma

ionolüminessensiya adlanır.

Cisimləri qızdırarkən onların şüalanması istilik (və ya temperatur) şüalanması adlanır. Bu halda şüalanmanın dəyişməz qalmasını təmin etmək üçün cismə şüalanma nəticəsində enerjinin azalmasına uyğun istilik miqdarı vermək lazımdır. Qeyd edək ki, istilik şüalanması bütün temperaturlarda baş verir. Lakin çox da yüksək olmayan temperaturlarda yalnız böyük uzunluğa malik elektromaqnit dalğaları (infraqırmızı) şüalanır.

XIX əsrdə istilik şüalanması fizikada xüsusi maraq kəsb etmişdir. Bunun səbəbi ondan ibarətdir ki, yuxarıda göstərilən bütün lüminessensiya şüalanmaları tarazlıqda olmayan proseslər olduğu halda, yalnız istilik şüalanması, müəyyən şərtlər ödəndikdə, tarazlıqda olan proses ola bilər. Bu dövrdə isə termodinamika yalnız tarazlıqda olan proseslər üçün işlənilib hazırlandığına görə yalnız istilik şüalanmasının nəzəriyyəsini yaratmaq üçün cəhdlər göstərilməsi daha məqsədəuyğun idi.

İstilik şüalanmasının tarazlıqda ola bilməsi aşağıdakı mülahizələrdən görünür.

Fərz edək ki, şüalanan cisim daxili divarları ideal qaytarıcı səth olan və şüalanma üçün keçilməz (nüfuzedilməz) olan təbəqə ilə əhatə olunmuşdur. Cismin ətrafında, yəni təbəqənin daxilində hava da yoxdur. Bu zaman cismin buraxdığı şüalanma bütün fəzada yayılır, təbəqənin daxilində qalaraq, onun divarlarından əks olunur və cismin üzərinə düşərək, qismən və ya tam udulur. Deməli, bu şərtlər daxilində şüa buraxan cisim ilə istilik şüalanmasından ibarət olan sistemdə enerji itkisi baş vermir. Lakin cisim ilə onun ətrafındakı boşluğu dolduran şüalanma arasında daim enerji mübadiləsi baş verir. Əgər cisim və şüalanma arasında enerjinin paylanması hər bir dalğa uzunluğu üçün zaman keçdikcə sabit qalırsa, onda cisim-şüalanma sisteminin halı tarazlıq halı olacaqdır. Bu tarazlığa səbəb temperatur artdıqca istilik şüalanmasının intensivliyinin artmasıdır. Doğrudan da, fərz edək ki, cisim ilə şüalanma arasında tarazlıq pozulmuşdur və cismin şüalandırdığı enerji udduğundan çoxdur. Onda, şüalanma nəticəsində, cismin daxili enerjisi azalacaq və temperaturu aşağı düşəcəkdir. Bu da, öz növbəsində, cismin şüalandırdığı enerjinin azalmasına səbəb olacaqdır. Cismin temperaturunun azalması onun şüalandırdığı enerjinin udduğu enerjiyə bərabər olan ana qədər, yəni tarazlıq bərpa olunana qədər davam edəcəkdir. Əgər tarazlığın pozulması əksinə baş vermişdirsə, yəni cismin şüalandırdığı enerji udduğu enerjiden azdırsa, onda cismin temperaturu artacaq və bu artım yeni tarazlıq halı yaranana qədər davam edəcəkdir. Deməli, cisim-istilik şüalanması sistemində tarazlığın pozulması zamanı elə proseslər baş verir ki, nəticədə yeni tarazlıq halı yaranır. Başqa sözlə, cisim-istilik şüalanması tarazlığı varsa, o, dinamik tarazlıqdır.

Göstərmək olar ki, istilik şüalanmasından fərqli olaraq, hər hansı lüminessensiya şüalanması zamanı tarazlıq yaranmır. Məsələn, xemilüminessensiya zamanı şüalanmanı təmin edən kimyəvi reaksiyanın baş verdiyi müddət ərzində şüalandıran cisim öz əvvəlki halından uzaqlaşmaqda davam edir. Cisim tərəfindən şüalanmanın udulması (fərz olunur ki, xemilüminessensiya da yuxarıda təsvir olunan təbəqənin daxilində baş verir) reaksiyanın istiqamətini dəyişmir, əksinə, cismin şüa udaraq qızması nəticəsində reaksiya daha böyük sürətlə əvvəlki istiqamətdə baş verir. Reaksiyada iştirak edən maddələrin baxılan cisimdə miqdarı tamamilə tükəndikdən sonra kimyəvi proseslər nəticəsində baş verən şüalanma istilik şüalanması ilə əvəz olunur və yalnız bundan sonra tarazlıq yaranır.

Digər misal olaraq fotolüminessensiyaya baxaq. Fərz edək ki, qabaqcadan işıqlanma ilə həyəcanlandırılmış cisim yuxarıda haqqında bəhs edilən təbəqə daxilində yerləşdirilmişdir. Bu cismin şüalanması tədricən zəifləyəcək. Çünki fotolüminessensiya nəticəsində şüalanan işıq təbəqənin divarlarından əks olunaraq cisim tərəfindən udulacaq və nəticədə cisim qızacaqdır. Lakin temperaturun bu artması fotolüminessensiyaya kömək etməyəcəkdir. Çünki fotolüminessensiyanın baş verməsi üçün həyəcanlaşdırıcı (yəni, udulan) işığın dalğa uzunluğu şüalanan işığın dalğa uzunluğundan kiçik olmalıdır. Deməli, bu halda cisim tədricən qızacaq və fotolüminessensiya bu qızmış cismin istilik şüalanması ilə əvəz olunacaqdır.

Digər şüalanmalar üçün də anoloji mülahizələr aparmaq olar. Deməli, bütün şüalanmalar içərisində yalnız istilik şüalanması tarazlıqda ola bilər.

Cisimlərin şüalandırma və udma qabiliyyətləri. Mütləq qara cisim

İstilik şüalanmasını xarakterizə etmək üçün cisimlərin şüalandırma və udma qabiliyyəti anlayışlarından istifadə edilir.

Cismin vahid səthinin vahid zamanda vahid tezliklər intervalında şüalandırdığı enerji şüalandırma qabiliyyəti adlanır. Əgər vahid səthin vahid zamanda şüalandırdığı enerjini $dW(\omega, T)$, şüalanmanın baş verdiyi dairəvi tezlik intervalını $d\omega$ ilə işarə etsək şüalandırma qabiliyyəti

$$E(\omega, T) = \frac{dW(\omega, T)}{d\omega} \quad (2.1)$$

kimi təyin olunur. Burada $\omega = 2\pi\nu$ – dairəvi tezlik, T – şüalandıran cismin mütləq temperaturu, $d\omega$ isə $\omega, \omega + d\omega$ tezliklər intervalının enidir. Şüalanma müxtəlif ω tezlikli (və ya λ uzunluqlu) dalğalar çoxluğundan ibarət olduğu üçün müəyyən $d\omega$ tezliklər (və ya $d\lambda$ dalğa uzunluqları) intervalını götürmək lazım gəlir. (2.1) ifadəsindən görünür ki, şüalandırma qabiliyyətinin BS sistemində vahidi $\frac{C \cdot \text{san}}{m^2}$ olmalıdır.

Şüalanmanı ω tezliyi əvəzinə λ dalğa uzunluğu ilə də xarakterizə etmək olar. Belə ki, bunun üçün spektrin $d\omega$ hissəsinə $d\lambda$ dalğa uzunluqları intervalı uyğun gəldiyindən $\lambda = c/\nu = 2\pi c/\omega$ düsturuna əsasən

$$d\lambda = -\frac{2\pi c}{\omega^2} d\omega = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} d\omega \quad (2.2)$$

ifadəsini nəzərə almaq lazımdır. Burada mənfi işarəsi göstərir ki, λ və ω kəmiyyətlərindən biri artdıqda digəri azalır və əksinə. Ona görə də mənfi işarəsini nəzərə almamaq da olar. (2.1) ifadəsinə oxşar olaraq

$$E(\lambda, T) = \frac{dW(\lambda, T)}{d\lambda} \quad (2.3)$$

yaza bilərik. Onda $E(\omega, T)$ və $E(\lambda, T)$ arasında əlaqə tapmaq üçün

$$dW(\omega, T) = dW(\lambda, T)$$

$$E(\omega, T)d\omega = E(\lambda, T)d\lambda = E(\lambda, T) \frac{2\pi c}{\omega^2} d\omega = E(\lambda, T) \frac{\lambda^2}{2\pi c} d\omega$$

ifadələrindən istifadə edərək

$$E(\omega, T) = E(\lambda, T) \frac{2\pi c}{\omega^2} = E(\lambda, T) \frac{\lambda^2}{2\pi c} \quad (2.4)$$

alırıq.

Cismin üzərinə düşən şüalanmanın udulmasını xarakterizə etmək üçün udma qabiliyyəti anlayışından istifadə olunur. Cismin udma qabiliyyəti onun vahid səthinə vahid zamanda eni $d\omega$ olan $\omega, \omega + d\omega$ tezliklər intervalında düşərək udulan $dW_{ud}(\omega, T)$ şüa enerjisinin düşən $dW_d(\omega, T)$ enerjisinin miqdarına olan nisbətində deyilir:

$$A(\omega, T) = \frac{dW_{ud}(\omega, T)}{dW_d(\omega, T)} \quad (2.5)$$

Qeyd edək ki, cisimlərin şüalandırma qabiliyyəti kimi, udma qabiliyyəti də tezlik və mütləq temperaturdan asılıdır. Udma qabiliyyəti adsız kəmiyyətdir.

Analoji yolla cismin qayıtma qabiliyyətini də təyin etmək olar. Vahid zamanda vahid səthdən eni $d\omega$ olan $\omega, \omega + d\omega$ tezliklər intervalında əks olunan $dW_s(\omega, T)$ enerjisinin düşən $dW_d(\omega, T)$ enerjisinin miqdarına olan nisbətində cismin qayıtma qabiliyyəti deyilir:

$$B(\omega, T) = \frac{dW_s(\omega, T)}{dW_d(\omega, T)} \quad (2.6)$$

Qayıtma qabiliyyəti də adsız kəmiyyətdir. İdeal güzgü səthin bütün tezliklər, yəni ən

kiçik tezlikdən ixtiyari böyük tezliklərə qədər olan oblast üçün qaytarma qabiliyyəti vahidə bərabərdir.

Tərifindən görüldüyü kimi, udma qabiliyyəti vahiddən böyük ola bilməz. Üzərinə düşən şüalanmanı tamamilə uda bilən cisim üçün udma qabiliyyəti $A(\omega, T)=1$ olur. Belə cisim mütləq qara cisim adlanır. Əgər hər hansı bir cisim üçün $A(\omega, T) \equiv A(T) = \text{const} < 1$ şərti ödənirsə, o, boz cisim adlanır.

Aydındır ki, təbiətdə mütləq qara cisim yoxdur, o, ideal cisimdir. Lakin 1895-ci ildə Vin və Lümer müəyyən etmişlər ki, elektromaqnit şüalanması üçün keçilməz olan içi boş sferik səthin üzərində ölçüsü sfera diametrinin 0,1 hissəsindən böyük olmayan deşik özünü mütləq qara cisim kimi aparır. Bu deşikdən daxil olan ixtiyari tezliyə malik şüalanma sferanın daxili səthindən dəfələrlə qayıtdığından və səpildiyindən və hər dəfə divarlar tərəfindən bir qədər udularaq zəiflədiyindən, demək olar ki, kənara çıxmır, yəni tam udulur. Məhz bu səbəbdən də parlaq günəşli gündə uzaqdan açıq pəncərəyə baxdıqda otağın içərisi qaranlıq görünür.

Qeyd edək ki, mütləq qara cisim də şüalandırmaq qabiliyyətinə malikdir. Məsələn, içi boş sferanın üzərindəki kiçik deşikdən daxil olan şüalar divarlarda çoxlu dəfə əks olunduqdan sonra zəif şüalanma kimi deşikdən kənara çıxır ki, buna da mütləq qara cismin şüalanması kimi baxmaq olar.

Bəzi cisimlər (məsələn, qurum, qara məxmər və s.) udma xassəsinə görə mütləq qara cismə çox yaxındırlar. Belə cisimlərin böyük udma qabiliyyətinə malik olması onların məsaməli quruluşa malik olması ilə əlaqədardır. Belə cisimlər üzərinə düşən şüalanma onların çoxlu sayda qatlarında və məsamələrində dəfələrlə qayıdır və hər qayıtma zamanı müəyyən qədər udularaq zəifləyir. Ona görə də cisimdən qayıdan işığın intensivliyi praktik olaraq sıfıra qədər azalmış olur. Məsələn, qaytarma əmsalı $\frac{1}{2}$ olan mühit daxilində 10 dəfə qayıtma baş versə, çıxan şüalanmanın enerjisi düşən şüalanmanın enerjisindən $2^{10} \approx 1000$ dəfə az olacaqdır.

Qeyd edək ki, mütləq qara cismin şüalanması bu cismin təbiətindən asılı olmayıb yalnız onun temperaturundan asılıdır. Buna aşağıdakı mülahizələr əsasında inanmaq olar.

Maddə ilə dinamik tarazlıqda olan şüalanmaya, məsələn, içi vakuum olan boşluqdakı şüalanmaya baxaq. Tarazlıq halında şüalanma enerjisi boşluğun daxilində müəyyən $u=u(T)$ sıxlığı ilə paylanmış olacaqdır. Burada T – boşluğun divarlarının mütləq temperaturudur. Bu enerjinin spektral (tezliklərə görə) paylanmasını $u(\omega, T)$ funksiyası ilə xarakterizə etsək, onda ω , $\omega+d\omega$ tezliklər intervalına düşən enerjinin spektral sıxlığı $du(\omega)=u(\omega, T)d\omega$ olar. Onda enerjinin tam (inteqral) sıxlığı üçün:

$$u(T) = \int_0^{\infty} u(\omega, T) d\omega \quad (2.7)$$

alarıq. Tarazlıqda olan şüalanmanın $u(T)$ enerji sıxlığı yalnız temperaturdan asılıdır və boşluğun divarlarının xassəsindən asılı deyildir. Bu, o deməkdir ki, eyni temperaturlu müxtəlif divarlara malik olan iki boşluq vardırısa, onların daxilində $u(T)$ enerji sıxlığı eyni olmalıdır. Özü də $u_1(T) = u_2(T)$ bərabərliyi hər bir tezlik üçün ödənməlidir. Termodinamik mülahizələrə görə bu deyilənləri isbat etmək olar. Fərz edək ki, iki müxtəlif divarlı boşluqda tarazlıqda olan şüalanmanın sıxlığı müxtəlifdir: $u_1(T) > u_2(T)$. Bu boşluqları ortaq kiçik deşik vasitəsilə bir-biri ilə birləşdirək. Bu zaman onların divarları arasında şüalanma vasitəsilə istilik mübadiləsi baş verməlidir. Belə ki, şərtə görə $u_1 > u_2$ olduğundan birinci boşluqdan ikinci boşluğa daha çox enerji seli keçməlidir. Nəticədə ikinci boşluğun divarları şüalandırdığı enerjiden daha çox enerji udmalı və onların temperaturu artmalıdır. Birinci boşluğun divarlarının udduğu enerji şüalandırdığı enerjiden az olduğu üçün isə onların temperaturu azalmalıdır. Lakin termodinamikanın ikinci qanununa görə başlanğıc temperaturları eyni olan iki cismin öz aralarında istilik mübadiləsi etməsi nəticəsində temperaturları dəyişə bilməz. Ona görə də bizim $u_1(T)$ və $u_2(T)$ enerji sıxlıqlarının müxtəlif olması haqqında fərziyyəmiz ziddiyyətə gətirdiyi üçün, doğru deyildir. Deməli, $u_1(T) = u_2(T)$ olmalıdır və bu bərabərlik bütün tezliklər üçün də ödənməlidir.

Tarazlıqda olan şüalanmanın boşluğun divarlarının təbiətindən asılı olmadığını göstərk. Əgər divarlar mütləq qara cisim olsaydı onlar üzərlərinə düşən bütün W enerjisini udar və həmin miqdar W enerji selini şüalandırardı. Udma qabiliyyəti r olan divarlar üzərlərinə düşən W enerjisinin rW hissəsini udur, $(1-r)W$ hissəsini isə qaytarır və eyni zamanda həm də udduqları rW enerjisi qədər enerji şüalandırır. Beləliklə, boşluğun divarları $(1-r)W+rW=W$ qədər enerjini, yəni onların üzərinə düşən enerjiyə bərabər miqdarda enerjini, mütləq qara cisimdə olduğu kimi, yenidən şüalanmaya qaytarır.

Kirxhof qanunu

Hər bir cismin şüalandırma və udma qabiliyyətləri arasında təbii ki, müəyyən əlaqə vardır. Bu əlaqə nədən ibarətdir sualına ilk dəfə 1809-cu ildə Prevo cavab verməyə cəhd göstərmişdir. Bu məqsədlə, o, aşağıdakı qaydanı təklif etmişdir: iki cisim bir-birindən fərqli enerji udursa, onların şüalandırdığı enerjilər də müxtəlif olur. Prevo qaydası təcrübələr vasitəsilə təsdiq olunur. Lakin Prevo qaydası cismin şüalandırma və udma qabiliyyətləri arasındakı əlaqəni yalnız keyfiyyətcə müəyyən edir. Bu əlaqəni kəmiyyətcə xarakterizə etmək üçün 1859-cu ildə Kirxhof qanun təklif etmişdir. Kirxhof qanununa görə cisimlərin müəyyən şəraitdəki şüalandırma qabiliyyətinin həmin şəraitdəki udma qabiliyyətinə nisbəti cisimlərin təbiətindən asılı olmayıb, uyğun tezlik və temperaturdan asılı olan universal funksiyadır:

$$\frac{E(\omega, T)}{A(\omega, T)} = f(\omega, T) \quad (2.8)$$

Burada mühüm cəhət ondan ibarətdir ki, müxtəlif cisimlər üçün $E(\omega, T)$ və $A(\omega, T)$ kəmiyyətləri müxtəlif olsa da, onların nisbəti bütün cisimlər üçün eynidir.

Kirxhof bu qanunu termodinamikanın II qanununa əsaslanaraq müəyyən etmişdir. Belə ki, izolə olunmuş sistemdə yaranmış istilik tarazlığı bu sistemin hissələri arasında baş verən istilik mübadiləsi nəticəsində pozula bilməz. Fərz edək ki, sabit T temperaturuna malik olan içi boş təbəqənin daxilində bir neçə cisim (onlardan biri mütləq qara cisim də ola bilər) yerləşdirilmişdir və boşluqdan hava çıxarılmışdır. Belə olduqda cisimlər arasında enerji mübadiləsi yalnız elektromaqnit dalğalarını buraxmaq və udmaq yolu ilə baş verə bilər. Təcrübə göstərir ki, müəyyən müddətdən sonra belə sistem istilik tarazlığı halına gəlir, yəni bütün cisimlərin temperaturu təbəqənin T temperaturu ilə eyni olur. Bu halda şüalandırma qabiliyyəti $E(\omega, T)$ böyük olan cisim vahid zamanda vahid səthdən $E(\omega, T)$ kiçik olan cismə nisbətən daha çox enerji şüalandıracaqdır. Lakin cisimlərin temperaturu (və deməli, enerjisi) dəyişmədiyindən çox enerji şüalandıran cisim həm də çox enerji udmalıdır, yəni bu cisim üçün udma qabiliyyəti də böyük olmalıdır. Beləliklə, cismin şüalandırma qabiliyyəti $E(\omega, T)$ böyük olduqca onun udma qabiliyyəti $A(\omega, T)$ də böyük olur və buradan alınır ki,

$f(\omega, T) = \frac{E(\omega, T)}{A(\omega, T)}$ nisbəti bütün cisimlər üçün eyni olmalıdır. Bu da Kirxhof qanunudur. Bu qanundan görünür ki, verilmiş temperaturda cisim hansı tezlikli şüaları güclü udursa, həmin tezlikli şüaları da güclü buraxır (bu zaman şüaların buraxılmasını, onların qaytarılması ilə qarışdırmaq olmaz).

Kirxhof qanunu bütün cisimlərə aid olduğu üçün, onun mütləq qara cismə tətbiqinə baxaq. Mütləq qara cisim üçün udma qabiliyyəti $A(\omega, T)=1$ olduğundan (2.8) düsturuna əsasən $E(\omega, T)=\mathcal{A}(\omega, T)$ alırıq ki, bu da çox vacib bir nəticədir. Belə ki, Kirxhofun daxil etdiyi və bütün cisimlər üçün eyni olan $\mathcal{A}(\omega, T)$ universal funksiyası mütləq qara cismin $\mathcal{A}(\omega, T)$ şüalandırma qabiliyyətinə bərabərdir. Deməli, mütləq qara cisim üçün şüalandırma qabiliyyətinin aşkar ifadəsini tapmaq elə $\mathcal{A}(\omega, T)$ universal funksiyasını tapmaq deməkdir və əksinə.

Praktik işlərdə $\mathcal{A}(\omega, T)$ funksiyası əvəzinə dalğa uzunluğundan asılı olan $\varphi(\lambda, T)$ funksiyasından istifadə etmək əlverişlidir. $\mathcal{A}(\omega, T)$ və $\varphi(\lambda, T)$ funksiyaları arasında (2.4) düsturuna uyğun olaraq aşağıdakı əlaqə vardır:

$$f(\omega, T) = \frac{2\pi c}{\omega^2} \varphi(\lambda, T) = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \varphi(\lambda, T) \quad (2.9)$$

(2.9) düsturundan görünür ki, məlum $\mathcal{A}(\omega, T)$ funksiyasına əsasən $\varphi(\lambda, T)$ funksiyasını tapmaq üçün $\mathcal{A}(\omega, T)$ funksiyasının ifadəsində $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ yazaraq

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} f\left(\frac{2\pi c}{\lambda}, T\right) \quad (2.10)$$

düsturundan istifadə etmək lazımdır. Məlum $\varphi(\lambda, T)$ funksiyasına əsasən $\mathcal{A}(\omega, T)$ funksiyası

$$f(\omega, T) = \frac{2\pi c}{\omega^2} \varphi\left(\frac{2\pi c}{\omega}, T\right) \quad (2.11)$$

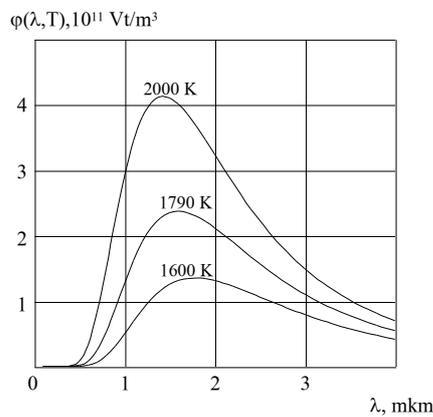
ifadəsindən istifadə etməklə tapıla bilər.

Məlumdur ki, divarları elektromaqnit şüalanmasını keçirməyən içiboş sferanın üzərində açılmış kiçik deşik özünü mütləq qara cisim kimi aparır. Belə ki, boşluğun divarlarının T temperaturu sabit qaldıqda, kiçik deşikdən spektral tərkibinə görə həmin temperaturlu mütləq qara cismin şüalanmasına çox yaxın olan elektromaqnit şüalanması baş verəcəkdir. Kirxhof qanununa görə bu deşiyin şüalandırma qabiliyyəti $\mathcal{A}(\omega, T)$ funksiyasına çox yaxın olmalıdır. Difraksiya qəfəsi vasitəsilə bu şüalanmanı spektrə ayıraraq və spektrin müxtəlif

hissələrinin intensivliyini balometr vasitəsilə ölçərək $\mathcal{A}(\omega, T)$ və ya $\varphi(\lambda, T)$ funksiyasının təcrübi yolla qrafikini tapmaq olar. Belə təcrübələrin nəticələri 2.1 şəklində verilmişdir. Müxtəlif ayrılar mütləq qara cismin müxtəlif T temperaturuna uyğundur. Hər bir əyrinin altında qalan fiqurun sahəsi uyğun temperaturda mütləq qara cismin şüalandırdığı enerjiyə ədədi qiymətcə bərabərdir.

2.1 şəklindən görünür ki, mütləq qara cismin şüalandırdığı enerji temperaturdan kəskin asılıdır və temperatur artdıqca şüalandırma qabiliyyətinin maksimumu qısa dalğalar oblastına doğru sürüşür.

Udma qabiliyyəti $A(\omega, T) < 1$ olan cisimlər, yəni boz cisimlər təbiətdə geniş yayılmışdır. Belə cisimlərə misal olaraq udma qabiliyyəti 0,99 olan qurumdan başlayaraq, səthi yaxşı cilalanmış və udma qabiliyyəti bir neçə faiz olan metallara qədər olan bütün cisimləri



Şəkil 2.1.

göstərmək olar.

Kirxhof qanununa görə $E(\omega, T) = \mathcal{A}(\omega, T)A(\omega, T)$ və boz cisimlər üçün $A(\omega, T) < 1$ olduğundan $E(\omega, T) < \mathcal{A}(\omega, T)$ yazıla bilər. Bu, o deməkdir ki, istənilən dalğa uzunluğu üçün boz cismin şüalandırma qabiliyyəti həmin temperaturda mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyətindən böyük ola bilməz.

Udma qabiliyyəti, yəni $A(\omega, T)$ kəmiyyəti ω tezliyindən asılı olduğu üçün başqa sözlə, selektiv olduğu üçün $E(\omega, T)$ və $\mathcal{A}(\omega, T)$ funksiyaları formaca bir-birindən fərqlənə bilər. Buna uyğun olaraq boz cismin şüalanması da selektiv (seçmə) xarakterli ola bilər. Məsələn, təcrübə ilə müəyyən edilmişdir ki, volfram spektrin görünən hissəsində hiss olunacaq dərəcədə selektiv şüalanmaya malikdir. Məhz buna görədir ki, közərmə elektrik lampalarının teli volframdan hazırlanır.

Qeyd edək ki, Kirxhof qanunu yalnız istilik şüalanmasına aiddir və digər şüalanmalar üçün bu qanunu tətbiq etmək olmaz. Belə ki, məsələn, fotoluminessensiya və ya xemiluminessensiya zamanı bir sıra spektral oblastlar üçün şüalanmanın intensivliyi həmin temperaturda mütləq qara cisim üçün olduğundan xeyli böyükdür. Kirxhof qanunu istilik şüalanması üçün o dərəcədə xarakterikdir ki, bu qanuna tabe olmayan şüalanmanın istilik şüalanması olmadığını hətta hökm etmək olar.

Göstərmək olar ki, mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyəti $\mathcal{A}(\omega, T)$, yəni Kirxhofun universal funksiyası $\mathcal{A}(\omega, T)$ tarazlıqda olan şüalanmanın $u(\omega, T)$ enerji sıxlığı ilə təyin

olunur:

$$f(\omega, T) = \frac{c}{4} u(\omega, T) \quad (2.12)$$

Stefan-Bolsman qanunu

Kirxhof qanunundan aydın olur ki, istilik şüalanması nəzəriyyəsinin əsas məsələsi $\mathcal{A}(\omega, T)$ universal funksiyasının, yəni mütləq qara cismin $\mathcal{A}(\omega, T)$ şüalandırma qabiliyyətinin aşkar ifadəsini tapmaqdan ibarətdir. Bu məsələnin həlli o qədər də asan olmamış və bir neçə mərhələdə həyata keçirilmişdir. Belə ki, əvvəlcə mütləq qara cismin tam (yəni, bütün dalğa uzunluqlarında) şüalandırma qabiliyyətinin temperaturdan asılılığını müəyyən edən Stefan-Bolsman qanunu təcrübi və nəzəri yolla tapılmışdır. 1879-cu ildə Stefan öz şəxsi ölçmələrinə və həm də digər tədqiqatçıların təcrübi nəticələrinə əsaslanaraq belə nəticə çıxarmışdı ki, istənilən cismin 1 m^2 səthindən 1 san ərzində şüalanan tam enerji (tam şüalandırma qabiliyyəti) həmin cismin mütləq temperaturunun 4-cü dərəcəsi ilə düz mütənasibdir. Lakin 1884-cü ildə Bolsman göstərdi ki, Stefanın müəyyən etdiyi qanun heç də bütün cisimlər üçün deyil, yalnız mütləq qara cisim üçün ödənilməlidir. Bu nəticəyə o, termodinamik mülahizələrə əsaslanaraq və həm də elektromaqnit şüalanmasının təzyiqə malik olmasını və bu təzyiqin şüalanmanın sıxlığı ilə düz mütənasib olmasını fərz edərək gəlmişdir.

Fərz edək ki, divarları elektromaqnit dalğaları üçün keçilməz olan silindr daxilində porşenin altında tarazlıqda olan istilik şüalanması vardır. Porşeni hərəkət etdirməklə şüalanmanın tutduğu həcmi dəyişdirmək olar. Başlanğıc halda şüalanmanın tutduğu həcmi V , təzyiqi P , temperaturu isə T olsun. Aydınır ki, şüalanmanın T temperaturu bu şüalanma ilə dinamik tarazlıqda olan cismin temperaturuna bərabərdir. Termodinamikanın I və II qanunlarına əsasən belə sistem üçün:

$$TdS = du + PdV \quad (2.13)$$

tənliyini yazmaq olar. Burada dS – sistemin entropiyasının, du isə daxili enerjisinin dəyişməsidir. Daxili enerji $u(T, V)$ ümumi halda həcm və mütləq temperaturdan asılı olduğu üçün

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial u}{\partial V} \right)_T dV \quad (2.14)$$

ifadəsini yazsaq bilərik. (2.14)-u (2.13)-də nəzərə alsaq

$$dS = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_V dT + \frac{1}{T} \left(\frac{\partial u}{\partial V} \right)_T dV + \frac{P}{T} dV \quad (2.15)$$

olar. dS kəmiyyəti tam diferensial olduğundan

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_V \quad (2.16)$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial V} \right)_T + P \right] \quad (2.17)$$

yaza bilərik.

(2.16) ifadəsindən V -yə, (1.22) ifadəsindən isə T -yə görə törəmə aldıqdan sonra onların sağ tərəflərini bərabərləşdirərək

$$\left(\frac{\partial u}{\partial V} \right)_T + P = T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V \quad (2.18)$$

olduğunu alırıq.

Şüalanmanın tutduğu həcmi izotermik dəyişsək onun $u(T)$ sıxlığının temperaturdan asılılığı dəyişməz. Onda V həcmi tutan şüalanmanın enerjisi $u = u(T)V$ olar. Tarazlıqda olan istilik şüalanması izotrop olduğundan onun bütün istiqamətlərdə göstərdiyi təzyiq eyni

olar: $P = \frac{1}{3} u(T)$. Bu mülahizələri (2.18)-də nəzərə alsaq

$$T \frac{du(T)}{dT} = 4u(T)$$

və ya

$$\frac{du}{u} = 4 \frac{dT}{T} \quad (2.19)$$

olar. (2.19) ifadəsini inteqrallayaraq

$$u(T) = \text{const} \cdot T^4 \quad (2.20)$$

alarıq. Şüalanmanın həcmi sıxlığı şüalandırma qabiliyyəti ilə mütənasib olduğundan (1.25) düsturunun əvəzinə

$$\varepsilon(T) = \int_0^{+\infty} \varepsilon(\omega, T) d\omega = \sigma T^4 \quad (2.21)$$

yaza bilərik.

(2.20) və ya (2.21) ifadəsi Stefan-Bolsman düsturu, σ sabit kəmiyyəti isə Stefan-Bolsman sabiti adlanır.

Beləliklə, Stefan-Bolsman qanunu yalnız mütləq qara cisim üçün doğrudur. Stefan isə öz təcrübələrində mütləq qara cisim üçün ölçmələr aparmışdı. Lakin 2.2-də təsvir olunan qayda ilə mütləq qara cisim qurulduqdan sonra Bolsmanın nəzəri yolla aldığı düstur təcrübədə yoxlandı. Çox ciddi ölçmələr Bolsman qanununun doğru olduğunu təsdiq etdi və bu qanunun ifadəsinə daxil olan σ sabitini təyin etməyə imkan verdi:

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-12} \frac{Vt}{\text{sm}^2 \cdot \text{dər}^4} \quad (2.22)$$

Boz cisimlər üçün Stefan qanunu ödənmədiyindən, Stefan-Bolsman qanununu onlar üçün də ümumiləşdirmək cəhdləri göstərilmişdir. Bu məqsədlə onu $E = BT^n$ şəklində yazmış və fərz etmişdir ki, B və n kəmiyyətləri hər bir cisim üçün təcrübədən tapılmalıdır. Lakin müxtəlif temperaturalarda aparılan ölçmələr göstərdi ki, B və n kəmiyyətləri sabit qalmır və temperaturdan asılı olur, yəni yuxarıda qeyd edildiyi kimi, Stefan-Bolsman qanunu yalnız mütləq qara cismin tarazlıqda olan istilik şüalanması üçün doğrudur. Məsələn, $T = 1000$ K olduqda platin üçün

$$E_{Pt} = 3,56 \cdot 10^{-15} \cdot T^{4,77}$$

volfram üçün isə

$$E_W = 5,9 \cdot 10^{-17} \cdot T^{5,35}$$

düsturları qənaətbəxş nəticələr verdiyi halda $T = 2000$ K olduqda B və n üçün tamamilə başqa qiymətlər alınır.

Vin qanunu

Kirxhof qanununa uyğun olaraq daxil edilmiş $\mathcal{A}(\omega, T) = \varepsilon(\omega, T)$ universal funksiyasının aşkar ifadəsinin tapılmasında Stefan-Bolsman qanunu ilk addım oldu. Lakin bu qanun həmin funksiyanın bütün tezliklər üçün yalnız temperaturdan asılılığını $\varepsilon(T)$ müəyyən edir. $\varepsilon(\omega, T)$ funksiyasının tapılmasında ikinci mühüm addım Vin tərəfindən müəyyən edilmiş qanun oldu. Belə ki, 1893-cü ildə Vin ideal güzgü divarlı boşluğun içində tarazlıqda olan şüalanmanın, bu boşluğun həcmi kiçilərkən termodinamik sıxılması prosesinə baxmış və hərəkət edən güzgüdə əks olunma zamanı şüanın tezliyinin dəyişməsinə (Dopler effekti) nəzərə almaqla göstərmişdir ki, mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyəti

$$f(\omega, T) = \frac{c}{4} u(\omega, T) = \frac{c}{4} \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right) \quad (2.23)$$

kimi funksiya ilə ifadə olunmalıdır.

$F\left(\frac{\omega}{T}\right)$ naməlum funksiyasının daxil olmasına baxmayaraq Vin düsturu tamamilə

müəyyən ədədi nəticələr almağa imkan verir. Məsələn, Vin düsturundan istifadə etməklə Stefan-Bolsman qanununu çıxarmaq olar. Doğrudan da, bütün tezliklər üçün inteqral şüalandırma qabiliyyətini tapmaqdan ötrü (2.21) ifadəsində (2.15) Vin düsturunu nəzərə alsaq

$$\varepsilon(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon(\omega, T) d\omega = \int_0^{\infty} \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right) d\omega \quad (2.24)$$

olar. Burada $x = \omega/T$ əvəz etsək

$$\varepsilon(T) = T^4 \int_0^{\infty} x^3 F(x) dx \quad (2.25)$$

alırıq. (2.25) ifadəsinə daxil olan müəyyən inteqralın hesablanmasından alınan sabit ədədi σ ilə işarə etsək

$$\varepsilon(T) = \sigma T^4 \quad (2.26)$$

ifadəsini alırıq ki, bu da 2.4-dən məlum olan Stefan-Bolsman qanunudur. Qeyd etdiyimiz kimi, nəzəri hesablamalarda $f(\omega, T)$ funksiyasından istifadə edildiği halda, praktik tətbiqlər üçün $\varphi(\lambda, T)$ funksiyasından istifadə olunması əlverişlidir. (2.10) ifadəsindən istifadə edərək (2.23) Vin düsturunu λ dalğa uzunluğu vasitəsilə aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\begin{aligned} \varphi(\lambda, T) &= \frac{2\pi c}{\lambda^2} f\left(\frac{2\pi c}{\lambda}, T\right) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \varepsilon\left(\frac{2\pi c}{\lambda^2}, T\right) = \\ &= \frac{2\pi c}{\lambda^2} \left(\frac{2\pi c}{\lambda}\right)^3 F\left(\frac{2\pi c}{\lambda T}\right) = \frac{1}{\lambda^5} \psi(\lambda, T). \end{aligned} \quad (2.27)$$

Burada $\psi(\lambda T) - \lambda T$ hasilindən asılı olan naməlum funksiyadır.

(2.27) ifadəsi $\varphi(\lambda, T)$ funksiyasının maksimum qiymətinə uyğun gələn λ_{maks} dalğa uzunluğu ilə temperatur arasındakı asılılığı müəyyən etməyə imkan verir. Bunun üçün $\left.\frac{d\varphi}{d\lambda}\right|_{\lambda_{maks}} = 0$ maksimumluq şərtindən istifadə etmək lazımdır. (2.27) funksiyasını λ -ya görə

diferensiallayaq:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda^5} T \frac{d\psi(\lambda T)}{d\lambda} - \frac{5}{\lambda^6} \psi(\lambda, T) = \frac{1}{\lambda^6} \Phi(\lambda T). \quad (2.28)$$

Burada

$$\Phi(\lambda T) = \lambda T \frac{d\psi(\lambda T)}{d\lambda} - 5\psi(\lambda T) \quad (2.29)$$

işarə edilmişdir.

$\varphi(\lambda, T)$ funksiyasının maksimumuna uyğun gələn $\lambda = \lambda_{maks}$ qiymətində (2.29) ifadəsi sıfıra bərabər olmalıdır:

$$\left.\frac{d\varphi}{d\lambda}\right|_{\lambda=\lambda_{maks}} = \frac{1}{\lambda_{maks}^6} \Phi(\lambda_{maks} T) = 0. \quad (2.30)$$

Təcrübədən məlumdur ki, $\lambda_{maks} \neq \infty$. Ona görə də (2.30) tənliyinin ödənməsi üçün

$$\Phi(\lambda_{maks} T) = \lambda_{maks} T \psi'(\lambda_{maks} T) - 5\psi(\lambda_{maks} T) = 0 \quad (2.31)$$

olmalıdır. Burada $x = \lambda_{maks} T$ işarə etsək

$$x \psi'(x) - 5\psi(x) = 0 \quad (2.32)$$

diferensial tənliyini alırıq ki, onun da həlli müəyyən $x = const$ qiymətinə gətirir. Bu sabiti b ilə işarə edərək

$$T \lambda_{maks} = b \quad (2.33)$$

ifadəsini alırıq. Burada b sabiti temperaturdan asılı deyildir və təcrübədən tapılır:

$$b = 0,2898 \text{ sm} \cdot \text{dər} = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K} \quad (2.34)$$

(2.34) ifadəsi Vinin yerdəyişmə qanunu adlanır. Belə ki, mütləq qara cismin şüalanma

spektrində maksimum şüalandırma qabiliyyətinə uyğun gələn dalğa uzunluğu λ_{maks} mütləq temperatur T ilə tərs mütənəsbdir. Başqa sözlə, mütləq temperatur artdıqca $\varphi(\lambda, T)$ funksiyasının maksimumu qısa dalğalar oblastına doğru yerini dəyişər və əksinə.

Reley-Cins qanunu

Kirxhofun $f(\omega, T)$ universal funksiyasının, yəni mütləq qara cismin $\varepsilon(\omega, T)$ şüalandırma qabiliyyətinin aşkar ifadəsini tapmaq üçün Stefan-Bolsman və Vin qanunlarından sonra göstərilən üçüncü cəhd Reley-Cins qanununun müəyyən edilməsi oldu. Reley və Cins əvvəlki tədqiqatçılar kimi termodinamik mülahizələrdən deyil, klassik statistik fizikanın əsasını təşkil edən enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanması haqqında teoremdən istifadə etmişlər. Məlum olduğu kimi, bu teoremə görə sistemin hər bir sərbəstlik dərəcəsinə $kT/2$ qədər enerji düşür ($k=1,38 \cdot 10^{-23} \text{ C/K}$ – Bolsman sabiti, T – mütləq temperaturdur). Onda birölçülü harmonik osilyatorun orta enerjisi kinetik və potensial enerjilərin cəminə bərabər, yəni $kT/2 + kT/2 = kT$ olar.

Reley və Cins fərz etdilər ki, içi vakuum olan boşluqdakı istilik şüalanması durğun dalğalar sistemindən ibarətdir və hər bir elektromaqnit dalğasına da orta hesabla kT qədər enerji düşür ki, bunun da $kT/2$ qədəri elektrik, $kT/2$ qədəri isə maqnit rəqsinə aiddir. Boşluq daxilində tarazlıqda olan şüalanmanın sıxlığı boşluğun divarlarının təbiətindən asılı olmadığı üçün boşluğun divarlarını ideal qaytarıcı divarlarla əvəz etmək olar ki, bunun da nəticəsində həmin divarlara düşən və onlardan əks olunan elektromaqnit dalğaları toplanaraq, müəyyən şərtlər ödəndikdə, durğun dalğa əmələ gətirir.

Reley və Cins $d\omega$ tezlik intervalında vahid həcmə düşən durğun elektromaqnit dalğalarının sayı üçün

$$dn_{\omega} = \frac{\omega^2 d\omega}{\pi^2 c^3} \quad (2.35)$$

İfadəsini almışdır.

(2.34) ifadəsini bir dənə durğun dalğaya (bir rəqsə) düşən orta enerjiyə ($\bar{E} = kT$) vuraraq, $\omega, \omega+d\omega$ tezliklər intervalında vahid həcmə düşən $u(\omega, T)d\omega$ enerjisini tapırıq:

$$u(\omega, T)d\omega = \bar{E}dn_{\omega} = \frac{\omega^2 \bar{E}}{\pi^2 \cdot c^2} d\omega \quad (2.36)$$

və ya

$$u(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^2} \bar{E} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^2} kT \quad (2.37)$$

(2.12) düsturundan istifadə edərək tapırıq ki,

$$f(\omega, T) = \frac{c}{4} u(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT. \quad (2.38)$$

Sərbəstlik dərəcələrinə görə enerjinin bərabər paylanması teoremindən istifadə edərək Cins enerji sıxlığını Releyin təklif etdiyi metodla hesabladığı üçün (2.37) və ya (2.38) ifadəsi Reley-Cins düsturu adlanır. Qeyd edək ki, (2.38) funksiyası Vinin təklif etdiyi (2.15) funksiyasının şərtini ödəyir:

$$f(\omega, T) = \frac{k}{4\pi^2 c^2} \omega^3 \frac{T}{\omega}. \quad (2.39)$$

(2.10) düsturuna əsasən (2.37) və ya (2.38) Reley-Cins düsturunu λ dalğa uzunluğu vasitəsilə də yazmaq olar:

$$u(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} u\left(\frac{2\pi c}{\lambda}, T\right) = \frac{8\pi kT}{\lambda^4} \quad (2.40)$$

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} f\left(\frac{2\pi c}{\lambda}, T\right) = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT. \quad (2.41)$$

Qeyd edək ki, enerji sıxlığının dalğa uzunluğuna görə paylanmasını ifadə edən (2.40)

düsturunu ümumi şəkildə aşağıdakı mülahizələrə əsasən də almaq olar. Doğrudan da, V həcmində uzunluğu $\lambda, \lambda+d\lambda$ dalğa uzunluğu intervalında yerləşən dalğaların $f(\lambda)d\lambda$ sayı V həcmi və $d\lambda$ intervalı ilə düz mütənasib olmalıdır:

$$f(\lambda)d\lambda = C\varphi(\lambda)Vd\lambda. \quad (2.42)$$

Burada C – sabit ədəddir. $f(\lambda)d\lambda$ adsız kəmiyyət olduğundan, $Vd\lambda$ isə m^4 ölçü vahidinə malik olduğundan $\varphi(\lambda)$ funksiyasının ölçü vahidi m^{-4} olmalıdır. Deməli, $\varphi(\lambda) \sim \lambda^{-4}$ və

$$f(\lambda)d\lambda = C\lambda^{-4}Vd\lambda \quad (2.43)$$

yaza bilərik. Bu ifadə ixtiyari səlt mühit üçün və deməli, ixtiyari növ dalğa üçün doğrudur. Sərbəstlik dərəcəsinə görə enerjinin bərabər paylanması teoreminə əsasən hər bir rəqsə orta hesabla kT enerjisi düşdüyünü qəbul edərək V həcmindəki tam enerji üçün $CkT\lambda^{-4}d\lambda$ və ya $u(\lambda, T)d\lambda = CkT\lambda^{-4}d\lambda$ yaza bilərik. Buradan

$$u(\lambda, T) = \frac{CkT}{\lambda^4} \quad (2.44)$$

alınır. Göründüyü kimi, (2.44) ifadəsi (1.45) Reley-Cins düsturuna C sabit vuruğu dəqiqliyi ilə uyğun gəlir. Hesablamalarla müəyyən edilmişdir ki, V həcmi dolduran mühitin xarakterindən asılı olaraq C sabiti üçün müxtəlif qiymətlər alınır. V həcmi qazla dolmuşdursa, burada yalnız uzununa dalğalar yayılır və $C=4\pi$ olur. V həcmi elektromaqnit şüalanması ilə dolduqda elektromaqnit dalğaları yalnız eninə dalğalar olduğundan, lakin polyarizasiya müstəviləri bir-birinə perpendikulyar olan iki asılı olmayan dalğa mövcud ola bildiyindən $C=8\pi$ alınır. Nəhayət, bərk cisimdə həm eninə, həm də uzununa dalğalar yayıla bildiyindən $C=12\pi$ olur.

Təcrübələrlə müəyyən edilmişdir ki, Reley-Cins düsturu yalnız dalğa uzunluğunun və temperaturun böyük qiymətlərində yaxşı nəticələr verir. Belə ki, Reley-Cins düsturunu spektrin uzaq infraqırmızı və radiodalğa diapazonlarında müvəffəqiyyətlə tətbiq etmək olar. Dalğa uzunluğunun kiçik qiymətlərində Reley-Cins düsturundan mütləq qara cismin şüalanma qabiliyyəti üçün alınmış qiymətlər təcrübə faktlarından kəskin fərqlənir. Bundan başqa, Reley-Cins düsturuna əsasən şüalanma enerjisinin inteqral sıxlığını tapmaq üçün, yəni Stefan-Bolsman qanununu almaq üçün (2.37) və ya (2.38) ifadələrini inteqrallasaq sonsuz böyük qiymətlər alınır:

$$u(T) = \int_0^{\infty} u(\omega, T)d\omega = \frac{kT}{\pi^2 c^3} \int_0^{\infty} \omega^2 d\omega = \infty, \quad (2.45)$$

$$\varepsilon(T) = f(T) = \int_0^{\infty} f(\omega, T)d\omega = \frac{kT}{4\pi^2 c^2} \int_0^{\infty} \omega^2 d\omega = \infty \quad (2.46)$$

Beləliklə, Reley-Cins düsturu termodinamika qanunları əsasında tapılmış Vin düsturunun şərtlərini ödəsə də, tamamilə mənasız nəticə verir. Belə ki, (2.45) və (2.46) düsturlarından göründüyü kimi, şüalanma enerjisinin sıxlığının (və ya şüalandırma qabiliyyətinin) yalnız sonsuz böyük qiymətində maddi cisim və şüalanma arasında tarazlıq yarana bilər. Başqa sözlə, cisim öz enerjisini tamamilə şüalandırmalı, yəni o, mütləq sifra qədər soyumalıdır. Lakin təcrübələrdən məlumdur ki, istilik şüalanması ilə bu şüalanmanı yaradan maddi cisimlər arasında tarazlıq mütləq sıfır temperaturunda deyil, istənilən temperaturlarda yaranır və özü də bu tarazlıq zamanı şüalanma enerjisinin sıxlığı cisimlərdə mövcud olan enerjinin sıxlığından çox azdır.

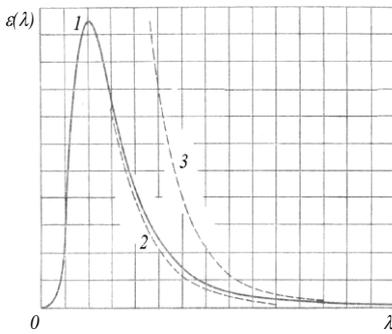
Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, Reley-Cins düsturu enerjinin spektral paylanmasını da düzgün təsvir etmir. Belə ki, (2.37) və ya (2.40) düsturlarından göründüyü kimi, istilik şüalanması spektrində enerjinin böyük hissəsi spektrin qısaladalğalı və ya böyük tezlikli oblastına uyğun gəlir. Təcrübə ilə nəzəriyyə arasındakı bu uyğunsuzluğu kvant nəzəriyyəsinin banilərindən biri olan P.S.Erenfest "ultrabənövşəyi fəlakət" adlandırmışdır.

Beləliklə, istilik şüalanmasını izah edərkən klassik fizika müvəffəqiyyətsizliyə uğradı. Reley-Cins düsturu klassik statistik fizikanın əsasını təşkil edən teoremi tətbiq etməklə alındığından başa düşülmür ki, sərbəstlik dərəcələrinə görə enerjinin bərabər paylanması haqqında teorem nə üçün bəzi hallarda tətbiq oluna bilər, başqa hallarda isə tətbiq oluna

bilməz. Lorensin obrazlı ifadəsinə görə "klassik fizikanın tənlikləri sönməkdə olan sobanın böyük uzunluğa malik dalğalarla yanaşı nə üçün sarı şüalar buraxa bilmədiyini izah etməkdə aciz qalmışdı".

Mütləq qara cismin şüalanması üçün Plank düsturu

Mütləq qara cismin şüalanması üçün nəzəri olaraq ümumi qanunun tapılması yolunda göstərilən çoxlu sayda cəhdlər bir sıra mühüm qanunların (Stefan-Bolsman, Vin, Reley-Cins qanunları) müəyyən edilməsi ilə nəticələnmiş olsa da məsələ ümumi şəkildə həll oluna bilmədi. Belə ki, həmin qanunların hər biri temperatur və tezliyin yalnız müəyyən intervalı üçün təcrübə ilə uyğun olan nəticələr verir. Belə ki, Vin düsturu alçaq temperatur və böyük tezliklərdə, Reley-Cins düsturu isə yüksək temperatur və kiçik tezliklərdə təcrübə ilə uyğun nəticələr verir. Deməli, mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyəti $\varepsilon(\omega, T)$, yəni Kirxhofun universal $f(\omega, T)$ funksiyası üçün elə ümumi analitik ifadə tapmaq tələb olunurdu ki, həmin



Səkil 2.2.

ifadə əsasında bu funksiya üçün qurulan qrafik T temperaturunun hər bir verilmiş qiymətində bütün ω tezlikləri üçün təcrübə əyri ilə üst-üstə düşsün. 2.2 şəklində təcrübə əyri (1) ilə Vin və Reley-Cins düsturlarına əsasən $\varepsilon(\lambda)$ funksiyası üçün qurulmuş qrafiklər (uyğun olaraq, 2 və 3) göstərilmişdir. Nəzəriyyə və təcrübə arasındakı bu uyğunsuzluğun səbəbi çox dərinədir. Belə ki, mütləq qara cismin şüalanma nəzəriyyəsinin əsaslandığı klassik elektrodinamika qanunları şüalanmaya səbəb olan elementar proseslərə tətbiq edildikdə düzgün olmayan nəticələr verir. Yaranmış vəziyyətdən çıxmaq üçün yeni ideya lazım idi. Belə bir ideyanı Plank irəli sürdü. Planka görə hər bir mütləq qara cisim sonsuz sayda harmonik osilyatorlar toplusu kimi fərz etmək olar ki, onların da hər biri ayrıca monoxromatik dalğa, hamısı isə birlikdə kəsilməz spektr şüalandırır. Bu ideyaya əsaslanaraq Plank mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyəti üçün əvvəlcədən məlum olan (2.38) Reley-Cins düsturunu aldı. Ona görə də Plank belə nəticəyə gəldi ki, bu uyğunsuzluğun səbəbi atom osilyatorlarına klassik fizika qanunlarının tətbiq edilməsinin qeyri-mümkünlüyüdür. Belə ki, klassik fizika qanunlarına görə tezliyi ω olan osilyatorun enerjisi rəqs amplitudunun kvadratı ilə mütənasib olduğundan, onun enerjisi ixtiyari qiymət ala bilər və buna uyğun olaraq da osilyator vahid zamanda ixtiyari enerji şüalandıra bilər. Atom osilyatorları üçün bu cür sadə qanunların ödənmədiyini nəzərə alaraq, Plank klassik fizika təsəvvürlərinə zidd olan belə bir fərziyyə irəli sürdü ki, harmonik osilyatorun enerjisi ixtiyari deyil, yalnız $0, E_0, 2E_0, 3E_0 \dots$ diskret sırasına daxil olan seçilmiş qiymətlər ala bilər; E_0 – osilyatorun yalnız ω tezliyindən asılı olan kəmiyyətdir. Burada harmonik osilyator dedikdə yalnız sərbəst rəqslər edə bilən hissəcik deyil, məsələn, içərisi vakuum olan boşluqda yaranan müəyyən tezlikli durğun dalğa da nəzərdə tutula bilər.

Əgər osilyator izolə olunmuşdursa, kifayət qədər zaman müddətindən sonra onun enerjisi tamamilə şüalanmaya sərf olunacaq və o, enerjisi $E=0$ olan ən kiçik enerjili hala keçəcəkdir (kvant mexanikası təsəvvürlərinə görə harmonik osilyatorun ən kiçik enerjisi sıfırdan fərqlidir. Lakin o dövrdə kvant mexanikası yaranmamışdı, onun hələ ki, təməli qoyulurdu). Lakin osilyator divarlarının temperaturu sabit olan boşluqda yerləşmişdirsə, o, enerji şüalandırmaqla yanaşı həm də enerji udacaqdır və bunun nəticəsində o, həyəcanlanaraq daha yüksək enerjili hallara (enerji səviyyələrinə) keçəcəkdir. Bir müddətdən sonra şüalanma aktlarının sayı orta hesabla udma əks aktlarının sayına bərabər olacaq, yəni tamamilə müəyyən detal tarazlıq halı yaranacaqdır. Bu tarazlıq halında bütün mümkün olan enerji hallarına hər bir hal üçün müxtəlif ehtimalla həyəcanlanma baş

verəcəkdir. Belə statistik tarazlıq halında ossilyatorun \bar{E} orta enerjisini tapaq. Zərrəciklərin enerjiyə görə paylanması üçün Bolsman qanununa görə ossilyatorun E_n enerjili halda olması ehtimalı P_n aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$P_n = A e^{-\frac{E_n}{kT}} \quad (2.47)$$

burada A normallaşdırıcı vuruqdur və bütün P_n -lərin cəminin vahidə bərabər olması şərtinə əsasən tapılır. Doğrudan da $\sum_{n=0}^{\infty} P_n$ cəmi ossilyatorun enerjisinin mümkün olan qiymətlərdən birini alması ehtimalını göstərir ki, bu ehtimal da vahidə bərabərdir. Deməli,

$$\sum_{n=0}^{\infty} P_n = A \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{E_n}{kT}} = 1. \quad (2.48)$$

Buradan

$$A = \frac{1}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{E_n}{kT}}} \quad (2.49)$$

(2.48) ifadəsini (2.46)-də yerinə yazsaq və Plankın ideyasına görə $E_n = nE_0$ olduğunu nəzərə alsaq

$$P_n = \frac{e^{-\frac{nE_0}{kT}}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{nE_0}{kT}}} \quad (2.50)$$

olar.

Fərz edək ki, biz hər hansı bir üsulla ossilyatorun enerjisini ölçə bilirik. Bərabər Δt zaman fasilələrindən sonra N sayda belə ölçmələr aparaq. Enerji üçün alınan qiymətlərin cəmini ölçmələrin N sayına bölməklə biz enerjinin zamana görə \bar{E} orta qiymətini tapa bilirik. Ölçmələrin N sayının çox böyük qiymətində eyni bir E_n qiyməti verən ölçmələrin N_n sayı NP_n olduğundan

$$\bar{E} = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{\infty} N_n E_n = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{\infty} NP_n E_n = \sum_{n=0}^{\infty} P_n E_n \quad (2.51)$$

alırıq.

Beləliklə, harmonik ossilyatorun enerjisinin orta qiyməti üçün aşağıdakı ifadəni tapmış oluruq:

$$\bar{E} = \sum_{n=0}^{\infty} P_n E_n = A \sum_{n=0}^{\infty} E_n e^{-\frac{E_n}{kT}} = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nE_0 e^{-\frac{nE_0}{kT}}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{nE_0}{kT}}} = E_0 \frac{\sum_{n=1}^{\infty} n e^{-nx}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx}}. \quad (2.52)$$

Burada

$$x = \frac{E_0}{kT} \quad (2.53)$$

işarə edilmişdir.

(2.52) ifadəsində məxrəcdəki cəm, məlumdur ki, aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx} = \frac{1}{1 - e^{-x}}. \quad (2.54)$$

(2.54) ifadəsini x -ə görə diferensiallayaraq (2.52) ifadəsində kəsrin surətini tapa bilirik:

$$\frac{d}{dx} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-nx} = - \sum_{n=0}^{\infty} n e^{-nx} = \frac{-e^{-x}}{(1 - e^{-x})^2} \quad (2.55)$$

(2.54) və (2.55) ifadələrini (2.52)-də nəzərə alsaq

$$\bar{E} = \frac{E_0}{e^x - 1} = \frac{E_0}{e^{\frac{E_0}{kT}} - 1} \quad (2.56)$$

olar. (2.55) ifadəsini (2.36)-də nəzərə alaraq temperaturun verilmiş qiymətində şüalanmanın həcmi sıxlığı üçün

$$u(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^2} \cdot \frac{E_0}{e^{E_0/kT} - 1} \quad (2.57)$$

ifadəsini alırıq. Onda (2.12) düsturuna əsasən mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyəti üçün

$$\varepsilon(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} \cdot \frac{E_0}{e^{E_0/kT} - 1} \quad (2.58)$$

düsturunu yaza bilərik.

(2.56) ifadəsində $E_0 \rightarrow 0$ olduqda $e^{E_0/kT} \approx 1 + \frac{E_0}{kT}$ olduğunu nəzərə alsaq ossilyatorun orta enerjisi üçün $\bar{E} = kT$ alırıq ki, bu da klassik fizikadan məlum olan nəticədir. $E_0 \rightarrow 0$ limit halında (2.57)-(2.58) ifadələrindən uyğun olaraq, (2.37) və ya (2.38) Reley-Cins düsturu alınır. Bu, belə də olmalıdır. Çünki $E_0 \rightarrow 0$ şərti klassik təsəvvürlərə qayıdış deməkdir və bu təsəvvürlərə görə ossilyatorun enerjisi diskret olmayıb, kəsilməz qiymətlər almalıdır. Lakin Plank məsələni başqa cür qoydu: $E_0 \rightarrow 0$ limit keçidini etməyib E_0 kəmiyyətini elə seçək ki, (2.58) ifadəsi termodinamik mülahizələr əsasında alınmış (2.15) Vin düsturunun şərtlərini ödəsin. Bu məqsədlə (2.58) və (2.15) ifadələrini bərabərləşdirərək

$$\frac{1}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{\omega}{e^{E_0/kT} - 1} = F\left(\frac{\omega}{T}\right) \quad (2.59)$$

şərtini alırıq. Lakin, bildiyimiz kimi, E_0 kəmiyyəti ossilyatorun yalnız öz xarakteristikasıdır və ona görə də maddənin və şüalanmanın halını təyin edən və makroskopik parametr olan T temperaturundan asılı ola bilməz. E_0 kəmiyyəti ossilyatorun yalnız ω məxsusi tezliyindən asılı ola bilər. Ona görə də (2.59) ifadəsinin sol tərəfinin yalnız ω/T arqumentindən asılı funksiya olması üçün

$$E_0 = \hbar \omega \quad (2.60)$$

şərti ödənməlidir. Burada \hbar – sabitdir. $F\left(\frac{\omega}{T}\right)$ funksiyası ω/T arqumentinin universal funksiyası olduğu üçün deyirlər ki, \hbar sabiti də universal sabitdir. Sonralar \hbar - Plank sabiti adlandırılmışdır. Qeyd edək ki, əslində Plank sabiti $E_0 = h\nu$ ifadəsindəki mütənəsiblik əmsalına deyilir və Plankın özü məhz bu sabitdən istifadə etmişdir. \hbar ilə h arasında $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ münasibəti vardır.

Plank sabitinin ədədi qiyməti sonralar müxtəlif üsullarla yüksək dəqiqliklə təyin olunmuşdur:

$$h = 6,626176 \cdot 10^{-34} \text{ C} \cdot \text{san},$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054588 \cdot 10^{-34} \text{ C} \cdot \text{san}.$$

Məlumdur ki, mexanikada ölçü vahidi "enerji \times zaman" olan kəmiyyət təsir adlanır. Məhz buna görə də Plank sabitini çox zaman təsir kvantı da adlandırırlar. Göründüyü kimi, Plank sabitinin ölçü vahidi həm də impuls momentinin vahidi ilə eynidir.

(2.61) ifadəsini (2.58) və (2.59)-də yerinə yazmaqla mütləq qara cismin şüalandırdığı enerji sıxlığı, $u(\omega, T)$, və deməli, mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyətini ifadə edən $f(\omega, T) = \varepsilon(\omega, T)$ universal funksiyası üçün Plank düsturunu almış oluruq:

$$u(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\omega/kT} - 1} \quad (2.61)$$

$$f(\omega, T) \equiv \varepsilon(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} \cdot \frac{1}{e^{\hbar \omega / kT} - 1} \quad (2.62)$$

Bir daha qeyd edək ki, (2.61) və (2.62) ifadələrinin əvəzinə $u(\nu, T)$, $f(\nu, T)$ və ya $u(\lambda, T)$, $f(\lambda, T)$ funksiyalarından istifadə etmək praktik cəhətdən əlverişli olur. Ona görə də (2.10) düsturundan istifadə etməklə bu funksiyaların ifadələrini yazaq:

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\hbar \nu / kT} - 1} \quad (2.63)$$

$$f(\nu, T) = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\hbar \nu / kT} - 1} \quad (2.64)$$

$$u(\lambda, T) = \frac{8\pi h c}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\hbar c / \lambda kT} - 1} \quad (2.65)$$

$$f(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\hbar c / \lambda kT} - 1} \quad (2.66)$$

Kirxhofun universal $f(\omega, T)$ funksiyası, yəni mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyəti üçün Plankın müəyyən etdiyi (2.62) ifadəsi bütün tezlik və temperaturlarda ən ciddi təcrübələrin nəticələri ilə tam uyğun gəlir. Beləliklə, Plank mütləq qara cismin şüalanması nəzəriyyəsi ilə əlaqədar olan problemi müvəffəqiyyətlə həll etmiş oldu. Bu zaman Plankın irəli sürdüyü və əsaslandığı enerji kvantları haqqında ideya müasir fizikanın nəzəri əsasını təşkil edən kvant fizikasının yaranmasının başlanğıcını qoydu. Qeyd edək ki, mütləq qara cismin şüalanması probleminin nəzəri həllində Plankın təcrübəçi fiziklərlə daim sıx əlaqədə olması da az rol oynamamışdır.

Plank düsturunun yuxarıda şərh olunan çıxarışı bu düsturun ədəbiyyatda mövcud olan çoxlu sayda çıxarış üsullarından biridir. Lakin bütün hallarda əsas fikir klassik fizika təsəvvürlərinə zidd olan enerji kvantları haqqında ideyaya əsaslanmaqdan ibarətdir. Plank düsturunun digər sadə və ibrətamiz çıxarışı Eynşteyn tərəfindən verilmişdir ki, növbəti paraqrafda bu barədə bəhs ediləcəkdir.

Plank düsturunun təcrübi faktlarla çox yaxşı uyğun gəlməsi göstərir ki, o, ümumidir və digər şüalanma qanunları bu düsturdan alınmalıdır. Doğrudan da, indi görəcəyimiz kimi, Stefan-Bolsman, Vin və Reley-Cins qanunları Plank düsturu vasitəsilə asanlıqla alınır. Bu zaman diqqətəlayiq cəhət ondan ibarətdir ki, həmin qanunlar təkə formaca alınmır, həm də bu qanunlara daxil olan sabitlər (σ və b) universal sabitlər olan h , k və c ilə ifadə olunur. bu isə o deməkdir ki, σ və b sabitlərinin təcrübədən tapılmış qiymətlərinə əsasən h və k sabitlərini hesablamaq olar. Plank sabitinin ədədi qiyməti ilk dəfə məhz bu yolla tapılmışdır. Sonralar isə müxtəlif fiziki hadisələrə əsaslanaraq Plank sabitini təyin etmək üçün çoxlu sayda üsullar müəyyən edilmişdir və bütün hallarda eyni nəticə alınmışdır. Bundan başqa k Bolsman sabitini bilərək Avaqadro ədədini ($N_A = R/k$) və elementar yükü ($e = F/N_A$) böyük dəqiqliklə tapmaq olar. Burada R – universal qaz sabiti, F – Faradey ədədidir.

Əvvəlcə (2.60) Plank düsturuna əsasən Stefan-Bolsman qanununun çıxarılışına baxaq. Şüalanmanın inteqral (bütün tezliklər üçün) sıxlığı

$$u(T) = \int_0^\infty u(\omega, T) d\omega = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \int_0^\infty \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1} \quad (2.67)$$

olar. Burada $x = \hbar \omega / kT$ adsız dəyişənə keçək və $d\omega = \frac{kT}{\hbar} dx$ olduğunu nəzərə alaq:

$$u(T) = \frac{k^4 T^4}{\pi^2 c^3 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{x^3 e^{-x} dx}{1 - e^{-x}}. \quad (2.68)$$

(2.68) inteqralını elementar üsullarla hesablamaq mümkün deyildir və o, Rimanın daxil

etdiyi zeta funksiya ilə ifadə olunur. (2.68) ifadəsində $\frac{1}{1-e^{-x}}$ funksiyanı sıraya ayıraraq inteqrallama aparsaq

$$\int_0^{\infty} x^3 e^{-x} (1 + e^{-x} + e^{-2x} + \dots) dx = 6(1 + \frac{1}{2^4} + \frac{1}{3^4} + \dots) = 6 \cdot \frac{\pi^4}{90} = \frac{\pi^4}{15} \approx 6,5 \quad (2.69)$$

olar. Burada

$$\int_0^{\infty} x^n e^{-ax} dx = \frac{n!}{a^{n+1}} \quad (2.70)$$

olduğu və mötərizədəki sıranın $\pi^4/90$ ədədinə yığıldığı nəzərə alınmışdır.

(2.69)-ni (2.68)-də nəzərə alsaq

$$u(T) = \frac{\pi^2 k^4}{15 c^3 h^3} \cdot T^4 = \frac{8 \pi^5 k^4}{15 c^3 h^3} \cdot T^4 \quad (2.71)$$

olar ki, bu da (2.13) Stefan-Bolsman düsturudur. Göründüyü kimi, (2.13) düsturundakı *const* sabit vuruğu *c*, *h* və *k* sabitləri vasitəsilə ifadə olunur.

Lakin praktikada mütləq qara cismin inteqral şüalandırma qabiliyyətindən, yəni (1.18) Stefan-Bolsman düsturundan istifadə etmək əlverişlidir. (2.12), (2.13) və (2.71) düsturlarına əsasən σ Stefan-Bolsman sabiti üçün *c*, *h* və *k* sabitləri vasitəsilə aşağıdakı ifadəni yazaraq onun ədədi qiymətini nəzəri hesablaya bilərik:

$$\sigma = \frac{\pi^2 k^4}{60 c^2 h^3} = \frac{2 \pi^5 k^4}{15 c^2 h^3} = 5,67032 \cdot 10^{-8} \frac{Wt}{m^2 K^4} \quad (2.72)$$

Göründüyü kimi, Stefan-Bolsman sabiti σ üçün nəzəri olaraq tapılmış qiyməti onun təcrübi qiyməti ilə eynidir.

İndi isə Vinin yerdəyişmə qanununun Plank düsturuna əsasən alınmasına baxaq. Bunun üçün verilmiş *T* temperaturunda (2.66) funksiyanın maksimumuna uyğun gələn $\lambda = \lambda_{maks}$ kəmiyyətini tapmaq lazımdır. Sadəlik naminə (2.661) funksiyanı $x = hc/\lambda kT$ adsız dəyişəni vasitəsilə ifadə edək:

$$f(x, T) = \frac{2 \pi k^5 T^5}{h^4 c^3} \cdot \frac{x^5}{e^x - 1} \quad (2.73)$$

(2.73)-dan görünür ki, $f(x, T)$ funksiyanın maksimumu $(e^x - 1)/x^5$ funksiyanın minimum qiymətinə uyğun gəlir. Ona görə də bu funksiyanın *x*-ə görə birinci tərtib törəməsini sıfıra bərabər etməklə aşağıdakı tənliyi alırıq:

$$x e^x - 5(e^x - 1) = 0 \quad (2.74)$$

(2.74) tənliyini ardıcıl yaxınlaşma üsulu ilə həll etmək olar. Belə ki, $e^5 \gg 1$ olduğunu nəzərə alaraq birinci yaxınlaşmada (2.74) tənliyini $x e^x - 5 e^x \approx 0$ kimi yazaraq $x \approx 5$ olduğunu tapırıq. İkinci yaxınlaşmada (2.74) tənliyi $x e^5 - 5(e^5 - 1) \approx 0$ kimi yazılır və *x* tapılır və s. Bu qayda ilə (2.74) tənliyinin kökü

$$x = \frac{hc}{kT \lambda_{maks}} = 4,965 \quad (2.75)$$

olur. Buradan isə

$$T \lambda_{maks} = \frac{hc}{4,965 k} = b \quad (2.76)$$

alınır ki, bu da Vinin yerdəyişmə qanunudur. *c*, *h* və *k* sabitlərinin məlum qiymətlərini nəzərə alaraq $b = 2,898 \cdot 10^{-3} m \cdot K$ alırıq ki, bu da *b* sabitinin təcrübi qiymətinə tam uyğun gəlir.

Əgər λ əvəzinə ω tezliyindən istifadə etsək, onda Vin qanunu

$$\frac{\omega_{maks}}{T} = const \quad (2.77)$$

kimi yazılmalıdır. Burada ω_{maks} kəmiyyəti (2.61) düsturu ilə təyin olunan $f(\omega, T)$ funksiyasının maksimum qiymətinə uyğun gələn dairəvi tezlikdir.

III MÜHAZİRƏ

3.1. Fotoeffekt hadisəsi. Kompton effekti, fotonlar

İşıq dalğaları haqqında Plank hipotezinin doğru olmasını sübut edən hadisələrdən biri fotoeffektidir. Bu hadisənin təhlili müasir nəzəri təsəvvürlərin inkişafında çox mühüm rol oynamışdır. Bununla yanaşı fotoeffekt hadisəsi elm və texnikanın müxtəlif sahələrində geniş tətbiq olunan və daha zəngin perspektivə malik olan fotoelement adlanan qurğuların iş prinsipinin əsasını təşkil edir.

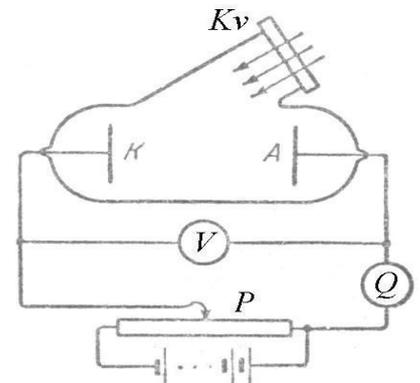
Fotoeffekt hadisəsini 1887-ci ildə Hers kəşf etmişdir. Belə ki, mövcudluğu Maksvel tərəfindən nəzəri olaraq göstərilmiş elektromaqnit dalğalarını təcrübədə almaq üçün istifadə etdiyi vibratorun qıgılcım aralığının gərginlik verilmiş elektrodlarını ultrabənövşəyi işıqla şüalandırıqda Hers qıgılcım boşalmasının asanlaşdığını müşahidə etmiş, lakin buna ciddi diqqət yetirməmişdi. Sonra bu hadisəni Halvaks, Riçi və xüsusilə A. Q. Stoletov ətraflı tədqiq etmişdir. 1888-ci ildə A. Q. Stoletov Hers təcrübəsini təkrar edərək belə nəticəyə gəldi ki, işığın təsiri nəticəsində elektrodlardan elektrik yükləri çıxır və bu yüklər elektrodlar arasındakı elektrik sahəsinə düşərək sürətlənir, ətrafdakı qazı ionlaşdırır və qaz boşalması yaradır. Öz təcrübələrində A. Q. Stoletov ilk dəfə elektrodlar arasında çox da böyük olmayan potensiallar fərqi istifadə etmişdi. A. Q. Stoletov təcrübələrinin aparıldığı qurğunun sxemi 3.1 şəkildə verilmişdir. Bu təcrübələrdən alınan və bu gün də öz əhəmiyyətini itirməyən nəticələr aşağıdakılardır.

1. Sink və ya volfram elektrodlar tərəfindən udulan ultrabənövşəyi şüaların ($\sim 10^{15} \text{ Hz}$) təsiri daha böyükdür.
2. Burada yüksək vakuum yaradıldıqda da yüklərin emissiyası baş verir və fotocərəyanın şiddəti elektrodun işıqlanması ilə düz mütənasibdir.
3. İşığın təsiri ilə maddədən mənfi yüklər çıxır.

Bu nəticə aşağıdakı təcrübə ilə əsaslandırılmışdır. Əgər mənfi yüklənmiş və elektroskopa birləşdirilmiş sink lövhəni ultrabənövşəyi işıqla şüalandırırsa, elektroskop sürətlə boşalır. Bu təcrübəni müsbət yüklənmiş sink lövhə ilə təkrar etdikdə isə elektroskop boşalmır, yəni sink lövhənin yükü dəyişmir. Yüksək həssaslığa malik olan elektroskoptan istifadə etməklə müşahidə olunmuşdur ki, yüklənməmiş sink lövhəni ultrabənövşəyi işıqla şüalandırıqda, o, müsbət yüklənir, yəni əvvəlcə onun müsbət yükünü neytrallaşdıran mənfi yükün bir hissəsini itirir.

Bir neçə ildən sonra (1898) Lenard və Tomson işığın təsiri ilə qopmuş yüklərin K və A elektrodları arasındakı oblastda yaradılmış maqnit sahəsində və elektrik sahəsində meylinə əsasən onların mənfi yüklər olduğunu bir daha təsdiq etdilər və onlar üçün yükün kütləyə nisbətini hesablayaraq $1,76 \cdot 10^{11} \text{ Kl/kq}$ qiymətini tapdılar ki, bu da elektronun yükünün onun kütləsinə olan nisbətində bərabərdir. Beləliklə, məlum oldu ki, işığın təsiri ilə maddədən qopan mənfi yüklər məhz elektronlardır.

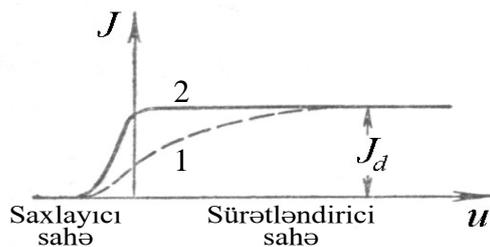
Beləliklə, fotoelektrik effekti və ya fotoeffekt hadisəsi işığın təsiri ilə maddədən elektronların qoparılmasından ibarətdir. Bu elektronlar çox zaman fotoelektronlar adlanır.



Şəkil 3.1

Fotoelektrik xassəsi təkcə metallar üçün deyil, yarımkəçirici, dielektrik və elektrolit maddələr üçün də müşahidə olunur. Bu zaman zəruri, lakin kafi olmayan şərt cismin üzərinə düşən işığın bu cismin səth qatında udulmasından ibarətdir. Fotoeffekt heç də yalnız ultrabənövşəyi şüaların təsiri ilə baş vermir. Məsələn, qələvi metallarda (litium, natrium, kalium, rubidium, sezium) görünən işığın təsiri ilə də fotoeffekt yaranır. Qələvi metalların və digər metalların səthlərinin xüsusi işlənməsi onlarda hətta infraqırmızı şüaların təsiri ilə fotoeffektin baş verməsinə səbəb olur.

Fotoeffekt hadisəsini tədqiq etmək üçün Stoletov təcrübələrində istifadə olunan 3.1 sxemində K – işıqlandırılan metal lövhə sabit gərginlik mənbəyinin mənfəi, A – ikinci metal lövhə isə müsbət qütbünə birləşdirilir. İşığın təsiri ilə K katodundan qopan elektronlar gərginlik mənbəyinin yaratdığı sahənin təsiri altında A anoduna doğru hərəkət edərək dövrəni qapayır və fotocərəyan yaradır. Fotocərəyanın şiddəti qalvanometr (və ya ampermetr) vasitəsilə ölçülür. Aydın ki, fotocərəyanın şiddəti vahid zamanda anoda çatan fotoelektronların sayını təyin edir. Hələ ilk tədqiqatlar zamanı müəyyən edildi ki, baxılan maddədən fotoeffekt hadisəsi onun işıqlandırılan səthinin təmizliyindən kəskin asılıdır. Ona görə də birqiyəmli dəqiq nəticələr almaq üçün katodun səthi əvvəlcə ya mexaniki yolla ciddi şəkildə təmizlənməli, ya da vakuumda tozlanma yolu ilə nazik metal təbəqəsi ilə örtülməlidir. Milliken vakuumda yerləşən katodun səthindən nazik təbəqəni götürməyə və bununla da səthi yüksək dərəcədə təmiz olmasını təmin etməyə imkan verən cihaz hazırlamışdı. Bundan başqa təcrübələr vakuumda aparılmalıdır. Boruda qazın olması hadisəni xeyli mürəkkəbləşdirir. Belə ki, boruda olan qazlar katodun səthinin xassələrini kəskin dəyişə bilər, elektronların səthdən çıxmasını və anoda doğru hərəkət etməsini mürəkkəbləşdirir.



Şəkil 3.2

Düşən işığın intensivliyini və tezliyini sabit saxlamaqla katod və anod arasında u gərginliyini dəyişdikdə fotocərəyanın J şiddətini u gərginliyindən asılılığı 3.2 şəklində verilmiş 1 əyrisi ilə təsvir olunur. Bu əyri fotoeffektin müşahidə olunduğu və fotoelement adlanan cihazın voltamper xarakteristikası adlanır. Gərginliyi artırıqda onun müəyyən qiymətində voltamper xarakteristikası üfqü düz xəttə çevrilir ki, bu da fotocərəyanın maksimal qiymətinə uyğun gəlir. Fotocərəyanın bu maksimal qiyməti çox zaman doyma cərəyanı J_d adlanır. Doyma cərəyanı o

zaman alınır ki, işığın təsiri ilə katodun səthindən vahid zamanda qopan elektronların hamısı anoda çatmış olsun. Gərginliyin sonrakı artırılması fotocərəyanın şiddətini dəyişmir. Əgər katodu sabit gərginlik mənbəyinin müsbət, anodu isə mənfəi qütbünə birləşdirsək, yəni fotoelektronların anoda doğru hərəkətinə mane olan tormozlayıcı gərginlik yaratsaq, onda fotocərəyanın şiddəti tədricən azalacaq və u_s saxlayıcı gərginliyində sıfır bərabər olacaqdır.

Qeyd edək ki, təcrübə yüksək vakuüm şəraitində aparılsa və elektrodalara (katod və anoda) elə forma verilsə ki, işıqlandırılmış səthdən vahid zamanda qopan elektronların hamısı sürətləndirici sahənin köməyi olmadan ikinci elektroda düşsün, onda gərginliyi artırıqda fotocərəyanın şiddəti artmayacaqdır. Tormozlayıcı gərginlik tətbiq etdikdə isə fotocərəyan zəifləyəcək və sıfır qədər azalacaqdır (şəkil 3.2, əyri 2). Fotocərəyanın gərginlikdən belə asılılığını almaq üçün elektrodların ən yaxşı yerləşmə forması sferik kondensatora uyğun gəlir; bu sferik kondensatorun daxili kürəciyi işığa həssas olan səthə malik olub, xarici sferik köynəyə nisbətən çox kiçik ölçülüdür. Fotoeffektin tədqiqi metodikasını təkmilləşdirmək üçün sferik kondensator metodundan istifadə edilməsini P. İ. Lukirski və S. S. Prilejyev təklif etmişlər. Onların qurğusunda anod daxili səthi gümüş təbəqəsi ilə örtülmüş sfera şəkilli şüşə balondan, katod isə bu balonun mərkəzində yerləşən işığa həssas kiçik metal kürəciyə ibarətdir.

Doyma fotocərəyanının alınma bilməsini təcrübədə A. Q. Stoletov müəyyən etmişdi. Doyma cərəyanı katoddan qopan bütün elektronların andoa çatması nəticəsində alındığı

üçün, doyma fotocərəyanının şiddətini işığın fotoelektrik təsirinin kəmiyyət ölçüsü kimi götürmək olar.

Çox dəqiq ölçmələr nəticəsində Stoletov müəyyən etdi ki, doyma cərəyanının şiddəti metal tərəfindən udulan işığın verilmiş tezliyi üçün onun intensivliyi ilə düz mütənasibdir. Lakin udulan işığın intensivliyi səthə düşən işığın intensivliyi ilə düz mütənasib olduğundan Stoletov fotoeffekt üçün aşağıdakı təcrübi qanunu müəyyən etmişdir: doymuş fotocərəyanın şiddəti katodun səthinə düşən işığın intensivliyi ilə düz mütənasibdir.

Bu qanun intensivliyin böyük intervalda müxtəlif qiymətləri üçün ciddi yoxlanmış və onun çox dəqiq ödəndiyi müəyyən edilmişdir. Ona görə də fotoelementlərdən həm də dəqiq fotometr kimi istifadə etmək mümkündür.

Qeyd edək ki, fotoeffekt üçün təcrübə ilə müəyyən edilmiş yuxarıda göstərilən qanun o zaman dəqiq ödəyir ki, doymuş fotocərəyan yalnız işığın təsiri ilə səthdən qopan elektronlar tərəfindən yaranmış olsun. Bunun üçün burada yüksək vakuum yaradılmalıdır. Belə ki, içərisində qazlar olan boruda yuxarıda göstərilən qanundan kənar çıxımlar (mütənasibliyin pozulması) müşahidə olunur. Bunun səbəbi ondan ibarətdir ki, səthdən işıq tərəfindən qoparılmış elektronların yaratdığı cərəyana həm də boruda olan qazın ionlaşması nəticəsində yaranan cərəyan da əlavə olunur. Ona görə də içərisində qazlar olan boru vasitəsilə ölçmələr apararkən bu amil nəzərə alınmalıdır.

Fotocərəyanın gərginlikdən asılılıq qrafikindən (şəkil 3.2) görünür ki, katod və anod arasında potensiallar fərqi olmadıqda, yəni $u=0$ olduqda fotocərəyanın şiddəti sıfırdan fərqli olur. Bu isə o deməkdir ki, işığın təsiri ilə katoddan qopan elektronlar müəyyən sürətə malik olurlar. Həmin qrafikdən aydın olur ki, tormozlayıcı gərginlik tətbiq etdikdə cərəyan şiddəti azalır. Bu, o deməkdir ki, qopan elektronların bir hissəsinin malik olduğu $E_{\kappa} = \frac{m\nu^2}{2}$

kinetik enerjisi tətbiq olunan gərginliyi dəf etmək üçün tələb olunan işdən azdır. Tormozlayıcı gərginliyin elə saxlayıcı u_c qiyməti vardır ki, həmin qiymətdə fotocərəyanın şiddəti sıfıra bərabər olur, yəni ən sürətli elektronlar da daxil olmaqla qopan bütün elektronlar anoda çatmır (saxlanır). Beləliklə, qopan elektronların maksimal kinetik enerjisi (və ya maksimal sürəti ν_{maks}) aşağıdakı ifadədən təyin oluna bilər:

$$\frac{m\nu_{maks}^2}{2} = eu_s \quad (3.1)$$

(3.1) düsturundan görünür ki, təcrübədə u_s saxlayıcı gərginliyi ölçərək fotoelektronların ν_{maks} sürətini təyin etmək olar.

Elektrodların hətta yuxarıda qeyd etdiyimiz ən əlverişli vəziyyətdə yerləşməsi zamanı tormozlayıcı gərginlik tətbiq etdikdə fotocərəyanın şiddətinin kəskin deyil, tədricən sıfıra qədər azalması (şəkil 3.2) göstərir ki, işığın təsiri ilə qopan elektronların sürətləri müxtəlifdir. Belə ki, kiçik sürətli elektronlar tormozlayıcı gərginliyin kiçik qiymətlərində saxlandığı halda ən sürətli elektronları saxlamaq üçün u_s saxlayıcı gərginliyinə bərabər olan böyük potensiallar fərqi tələb olunur. deməli, fotocərəyanın şiddətinin tormozlayıcı gərginlikdən asılı olaraq azalması xarakterini tədqiq edərək fotoelektronların sürətlərə görə paylanmasını da müəyyən etmək olar. Qopan elektronların sürətinin müxtəlif olmasını aşağıdakı kimi izah etmək olar: işıq metalın yalnız səthindən deyil, həm də onun həcmnin dərinliklərindən elektron qopara bilir. Bu zaman metalın daxilindən qopmuş elektronların təsadüfi toqquşmalar nəticəsində səthə çatana qədər sürətləri müxtəlif cür azalır. Məhz buna görə də (3.1) düsturu ilə təyin olunan ν_{maks} maksimal sürət fiziki maraq kəsb edir. Çünki işığın təsiri ilə qopan elektrona verilən kinetik enerji məhz bu sürətlə təyin olunur.

3.2 şəklinə verilmiş qrafikə görə gərginlik artdıqca fotocərəyanın şiddətinin artmasını aşağıdakı kimi izah etmək olar. İşığın təsiri ilə sərbəstləşmiş elektron metalın səth qatı daxilində atomla toqquşaraq öz sürətini azaldaraq metaldan çıxmağa ləngiyə bilər və ya hətta metaldan xaricə çıxa bilməz. Tətbiq olunan elektrik sahəsi isə belə ləngimiş elektronların sürətlənməsinə və metaldan çıxmasına kömək edir. Məhz buna görə də katod və anod arasındakı gərginlik artdıqca fotocərəyanın da şiddəti artır.

Qeyd edək ki, sərbəst elektronun metalı tərk etməsi üçün də müəyyən iş görülməlidir ki,

bu da çıxış işi A adlanır. Müxtəlif metallar üçün çıxış işi müxtəlifdir və məhz bunun da nəticəsində bir-biri ilə kontaktda olan iki müxtəlif metal parçası arasında kontakt potensialları fərqi yaranır. Çıxış işini termoelektron emissiyası hadisəsinə əsasən təyin etmək olar. Belə ki, qızdırılmış metalın səthindən vahid zamanda buraxılan elektronların sayı çıxış işindən asılıdır.

Beləliklə, yuxarıda deyilənlərə əsasən aydın olur ki, A çıxış işi ilə xarakterizə olunan səthdən işığın təsiri ilə v_{maks} maksimal sürəti ilə elektronun qopması üçün bu elektrona

$$E = \frac{mv_{maks}^2}{2} + A = eu_s + eu_o \quad (3.2)$$

enerjisi vermək tələb olunur. Burada $u_o = \frac{A}{e}$ çıxış potensialı adlanır.

(3.2) düsturuna əsasən fotoeffekt zamanı elektronun aldığı E enerjisini tapmaq olar. Lenardın və başqa alimlərin çoxsaylı təcrübə tədqiqatları nəticəsində müəyyən edildi ki, elektronun (3.1) düsturu ilə təyin olunan E enerjisi düşən monoxromatik işığın yalnız tezliyindən asılıdır və tezlik böyüdükcə artır. Buradan fotoeffekt üçün digər mühüm bir qanun tapıldı: işığın təsiri ilə verilmiş səthdən qopan elektronların maksimal sürəti düşən işığın intensivliyindən asılı olmayıb, yalnız onun tezliyindən asılıdır (Burada "verilmiş səth" dedikdə səthin maddəsinin və halının bütün proses zamanı dəyişməz qaldığı nəzərdə tutulur).

Fotoeffekt üçün təcrübə yolu ilə tapılmış bu qanun işığın dalğa nəzəriyyəsinə görə heç cür izah oluna bilmir. Belə ki, işığın dalğa nəzəriyyəsinə əsasən fotoeffekt hadisəsinə keyfiyyətcə aşağıdakı kimi izah etmək olar. Metalın daxilində olan külli miqdar sərbəst elektronlar metalın səthində mövcud olan saxlayıcı sahə tərəfindən metal daxilində saxlanılır. Elektronun metaldan çıxış işi çox da böyük olmayıb bir neçə elektron voltudur. Düşən işıq dalğasının (ışıq elektromaqnit dalğasının bir növüdür) elektrik sahəsinin təsiri ilə sərbəst elektron rəqs etməyə başlayır. Bu rəqslərin enerjisi kifayət qədər böyük olduqda elektron saxlayıcı sahəyə üstün gəlir və metalı tərk edir, yəni fotoeffekt baş verir. Əgər elektron sərbəst deyil, atom ilə bağlıdırsa, yenə də o, işıq dalğasının elektrik sahəsinin təsiri altında rəqsə gələcək, lakin bu rəqsin enerjisinin tezlikdən asılılığı daha mürəkkəb, yəni rezonans xarakterli olacaqdır. Beləliklə, fotoeffekt hadisəsi işığın dalğa nəzəriyyəsi baxımından keyfiyyətcə izah oluna bilər. Lakin fotoeffekt üçün kəmiyyət qanunauyğunluqlarını işığın dalğa nəzəriyyəsi ilə izah etmək mümkün olmadı. Belə ki, dalğa nəzəriyyəsi baxımından elektronun məcburi rəqslərinin amplitudu düşən işığın elektrik sahəsinin intensivlik vektorunun amplitudu ilə düz mütənasib olmalıdır. Digər tərəfdən işığın intensivliyi işıq dalğasının elektrik sahəsinin intensivlik vektorunun amplitudunun kvadratı ilə düz mütənasibdir. Deməli, dalğa nəzəriyyəsi baxımından düşən işığın intensivliyi artdıqca qopan fotoelektronların sürəti də artmalıdır. Həqiqətdə isə, yuxarıda göstəriləni kimi, fotoelektronların sürəti düşən işığın intensivliyindən asılı deyildir.

Fotoelektronların sürətinin düşən işığın yalnız tezliyindən asılı olması göstərir ki, (2.77) düsturuna görə u_c saxlayıcı gərginliyin də qiyməti düşən işığın intensivliyindən deyil, yalnız tezliyindən asılı olmalıdır. Milliken yuxarıda göstərilən qurğu ilə ölçmələr apararaq müəyyən etdi ki, u_c saxlayıcı gərginliyi düşən işığın ν tezliyindən xətti asılıdır:

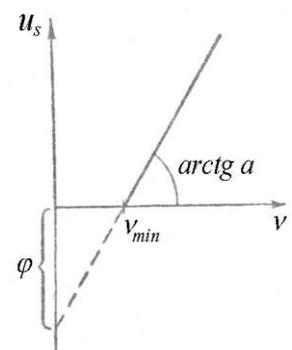
$$u_s = a\nu - \varphi. \quad (3.3)$$

Burada a və φ - müəyyən sabitlərdir və özü də a katodun materialından asılı deyildir. (3.2) funksiyasının qrafiki 3.2 şəklində verilmişdir.

(3.2) ifadəsini elektronun e yükünə vuraraq, (1.82) ifadəsini nəzərə alsaq

$$\frac{mv_{maks}^2}{2} = aev - e\varphi \quad (3.4)$$

yaza bilərik. (3.3) ifadəsindən görünür ki, işığın təsiri ilə elektronların katoddan çıxması üçün (v_{maks} kəmiyyətinin həqiqi ədəd olması üçün) $aev \geq e\varphi$ və ya



$$\nu \geq \nu_{\min} = \frac{\varphi}{a}$$

şerti ödənməlidir. Dalğa uzunluğu üçün isə

$$\lambda \leq \lambda_{\max} = \frac{ac}{\varphi}$$

şerti alınır. (c – işığın vakuumda sürətidir). ν_{\min} və λ_{\max} fotoeffektin qırmızı sərhəddi adlanır və 3.2 qrafikinə əsasən $u_s=0$ qiymətinə uyğun gəlir.

Fotoeffektin qırmızı sərhəddinin olması o deməkdir ki, düşən işığın tezliyi ν (dalğa uzunluğu λ) katodun hazırlandığı maddə üçün xarakterik olan müəyyən ν_{\min} qiymətindən kiçik (λ_{\max} qiymətindən böyük) olduqda fotoeffekt baş vermir.

Fotoeffektin qırmızı sərhəddinin olması da işığın dalğa nəzəriyyəsinə əsasən heç cür başa düşülmür.

3.3 şəklində qrafiki verilmiş asılılıq, yəni düşən işığın tezliyi artdıqca u_s saxlayıcı gərginliyin (2.77) düsturuna əsasən elektronların kinetik enerjisinin də artması adi klassik təsəvvürlərə ziddir. Əgər işığın təsiri ilə metaldan sərbəst elektronların qopduğunu fərz etsək, klassik fizika təsəvvürlərinə görə, düşən işığın verilmiş intensivliyində onun tezliyi artdıqca, işığın təsiri nəticəsində sərbəst elektronların kinetik enerjisi artmamalı, əksinə, azalmalıdır. Doğrudan da, düşən işıq dalğasının $E_0 \cos \omega t$ elektrik vektorunun təsiri altında sərbəst elektronun hərəkət tənliyi

$$m\ddot{x} = eE_0 \cos \omega t$$

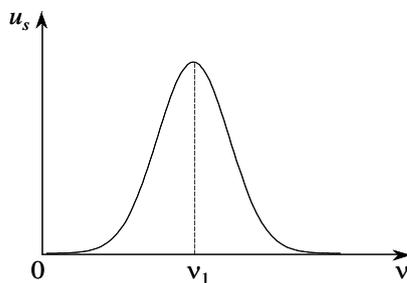
kimi yazıla bilər. Bu tənliyi inteqrallayaraq

$$m\dot{x} = m\nu = \frac{eE_0}{\omega} \sin \omega t$$

və ya

$$E_k = \frac{m\nu^2}{2} = \frac{1}{2m} (m\nu)^2 = \frac{1}{2m} \left(\frac{eE_0}{\omega} \right)^2 \sin^2 \omega t$$

alarlıq. Beləliklə, işığın dalğa nəzəriyyəsinə görə sərbəst elektronların enerjisi düşən işığın tezliyi böyüdükcə azalır. Buradan belə nəticə çıxarmaq olarmı ki, fotoeffekt hadisəsi zamanı qopan elektronlar metaldakı sərbəst elektronlar deyildir? Belə nəticə çıxarmaq üçün heç bir əsas yoxdur. Çünki təcrübələr göstərir ki, metalların işıq üçün qeyri-şəffaflığını və yüksək qaytarma əmsalına malik olmasını təmin edən məhz ən böyük optik fəallığa malik olan sərbəst elektronlardır. Göstərmək olar ki, 3.3 şəklində verilmiş asılılığı işığın metalda atomlarla rabitədə olan elektronlarla qarşılıqlı təsirinə əsaslanaraq da izah etmək olmur. Belə ki, işıq dalğasının zamandan asılı olaraq harmonik qanunla dəyişən elektrik sahəsinin



Şəkil 3.4.

atomla kvazielastik qüvvə ilə bağlı olan elektrona təsiri zamanı elektronun məcburi rəqslərinin amplitudunun işığın tezliyindən rezonans xarakterli asılılığı müşahidə olunmalıdır. Məhz buna görə u_s saxlayıcı gərginliyin də düşən işığın tezliyindən asılılığı rezonans xarakterli olmalıdır (şəkil 3.4). Beləliklə, u_s saxlayıcı gərginliyin düşən işığın ν tezliyindən təcrübədə müşahidə olunan asılılığı (şəkil 3.3) metalda nə sərbəst, nə də bağlı elektronlar üçün işığın dalğa nəzəriyyəsinə əsasən söyləyən mülahizələrin heç birinə uyğun gəlmir.

A. Q. Stoletov həm də fotoeffekt hadisəsində gecikmə müddətini, yəni katodun ultrabənövşəyi şüalarla işıqlandırılmağa başladığı zaman anı ilə dövrədə fotocərəyanın yaranma anı arasındakı zaman müddətini də qiymətləndirmişdi. O, əvvəlcə müəyyən etdi ki, gecikmə müddəti hər halda 10^{-4} saniyədən çox deyil. Sonralar aparılmış daha dəqiq ölçmələr göstərdi ki, fotoeffekt zamanı gecikmə müddəti 10^{-9} saniyədən də azdır. Bu isə o deməkdir ki, fotoeffekt hadisəsi ətalətsiz olaraq baş verir, yəni katod işıqlanan anda fotocərəyan yaranır. İşığın dalğa nəzəriyyəsi baxımından isə fotoeffekt zamanı

gecikmə müddəti xeyli böyük alınır. Məsələn, aşağıdakı misala baxaq. Gücü $P=100 \text{ Vt}$ olan elektrik lampası götürək. Sadəlik naminə onu izotrop şüalandıran nöqtəvi işıq mənbəyi hesab edək. Işığın klassik dalğa nəzəriyyəsinə görə şüalanma enerjisi mənbədən bütün istiqamətlərdə kəsilməz olaraq yayılır. Fərz edək ki, işıq lampadan r məsafədə yerləşən və sinkdən düzəldilmiş müstəvi fotokatod üzərinə normal istiqamətdə düşür. Onda

fotokatodda lampanın yaratdığı enerji işıqlanması $\frac{P}{4\pi r^2}$ olar. Sinkdən elektronun çıxış işi

$A \approx 3,74 \text{ eV}$ -dur. Aydınır ki, məcburi rəqslər zamanı elektronun metaldan çıxmaq üçün əldə etdiyi enerji A çıxış işindən kiçik olmamalıdır. En kəsiyinin sahəsi σ olan atomun t zaman müddəti ərzində şüalanma nəticəsində aldığı maksimal enerji

$$E_{maks} = \frac{P}{4\pi r^2} \cdot \sigma \cdot t \quad (3.5)$$

olar. Aydınır ki, bu müddət ərzində elektrona verilən enerji E_{maks} qiymətindən az olacaqdır. Lakin elektronun metaldan çıxması üçün onun aldığı enerji A çıxış işindən çox olmamalıdır, yəni $E_{maks} > A$ şərti ödənməlidir. Onda (3.4) düsturuna əsasən

$$t > \frac{4\pi r^2}{\sigma P} \cdot A \quad (3.6)$$

olmalıdır. Sink atomları arasındakı orta məsafə

$$d = \sqrt[3]{\frac{M}{\rho N_A}} \quad (3.7)$$

düsturu ilə tapıla bilər. Burada N_A – Avoqadro ədədi, M - sinkin molyar kütləsi, ρ - sinkin sıxlığıdır. Sink üçün $M = 65 \cdot 10^{-3} \text{ kq/mol}$ və $\rho = 7 \cdot 10^3 \text{ kq/m}^3$ olduğundan $d = 2,49 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ alırıq. Onda atomun en kəsiyini $\sigma \approx d^2 \approx \approx 6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ kimi qiymətləndirmək olar. Əgər $r = 1 \text{ m}$ götürsək, onda (3.6) düsturuna əsasən $t \geq 1,25$ saniyə alınır. Deməli, işığın klassik dalğa nəzəriyyəsinə görə fotoeffekt gecikmə ilə baş verməlidir. Fotoelementlər əslində bizim misalda göstərilidiyindən xeyli zəif olan işıq seli ilə işlədiyindən, fotoeffektin gecikmə müddəti yuxarıdakı hesablamadan tapılan qiymətə nisbətən daha böyük olmalıdır. Lakin, qeyd etdiyimiz kimi, təcrübələr zamanı fotoeffekt gecikmədən, demək olar ki, katodun işıqlandığı anda baş verir. Fotoeffektin bütün elmi-texniki tətbiqləri məhz onun ətalətsiz baş verməsinə əsaslanmışdır.

Beləliklə, fotoeffektin təcrübədə müşahidə olunan bütün qanunları işığın dalğa təbiətli olması baxımından tamamilə anlaşılmaz qalır. Fotoelektronların kinetik enerjisinin (sürətinin) düşən işığın intensivliyindən asılı olmamasını işığa yalnız "buraxıcı mexanizm" kimi baxmaqla izah etməyə cəhd göstərilmişdir. Belə fərz edilirdi ki, elektron öz enerjisini düşən işıq dalğasının hesabına yox, metalda istilik hərəkəti hesabına toplayır. Işığın təsiri isə elektronları yalnız azad etməkdən ibarətdir. Lakin bu halda işığın tezliyinin təsiri tamamilə anlaşılmaz qalır. Bundan başqa bu mülahizələr doğrudan da düzdürsə, onda fotoeffekt metalın temperaturundan kəskin asılı olmalı idi. Halbuki təcrübələrdə belə asılılıq müşahidə olunmur.

1905-ci ildə Eynşteyn Plankın enerji kvantları haqqında ideyasını inkişaf etdirərək işığın ancaq şüalanmasının deyil, həm də udulmasının kvantlarla baş verdiyi fərziyyəsini qəbul etməklə fotoeffekt hadisəsinin nəzəri izahını verdi. Eynşteynə görə udulan hər bir kvantın $E=h\nu$ enerjisi elektronun metaldan qopması üçün lazım olan çıxış işinə və elektrona kinetik enerji verilməsinə sərf olunur. Ona görə də (3.2) ifadəsinin əvəzinə

$$h\nu = A + \frac{mv_{maks}^2}{2} \quad (3.8)$$

düsturunu yazmaq olar. (3.7) ifadəsi fotoeffekt üçün Eynşteyn tənliyi adlanır. Işıq kvantlarını sonralar foton adlandırdılar.

Eynşteynə görə udulan foton metalın elektronu ilə qarşılıqlı təsir nəticəsində öz enerjisini bu elektrona verir. Bu qarşılıqlı təsir prosesini kürəciklərin toqquşmasına bənzətmək olar. Fotoeffekt fotonun elektronla qeyrielastic toqquşması nəticəsində baş verir. Belə ki, bu

toqquşma zamanı foton udulur və onun enerjisi elektrona verilir. Beləliklə, elektron kinetik enerjini tədricən deyil, bir toqquşma aktı nəticəsində dərhal alır. Fotoeffektin ətalətsiz baş verməsi də məhz bununla izah olunur.

Udulan fotonun enerjisi elektronun metal daxilindəki atomdan qopmasına da sərf oluna bilər. Bu elektronun enerjisi metal daxilində digər atomla qarşılıqlı təsir nəticəsində istilik enerjisinə çevrilə bilər. Metaldan qopan elektronun enerjisinin maksimum olması üçün metal daxilində o, sərbəst olmalı, yəni atomla rəbitədə olmamalı və metaldan çıxanda öz enerjisini istilik enerjisinə sərf etməməlidir. Bu halda elektronun fotonla toqquşma nəticəsində aldığı kinetik enerjinin bir hissəsi metalın səth qatında təsir edən qüvvələrə qarşı iş görülməsinə, yəni metaldan çıxış işinə sərf olunur. (3.8) tənliyini yazarkən fərz olunur ki, hər bir elektron bir dənə fotonla toqquşur, yəni bu tənlik bir fotonlu proses üçün yazılmışdır. Lakin çox fotonlu proseslər də mümkündür. Işığın intensivliyi az olduqda (xətti optika) onların ehtimalı çox kiçikdir.

Fotoeffekt üçün (3.8) Eynşteyn tənliyini yazarkən fərz olunur ki, metalda sərbəst elektron fotonla toqquşaraq onu "udur". Lakin göstərmək olar ki, bu, enerjinin və impulsun saxlanması qanununa ziddir. Foton sükunət kütləsi olmayan zərrəcik kimi qəbul olunur və onun enerjisi və impulsu, uyğun olaraq,

$$E = \hbar\omega = h\nu \quad (3.9)$$

$$\vec{P} = \hbar\vec{k} \quad (3.10)$$

kimi təyin olunur. burada \vec{k} - dalğa vektorudur.

Foton enerjiyə malikdirsə, nisbilik nəzəriyyəsinə görə, onun impulsu da olmalıdır. Məsələn, işıq təzyiqinin mövcud olması fotonun impulsa malik olduğunu sübut edir. Nisbilik nəzəriyyəsinə görə hərəkət edən zərrəciyin E enerjisi və \vec{P} impulsu arasında aşağıdakı əlaqə vardır:

$$\left(\frac{E}{c}\right)^2 - P^2 = (m_0c)^2 \quad (3.11)$$

Bu ifadə yazılarkən fərz olunur ki, hərəkət zamanı zərrəciyin daxili halı və onun sükunət kütləsi m_0 dəyişmir. Foton vakuumdə $v=c$ sürətilə hərəkət edir, yəni relyativistik zərrəcikdir. Ona görə də foton m_0 sükunət kütləsinə malik olsaydı onun

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3.12)$$

hərəkət kütləsi sonsuz böyük olardı. Ona görə də deyirlər ki, foton sükunət kütləsinə malik deyildir, yəni foton üçün $m_0=0$ götürülməlidir. Beləliklə, foton üçün (1.95) düsturu

$$E = Pc \quad (3.13)$$

şəklinə düşür. Fotonun \vec{P} impulsu işığın yayıldığı istiqamətdə yönəldiyi üçün (1.97) ifadəsində kvadrat kök alarkən müsbət işarəsi saxlanmışdır.

Maddə ilə qarşılıqlı təsir zamanı fotonlar buraxıla, udula və ya səpilə bilər və bu zaman fotonların sayı saxlanmır. Lakin bütün bu proseslər zamanı enerjinin və impulsun saxlanması qanunları ödənməlidir.

Sərbəst elektron fotonu yalnız səpə bilər, onu uda və ya buraxa bilməz. Bu müddəanı isbat etmək üçün fərz edək ki, sərbəst elektron sükunətdədir və o, \vec{P}_f impulsuna E_f enerjisində malik bir foton buraxmışdır. Foton buraxdıqdan sonra elektronun impulsunu \vec{P}_e , enerjisini isə E_e ilə işarə edək. Onda impulsun və enerjinin saxlanması qanunlarına əsasən

$$\vec{P}_e + \vec{P}_f = 0, \quad E_e + E_f = m_0c^2 \quad (3.14)$$

yaza bilərik. Burada m_0 – elektronun sükunət kütləsidir.

(3.14) ifadələrinə əsasən

$$(cP_e)^2 = (cP_f)^2, \quad E_e^2 = E_f^2 - 2E_fm_0c^2 + (m_0c^2)^2$$

yaza bilərik. Bu ifadələri tərəf-tərəfə çıxaraq:

$$E_e^2 - (cP_e)^2 = E_f^2 - (cP_f)^2 - 2E_fm_0c^2 + (m_0c^2)^2 \quad (3.15)$$

Elektron üçün (3.11), foton üçün isə (3.13) ifadələrini (3.15)-də nəzərə alsaq

$$E_fm_0c^2 = 0$$

yaza bilərik. Buradan görünür ki, $E_f=0$ olur, yəni sərbəst elektronun foton buraxması qeyri mümkündür. Eyni qayda ilə göstərə bilərik ki, sərbəst elektron fotonu uda bilməz. Bu nəticənin alınması əslində onunla əlaqədardır ki, yuxarıdakı mühakimələr zamanı elektronun sükunət kütləsinin dəyişməz qaldığı, yəni foton buraxılana qədər və foton buraxıldıqdan sonra elektronun sükunət kütləsinin eyni olduğu fərz edilir. Bu, o deməkdir ki, fotonun buraxılması nəticəsində elektronun daxili halı dəyişmir. Onda belə çıxır ki, foton buraxılarkən təpmə nəticəsində elektronun aldığı kinetik enerji hesabına onun tam enerjisi yalnız arta bilər. Buraxılan foton da öz növbəsində müsbət enerji aparır. Deməli, sərbəst elektronun foton buraxması və ya udması enerjinin saxlanması qanununun pozulmasına səbəb olardı.

Beləliklə, fotoeffekt hadisəsini izah etmək üçün metaldakı sərbəst elektron tərəfindən fotonun udulmasının fərz edilməsi enerjinin və impulsun saxlanması qanunlarına zidd deyilmi? Məlum olur ki, burada heç bir ziddiyyət yoxdur. Metalda sərbəst elektron əslində heç də sərbəst deyildir. Belə ki, metal daxilində atomla rəbitədə olmayan və bizim sərbəst adlandırdığımız elektron elə bil ki, bir qutuda yerləşmişdir və bu qutunun divarları yaxınlığında müəyyən saxlayıcı sahə təsir edir. Foton yalnız elektronla qarşılıqlı təsirdə olmur. Əslində hər iki zərrəciyin bütövlükdə metal ilə qarşılıqlı təsiri baş verir. Üç cismin qarşılıqlı təsiri zamanı enerjinin və impulsun saxlanması qanunları eyni zamanda ödənə bilər. Fotonun impulsu həm elektrona, həm də metala verildiyi halda, onun enerjisi yalnız elektrona verilir, çünki metalın kütləsi sonsuz böyük hesab oluna bilər.

(3.8) Eynşteyn tənliyi fotoeffekt üçün təcrübi yolla müəyyən edilmiş və yuxarıda göstərilən bütün qanunları izah etməyə imkan verir. Belə ki, düşən işığın intensivliyi işıq selindəki fotonların sayı ilə düz mütənasibdir. Digər tərəfdən aydındır ki, işığın təsiri ilə metaldan qopan elektronların sayı fotonların sayı ilə düz mütənasibdir. Deməli, işığın təsiri ilə qopan elektronların sayı düşən işığın intensivliyi ilə düz mütənasib olmalıdır ki, bu da fotoeffekt üçün təcrübi yolla tapılmış birinci qanuna tam uyğundur. Beləliklə, doyma cərəyanının J_d şiddəti düşən işığın intensivliyi və ya düşən işıq seli Φ ilə düz mütənasibdir: $J_d \sim \Phi$. Bu asılılıq da təcrübədə müşahidə olunur. Təcrübələr göstərir ki, düşən fotonların çox az bir hissəsi öz enerjisini ayrı-ayrı elektronlara verir. Digər fotonların enerjisi isə bütövlükdə metalın qızmasına sərf olunur. (3.7) tənliyinə əsasən hər bir qopan elektronun kinetik enerjisi (yəni sürəti) verilmiş maddə üçün düşən işığın yalnız tezliyindən asılı olub, nə qədər fotonun digər elektronlarla toqquşmasından, yəni düşən işığın intensivliyindən asılı deyildir. Bu isə fotoeffekt üçün ikinci təcrübi qanuna tam uyğun gəlir. Bundan başqa (3.7) tənliyindən həm də görünür ki, düşən fotonun enerjisi metaldan elektronun çıxış işindən az olsa, bu foton fotoeffekt yarada bilməz. Fotoeffektin qırmızı sərhəddinin mövcud olması da məhz bununla izah olunur. Aydındır ki, fotoeffektin baş verə biləcəyi minimum ν_{min} tezliyi (və ya maksimum λ_{maks} dalğa uzunluğu) (3.8) tənliyinə əsasən

$$h\nu_{min} = A \quad (3.16)$$

və ya

$$\nu_{min} = A/h \quad (3.17)$$

$$\lambda_{maks} = \frac{c}{\nu_{min}} = \frac{hc}{A} \quad (3.18)$$

kimi təyin olunur. bu, o deməkdir ki, tezliyi $\nu < \nu_{min}$ (dalğa uzunluğu $\lambda > \lambda_{maks}$) olan işıq verilmiş metaldan fotoeffekt yarada bilməz.

Fotoeffektin qırmızı sərhəddini təyin edən ν_{min} tezliyini (və ya λ_{maks} dalğa uzunluğunu) təcrübədə təyin etmək olar. Bu isə (3.14)-(3.18) düsturlarına əsasən elektronların metallardan A çıxış işini hesablamağa imkan verir. Müəyyən edilmişdir ki, müxtəlif metallar

üçün çıxış işi müxtəlif olub, bir neçə elektron–volta bərabərdir. Bu sıra metallar üçün fotoeffektin qırmızı sərhəddi aşağıda göstərilmişdir:

Metal	K	Na	Li	Hg	Fe	Ag	Au	Ta
λ_{maks} <i>nm</i>	550	540	500	273,5	262	261	265	305

Qeyd edək ki, yuxarıda şərh olunan mühakimələrə əsasən fotoeffekt zamanı gecikmə müddəti elektronların fotonla toqquşduqdan sonra metalın səthinə qədər hərəkət etməsi üçün lazım olan zaman müddətinə bərabər olmalıdır ki, bu da çox kiçikdir və təcrübə ilə tam uyğunluq təşkil edir.

Fotoeffekt üçün (3.8) Eynşteyn tənliyinin və ondan alınan nəticələrin təcrübədə yoxlanması yalnız işığın nəzəriyyəsi üçün deyil, həm də bütün fizika üçün böyük əhəmiyyət kəsb edir. Yuxarıda qeyd edildiyi kimi fotoeffekt və çıxış işi metalın səthinin halından (məsələn, səthin oksidləşməsindən, adsorbsiya olunmuş maddələrin olmasından və s.) kəskin şəkildə asılıdır. Məhz buna görə də fotoeffekt üçün Eynşteyn tənliyini uzun müddət kifayət qədər dəqiqliklə təcrübədə yoxlamaq mümkün olmamışdı. Lakin 10 il sonra, yəni 1916-cı ildə Millikenin apardığı təcrübələr vasitəsilə (3.8) Eynşteyn düsturunun doğru olduğu təsdiqləndi. Belə ki, Milliken bir sıra mürəkkəb və incə üsullar vasitəsilə vakuumba metalın səthinin təmizlənməsi, qurğunun müxtəlif hissələri arasında kontakt potensialları fərqinin nəzərə alınması və s. ehtiyat tədbirlərini həyata keçirməklə çıxış işini ölçmüş və sonra fotoelektronların maksimal kinetik enerjisinin düşən işığın tezliyindən asılılığını tədqiq etmişdir (fotoelektronların maksimal kinetik enerjisi u_s saxlayıcı potensialını ölçməklə (3.1) düsturuna əsasən təyin olunur). ν tezliyinin verilmiş qiymətində A və $m\nu_{maks}^2/2$ kəmiyyətlərinin təcrübədə ölçülmüş qiymətlərini (3.8) düsturunda yazaraq Milliken h Plank sabitinin qiymətini təyin etdi ki, bu da tarazlıqda olan istilik şüalanması üçün spektral paylanma qanununa əsasən və digər üsullarla tapılmış qiymətlərlə çox yaxşı uyğun gəlir.

Doğruluğu Milliken təcrübələri ilə sübut olunan (3.8) Eynşteyn tənliyi sonralar digər təcrübələrdə də yoxlandı. (3.8) tənliyini

$$h\nu = h\nu_{min} + eu_s \quad (3.19)$$

və ya

$$\frac{m\nu_{maks}^2}{2} = h(\nu - \nu_{min}) = eu_s \quad (3.20)$$

kimi də yazmaq olar. Düşən işığın tezliyini çox geniş intervalda – görünən işığın tezliyindən rentgen şüalarının tezliyinə qədər dəyişərək (3.20) tənliyi yoxlanmış və həmişə təcrübə ilə nəzəriyyə arasında tam uyğunluq alınmışdır. Rentgen şüaları ilə aparılan təcrübələrdə (3.20) tənliyinin yoxlanması $\nu \gg \nu_{min}$ olması sayəsində xeyli sadələşir. Ona görə də (3.20) ifadəsi sadələşərək

$$h\nu = eu_s \text{ və ya } \frac{hc}{\lambda} = eu_s \quad (3.21)$$

şəklinə düşür və u_c gərginliyini ölçərək ν tezliyini (və ya λ dalğa uzunluğunu) təyin etməyə imkan verir. Qeyd edək ki, bu üsul hətta ən sərt γ -şüaların da dalğa uzunluğunu təyin etmək üçün tətbiq olunur. belə şüalar üçün dalğa uzunluğu çox kiçik olduğundan kristallarda difraksiya üsulu ilə dəqiq nəticələr almaq mümkün olmur.

Qeyd edək ki, (3.21) düsturu işıq kvantlarının enerjisinin elektronun kinetik enerjisinə çevrildiyi düz fotoeffekt üçün deyil, həm də tərs fotoeffekt üçün doğrudur. Tərs fotoeffekt zamanı metalı bombardman edən elektronların kinetik enerjisi hesabına rentgen kvantları alınır. Rentgen borularında məhz belə proses baş verir. Bu halda (3.21) düsturunda u_c gərginliyi rentgen borusunda elektronları sürətləndirən gərginliyə bərabər götürülməlidir və onda (3.21) ifadəsi rentgen borusunda verilmiş gərginlikdə buraxıla bilən rentgen şüalarının maksimal tezliyini (minimal dalğa uzunluğunu) təyin etməyə imkan verir. Rentgen şüalarının maksimal tezlik sərhəddinin olması təcrübədə təsdiq olunur və onun ən mühüm

əhəmiyyəti işığın kvant təbiətinə malik olmasını təsdiq edən təcrübi fakt olmasıdır.

Rentgen borusunda elektronlar antikatodu bombardman edərkən tormozlanır və bunun də nəticəsində tormozlanma rentgen şüaları yaranır. Bu şüalanmanın spektri görünən ağ işığın spektri kimi bütöv (kəsilməz) spektrdir. Məhz bu səbəbdən də kəsilməz rentgen şüalanması ağ rentgen şüalanması adlanır. Tormozlanma (ağ) rentgen şüalanmasının spektral paylanma əyriləri, yəni intensivliyin dalğa uzunluğundan asılılıq qrafikləri volfram antikatodu üçün 3.2 şəklində göstərilmişdir. Dalğa uzunluğunun böyük qiymətlərində intensivlik əyrisi meyllə düşərək dalğa uzunluğu artdıqca asimtotik olaraq sifra yaxınlaşır. Dalğa uzunluğunun kiçik qiymətlərində isə, əksinə, intensivlik əyrisi kəskin düşür və dalğa uzunluğunun müəyyən bir qiymətində absis oxunu kəsir. Dalğa uzunluğunun bu qiyməti kəsilməz rentgen şüalanmasının qısdalğalı sərhəddi adlanır. Bu sərhəd (3.20) düsturundan tapılır.

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eu} = \frac{12,4}{u} \text{ \AA} \quad \text{və ya} \quad \nu_{\max} = \frac{eu}{h} \quad (3.22)$$

Burada u rentgen borusundakı sürətləndirici gərginlikdir və kilovoltla ölçülür. Tormozlanma rentgen şüalanmasının qısdalğalı sərhəddi antikatodun materialından asılı olmayıb, yalnız rentgen borusundakı u sürətləndirici gərginlikdən asılıdır. Əgər rentgen borusundakı gərginliyi (3.22) düsturu ilə təyin olunan və antikatodun materialından asılı olan limit qiymətinə nisbətən artırısaq onda kəsilməz rentgen spektrinin fonunda nazik spektral xətlər meydana çıxır ki, bu xətlər çoxluğu da antikatodun xarakteristik rentgen şüalanmasının spektrini təşkil edir. Bu halda da rentgen spektrinin qısdalğalı sərhəddi mövcud olur və (3.22) düsturu ilə təyin olunur. Bir daha qeyd edək ki, belə qısdalğalı sərhəddin olması rentgen şüalanmasının korpuskulyar xassəsinin ən parlaq təzahürlərindən biridir.

Rentgen şüalanmasının qısdalğalı sərhəddinin ölçülməsi Plank sabitinin dəqiq təyin olunmasına imkan verən üsullardan biridir. Bu məqsədlə (3.22) düsturundan istifadə edilir. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, həmin düstur sərt rentgen şüalarının və γ -şüaların dalğa uzunluğunu da dəqiq təyin etməyə imkan verir.

Kompton effekti

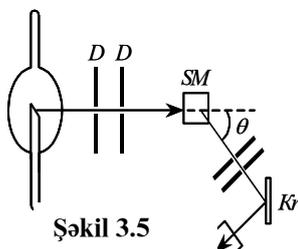
1922-ci ildə Artur Kompton fotonların mövcud olmasını sübut edən və onlar haqqında elmi təsəvvürləri daha da dərinləşdirən bir hadisəni təcrübədə müşahidə etdi. Kompton sərt rentgen şüalarının yüngül atomlardan təşkil olunmuş maddələrdən (qrafit, parafin və s.) səpilməsini tədqiq edərkən müəyyən etdi ki, səpilmə nəticəsində bu şüaların dalğa uzunluğu dəyişir. Komptonun bu təcrübələri apardığı qurğunun sxemi 3.5 şəklində verilmişdir. Rentgen şüalarının mənbəyi rentgen borusundakı molibden antikatodudur. Molibdenin xarakteristik monoxromatik rentgen şüalanmasından D diafraqmaları vasitəsilə ayrılmış nazik şüa dəstəsi SM səpici maddəsinin üzərinə yönəldilir. Səpilmə şüalarının spektral tərkibini tədqiq etmək üçün onlar bir sıra diafraqmalardan keçərək rentgen spektroqrafının Kr kristalına və sonra isə $İK$ ionlaşma kamerasına və ya F fotolövhəsinə düşür.

Təcrübələr göstərdi ki, dalğa uzunluğunun $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ dəyişməsi düşən rentgen şüalarının λ dalğa uzunluğundan və səpici maddənin kimyəvi tərkibindən asılı olmayıb, yalnız səpilmənin istiqamətindən asılıdır. Belə ki, düşən şüa ilə səpilmə şüasının istiqamətləri arasındakı bucağı θ ilə işarə etsək (şəkil 3.5)

$$\Delta\lambda = 2k \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (3.23)$$

şerti ödənilir. Burada $k=0,0241 \text{ \AA}$ olub təcrübədən tapılmış sabitdir və $\theta=90^\circ$ səpilmə bucağı üçün dalğa uzunluğunun dəyişməsinə bərabərdir.

Qeyd edək ki, Kompton effekti üçün təcrübi yolla tapılmış yuxarıda göstərilən qanunauyğunluqlar yalnız çox da sərt olmayan rentgen şüaları və yüngül atomlardan (məsələn, H , C , B , Al və s.) təşkil olunmuş səpici maddələr üçün ödənilir. Belə ki, ağır atomlardan ibarət olan maddələrdən səpilmə zamanı Kompton hadisəsi xeyli



Şəkil 3.5

mürəkkəbləşir. Yüngül atomlardan ibarət maddələrdən səpilmə zamanı səpilən bütün şüaların dalğa uzunluğu praktik olaraq artmış olduğu halda, atomun sıra nömrəsi artdıqca şüaların əksər hissəsi dalğa uzunluğunu dəyişmədən səpilir.

Kompton effektini işığın dalğa nəzəriyyəsinə əsasən izah etmək olmur. Belə ki, sükunətdə olan elektronun üzərinə düşən elektromaqnit dalğasının təsiri altında elektron bu dalğanın tezliyinə bərabər tezliklə rəqs etməyə başlamalıdır. Rəqs edən elektron isə öz növbəsində rəqs tezliyinə, yəni düşən dalğanın tezliyinə bərabər tezlikli elektromaqnit dalğası şüalandırmalıdır. Beləliklə, dalğa nəzəriyyəsi baxımından sərbəst elektron işığı səpməlidir və bu zaman səpilən işığın tezliyi düşən işığın tezliyinə bərabər olmalıdır.

Əgər işığın $\hbar\omega$ enerjisinə və $\hbar\vec{k}$ impulsuna malik fotonlar selindən ibarət olduğunu fərz etsək, onda işığın sərbəst elektronlardan səpilməsi mənzərəsi başqa cür olar. Bu halda işığın səpilməsi prosesi foton ilə elektron arasında toqquşmadan ibarət olur. Maks Bornun obrazlı ifadə etdiyi kimi, Kompton effekti fotonlar və elektronlar arasında bilyard oyunudur. Məşhur fizik M. Bornun bu sözləri Kompton effektinin mahiyyətini qısa və aydın şəkildə ifadə edir. Bu toqquşma zamanı foton öz enerjisinin bir hissəsini elektrona verdiyindən o, nəinki hərəkət istiqamətini, həm də enerjisini dəyişir. Deməli, toqquşma nəticəsində fotonun enerjisi azalır, dalğa uzunluğu isə artır. Bu effekt qısa dalğalar, xüsusilə rentgen şüaları üçün özünü daha yaxşı büruzə verir. Belə sərt şüalarla toqquşma nəticəsində elektron çox böyük sürət alır və onun hərəkəti relyativistik mexanika qanunlarına tabe olur. Ona görə də rentgen şüalarının maddədən səpilməsi zamanı təcrübədə müşahidə olunan Kompton effektini nəzəri olaraq öyrəndikdə kütlənin sürətdən asılılığını nəzərə alan relyativistik mexanika düsturlarından istifadə olunmalıdır. Kompton effektinin işığın fotonlar selindən ibarət olmasına əsaslanan nəzəriyyəsi (kvant nəzəriyyəsi) bir-birindən asılı olmayaraq Komptonun özü və Debay tərəfindən təklif olunmuşdur. Onlar belə hesab etmişlər ki, rentgen kvantının dalğa uzunluğunun dəyişməsi ilə nəticələnən səpilməsi onun elektronla bir dəfə elastik toqquşmasının nəticəsidir. Elastik toqquşma zamanı foton öz enerjisini tamamilə elektrona və ya hər hansı başqa zərrəciyə verə bilməz. Çünki bu proses enerjinin və impulsun saxlanması qanunlarının pozulması ilə baş verərdi.

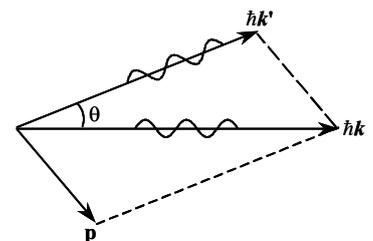
Komptonun təcrübə apardığı maddələrdə, yəni yüngül atomlardan ibarət olan maddələrdə elektronun atomla rabitə enerjisi toqquşma zamanı rentgen kvantının elektrona verdiyi enerjidən çox kiçikdir. Toqquşma zamanı rentgen kvantının atoma verdiyi enerji səpilmə bucağının böyük qiymətlərində daha çox olur. Ona görə də səpilmə bucağı böyük olduqca yuxarıda göstərilən şərt daha yaxşı ödənilir. Lakin səpilmə bucağının bütün qiymətlərində yüngül atomlarda elektronların atomla rabitə enerjisini nəzərə almamaq, yəni bütün elektronları sərbəst hesab etmək olar (məhz buna görə rentgen şüalarından istifadə olunur!).

Kompton-Debay nəzəriyyəsində də bu amil əsas götürülür. Onda Kompton sürüşməsinin səpici maddənin növündən asılı olmaması, yəni bütün maddələr üçün eyni olması dərhal başa düşülür. Doğrudan da, nəzəriyyədə başlanğıcda fərz olunur ki, səpici maddə əslində yalnız sərbəst elektronlardan ibarətdir, yəni səpici maddənin fərdi xüsusiyyətləri nəzərə alınmır. Lakin bu, yalnız yüngül atomlar üçün mümkündür. Ağır atomların daxili elektronları üçün belə ideallaşdırma yaramır. Ona görə də elektronların rabitə enerjisinin nəzərə alınması təcrübələrdən alınmış və bir qədər sonra nəzəri yolla çıxaracağımız düsturu ilə ifadə olunan sadə qanunauyğunluğun ağır atomlar üçün yuxarıda qeyd etdiyimiz pozulmalarına səbəb olur.

Atomda elektronların rabitə enerjisi görünən işıq fotonlarının enerjisindən böyükdür və məhz buna görə də spektrin görünən oblastında kompton effekti müşahidə olunmur.

İndi isə fotonun sərbəst elektronla toqquşmasına baxaq. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, bu iki zərrəciyin qarşılıqlı təsiri zamanı enerjinin və impulsun saxlanması qanunları ödənməli, həm də relyativistik mexanikaya uyğun olaraq kütlənin sürətdən asılılığı nəzərə alınmalıdır.

Fərz edək ki, sükunətdə olan sərbəst elektronun üzərinə enerjisi $\hbar\omega$, impulsu isə $\hbar\vec{k}$ olan foton düşür (şəkil 3.5). Toqquşmaya qədər elektronun enerjisi m_0c^2 , impulsu isə sıfıra bərabərdir. Burada m_0 – elektronun sükunət kütləsi, c – işığın vakuumda sürətidir. Toqquşmadan sonra elektronun impulsu \vec{P} , enerjisi isə $E = mc^2 = c\sqrt{P^2 + m_0^2c^2}$ olar. Burada $m = m_0/\sqrt{1-\beta^2}$ – toqquşmadan sonra böyük v sürəti almış elektronun kütləsi və $\beta = v/c$ -dir. Onda toqquşmadan sonra elektronun kinetik enerjisi



Şəkil 3.5.

$$E_{kin} = mc^2 - m_0c^2 = m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = m_0c^2 \left(\frac{1}{2}\beta^2 + \frac{3}{8}\beta^4 + \dots \right) \quad (3.24)$$

olar. Əgər $\beta \ll 1$, yəni $v \ll c$ olarsa, onda β^4 və daha yüksək tərtibli hədləri nəzərə almamaq və $E_{kin} = m_0c^2 \cdot \frac{1}{2}\beta^2 = \frac{m_0v^2}{2}$ yazmaq olar ki, bu da qeyri-relyativistik mexanikada kinetik enerjinin ifadəsidir.

Elektronla toqquşma nəticəsində fotonun enerjisi və impulsu dəyişir, yəni, uyğun olaraq, $\hbar\omega'$ və $\hbar\vec{k}'$ olur. Ona görə də baxılan hal üçün enerjinin və impulsun saxlanması qanunlarını aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\hbar\omega + m_0c^2 = \hbar\omega' + c\sqrt{P^2 + m_0^2c^2} \quad (3.25)$$

$$\hbar\vec{k} = \vec{P} + \hbar\vec{k}' \quad (3.26)$$

(3.24) tənliyini c -yə bölək və $k = \omega/c$ olduğunu nəzərə alaraq onu aşağıdakı kimi yazaq:

$$\sqrt{P^2 + m_0^2c^2} = \hbar(k - k') + m_0c \quad (3.27)$$

(3.26) ifadəsini kvadrata yüksəldək:

$$P^2 = \hbar^2(k^2 + k'^2 - 2kk') + 2\hbar m_0c(k - k') \quad (3.28)$$

(3.26) ifadəsindən görünür ki,

$$P^2 = \hbar^2(\vec{k} - \vec{k}')^2 = \hbar^2(k^2 + k'^2 - 2kk'\cos\theta) \quad (3.29)$$

Burada $\theta - \vec{k}$ və \vec{k}' vektorlarının istiqamətləri arasında qalan bucaqdır. (3.27) və (3.28) ifadələrinin müqayisəsindən tapırıq ki,

$$m_0c(k - k') = \hbar k k' (1 - \cos\theta) \quad (3.30)$$

(3.29) ifadəsini m_0ckk' -ə bölək və sonra 2π -yə vuraq:

$$\frac{2\pi}{k'} - \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi\hbar}{m_0c} (1 - \cos\theta). \quad (3.31)$$

(3.30) ifadəsində $\frac{2\pi}{k} = \lambda$ və $1 - \cos\theta = 2\sin^2\frac{\theta}{2}$ olduğunu nəzərə alsaq

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_k \sin^2\frac{\theta}{2} \quad (3.32)$$

yaza bilərik. Burada

$$\lambda_k = \frac{2\pi\hbar}{m_0c} = \frac{h}{m_0c} = 0,024263096 \text{ \AA} \approx 0,0243 \text{ \AA} \quad (3.33)$$

işarə edilmişdir və elektron üçün Kompton dalğa uzunluğu adlanır. Ümumiyyətlə isə kütləsi m olan hissəcik üçün Kompton dalğa uzunluğu

$$\lambda_k = \frac{h}{mc} \text{ və ya } \lambda_k = \frac{\hbar}{mc} \quad (3.34)$$

kimi işarə olunur. Aydın ki, elektron üçün $\lambda_k = 0,00386$ olar.

Kompton dalğa uzunluğu mühüm sabitlərdən biri olub, sükunətdə olan sərbəst hissəcikdən fotonun $\theta = \pi/2$ bucağı altında səpilməsi zamanı düşən şüanın dalğa uzunluğunun $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ dəyişməsinə bərabərdir. (3.33) düsturuna əsasən proton, neytron və digər elementar zərrəciklər üçün də Kompton dalğa uzunluğunu hesablamaq olar.

Göründüyü kimi, (3.32) düsturu təcrübə yolla tapılmış (3.23) ifadəsinə tam uyğun gəlir.

(3.30) düsturunda $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi\nu}{c}$ və $k' = \frac{2\pi}{\lambda'} = \frac{2\pi\nu'}{c}$ olduğunu nəzərə alsaq

$$c(\nu - \nu') = \frac{h}{m_0c} \nu\nu'(1 - \cos\theta) \quad (3.35)$$

və ya

$$\frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) \quad (3.36)$$

yaza bilərik. Buradan

$$\nu' = \frac{\nu}{1 + 2 \frac{h\nu}{m_0 c^2} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad (3.37)$$

alırıq. (3.37) dəyişmiş tezliyi hesablamaq üçün düsturdur.

Tezliyin $\Delta\nu = \nu - \nu'$ dəyişməsini aşağıdakı kimi hesablamaq olar:

$$\Delta\nu = \nu - \nu' = \frac{c}{\lambda} - \frac{c}{\lambda + \Delta\lambda} = \frac{c}{\lambda} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda + \Delta\lambda} = \nu \frac{\Delta\lambda}{\lambda + \Delta\lambda} \quad (3.38)$$

Buradan tezliyin nisbi dəyişməsi üçün

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda + \Delta\lambda} \quad (3.39)$$

alınır. (3.38) və (3.39) ifadələrində $\Delta\lambda$ kəmiyyəti (3.32) düsturu ilə təyin olunur.

Komptonun apardığı və sonralar aparılan təcrübi ölçmələr (3.32) ifadəsindən hesablanmış qiymətlərlə tam uyğunluq təşkil edir ki, bu da yuxarıda şərh olunan Kompton-Debay nəzəriyyəsinin yüngül atomlardan təşkil olunmuş səpici maddələr üçün doğru olduğunu sübut edir.

Atomla rabitə enerjisi böyük olan elektronlardan fotonların səpilməsi zamanı enerji və impuls mübadiləsi bütövlükdə atomla baş verir, yəni foton kütləsi çox böyük olan atomdan səpilir. Kütləsi çox böyük olan atom üçün (3.34) düsturu ilə təyin olunan Kompton dalğa uzunluğu və bunun da nəticəsində (3.32) düsturu ilə təyin olunan $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ Kompton sürüşməsi sonsuz kiçik, yəni praktik olaraq sıfıra bərabər olur. Ona görə də ağır atomlardan təşkil olunmuş maddələrdən səpilmə zamanı sürüşməmiş xəttin intensivliyi sürüşmüş xəttin intensivliyindən xeyli böyük olur və atomun sıra nömrəsi artdıqca bu nisbət böyüyür.

Yuxarıda şərh olunan Kompton-Debay nəzəriyyəsində fotonun səpildiyi elektron sükunətdə hesab olunur. Əgər elektron hərəkət edirsə, onda toqquşma zamanı o öz kinetik enerjisini fotona verərək dayana bilər. Nəticədə səpilən fotonun enerjisi artar, dalğa uzunluğu isə azalar. Belə proses tərs Kompton effekti adlanır.

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, səpilmə bucağının böyük qiymətlərində elektronların sərbəst olması şərti daha yaxşı ödənilir. Buradan aydın olur ki, səpilmə bucağı böyüdükcə sərbəst elektronların nisbi sayı artır və buna uyğun olaraq, sürüşmüş xəttin intensivliyi də sürüşməmiş xəttin intensivliyinə nisbətən artmış olur. Bu isə Kompton sürüşməsinin θ səpilmə bucağından asılılığını müəyyən edir.

IV MÜHAZİRƏ

Elektronun kəşfi

Bizim eradan bir neçə əsr əvvəl qədim yunan alimləri yunla sürtülmüş kəhrəbanın yüngül cisimləri özünə cəzb etdiyini müəyyən etmişlər. XVI əsrin sonunda isə ingilis həkimi Hilbert bu hadisəni ətaflı öyrənərək kəşf etdi ki, sürtünmə nəticəsində yüngül cisimləri cəzb etmək xassəsi təkcə kəhrəbada olmayıb, şüşə, kükürd, qətran və bir çox digər maddələrə də aiddir. Cisimlərdə bu cür xassənin əmələ gəlməsi elektriklənmə adlandırılmışdır. Kəhrəba yunanca elektron deməkdir və elektrik adı da bu sözdən götürülmüşdür. Kəhrəba və ya hər hansı başqa bir maddə sürtünmə nəticəsində yüngül cisimləri cəzb etmək xassəsinə malik olduqda onları elektriklənmiş və ya elektrik yükünə malik olan cisimlər adlandırmağa başladılar. Sonralar müəyyən edildi ki, elektriklənmiş (yəni, elektrik yükünə malik) cisimlər arasında ümumdünya cazibə qarşılıqlı təsirinə oxşar olaraq, məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasib olaraq azalan, lakin ümumdünya cazibə qarşılıqlı təsirindən çox böyük olan qarşılıqlı təsir baş verir. Bu qarşılıqlı təsir elektromaqnit qarşılıqlı təsiri adlandırıldı. Məsələn, hidrogen atomunda elektronun nüvəyə cəzb olunduğu elektrik qüvvəsi ümumdünya cazibə qüvvəsindən 10^{39} dəfə böyükdür.

Beləliklə, müəyyən edildi ki, kütlə cismin ətalət ölçüsü olduğu kimi, elektrik yükü də cismin elektromaqnit qarşılıqlı təsirinə girmək qabiliyyətinin kəmiyyət ölçüsüdür. Cisimdən ayrıca, əlahiddə götürülmüş elektrik yükü yoxdur, o, cismin daxili xassəsidir. Başqa sözlə, elektrik yükünə malik olmayan cisimlər (onlara elektroneytral cisimlər də deyilir) ola bilər, lakin cisimsiz elektrik yükü ola bilməz.

Elektrik yükünün nədən ibarət olması məsələsi alimləri çoxdan maraqlandırmışdır. İlk vaxtlar belə hesab edirdilər ki, elektriklənmə hadisəsi müəyyən çəkisiz substansiya – elektrik mayesi ilə əlaqədardır. Belə ki, hər bir cisimdə müsbət və mənfi olmaqla iki cür elektrik mayesi vardır. Bunlardan birinin artıqlığı cismin müsbət, digərinin artıqlığı isə mənfi elektriklənməsinə səbəb olur. Hər iki maye bərabər miqdarda olduqda, bir-birinin təsirini yox edir və cisim yüklənməmiş olur. Digər qrup alimlər belə hesab edirdilər ki, yalnız bir növ elektrik mayesi mövcuddur və bu maye hər bir yüklənməmiş cisimdə müəyyən miqdarda olmalıdır. Bunun artıqlığı cismin müsbət, çatışmazlığı isə mənfi elektriklənməsinə səbəb olur. Lakin tədriclə yeni-yeni təcrübi faktların təhlili elektrik mayesinin mövcud olması haqqındakı yanlış təsəvvürləri rədd etdi. Belə ki, turşu və duzların suda məhlullarından elektrikin keçməsinin və qaz boşalmasının öyrənilməsi nəticəsində məlum oldu ki, elektrik yükü diskretdir, yəni o, elementar elektrik yükləri adlanan bərabər hissələrə bölünə bilər (latınca *diskretus* – fasiləli, ayrı-ayrı hissələrdən ibarət deməkdir). Həm də müəyyən edildi ki, elementar elektrik yüklərini kiçik hissəciklər daşıyır və məhz onların yerdəyişməsi cisimlərin elektriklənməsinə səbəb olur.

Elektroliz hadisəsi üçün Faradeyin müəyyən etdiyi məlum qanunlar elektrik yükünün diskret olması haqqındakı təsəvvürlərin ilk təcrübi əsası olmuşdur. Faradey qanunlarına görə elektroliz zamanı elektrod üzərində ayrılan maddənin kütləsi m aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$m = \frac{1}{F} \frac{M}{n} \cdot q \quad (4.1)$$

Burada M – ayrılan maddənin molyar kütləsi, n – bu maddənin valentliyi, q – elektrolitdən keçən yükün miqdarı, F isə 1 mol birvalentli maddə ayırmaq üçün elektrolitdən keçməsi tələb olunan elektrik yükünə bərabər olan sabit kəmiyyətdir və Faradey ədədi adlanır: $F=96500 \text{ Kl/mol}$. Aydındır ki, 1 mol n valentli ($n=1,2,3$ və s.) maddə ayırmaq üçün elektrolitdən $nFKl$ yük keçməlidir.

1 mol birvalentli maddə ayırmaq üçün elektrolitdən keçməsi tələb olunan 96500 Kl yükü 1 molda

olan bütün ionlar daşıyır, çünki elektrodada ayrılan maddə əvvəlcə məhlulda ionlar şəklində olur. Deməli, maddənin 1 *molunda* olan atomların sayını bilərək, birvalentli maddənin hər bir ionunun yükünü tapmaq olar. Maddənin 1 *molunda* atomların sayı müxtəlif üsullarla təyin olunmuşdur və $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ Avogadro ədədinə bərabərdir. Beləliklə, F Faradey ədədini N_A Avogadro ədədinə bölməklə elektroliz zamanı birvalentli maddənin hər bir ionunun daşdığı q_0 yükünü tapmaq olar:

$$q_0 = \frac{F}{N_A} = \frac{96500 \frac{Kl}{mol}}{6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl} . \quad (4.2)$$

Bu q_0 yükü ionun daşıya biləcəyi minimum (ən kiçik) elektrik yüküdür və birvalentli ionun yükünə bərabərdir. n valentli maddənin 1 *molunu* ayırmaq üçün elektrolitdən $nFKl$ yük keçməli olduğundan, n valentli ionun da yükü nq_0 olar. Yəni çoxvalentli ionların yükü birvalentli ionun yükündən tam ədəd dəfə çoxdur. Beləliklə, elektrolitlərin ionları müəyyən minimum (elementar) yükün tam misli qədər yük daşıyır: müxtəlif ionların daşdığı yüklər $q_0, 2q_0, 3q_0, \dots$ qədər olur və məsələn, $0,9q_0; 1,5q_0; 2,3q_0$ və s. kəsr ədədlə ifadə olunan yükə malik olan ionlara təsadüf olunmur. Elektrik yükü diskret qiymətlər alır. Başqa sözlə, Faradeyin şərafinə söylədiyi nitqində Helmholsun dediyi kimi "əgər biz elementlərin atomlarının varlığını qəbul ediriksə, onda biz bundan çıxan nəticədən də yaxamızı qurtara bilmərik – yəni, həm mənfi və həm də müsbət elektrik yükləri də özlərini elektrik yükünün atomları kimi aparan müəyyən elementar yüklərdən ibarətdir".

Faradey qanunlarından elektrik yükünün diskret qiymətlər alması kimi təcrübi faktın meydana çıxması elektrik hadisələri haqqında təlimin inkişaf etməsində böyük rol oynamışdır. Belə ki, bu nəticə, minimum yük daşıyan hissəciklərin mövcud olması fikrinin ortaya çıxmasına səbəb oldu. Doğrudan da, sonralar qazlarda elektrik boşalmasının öyrənilməsi sayəsində elektron kəşf olundu.

Təcrübələrdən məlumdur ki, qaz boşalması borusunda təzyiq $10^{-3} \text{ mm civə sütunu}$ tərtibində olduqda bütün boru qaralır, yəni qaz artıq işıqlanmır, lakin katodun qarşısındakı şüşə divar sarımtıl-yaşıl rəngdə işıqlanmağa başlayır. Əgər bu halda, katodun qarşısında, məsələn, ulduz şəkilli metal ekran qoyulsa və elektrodlar yüksək gərginlik mənbəyinə birləşdirilsə, borunun katod qarşısındakı divarında ulduzun kəskin kölgəsi alınır və həmin divarın qalan hissəsində sarımtıl-yaşıl rəngdə parlaq işıqlanma əmələ gəlir. Elektrodların qütblərini dəyişdikdə kölgə yox olur. Təsvir olunan təcrübə göstərir ki, katodun səthi, işıq şüaları kimi düz xətt boyunca yayılan xüsusi növ şüalar buraxır. Əvvəllər belə hesab edirdilər ki, bu şüalanma öz təbiətinə görə işıq şüalarının eynidir və ona görə də onu katod şüaları adlandırmışlar.

Katoda sferik çökük səth forması verərək katod şüalarını bir nöqtəyə toplamaq olar. Əgər həmin nöqtəyə nazik metal lövhə (məsələn, platin) qoyulsa, katod şüaları həmin lövhəyə dəyərək onu ağ rəng alana qədər közərdə bilər. Deməli, katod şüaları enerjilyə malikdir.

Katod şüalarının özü görünmədiyi halda bir çox maddələri işıqlanmağa (lüminessensiya etməyə) məcbur edir. Məsələn, yuxarıda təsvir olunan təcrübədə qaz boşalması borusunun şüşəsi həmin şüaların təsiri ilə işıqlanırdı. Katod şüalarının bu xassəsi, lüminessen ekran hazırlamaqla onların yolunu izləməyə imkan verir. Bundan başqa, katod şüaları qalınlığı $0,003\text{--}0,03 \text{ mm}$ olan metal lövhələrdən keçə bilər, fotolövhəyə işıq şüaları kimi təsir edir və havanı ionlaşdırma bilər.

Katod şüalarının təbiətini müəyyən etmək üçün fransız alimi Perren aşağıdakı kimi təcrübədən istifadə etmişdir. O, katod şüalarının yoluna içi boş metal silindr qoymuşdur ki, şüalar oraya, tələyə düşən kimi düşürdü. Perren bu silindri elektrometrlə birləşdirmişdi. Əgər katod şüaları özləri ilə elektrik yükü daşıyarsa, onda onlar silindrə düşərək öz elektrik yükünü həmin silindrə verəcək və elektrometr bunu dərhal aşkara çıxaracaqdır. Məlum olmuşdur ki, elektrometr bu təcrübə zamanı mənfi yüklə yüklənmişdir. Lakin katod şüalarının hansı işarəli yük daşdığını dəqiq müəyyən etmək üçün əlavə tədqiqat da aparmaq tələb olunurdu. Bu məqsədlə qaz boşalması borusuna iki müstəvi lövhədən ibarət kondensator lehirlənmiş və katod şüaları dəstəsinin bu kondensatorun lövhələri arasından keçərkən müsbət yüklü lövhəyə doğru cəzb olunduğu müşahidə olunmuşdur. Bu təcrübə qəti surətdə göstərdi ki, katod şüaları mənfi yüklü hissəciklər selindən ibarətdir. Bundan başqa müəyyən edildi ki, katod şüalarındakı hissəciklərin hamısının yükü eyni olub, ədədi qiymətcə (4.2) düsturu ilə təyin olunan q_0 yükünə bərabərdir və hər bir hissəciyin kütləsi hidrogen atomunun kütləsindən təqribən 2000 dəfə kiçikdir. Bu hissəcikləri C. Tomson elektron adlandırdı. Yeri gəlmişkən qeyd etmək lazımdır ki, elektroliz zamanı birvalentli ionun yükünü işarə etmək üçün hələ 1891-ci ildə H. Stoni adlı alim "elektron" anlayışından istifadə edilməsi təklifini irəli sürmüşdü. Lakin elektron anlayışı, C. Tomsonun yuxarıda təsvir olunan tədqiqat işlərinin nəticələrini əks etdirən və "Fəlsəfə jurnalında" 1897-ci ildə çap olunmuş "Katod şüaları" adlı məqaləsindən sonra,

fizika elminə daxil olmuşdur. Beləliklə, elektronun kəşfi tarixi 1897-ci il, elektronu kəşf edən alim isə C. Tomson hesab edilir. C. Tomson təcrübələr vasitəsilə sübut etdi ki, katod şüaları qaz boşalması borusunda olan çox seyrəkləşmiş qazın müsbət ionlarının metal katoda zərbələri nəticəsində bu katoddan çıxan elektronlar selindən ibarətdir. Aydınır ki, qaz boşalması borusundan qaz tamamilə çıxarılsa, katod şüaları alınmaz.

Hal-hazırda bir çox dəqiq ölçmələr nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, elektronun yükü $e = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$, kütləsi isə $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kq}$ -dır.

Sonralar belə təsəvvür formalaşmışdır ki, bütün cismlər elementar zərrəcik adlanan hissəciklərdən təşkil olunmuşdur və elektron da bu elementar zərrəciklərdən biridir. Hal-hazırda 250-dən artıq elementar zərrəcik məlumdur. Elementar zərrəciklərin bəziləri müsbət (məsələn, proton), bəziləri mənfi (məsələn, elektron) elektrik yükünə malikdir. Elektrik yükü olmayan elementar zərrəciklər də vardır (məsələn, neytron). Təcrübələr göstərir ki, elementar zərrəcik yükə malikdirsə, bu yük dəqiq məlumdur və ədədi qiymətə elementar yükə, yəni $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$ bərabərdir. Başqa sözlə, yüklü elementar zərrəciklərin hamısının yükü ədədi qiymətə elementar yükə bərabərdir və yalnız işarəcə fərqlənə bilər. Elementar zərrəciyin yükü bölünməzdir. Belə ki, məsələn, elektronun yükünün bir hissəsini ondan qoparmaq olmaz. Bunun niyə belə olduğu hələlik məlum deyildir.

Qeyd edək ki, elementar zərrəcik dedikdə bəsit, yəni daxili quruluşu olmayan hissəcik başa düşülür. Lakin son zamanlar belə fərz olunur ki, elementar zərrəcik adlandırılan hissəciklərin özləri də kvarklar adlanan digər zərrəciklərdən təşkil olunmuşdur. Kvarklar haqqında nəzəriyyə kvant xromodinamikası adlanır.

Elektronun yükünün Milliken üsulu ilə təyini

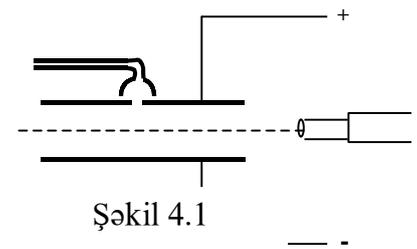
Elektronun yükünün bilavasitə təyin olunması ilk dəfə 1911-ci ildə R. Millikenin apardığı təcrübələr nəticəsində mümkün olmuşdur. Bu təcrübələrdə kiçik hissəciklərdə yaranan çox kiçik elektrik yükləri ölçülmüşdür. Milliken təcrübələrinin əsas ideyası aşağıdakından ibarətdir. Elektron nəzəriyyəsinin əsas təsəvvürlərinə görə hər həansı bir cismin elektrik yükünə malik olması həmin cisimdə olan elektronların və ya yükü elektronun yükünün tam mislinə bərabər olan müsbət ionların sayının dəyişməsi nəticəsində baş verir. Bu zaman ixtiyari cismin elektrik yükü yalnız sıçrayışla və özü də elektronun yükünün tam mislinə bərabər olan miqdarda dəyişməlidir. Ona görə də təcrübədə elektrik yükünün diskret dəyişdiyini müəyyən edərək, elektronların mövcud olmasını təsdiq etmək və bir elektronun yükünü (elementar yükü) təyin etmək olar.

Aydınır ki, belə təcrübələrdə ölçülməli olan elektrik yükü çox kiçik olub, bir neçə elektron yükünə bərabər olmalıdır. Əks halda, bir elektronun əlavə olunması və ya qoparılması ümumi yükün faizlə ifadə olunan çox kiçik dəyişməsinə səbəb olar ki, bu dəyişmə də yükün ölçülməsi zamanı təcrübənin qaçılmaz xətalari fonunda hiss oluna bilməz.

Milliken təcrübələrindən məlum oldu ki, hissəciklərin yükü doğrudan da sıçrayışla dəyişir və özü də yükün bu dəyişməsi müəyyən sonlu yükün tam mislləri qədərdir.

A. F. İoffe 1912-ci ildə Milliken üsuluna oxşar üsulla işığın təsiri ilə maddədən qopan elektronların (fotoeffekt) yükünü təyin etmişdir. Son illər isə Milliken təcrübələrinin müasir modifikasiyası olan təcrübələr elektrik yükü kəsr ədəd olan və kvark adlanan hissəciklərin müşahidə olunması məqsədilə aparılır.

Millikenin tətbiq etdiyi təcrübi üsul çox kiçik yağ damcılarının elektrik yükünü bilavasitə ölçməkdən ibarətdir. Milliken təcrübəsinin sxemi 4.1 şəklində göstərilmişdir. Cihazın əsas hissəsi çox ciddi şəkildə hazırlanmış və köynəkləri bir neçə min volt gərginliyə malik olan mənəbəyə birləşdirilmiş üfqi müstəvi kondensatordan ibarətdir. Köynəklər arasındakı gərginliyi dəyişmək və dəqiq ölçmək mümkündür. Xüsusi pulverizator vasitəsilə alınmış çox kiçik yağ damcıları müstəvi kondensatorun yuxarıda yerləşmiş köynəyindəki deşikdən keçərək köynəklər arasındakı fəzaya daxil olur. Hər bir yağ damcısının hərəkəti mikroskop vasitəsilə müşahidə oluna bilər. Kondensator yağ damcılarını havanın konveksiya axınlarından qoruyan və temperaturu sabit saxlanan xüsusi mühafizə örtüyü ilə əhatə olunmuşdur. Pulverizatordan səpələnərkən yağ damcıları yüklənmiş olur.



Şəkil 4.1

Əgər kondensatorun köynəklərinə gərginlik verilməsə, damcı şaquli istiqamətdə aşağıya doğru bərabərsürətli hərəkət edəcəkdir. Çünki damcının ölçüləri çox kiçikdir və ona təsir edən $mg - F_A$ qüvvəsi havanın müqavimət qüvvəsi ilə tarazlaşır. Burada mg – damcıya təsir edən ağırlıq qüvvəsi, F_A isə ona təsir edən Arximed qüvvəsidir. Havanın müqavimət qüvvəsi isə Stoks qanununa görə

$$F = 6\pi\eta a v_d \quad (4.3)$$

düsturu ilə təyin olunur. Burada a – damcının radiusu, η – havanın daxili sürtünmə əmsali (özlülüğü), v_d isə damcının düşmə sürətidir.

Yağ damcısının a radiusunu hesablamaq üçün

$$6\pi\eta a v_d = mg - F_A \quad (4.4)$$

şərtindən istifadə etmək olar. Damcının sıxlığını ρ , havanın sıxlığını isə ρ_0 ilə işarə etsək

$$mg = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho g, F_A = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho_0 g \quad (4.5)$$

yaza bilərik. (4.5) düsturlarını (4.3)-də nəzərə alsaq, yağ damcısının radiusu üçün

$$a = 3 \sqrt{\frac{\eta v_d}{2(\rho - \rho_0)g}} \quad (4.6)$$

ifadəsi alınır. Mikroskopun görüş sahəsində iki üfqi xətt arasındakı məsafəni keçmək üçün sərf olunan vaxtı ölçərək damcının v_d düşmə sürətini təyin etmək və (4.6) düsturuna əsasən onun radiusunu hesablamaq olar.

İndi isə kondensatorun köynəklərinə gərginlik (potensiallar fərqi) verməklə elə elektrik sahəsi yaradaq ki, bu sahənin təsiri nəticəsində yağ damcısı yuxarıya doğru bərabərsürətli hərəkət etmiş olsun. Bunun üçün kondensatorun daxilindəki elektrik sahəsinin intensivliyi E elə seçilməlidir ki,

$$qE - (mg - F_A) = 6\pi\eta a v_E \quad (4.7)$$

şərti ödənməmiş olsun. Burada q – yağ damcısının yükü, v_E – yağ damcısının yuxarıya doğru bərabərsürətli hərəkətinin sürətidir.

(4.4) və (4.7) ifadələrinə əsasən

$$q = \frac{6\pi\eta a}{E} (v_d + v_E) \quad (4.8)$$

yaza bilərik. Damcının a radiusunu (4.6) düsturuna əsasən taparaq (4.8) düsturuna əsasən q yükünü hesablamaq olar. Lakin praktik cəhətdən əlverişli olması üçün (4.6) düsturundan a kəmiyyətini v_d ilə ifadə edərək, yağ damcısının q yükünü təyin etmək üçün aşağıdakı kimi bir dənə ifadə almaq olar:

$$q = \frac{9\pi(v_d + v_E)}{E} \sqrt{\frac{2\eta^3 v_d}{g(\rho - \rho_0)}} \quad (4.9)$$

Kondensatorun köynəkləri arasındakı havanı rentgen şüaları, ultrabənövşəyi və ya radioaktiv şüalar vasitəsilə ionlaşdırsaq, bu zaman yaranan ionlar yağ damcısına birləşərək onun yükünü dəyişdirəcəkdir. Bu halda sahənin E intensivliyini dəyişməsək, damcının qalxma sürəti v_E dəyişər və v_E' olar. Onda (4.9) düsturuna əsasən

$$q_1 = \frac{9\pi(v_d + v_E')}{E} \sqrt{\frac{2\eta^3 v_d}{g(\rho - \rho_0)}} \quad (4.10)$$

yaza bilərik. (4.9)-dən (4.10)-u çıxsaq

$$\Delta q = q - q_1 = \frac{9\pi(v_E - v_E')}{E} \sqrt{\frac{2\eta^3 v_d}{g(\rho - \rho_0)}} \quad (4.11)$$

alırıq. Yükü bir neçə dəfə dəyişməklə eyni bir damcı ilə çoxlu sayda ölçmələr aparmaq olar.

Milliken təcrübəsində əvvəlcə damcının pulverizatorndan səpələnərkən malik olduğu q_0 yükü, sonra isə havanın ionlaşdırılması nəticəsində malik olduğu q_1, q_2 və s. yükləri təyin edilmişdir. Tapılmış yükləri və onların $q_1 - q_0, q_2 - q_0, \dots$ dəyişmələrini müqayisə etməklə, onların ən böyük ortaq bölənini təyin etmək olar ki, bu da elektronun yükünə bərabər olmalıdır. Milliken təcrübələrindən alınan nəticələrin təhlili elektrik yükünün diskret təbiətli olmasını tam və bilavasitə sübut edir. Belə

ki, (4.9) düsturuna görə damcının yükünün mütləq qiyməti $v_d + v_E$ cəmi ilə (4.11) düsturuna görə isə damcının yükünün dəyişməsi $v_E - v_E'$ sürətlər fərqi ilə düz mütənasibdir və təcrübələrin nəticələri göstərdi ki, mütənasiblik əmsali hər bir hal üçün eyni bir kəmiyyətin tam misllərinə bərabərdir.

Elektronun yükünün mütləq qiymətini dəqiq təyin etmək üçün (4.9) düsturuna müəyyən düzəliş verilməlidir. Doğrudan da, təcrübələr göstərir ki, müxtəlif radiuslu damcılardan yükünü təyin etdikdə, damcının radiusu kiçildikcə, əvvəlcə q üçün eyni bir sabit qiymət alınır. Lakin çox kiçik radiuslu damcılardan istifadə etdikdə radiusun azalması q -nün sürətlə artmasına səbəb olur. Guya ki, elektronun yükü sabit qiymətə malik deyildir və damcının radiusundan asılıdır. Belə mənasız nəticənin alınmasını Milliken Stoks qanununun çox kiçik damcılardan hərəkəti üçün ödənilməməsi ilə izah edirdi. Doğrudan da, Stoks qanununda fərz olunur ki, hərəkət edən cisim kürə formasındadır və özü də bu kürə səlt (arasıkəsilməz) mühitdə hərəkət edir. Qazda hərəkət edən damcının ölçüləri qaz molekullarının sərbəst yolunun uzunluğu tərtibində olduqda axırncı fərziyyə ödənilir. Beləliklə, sərbəst yolun λ uzunluğunun damcının a radiusuna olan nisbəti λ/a Stoks qanununun tətbiq olunması üçün meyar kimi götürülə bilər. Belə ki, yalnız $\frac{\lambda}{a} \ll 1$ olduqda Stoks qanunu tətbiq olunması, əks halda isə bu qanun tətbiq edilə bilməz.

Çox kiçik damcılar üçün Stoks qanununun (4.3) ifadəsi əvəzinə

$$F = \frac{6\pi\eta a v_d}{1 + A \frac{\lambda}{a}} \quad (4.12)$$

düsturundan istifadə edilməsi təklif olunmuşdur. Burada A – müəyyən sabitdir. Göründüyü kimi, (4.12) düsturu elə tərtib olunmuşdur ki, $A \frac{\lambda}{a} \rightarrow 0$ olduqda o, Stoks qanununun (4.3) ifadəsinə keçir.

Stoks qanununun düzəliş edilmiş (4.12) ifadəsindən istifadə etsək, damcının yükünün mütləq qiyməti üçün (4.9) əvəzinə aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$q_0 = \frac{9\pi(v_d + v_E)}{E} \sqrt{\frac{2\eta^3 v_d}{g(\rho - \rho_0) \left(1 + A \frac{\lambda}{a}\right)^3}}. \quad (4.13)$$

Bu düsturla damcının yükünün mütləq qiymətini tapmaq üçün A sabiti də məlum olmalıdır. Lakin Milliken müəyyən etdi ki, A sabitini bilmədən də damcının yükünün qiymətini təyin etmək olar. Belə ki, (4.9) və (4.13) düsturlarına əsasən

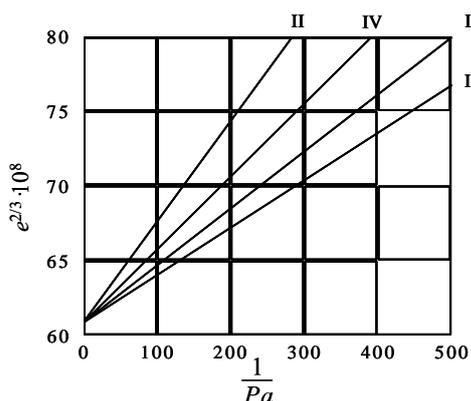
$$\frac{q_0}{q} = \left(1 + A \frac{\lambda}{a}\right)^{-3/2}$$

və ya

$$q_0^{2/3} \left(1 + A \frac{\lambda}{a}\right) = q^{2/3} \quad (4.14)$$

yaza bilərik. Sərbəst yolun λ uzunluğu qazın P təzyiqi ilə tərs mütənasib olduğundan ($\lambda \sim 1/P$), (4.14) ifadəsini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$q_0^{2/3} \left(1 + \frac{B}{Pa}\right) = q^{2/3} \quad (4.15)$$



Şəkil 4.2.

Burada B – yeni sabitdir.

Təzyiqi dəyişməklə, təzyiqin hər bir qiymətinə uyğun q yükünün qiymətini düzəlişsiz (4.9) düsturu ilə hesablasaq, (4.15) düsturuna əsasən $q^{2/3}$ ilə $1/Pa$ arasında xətti asılılıq alınmalıdır. Ölçmələr göstərdi ki, (4.5) düsturunun verdiyi xətti asılılıq həqiqətən mövcuddur (şəkil 4.2).

B/Pa həddi (4.15) düsturunda kiçik düzəliş olduğundan, damcının a radiusunu Stoksun düzəliş edilməyən düsturuna əsasən (4.6) ifadəsi ilə hesablamaq olar. P təzyiqini santimetr civə sütunu ilə, damcının a

radiusunu isə santimetrlə ifadə etdikdə B sabiti üçün Milliken $B=6,17 \cdot 10^{-4}$ qiymətini tapmışdı.

(4.15) düsturunda $1/Pa=0$, yəni $1/P=0$ və ya $a=\infty$ götürsək, yəni Stoks qanunu tətbiq oluna bilən hala keçsək $\left(\frac{\lambda}{a} \ll 1\right)$, $q^{2/3} = q_0^{2/3}$ və ya $q=q_0$ alırıq. Beləliklə, damcının yükünün q_0 həqiqi qiymətini tapmaq üçün düz xətti ordinat oxunu kəsənə qədər uzatmaq lazımdır.

2.2 şəklinə müxtəlif təbiətli damcılar üçün yuxarıdakı qayda ilə qurulmuş dörd qrafik göstərilmişdir: I – yağ damcılarının havada, II – yağ damcılarının hidrogendə, III – civə damcılarının havada və IV – şellak (yapışqanlı lak) damcılarının havada hərəkətinə uyğundur. Bu düz xəttlərin dördü də ordinat oxunu eyni bir nöqtədə kəsir. Bu isə o deməkdir ki, elektronun yükü nə damcının təbiətindən və nə də damcını əhatə edən qazın təbiətindən asılı deyildir.

Milliken təcrübələri mühüm prinsipial əhəmiyyət kəsb edir. Belə ki, bu təcrübələr tam aydınlıqla elektrik yükünün atomar (diskret) təbiətə malik olduğunu sübut edir. Elektronun yükü üçün Millikenin tapdığı $e = 4,770 \cdot 10^{-10} SQSE_q$ qiyməti uzun müddət ən dəqiq qiymət hesab olunmuşdur. Lakin sonralar müəyyən edildi ki, bu qiymətin təyində sistemə xəta yol verilmişdir. Belə ki, Milliken öz hesablamalarında havanın daxili sürtünmə əmsalı (özlülüyü) üçün $\eta = 1822,6 \cdot 10^{-7}$ qiymətini götürmüşdür. Daha dəqiq ölçmələr nəticəsində məlum oldu ki, $\eta = 1832 \cdot 10^{-7}$ olmalıdır. η -nin daha dəqiq qiymətini nəzərə alıqda Milliken təcrübələrindən elektronun yükü üçün $e = 4,805 \cdot 10^{-10} SQSE_q$ qiyməti alınır ki, bu da digər üsullarla tapılmış daha dəqiq qiymətə tam uyğundur.

Elektronun yükünü təyin etmək üçün digər üsullar da mövcuddur və yeri gəldikcə onlar haqqında məlumat verəcəyik. Bu üsullar vasitəsilə elektronun yükü üçün tapılmış bütün qiymətləri müqayisə edərək, belə nəticəyə gəlmişlər ki, hal-hazırda elektronun yükünün (yəni, elementar yükün) dəqiq qiyməti $e = 1,602189 \cdot 10^{-19} Kl$ -dur.

Yük ilə yanaşı olaraq elektronu xarakterizə edən əsas sabitlərdən biri də onun kütləsidir. Elektronun kütləsi çox kiçikdir. Məhz buna görə də Milliken təcrübəsində damcı yükünü dəyişən zaman bir neçə elektron alıb və ya itirdikdə onun düşmə sürəti və deməli, kütləsi praktik olaraq dəyişmir. Lakin elektrona elektrik və maqnit sahələrinin təsiri ilə təcil verildikdə onun ətalət kütləsinə malik olması faktı özünü göstərir. Məhz buna görə də elektronun kütləsini təyin etmək üçün istifadə olunan üsulların hamısı onun elektrik və maqnit sahələrindəki hərəkətinin öyrənilməsinə əsaslanır. Beləliklə, elektrik və maqnit sahələrində yüklü zərrəciyin hərəkətinin öyrənilməsi kimi ümumi məsələyə baxılması zərurəti meydana çıxır.

Elektron emissiyası və qaz boşalması hadisələri vakuumda toqquşmasız hərəkət edən elektron və ion dəstələri almağa imkan verir. Bu yüklü hissəciklər elektrik və ya maqnit sahəsinə daxil olduqda, onlar müəyyən qüvvənin təsirinə məruz qalaraq öz əvvəlki hərəkətini dəyişirlər.

Elektrik yükünə malik müxtəlif hissəciklərin elektrik və maqnit sahələrində hərəkətini öyrənərək onların yükünün kütləsinə nisbətini (q/m) təyin etmək və buradan da həmin zərrəciklərin təbiəti və onların yarandığı proseslər haqqında qiymətli məlumatlar almaq olar. Elektronlar və ionlar dəstəsinə elektrik və maqnit sahələri ilə təsir edərək bu dəstələri idarə etmək, yəni onların hərəkət istiqamətini dəyişmək olar ki, bu da osilloqraf, elektron mikroskopu, yüklü zərrəciklərin sürətləndiricisi, televiziya borusu və s. kimi mühüm elektron cihazlarının iş prinsipinin əsasını təşkil edir.

Əgər q yükünə malik olan hissəcik \vec{E} intensivliyinə malik elektrik sahəsi və \vec{B} induksiyasına malik maqnit sahəsi mövcud olan fəzada hərəkət edirsə, ona təsir edən yekun qüvvə

$$\vec{F} = \vec{F}_{el} + \vec{F}_{maqn}. \quad (4.16)$$

olar. Onda Nyutonun ikinci qanununa görə yüklü hissəciyin hərəkət tənliyi

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_{el} + \vec{F}_{maqn}. \quad (4.17)$$

kimi yazıla bilər. Bu vektor tənliyini isə hər biri uyğun koordinat oxu boyunca hərəkəti təsvir edən üç dənə skalyar tənlik kimi yazmaq olar.

Növbəti paraqraflarda yüklü zərrəciyin elektrik və maqnit sahələrində hərəkətinin xüsusi hallarına baxılacaqdır.

V MÜHAZİRƏ

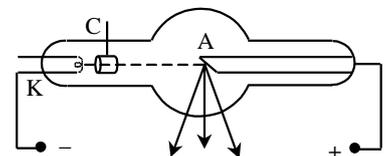
Rentgen şüalarının kəşfi

Alman alimi V. Rentgen 1895-ci ildə katod şüalarını tədqiq edərkən o vaxta qədər məlum olmayan yeni şüalanma müşahidə etmişdi. Katod şüaları üçün Rentgenin istifadə etdiyi borunun sxemi 3.1 şəklində göstərilmişdir. Rentgen öz müşahidələrini aşağıdakı kimi təsvir edir: Qara kartonla kəp örtülmüş boruda hər dəfə boşalma baş verəndə platin-sineroidli barium ilə örtülmüş kağız parçası parlaq işıqlanır, yəni fosforessensiya baş verir. Bununla əlaqədar olaraq belə fərz etmək olar ki, Günəşin görünən və ultrabənövşəyi şüaları və elektrik qövsünün şüaları üçün qeyri-şəffaf olan qara karton intensiv fosforessensiya yarada bilən naməlum şüalar üçün şəffaf olur... Bu şüaları Rentgen ömrünün sonuna qədər "X-şüalar" (iks şüalar), yəni naməlum şüalar adlandırmışdı. Lakin həmin şüalar digər alimlər tərəfindən Rentgen şüaları adlandırılır.

Bir sıra təcrübələr vasitəsilə Rentgen müəyyən etdi ki, bu şüalar adi işıq üçün qeyri-şəffaf olan kağız, ağac, ebonit, insan bədəni, metal təbəqələr və s. cisimlərdən keçir. Yüngül atomlardan təşkil olunmuş və sıxlığı az olan materiallar rentgen şüaları üçün ağır atomlardan təşkil olunmuş və sıxlığı çox olan materiallara nisbətən daha şəffafdır. Məsələn, qurğuşun lövhə rentgen şüalarını həmin qalınlıqda olan alüminium lövhəyə, bədəndə sümüklər isə əzələlərə nisbətən daha çox udur. Məsələn, rentgen şüalarının mənbəyi ilə ekran arasında əlimizi yerləşdirsək, ekranda əlin zəif kölgəsi fonunda sümüklərin kəskin kölgəsini müşahidə edə bilərik.

Təcrübələrlə rentgen şüalarının digər xassələri də müəyyən edildi. Rentgen şüaları kimyəvi təsirə malikdir. Belə ki, bu şüaların təsiri ilə fotolövhə və ya fotokağız qaralır. Rentgen şüaları vasitəsilə fotoqrafiya məhz bu xassəyə əsaslanır. Qeyd edək ki, bu, kölgə fotoqrafiyasıdır, yəni rentgen şüalarının müxtəlif sıxlığa malik materiallardan müxtəlif keçmə qabiliyyətinə əsasən alınır. Rentgen şüalarının bu xüsusiyyətləri onların tibbdə və texnikada tətbiqi üçün böyük praktik əhəmiyyət kəsb edir. Rentgen şüaları vasitəsilə fosforessensiyaedici ekranda və ya fotoqrafik lövhədə predmetin daxilində mövcud olan defektləri və dəyişiklikləri (maşın hissələrinin daxilindəki defektləri, orqanizmdə baş verən dəyişiklikləri və s) müşahidə etmək olar. Rentgen şüalarının kimyəvi təsirə malik olmasından insan orqanizminin bəzi xəstəliklərə (məsələn, xərçəng xəstəliyinə) məruz qalmış üzvlərini müalicə etmək üçün istifadə edilir. Bu zaman canlı orqanizmin daxili üzvlərinə rentgen şüaları ilə təsir edilməsi imkanı xüsusilə vacibdir. Bundan başqa, görünən şüalar üçün tam şəffaf olan və tərkibində qurğuşunlu birləşmələr olan bəzi şüşələr rentgen şüalarını kəskin udur. Lakin tərkibində natrium duzları olan adi şüşə həm görünən şüalar, həm də rentgen şüaları üçün yaxşı şəffafdır.

Yeni şüaları kəşf etdikdən sonra Rentgen çoxlu sayda təcrübələrlə bu şüaların yaranması şərtini də müəyyən etdi. Rentgen müəyyən etdi ki, bu şüalar borunun divarının katod şüaları düşərək tormozlandığı hissəsində yaranır. Ona görə də Rentgen bu şüaların alınmasını və istifadə olunmasını ən yaxşı təmin edən formaya malik olan boru düzəltdi. Rentgen borusunun quruluşunun əsas xüsusiyyətləri müasir dövrdə istifadə olunan borularda da saxlanmışdır (şəkil 5.1). Müasir rentgen borularında katod kimi adətən qızdırılmış yoğun volfram məftildən istifadə olunur. Termoelektron emissiyası nəticəsində katoddan çıxan intensiv elektron seli anod və katod arasında yaradılmış bir neçə 10 kV-a bərabər böyük potensiallar fərqi sayəsində sürətlənərək anodun səthinə düşür. Elektron dəstəsini bir yerə toplamaq məqsədilə katodun səthinə çökük edir və qızdırılan məftil spiral orada yerləşdirilir. Beləliklə, elektron dəstəsi fokuslanmış olur. İstiliyi yaxşı ötürmək üçün anodu misdən düzəldirlər və onun səthinə preslənmiş volfram, platin və ya digər ağır atomlu metal lövhə (anodun güzgüsü) sürətlənmiş və fokuslanmış elektron dəstəsi üçün hədəf rolunu oynayır. Elektronların hədəfə maniasız çatması üçün rentgen borusunda yüksək vakuum yaradılır.



Şəkil 5.1.

Anoda çataraq ona zərbə vuran elektronların enerjisinin çox hissəsi istiliyə çevrilir və yalnız az bir hissəsi (1-3%) rentgen şüalanmasına sərf olunur və ya əks olunan elektron dəstəsinin enerjisi kimi qalır. Ona görə də güclü rentgen borularında anod qızır və hətta o, əriyə bilər. Ona görə də rentgen borularında anodu soyutmaq lazım gəlir. Bu məqsədlə anodun içində düzəldilmiş kanallarda soyuducu maye (su və ya yağ) dövr edir. Anodun çəp vəziyyətində olması borunun şüşə divarından rentgen şüalarının kənara çıxmasını təmin edir.

Rentgen şüaları qazlara təsir edərək onları ionlaşdırır. Belə ki, rentgen borusunun yaxınlığında qoyulmuş yüklənmiş elektroskop boru işlədikdə tez bir müddət ərzində yüksüzləşir. Buna səbəb odur ki, rentgen şüalarının təsiri ilə elektroskopun ətrafındakı hava ionlaşır və keçirici olur. Beləliklə, rentgen şüalarını tədqiq etmək üçün flüoressensiyaedici ekrandan, fotolövhədən və elektroskopu olan ionlaşma kamerasından istifadə etmək olar. Müəyyən edilmişdir ki, rentgen şüaları fotoeffekt yaradır. Bundan başqa, rentgen şüalarını onların istilik təsirinə əsasən də tədqiq etmək olar. Lakin bu üsulun böyük çətinliyi ondan ibarətdir ki, rentgen şüaları zəif udulduğu üçün onların hiss olunacaq dərəcədə udulmasından ötrü qalın metal təbəqələrdən istifadə etmək tələb olunur və belə böyük kütləli metalda istilik miqdarının azacıq dəyişməsinə isə müşahidə etmək çox çətinidir.

Beləliklə, Rentgen özünün kəşf etdiyi şüaların aşağıdakı xassələrini təcrübədə müəyyən etmişdi: bir çox materiallar rentgen şüaları üçün şəffafdır, onlar elektrik və maqnit sahələrində meyl etmirlər, müsbət və ya mənfi yüklənmiş cisimlər rentgen şüalarının təsiri altında yüklərini itirirlər (ionlaşdırıcı təsir), rentgen şüaları bir çox maddələrdə flüoressensiya yaradır. Rentgen həm də müəyyən etdi ki, rentgen şüaları qayıtmır və sınırmır, difraksiya və interferensiya etmir. Sonralar məlum oldu ki, rentgen şüaları bu xassələrə də malikdir, lakin o dövrdə həmin xassələri müşahidə etməyə imkan verən çox incə təcrübələri həyata keçirmək mümkün deyildi.

Rentgen şüalarının təbiəti

Rentgen özü belə hesab edirdi ki, onun kəşf etdiyi şüalar uzununa işıq dalğalarıdır. Lakin o, bu fikrin üzərində təkidlə durmur və digər fikirlərin də mövcud ola bilməsini mümkün sayırdı. Rentgen şüalarını tədqiq edən digər alimlər (Stoks, Qoldqammer və b.) fərz edirdilər ki, bu şüalar sürətli elektronların anoda zərbə vuraraq tormozlanması zamanı yaranan elektromaqnit dalğalarıdır. Lakin rentgen şüalarının bir sıra xassələri onların dalğa təbiətli olmasını şübhə altına alırdı. Ümumiyyətlə, isə onların əksər xassələrini öyrənmək böyük çətinliklərlə qarşılaşırdı. Bir mühtdən digərinə keçdikdə rentgen şüalarının qayıtmasını və sınımasını uzun müddət müşahidə etmək mümkün olmamışdı. Rentgen bu şüaların səpilməsinin yalnız zəif izlərini müşahidə edə bilmişdi ki, bunu da onların təkə dalğa deyil, həm də korpuskulyar təbiəti ilə izah etmək olardı.

Rentgen şüalarının dalğa təbiətli olması haqqında hipotez üçün xüsusilə çətinlik törədən amil ondan ibarət idi ki, Rentgenin və bir sıra digər tədqiqatçıların bu şüaların interferensiyasını müşahidə etmək məqsədilə apardıqları təcrübələr müsbət nəticə vermirdi. Sonralar (1910-cu il) müəyyən edildi ki, bu ilkin təcrübələrin müvəffəqiyyətsizliyinə səbəb rentgen şüalarının dalğa uzunluğunun görünən işığın və ultrabənövşəyi şüaların dalğa uzunluğuna nisbətən xeyli kiçik olmasıdır.

Qeyd edək ki, Rentgenin ilk elmi işləri çap olunandan sonra Stoks 1897-ci ildə rentgen şüalarının təbiəti haqqında ümumiyyətlə müasir təsəvvürlərə uyğun gələn fikir söyləmişdi. Stoks belə hesab edirdi ki, rentgen şüaları anoda zərbə vuran elektronların sürətinin kəskin dəyişməsi nəticəsində yaranan qısa elektromaqnit impulslarıdır. Hərəkət edən yükün sürətinin belə dəyişməsinə elektrik cərəyanının və deməli, bu cərəyanın yaratdığı maqnit sahəsinin zəifləməsi kimi baxmaq olar. Maqnit sahəsinin dəyişməsi ətraf fəzada dəyişən elektrik sahəsi induksiyaalayır ki, bu da öz növbəsində dəyişən maqnit sahəsi yaradır və s. Beləliklə, Maksvel nəzəriyyəsinə uyğun olaraq fəzada işıq sürətilə yayılan elektromaqnit impulsu yaranır.

Rentgen borusunda katod və anod arasında yaradılan gərginlik u olarsa, onda elektronlar eu enerjisinə qədər sürətlənir. Bu elektronlar anodun səthinə düşərək kəskin şəkildə tormozlanır və elektromaqnit dalğalarının mənbəyi olurlar. Məlumdur ki, elektromaqnit şüalanmasının P gücü hissəciyin e yükü ilə onun a hərəkət təcilinin hasilinin kvadratı ilə düz mütənəsbdir:

$$P \sim e^2 a^2 \quad (5.1)$$

Doğrudan da məlumdur ki, şüalanmanın gücü dipol momentinin zamana görə ikinci tərtib törəməsinin kvadratı ilə düz mütənəsbdir. Dipol momenti $\vec{d} = q\vec{r}$ olduğundan $P \sim \ddot{d}^2 = (q\ddot{r})^2 = q^2 a^2$ alırıq. Əgər bütün tormozlanma müddəti t ərzində elektronun təcili sabit qalmışdırsa (bərabərtəcilli

hərəkət), onda şüalanmanın gücü də sabit qalır və tormozlanma müddəti ərzində elektronun şüalandırdığı enerji

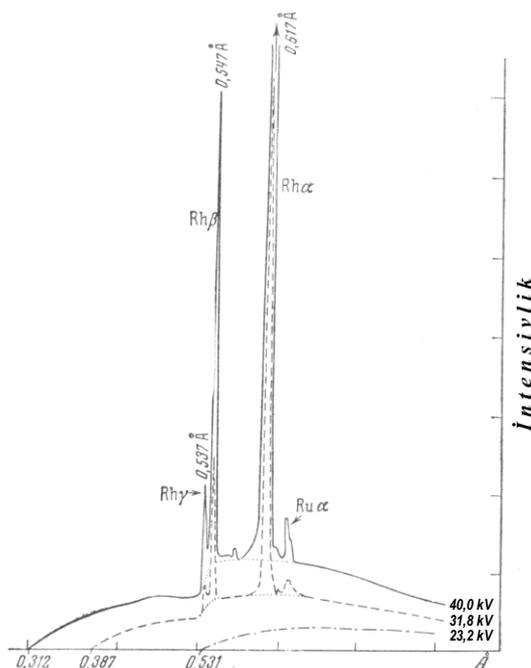
$$E = Pt \sim e^2 a^2 t = \frac{e^2 v_0^2}{t} \quad (5.2)$$

düsturu ilə təyin olunur. Burada v_0 – elektronun tormozlanmağa başladığı anda malik olduğu sürətdir.

(5.2) düsturundan görünür ki, güclü şüalanma sürətli elektronların kəskin tormozlanması zamanı alınır. Rentgen borularında 50 kV qədər gərginlik yaradılır. Belə potensiallar fərqi keçən elektron $0,4c$ sürətini alır (c – işığın vakuumdakı sürətidir). Betatronada isə elektronlar 50 MeV -ə bərabər olan enerjiyə qədər sürətləndirilə bilər ki, bunun da nəticəsində onların sürəti $\sim 0,99995c$ olur. Betatronada sürətləndirilmiş elektron dəstəsini bərk hədəf üzərinə istiqamətləndirərək çox kiçik uzunluğa malik olan rentgen şüaları alırlar. Dalğa uzunluğu kiçik olduqda şüaların maddədə udulması az olur. Ona görə də betatronada alınan rentgen şüaları xüsusilə böyük nüfuzetmə qabiliyyətinə malik olur. Klassik elektrodinamikaya görə elektron tormozlanarkən uzunluğu sıfırdan sonsuzluğa qədər olan bütün elektromaqnit dalğaları yaranmalıdır. Başqa sözlə, bu şüalanma ağ işıq kimi bütöv spektrə malikdir. Məhz bu mənada tormozlanma rentgen şüalanmasına bəzən "ağ" rentgen şüalanması da deyirlər. Tormozlanma şüalanmasının bütöv spektri aşağıdakı xarakterik xüsusiyyətlərə malikdir. Bu spektrdə şüalanma gücünün dalğa uzunluğundan asılılıq qrafikində maksimum vardır. Bu, o deməkdir ki, dalğa uzunluğunun müəyyən qiymətində şüalanma gücü maksimum olur. Elektronların sürəti artdıqca, yəni rentgen borusundakı u gərginliyi böyüdükcə şüalanma gücünün maksimumuna uyğun olan dalğa uzunluğu kiçilməlidir. 5.1 şəklində u gərginliyinin müxtəlif qiymətlərində, tormozlanma şüalanmasının gücünün dalğa uzunluğuna görə paylanması üçün təcrübədə alınmış qrafiklər verilmişdir. Göründüyü kimi, nəzəriyyədən alınan nəticə təcrübədə əsasən təsdiq olunur. Lakin burada klassik elektrodinamikanın tələblərinə uyğun gəlməyən prinsiplial təcrübə fakt özünü göstərir. Belə ki, şüalanma gücünün paylanması ayrıları heç də koordinat başlanğıcına ($\lambda=0$) doğru getmir, maksimumdan sol tərəfdə kəskin aşağı düşür və dalğa uzunluğunun müəyyən $\lambda=\lambda_{min}$ qiymətində kəsilir. λ_{min} dalğa uzunluğu bütöv spektrin qısa dalğalı sərhəddi adlanır. Təcrübə yolu ilə müəyyən edilmişdir ki, tormozlanma rentgen şüalanması spektrinin qısa dalğalı sərhəddi λ_{min} yalnız sürətləndirici u gərginliyindən asılıdır:

$$\lambda_{min} = \frac{12390}{u} \quad (5.3)$$

(5.3) düsturunda λ_{min} anqstremlə, u isə voltla ifadə olunur. Beləliklə, $u=100 \text{ kV}$ olduqda bütöv spektrdə ən kiçik dalğa uzunluğu $\lambda_{min}=0,124 \text{ \AA}$ olur. Burada alınan çox mühüm nəticə ondan ibarətdir ki, tormozlanma rentgen şüalanmasının xarakteri anodun hazırlandığı maddənin növündən asılı deyil və o, yalnız sürətləndirici gərginliklə təyin olunur.



Şəkil 5.2

Tormozlanma rentgen şüalanması spektrinin təcrübədə müşahidə olunan qısa dalğalı sərhəddinin mövcud olması şüalanmanın kvant təbiətli olmasını, yəni Plankın enerji kvantları haqqında fərziyyəsinin doğruluğunu sübut edən ən tutarlı faktlardan biridir. Belə ki, qısa dalğalı sərhəddin mövcudluğu şüalanmanın kvant təbiətli olmasından bilavasitə alınır. Doğrudan da, əgər şüalanma tormozlanma zamanı elektronun itirdiyi enerjinin hesabına baş verirsə, onda kvantın $\hbar\omega$ enerjisi elektronun eu enerjisindən böyük ola bilməz:

$$\hbar\omega \leq eu \quad (5.4)$$

Buradan görünür ki, şüalanmanın tezliyi $\omega_{maks} = eu/\hbar$ qiymətindən böyük, şüalanma dalğasının uzunluğu isə

$$\lambda_{\min} = \frac{2\pi c}{\omega_{\max}} = \frac{2\pi\hbar c}{e u} \quad (5.5)$$

qiymətindən kiçik ola bilməz.

Beləliklə, görürük ki, (5.5) düsturu təcrübədən tapılmış (5.3) empirik ifadəsi ilə eynidir. Bu ifadələri müqayisə edərək \hbar Plank sabitinin qiymətini təyin etmək olar. Müəyyən edilmişdir ki, Plank sabitinin qiymətini təyin etmək üçün tormozlanma rentgen şüalanması spektrinin qısdalğalı sərhəddinin ölçülməsinə əsaslanan metod bu məqsədlə istifadə olunan bütün digər metodlara nisbətən ən dəqiqdir.

Qeyd edək ki, tormozlanma rentgen şüalanması anodu bombardman edən elektronların enerjisi çox da böyük olmadıqda alınır. Lakin elektronların enerjisi müəyyən bir qiymətə bərabər və ya ondan böyük olduqda xarakteristik rentgen şüalanması adlanan şüalanma baş verir.

Anodu bombardman edən elektronların enerjisi anod maddəsinin atomlarının daxili elektron təbəqələrindən elektron qopara biləcək qiymətə bərabər və ya ondan böyük olduqda tormozlanma şüalanmasının bütöv spektrinin fonunda kəskin xətlər çoxluğu alınır ki, bunlar da xarakteristik rentgen şüalanmasının xətləridir. Bu spektral xətlərin tezliyi anodun hazırlandığı maddənin təbiətindən asılıdır, yəni bu maddə üçün xarakterikdir; məhz bu səbəbdən də xarakteristik şüalanma anlayışından istifadə edilir. Belə ki, optik şüalanma spektri maddəni xarakterizə etdiyi kimi, xarakteristik şüalanma spektri də anod maddəsinə xarakterizə edir. Belə ki, rentgen şüası almaq üçün həyəcəndirilən elementin sərbəst və ya kimyəvi birləşmənin tərkibində olmasından asılı olmayaraq, hər bir element özünəməxsus müəyyən xarakteristik rentgen spektri verir. Elə bu xüsusiyyəti ilə də rentgen spektrləri optik spektrlərdən kəskin şəkildə fərqlənir. Eyni bir maddə onun atomar və ya molekulyar halda olmasından asılı olaraq müxtəlif optik spektrlər verir. Məsələn, oksigen atomunun, oksigen molekulunun və su molekulunun optik spektrləri tamamilə müxtəlifdir və molekulun tərkibinə daxil olan atomların spektrlərinin additiv cəmi deyildir.

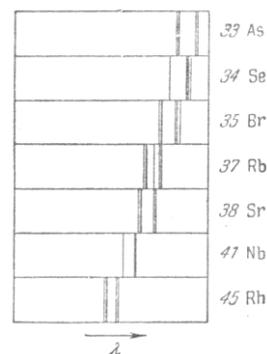
Xarakteristik şüalanma meydana çıxan zaman rentgen spektrinin dəyişməsinə aid maraqlı bir misal olaraq 5.2 şəklində radium elementinin xarakteristik rentgen şüalanmasının K seriyası göstərilmişdir. Absis oxu üzərində rentgen şüalarının dalğa uzunluqları qeyd olunmuş və hər spektrin qısa dalğalı sərhəddi göstərilmişdir. Ordinat oxu üzərində isə intensivliklər qeyd edilmişdir. Müxtəlif əyrilə həyəcanlandırıcı elektronların enerjilərinin müxtəlif qiymətlərinə uyğun gəlir. Şəkildən görünür ki, elektronların enerjisi $23,2 keV$ olanda spektr hələ bütövdür. Lakin enerji $31,8 keV$ olduqda bütöv spektrin üzərinə bir-birindən kəskin fərqlənən spektral xətlərdən ibarət olan xətti spektr əlavə olunur. Enerjinin $40 keV$ qiymətində isə spektrin xarakteri dəyişmir, lakin xətlərin intensivliyi kəskin artır ($Ru \alpha$ xətti radium nümunəsində aşqar şəklində olan ruteniuma məxsusdur).

Optik spektrlərdə olduğu kimi, rentgen spektrlərində də spektral xətlər üçün xüsusi işarələr daxil edilmişdir. Belə ki, müşahidə olunan xətlər seriyalar şəklində qruplaşdırılır. Bu seriyalar K , L , M , N və O hərfləri ilə işarə edilir. Hər bir seriyada xətlərin sayı o qədər də çox deyildir və bu xətlər tezliyin artmasına uyğun olaraq α , β , γ , δ ,... indeksləri ilə işarə olunur: K_α , K_β , K_γ ,...; L_α , L_β , L_γ ,... və s.

Müxtəlif elementlərin rentgen spektrləri bir-birinə oxşayır. Atomun Z sıra nömrəsi artdıqca onun rentgen spektrləri bütövlükdə öz quruluşunu dəyişmədən spektrlərin qısdalğalı hissəsinə tərəf sürüşür (şəkil 5.3). Bu isə onu təsdiq edir ki, rentgen spektrləri atomların bir-birinə oxşar olan daxili təbəqələrindəki elektronların keçidləri nəticəsində alınır.

Rentgen spektrlərində K - və L -seriyaların intensivliyi ən böyükdür. K -şüalanma və L -şüalanma anlayışları ilk dəfə 1908-ci ildə İsveçrə alimi Barkla tərəfindən daxil edilmişdir. Lakin atomun elektron quruluşu haqqında müasir təsəvvürlərə uyğun olaraq rentgen spektrlərində seriyaların alınmasını aşağıdakı kimi izah etmək olar. Anodu bombardman edən elektronun enerjisi kifayət qədər böyük olduqda o, anod maddəsinə təşkil edən atomların daxilinə nüfuz edərək onun daxili təbəqələrindən elektron qoparır və qopan elektronun yerində vakansiya yaranır.

Yuxarı təbəqədən bu vakans yerə elektronun keçməsi nəticəsində xarakteristik rentgen şüalanması yaranır. Elektron daha yuxarı laydan (n baş kvant ədədinin eyni qiymətinə uyğun gələn elektron təbəqələri çoxluğu elektron layı adlanır) ən dərin laya ($n=1$) keçdikdə K -şüalanma baş verir. Məhz buna görə də K -seriyanın xətlərinin intensivliyi daha böyük olur. Buna oxşar olaraq

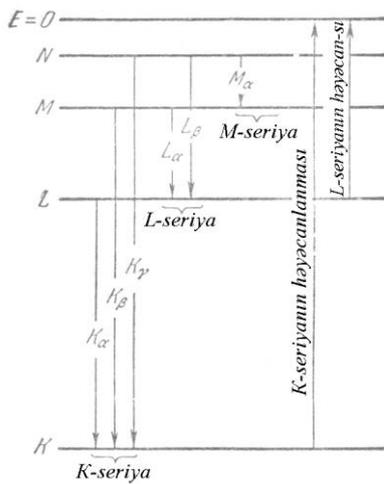


Şəkil 5.3

elektron yuxarı laylardan $n=2$ olan laya keçdikdə L -şüalanma baş verir və s. (şəkil 5.4). Başqa sözlə, rentgen spektrlərində K - və L -seriyalar sıra nömrəsi böyük olan atomlar üçün, hidrogen atomunun spektrindəki Layman və Balmer seriyalarına uyğun gəlir. Deyilənlərə uyğun olaraq, bir çox hallarda, $n=1$ layını K -lay, $n=2$ layını L -lay adlandırırlar. Sonrakı laylar isə əlifba sırası ilə M -, N - və O -lay adlanır. Rentgen spektrlərində K -seriya ən qısa dalğalı və böyük tezliyə malik olan seriyadır.

Aydındır ki, L -şüalar K -şüalara nisbətən daha kiçik enerjiyə və böyük dalğa uzunluğuna malikdir. Rentgen spektrlərinin daha kiçik enerjiyə və ya dalğa uzunluğuna malik olan digər seriyaları da müşahidə olunur.

Məsələn, M -layda vakansiya olduqda M -seriya, N -layda vakansiya olduqda N -seriya və s. alınır (şəkil 5.4). M - və N -seriyalar yalnız ağır elementlərdə müşahidə olunur. Əslində, müəyyən olunmuşdur ki, bütün bu seriyalar spektrin optik hissəsində də təbii olaraq davam edirlər, lakin uyğun xətlər yalnız xüsusi şəraitdə (yüksək tərtibdə ionlaşmış atomlarda) meydana çıxır.



Şəkil 5.4.

elementlərdən ağır elementlərə keçdikdə müşahidə olunan yeganə bir dəyişiklik spektrdə xətlərin qısdalğalı oblasta doğru monoton sürüşməsidir. Nəhayət, rentgen spektrləri tam mənası ilə atomu xarakterizə edir (xarakteristik şüalanma) və atom hər hansı kimyəvi birləşmənin tərkibinə daxil olduqda onlar, birinci yaxınlaşmada dəyişməzlər. Optik və rentgen spektrlərinin xarakterindəki bu kəskin fərqlər onların atomun müxtəlif hissələrindəki keçidlər nəticəsində yaranması ilə əlaqədardır. Belə ki, optik spektrlər atomun xarici elektron təbəqələrindəki elektronların keçidləri nəticəsində alındığı halda, rentgen spektrləri atomun daxili elektron təbəqələri arasında keçidlərlə əlaqədar olaraq yaranır.

Rentgen spektrlərində K seriyası ən sadə quruluşa malikdir. O, üç xətdən ibarətdir: K_{α} , K_{β} və K_{γ} . K_{α} xətti ən uzun dalğalı və ən parlaq xətdir. O, aydın görünən dubletdir. Bu dubletin komponentləri K_{α_1} və K_{α_2} kimi işarə edilir. Dalğa uzunluğuna və intensivliyinə görə K_{β} xətti K_{α} xəttindən sonra dayanır. K_{β} xətti də dubletdir, lakin bu dubletin xətləri bir-birinə o qədər yaxındır ki, onları heç də həmişə ayırmaq mümkün olmur. K_{γ} isə K -seriyanın ən qısa dalğalı xəttidir. 5.3 şəkildə göstərilmiş radiumun xarakteristik şüalanma spektri K -seriyasına misal ola bilər. Şəkildən görünür ki, bu seriya K_{α} , K_{β} və K_{γ} kimi üç xətdən ibarətdir. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi K_{α} xətti dubletdir, yəni bir-biri ilə müəyyən qanunla bağlı olan və çox yaxın yerləşmiş iki xətdən ibarətdir. Lakin cihazın ayırdetmə qabiliyyəti kiçik olduğundan K_{α} xəttinin bu "incə quruluşu" 5.2 şəkildə görünür. Qeyd edək ki, L -seriyasındakı xətlərin də sayı o qədər çox deyildir. Lakin L -seriyası K -seriyasına nisbətən mürəkkəb quruluşa malikdir.

Rentgen spektrləri üçün enerji səviyyələri haqqında gələcəkdə bəhs edəcəyik.

Mozli qanunu

İngilis alimi Mozli 1913-cü ildə rentgen spektrindəki xətlərin ω tezliyi ilə bu xətləri buraxan elementin Z sıra nömrəsi arasında müəyyən asılılıq olduğunu tapmışdır. O, göstərmişdir ki, Rentgen spektrlərində K_{α} , K_{β} və L_{α} xətlərinin tezliyini aşağıdakı düsturlarla ifadə etmək olar:

$$\omega_{K_\alpha} = R(Z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \quad (5.6)$$

$$\omega_{K_\beta} = R(Z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{3^2} \right) \quad (5.7)$$

$$\omega_{L_\alpha} = R(Z-0,75)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right) \quad (5.8)$$

Burada $R=2,07 \cdot 10^{16}$ rad/s – Ridberq sabitidir. Göründüyü kimi, (5.6)–(5.8) ifadələrini ümumi şəkildə aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\omega = R(Z-\sigma)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (5.9)$$

Lakin çox zaman (5.9) əvəzinə Mozli qanununu ifadə edən aşağıdakı düsturdan istifadə edilir:

$$\sqrt{\omega} = c(Z-\sigma). \quad (5.10)$$

Burada c və σ – müəyyən sabitlərdir.

(5.10) düsturuna uyğun olaraq Mozli qanunu aşağıdakı kimi ifadə olunur: Rentgen spektrində hər bir xəttin tezliyinin kvadrat kökü Z sıra nömrəsinin xətti funksiyasıdır.

K_α və L_α xətləri üçün $\sqrt{\omega}$ kəmiyyətinin Z -dən asılılığı üçün təcrübi yolla qurulmuş qrafiklər 5.5 şəkildə göstərilmişdir. Mozli qanununun təcrübədə necə dəqiq ödənməsi bu qrafiklərdən aydın görünür. Qeyd edək ki, Mozli qanunu rentgen spektrinin bütün seriyaları üçün spektral xətlərin tezliyinin kvadrat kökü $\sqrt{\omega}$ ilə Z sıra nömrəsi arasında xətti asılılıq olduğunu müəyyən edir. Lakin çox diqqətlə baxdıqda məlum olur ki, K_α xətti üçün qrafik heç də tamamilə düz xətt deyildir.

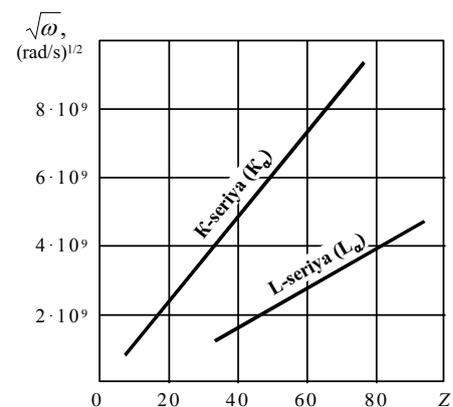
Mozli özünün kəşf etdiyi qanunun sadə izahını da vermişdir. O, müəyyən etmişdir ki, (5.9) düsturu ilə təyin olunan tezliyə malik xətlər yükü $(Z-\sigma)e$ olan nüvənin yaratdığı mərkəzi sahədə hərəkət edən elektronun n_2 nömrəli enerji səviyyəsindən n_1 nömrəli enerji səviyyəsinə keçidi zamanı buraxılan xətlərlə üst-üstə düşür. Burada σ – ekranlaşma sabitidir və onun mənası aşağıdakı mülahizədən aydın olur: rentgen şüaları buraxılarkən keçidlər edən hər bir elektrona nüvənin göstərdiyi cazibə təsiri digər elektronlar tərəfindən müəyyən qədər zəiflədir, yəni ekranlaşdırılır. Bu ekranlaşdırıcı təsiri nəzərə almaq üçün də Z -dən müəyyən σ kəmiyyəti çıxılmalıdır.

Qeyd edək ki, (5.9) düsturunda nəzərdə tutulur ki, ekranlaşma sabiti σ hər iki term üçün eynidir. Əslində isə, məsələn, K -term üçün ekranlaşma L -term üçün ekranlaşmadan azdır. Çünki L -layda yerləşən elektronu K -laydakı iki elektrondan başqa L -laydakı digər elektronlar da ekranlayır. Lakin K -laydakı hər bir elektronu yalnız bir dənə digər elektron ekranlayır. Ona görə də (5.9) düsturunu daha dəqiq olaraq aşağıdakı kimi yazmaq lazımdır:

$$\omega = R \left[\frac{(Z-\sigma_1)^2}{n_1^2} - \frac{(Z-\sigma_2)^2}{n_2^2} \right]. \quad (5.11)$$

Mozli qanunu rentgen spektrindəki xətlərin təcrübədə ölçülmüş λ dalğa uzunluğuna əsasən ($\omega=2\pi c/\lambda$) verilmiş elementin Z sıra nömrəsini dəqiq təyin etməyə imkan verir. Məhz buna görə də həmin qanun Mendeleev cədvəlində elementlərin düzgün yerləşdirilməsi üçün böyük rol oynamışdır.

Dövrü sistemdə elementlərin atom çəkilərinə və kimyəvi xassələrinə görə yerləşdirilməsinin heç də bütün hallarda tam inamla aparılmadığını nəzərə alsaq, Mozli qanununun böyük əhəmiyyəti daha da aydın olur. O dövrdə kəşf olunmamış elementlərə uyğun olan yerlər Mendeleev cədvəlində boş qalmışdı. $Z=58$ -dən $Z=71$ -ə qədər yerləri nadir torpaq elementləri (lantanoidlər) tuturdu. Bu elementlərin kimyəvi xassələri bir-birinə çox yaxın və bəzi hallarda atom çəkiləri çox da dəqiq məlum olmadığından onların sıra nömrəsi üzrə düzgün ardıcılıqla yerləşdirilmiş olması şübhə



Şəkil 5.5.

doğururdu. Mozli qanunu bütün bu çətinlikləri aradan qaldırdı. Mozli tam dəqiqliklə göstərdi ki, hidrogenlə uran arasında sıra nömrələri fərqli olan müxtəlif növ atomların dəqiq sayı 92 olmalıdır. Bununla da, o, hələlik kəşf edilməmiş elementlərin dəqiq sayını göstərmiş oldu. Bundan başqa, Mozli, Mendeleyevin atom çəkilərinin qiymətinə uyğun ardıcılıqla düzmədiyi elementlərin (Co–Ni, Ar–K, Te–I) düzgün yerləşdirilmiş olmasına şübhələri də aradan qaldırdı. Beləliklə də Mozli qanunu ilk dəfə olaraq sübut etdi ki, elementin kimyəvi fərdiliyini atom çəkisi deyil, onun Mendeleyev cədvəlindəki Z sıra nömrəsi təyin edir. İzotopların kəşf edilməsi bu nəticəni təsdiq etdi.

Nəhayət qeyd edək ki, Mozli qanununda rentgen şüalarına xas olan və yuxarıda göstərdiyimiz bir xüsusiyyət də çox aydın şəkildə ifadə olunmuşdur: bu xüsusiyyət ondan ibarətdir ki, atomun Z sıra nömrəsi dəyişdikcə rentgen spektrləri də monoton dəyişir (şəkil 5.5). Lakin atomların bir çox xassələri, məsələn, valentliyi, xüsusi həcmi, optik spektrləri və s. Z -in dəyişməsinə görə periodik dəyişir. Bu fərq isə, onunla əlaqədardır ki, rentgen spektrləri atomun daxili elektron təbəqələri arasında baş verən keçidlər nəticəsində alınır və görünür ki, müxtəlif atomlarda nüvəyə yaxın oblastlar eyni quruluşa, xarici elektron təbəqələri isə periodik olaraq dəyişən quruluşa malikdir.

VI MÜHAZİRƏ

Atom spektrlərində qanunauyğunluqlar. Spektral qaydalar

Maddi cisimlər elektromaqnit şüalanmasının mənbəyidir və həyəcanlandırma üsulundan asılı olaraq şüalanmanın prinsipinə iki növü vardır:

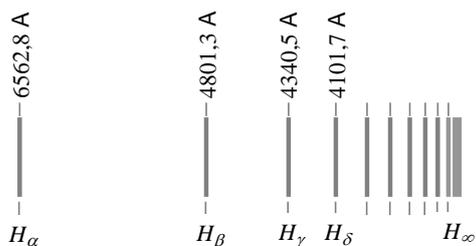
1. İstilik şüalanması,
2. Lüminessensiya.

İstilik şüalanması cisimlərin qızdırılması hesabına baş verir. Belə ki, qızdırılmış cisimdə atom və molekullar bir-biri ilə toqquşaraq müəyyən enerji əldə edir. Sonra isə onlar daha kiçik enerjili hallara qayıdaraq bu enerjini şüalandırırlar. Beləliklə, istilik şüalanması üçün enerji mənbəyi atom və molekulların istilik hərəkətinin kinetik enerjisidir.

Məlumdur ki, lüminessensiyanın çoxlu sayda müxtəlif növləri vardır. Həyəcanlandırma mexanizmi üçün istilik hərəkətinin kinetik enerjisi əsas olmayan bütün hallarda işığın şüalanması lüminessensiya adlanır.

XIX əsrin ikinci yarısında şüalanma spektrlərini ciddi tədqiq etməyə başlamışlar. Müəyyən edilmişdir ki, bərk və maye maddələrin şüalanma spektri kəsilməz (bütöv) spektrdir. Molekulların spektrləri isə aralarında kəskin sərhəd olmayan enli zolaqlardan ibarətdir. Ona görə də molekulların spektri zolaqlı spektr adlanır. Atomların spektrləri isə tamamilə başqa formaya malikdir. Belə ki, onlar bir-birindən ayrı yerləşən kəskin xətlərdən ibarətdir. Məhz bununla əlaqədar olaraq atomların spektri xətti spektr adlanır. Maraqlıdır ki, hər bir kimyəvi element üçün özünəməxsus xətti spektr vardır və bu spektrin forması atomların həyəcanlandırılması üsulundan asılı deyildir. Ona görə də spektrinə görə bu spektri verən elementi təyin etmək olar. Maddənin kimyəvi tərkibinin spektral analizi məhz buna əsaslanmışdır.

Spektrlərdə xətlər ilk baxışda nəzərə çarpmayan müəyyən qanunauyğunluqla yerləşmişdir. Xətti spektrlərdə şüalanma xətlərinin yerləşməsi qanunauyğunluğunu tapmaq və həmin qanunauyğunluqları izah etmək fiziki tədqiqatların çox əhəmiyyətli bir məsələsi olmuşdur. Bu istiqamətdə ilk addımlar spektrlərdə ayrı-ayrı xətlərin vəziyyətini düzgün təsvir etməyə imkan verən empirik düsturların seçilməsindən ibarət olmuşdur. Belə ilk müvəffəqiyyətli addım isveçrəli fizik Balmer tərəfindən atılmışdır.



Şəkil 6.1

(şəkil 6.1). Görünür ki, bu xətlər müəyyən qayda üzrə yerləşmişlər. Böyük dalğa uzunluğuna malik xətlərdən kiçik dalğa uzunluqlu xətlərə keçdikcə xətlər arasındakı məsafə qanunauyğun surətdə azalır.

1885-ci ildə Balmer göstərmişdi ki, hidrogen atomunun spektrinin görünən oblastında yerləşən və yuxarıda göstərilən dörd xəttə uyğun dalğa uzunluqlarını çox dəqiq şəkildə

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (6.1)$$

empirik düsturu ilə təyin etmək olar. Burada $n = 3, 4, 5, 6$ tam qiymətlərini yazmaq lazımdır və B – empirik sabitdir: $B = 3645,6 \text{ \AA}$.

(6.1) düsturundan hesablanmış dalğa uzunluqlarının təcrübədən tapılmış və Balmerə məlum olan dalğa uzunluqları ilə necə uyğun gəldiyi 4.1 cədvəlindən görünür.

Xətlər	(6.1) Balmer düsturundan hesablanmış qiymətlər (Å)	Təcrübə yolu ilə anqstremın tapdığı qiymətlər (Å)	Fərq (Å)
H_α	6562,08	6562,10	0,02
H_β	4860,80	4860,74	-0,06
H_γ	4340,00	4340,10	0,10
H_δ	4101,30	4101,20	-0,10

Hidrogen atomunun spektrinin görünən hissəsində yerləşən bu dörd xətdən başqa, o zaman ultrabənövşəyi oblasta düşən beş xətt yerdəki mənbələrin, 10 xətt isə ağ ulduzların spektrində məlum idi. Lakin (6.1) Balmer düsturunda $n = 7, 8, 9, \dots$ tam ədədlərini yazmaqla bu ultrabənövşəyi xətlərin dalğa uzunluqlarının hesablanmış və təcrübədə müşahidə olunmuş qiymətləri arasındakı uyğunluq nisbətən pis idi. Sonralar məlum oldu ki, bu uyğunsuzluğa səbəb o dövrdə həmin xətlərin dalğa uzunluqlarının təcrübə ölçülməsindəki dəqiqliyin az olmasıdır və Balmer düsturu doğrudur.

(6.1) Balmer düsturunu hal-hazırda istifadə edilən şəkildə göstərmiş olsaq, bu düstur ilə ifadə olunan qanunauyğunluq daha aydın görünər. Bu məqsədlə onun şəklini elə dəyişmək lazımdır ki, o, dalğa uzunluğunu deyil, tezliyi və ya dalğa ədədini hesablamağa imkan versin.

Məlumdur ki, dairəvi tezlik $\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi c}{\lambda}$ kimi təyin olunur (c – işığın vakuumdakı sürətidir).

Onda (6.1) düsturunu nəzərə alsaq,

$$\omega = \frac{2\pi c}{B} \cdot \frac{n^2 - 4}{n^2} = \frac{8\pi c}{B} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (6.2)$$

$$\nu = \frac{4c}{B} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (6.3)$$

yaza bilərik. (6.2) və (6.3) düsturlarında $n=3, 4, 5, 6, \dots$ tam qiymətlərini alır. R isə spektroskopiyaya üzrə məşhur alim olan isveçli Ridberqin şərəfinə adlandırılmış Ridberq sabitidir və onun qiyməti hər bir hal üçün uyğun şəkildə təyin olunur. Məsələn, (6.2) düsturunda

$$R = \frac{8\pi c}{B} = 2,067 \cdot 10^{16} \frac{rad}{san}, \quad (6.4)$$

(6.3) düsturunda isə

$$R = \frac{4c}{B} = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ san}^{-1} \quad (6.5)$$

olur.

Spektral xətləri xarakterizə etmək üçün spektroskopiyada tezlikdən deyil, dalğa uzunluğunun tərs qiymətinə bərabər olan və dalğa ədədi adlanan kəmiyyətdən istifadə olunur:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{\omega}{2\pi c} = \frac{\nu}{c}. \quad (6.6)$$

(6.6) düsturu ilə təyin olunan dalğa ədədi 1 sm uzunluqda yerləşən dalğaların sayına bərabərdir və onu $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c}$ kimi təyin olunan dalğa ədədi ilə qarışdırmaq lazım deyil. Dalğa ədədi $\tilde{\nu}$ üçün yazılmış Balmer düsturu

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{B} \cdot \frac{n^2 - 4}{n^2} = \frac{4}{B} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (6.7)$$

kimi olur. Göründüyü kimi, (6.7) düsturu (6.2) və (6.3) düsturlarına oxşayır. Lakin burada Ridberq sabiti

$$R = \frac{4}{B} = 1097213 \text{ sm}^{-1} \quad (6.8)$$

qiymətinə malikdir. Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, Ridberq sabitinin dəqiq spektroskopik ölçmələr nəticəsində tapılmış empirik qiyməti

$$R=109677,581 \text{ sm}^{-1} \quad (6.9)$$

Bor-Zommerfeld nəzəriyyəsinə və kvant mexanikasına əsasən universal sabitlər vasitəsilə hesablanmış dəqiq nəzəri qiyməti isə

$$R=109737,303 \text{ sm}^{-1} \quad (6.10)$$

kimidir.

Spektroskopiya adətən dalğa ədədindən (sm^{-1} vahidlərində) istifadə edilir. Çünki hal-hazırda dalğa uzunluğu, və deməli, dalğa ədədi çox böyük dəqiqliklə təyin oluna bildiyi halda, işığın sürəti, və deməli, tezliyi nisbətən kiçik dəqiqliklə təyin olunur.

Balmer düsturu dedikdə spektroskopiya məhz (6.7) düsturu nəzərdə tutulur. Bu düsturdan görünür ki, n artdıqca, qonşu xətlərin dalğa ədədləri arasındakı fərq azalır və $n \rightarrow \infty$ olduqda bu fərq

$\tilde{\nu} = \frac{R}{2^2} = \frac{R}{4}$ sabit qiymətinə yaxınlaşır. Beləliklə, spektr boyunca $\tilde{\nu} = R/4$ limit vəziyyətinə doğru

irəlilədikcə xətlər sıxlaşaraq bir-birinə yaxınlaşır (şəkil 6.1). Müşahidələr göstərir ki, xəttin n nömrəsi artdıqca, onun intensivliyi də qanunauyğun olaraq azalır. Beləliklə, (6.7) düsturundan alınan spektral xətlərin düzülüşünü sxematik göstərsək və xəttin intensivliyini şərti olaraq onun uzunluğu ilə ifadə etsək, 6.2 şəklində göstərilmiş mənzərə alınır.

Düzülüş ardıcılığında və intensivliyin paylanmasında müəyyən qanunauyğunluq müşahidə olunan (məsələn, 6.2 şəklindəki kimi) spektral xətlər çoxluğu ümumiyyətlə spektral seriya adlanır. $n \rightarrow \infty$ olduqda dalğa ədədinin limit qiyməti seriyanın sərhəddi adlanır və bu qiymətə yaxınlaşdıqca spektral xətlər sıxlaşaraq bir-birinə qovuşur. 6.1 şəklində hidrogen atomunun spektrində Balmer seriyasının sərhəddi H_∞ ilə işarə edilmişdir.

Yer şəraitindəki şüalanma mənbələrinin köməyi ilə atomar hidrogenin çoxlu sayda spektral xətlərinin alınması müxtəlif təcrübi çətinliklərlə əlaqədardır. Buna görə də Vud 1920-ci ildə Balmer seriyasından yalnız 22 xəttin fotosəklini ala bilmiş və 20 xətti isə ölçməyə nail olmuşdur. Bu seriyanın ən çox sayda xətlərini (37 xəttə kimi) günəş xromosferinin və protuberanslarının (Günəş səthi üzərində yaranan közərmis qaz kütlələrinin) spektrində ölçmək mümkün olmuşdur.

Sonrakı tədqiqatlar göstərdi ki, hidrogen atomunun spektrində Balmer seriyasından başqa digər bir neçə seriyalar da vardır. Belə ki, spektrin ultrabənövşəyi oblastında Layman seriyası yerləşir. Digər seriyalar isə infraqırmızı oblastda yerləşir. Bu seriyaların xətləri (6.7) ifadəsinə oxşar olaraq aşağıdakı düsturlarla verilə bilər (hər bir seriya onu kəşf edən alimin adı ilə adlandırılmışdır):

$$\text{Layman seriyası } \tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), n=2,3,4,\dots \quad (6.11)$$

$$\text{Paşen seriyası } \tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), n=4,5,6,\dots \quad (6.12)$$

$$\text{Breket seriyası } \tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), n=5,6,7,\dots \quad (6.13)$$

$$\text{Pfund seriyası } \tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), n=6,7,8,\dots \quad (6.14)$$

$$\text{Hemfri seriyası } \tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right), n=7,8,9,\dots \quad (6.15)$$

(6.7) və (6.11)-(6.15) düsturlarından görüldüyü kimi hidrogen atomunun spektrindəki bütün xətlər üçün $\tilde{\nu}$ dalğa ədədlərini aşağıdakı kimi bir dənə düstur vasitəsilə təyin etmək olar:

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (6.16)$$

Burada n ədədi m -in verilmiş qiymətində $(m+1)$ -dən başlayaraq tam qiymətlər alır və həm də Layman seriyası üçün $m=1$, Balmer seriyası üçün $m=2$, Paşen seriyası üçün $m=3$ və s. olur. (6.16) ifadəsi ümumiləşmiş Balmer düsturu adlanır. Balmer seriyasındakı kimi, $n \rightarrow \infty$ olduqda hər bir



Şəkil 6.2.

seriyada xətlərin dalğa ədədi R/m^2 qiymətinə yaxınlaşır ki, bu da həmin seriyanın sərhəddi adlanır.

Həyəcanlanmış atom öz enerjisini iki üsulla verə bilər: 1) şüalanma yolu ilə və 2) digər hissəciklə toqquşma zamanı enerjisini həmin hissəcikə verməklə, yəni şüalanma olmadan. Əgər atom uducu şüanın dalğa ədədinə (tezliyinə) bərabər tezlikli şüa buraxaraq həyəcanlaşmadan qabaqki həlma qayıdarsa, bu, rezonans şüalanması, spektrdə bu şüalanmaya uyğun xətt isə rezonans xətti adlanır.

$$T(n) = \frac{R}{n^2} \text{ əvəz edərək}$$

$$\frac{R}{1^2}, \frac{R}{2^2}, \frac{R}{3^2}, \dots \quad (6.17)$$

ardıcılığını götürsək, hidrogen atomunun spektrindəki ixtiyari xətt üçün $\tilde{\nu}$ dalğa ədədi bu ardıcılıqdakı iki ədədin fərqi kimi təyin oluna bilər. (6.17) ardıcılığında $T(n)$ ədədləri spektral termlər və ya sadəcə termlər adlanır. Məsələn, Balmer seriyasının birinci xəttinin dalğa ədədi $T(2) - T(3)$, Pfund seriyasının ikinci xəttinin dalğa ədədi $T(5) - T(7)$ və s. olur. Beləliklə, (6.16) düsturunu

$$\tilde{\nu} = T(m) - T(n) \quad (6.18)$$

kimi yazıla bilər. Deməli, verilmiş (6.17) termlər sistemini bilsək, bu atomun spektrində istənilən xəttin dalğa ədədini (6.18) düsturuna əsasən iki termin fərqi kimi tapa bilərik. Bu qayda 1908-ci ildə Ritsin tərifindən müəyyən edilmişdir və Ritsin kombinasiya prinsipi adlanır.

Ritsin kombinasiya prinsipini başqa şəkildə aşağıdakı kimi də ifadə etmək olar. Əgər atomun spektrində verilmiş seriyanın iki spektral xəttinin dalğa ədədləri məlumdursa, onların fərqi həmin atomun spektrində hər hansı üçüncü spektral dalğa ədədinə bərabər olar. Məsələn, fərz edək ki, Layman seriyasının birinci və ikinci xətlərinin dalğa ədədləri məlumdur:

$$\tilde{\nu}_1 = T(1) - T(2), \quad \tilde{\nu}_2 = T(1) - T(3).$$

Onda $\tilde{\nu}_2 - \tilde{\nu}_1$ fərqi Balmer seriyasının birinci xəttinin dalğa ədədini verir:

$$\tilde{\nu}_2 - \tilde{\nu}_1 = T(2) - T(3).$$

Digər daha mürəkkəb atomların spektrlərinin tədqiqi göstərdi ki, onların spektrlərində də hər bir xəttin dalğa ədədi bu atom üçün xarakterik olan iki termin fərqi kimi göstərilə bilər. Lakin mürəkkəb atomlar üçün termlərin ifadəsi hidrogen atomu üçün olan $T(n) = R/n^2$ düsturuna nisbətən daha mürəkkəbdir. Məsələn, qələvi metal atomlarının termləri hidrogen atomunun termlərinə çox oxşayan ən sadə ifadəyə malikdir.

$$T(n) = \frac{R_1}{(n + \alpha)^2}. \quad (6.19)$$

Burada α və R_1 – müəyyən sabit kəmiyyətlərdir. (6.19) düsturunu Ridberq təklif etmişdir. Bu düsturdakı α düzəlişi düzgün kəsr olub, eyni bir seriyanın bütün xətləri üçün təqribən sabit qalır. Daha dəqiq olaraq isə termlər

$$T(n) = \frac{R}{(n + \alpha + \beta/n^2)^2} \quad (6.20)$$

düsturu ilə təyin olunurlar. Burada β – ikinci düzəlişdir və α -ya nisbətən çox kiçikdir. $n \rightarrow \infty$ olduqda $T(n) \rightarrow R/n^2$ olur, yəni n tam ədədi böyüdükcə bütün termlər daha çox "hidrogenəbənzər"ləşirlər.

Litium atomu misalında Ridberq qələvi metal atomları üçün üç dənə müxtəlif seriya müəyyən etmişdir: baş seriya, 1-ci əlavə seriya, 2-ci əlavə seriya. Baş seriya ən parlaq və nisbətən asan alınan xətlərdən ibarətdir. Baş seriyanın birinci (baş) xətti verilmiş elementin spektri üçün daha xarakterikdir. Bundan başqa, baş seriyanın xətləri, həm də udulmada müşahidə olunur. Bu üç seriyanın hər biri üçün dəyişən term kifayət qədər dəqiqliklə (6.19) düsturu şəklində göstərilə bilər. Bu zaman α düzəlişini baş seriyanın dəyişən termi üçün p , 1-ci əlavə seriyanın dəyişən termi üçün d , 2-ci əlavə seriyanın dəyişən termi üçün isə s ilə işarə etmək qəbul olunmuşdur. Birinci əlavə seriyanın xətləri yaygın, 2-ci əlavə seriyanın xətləri isə kəskin olduğu üçün bu seriyalar, uyğun olaraq, "diffuz" və "kəskin" seriyalar da adlanır. α düzəlişinin p , d , və s hərfli ilə işarə edilməsi də ingiliscə *principal* (baş), *diffuse* (diffuz) və *sharp* (kəskin) sözlərinin ilk hərfliyinə uyğundur.

Müəyyən edilmişdir ki, 1-ci və 2-ci əlavə seriyaların xətləri eyni bir sərhəddə yaxınlaşır. Ona görə də qələvi metallar üçün Ridberqin müəyyən etdiyi spektral seriyaların düsturları aşağıdakı kimi olar:

$$\text{Baş seriya} \quad \tilde{\nu} = A - \frac{R}{(n + p)^2}, \quad n=2,3,4,\dots$$

$$\begin{aligned}
 \text{1-ci əlavə seriya} \quad \tilde{\nu} &= B - \frac{R}{(n+d)^2}, n=3,4,5,\dots \\
 \text{2-ci əlavə seriya} \quad \tilde{\nu} &= B - \frac{R}{(n+s)^2}, n=2,3,4,\dots
 \end{aligned} \tag{6.21}$$

Burada A – baş seriyanın, B – əlavə seriyaların sərhəddir. s, p, d düzəlişləri düzgün kəsrlərdir, lakin onların işarəsi əlavə mülahizələrsiz qeyri-müəyyən qalır. Məhz buna görə də n iki ardıcıl tam ədəddən birinə bərabər qiymət alır. Məsələn, empirik faktlar əsasında müəyyən edilmişdir ki, litium atomunun spektrində 2-ci əlavə seriyanın birinci xətti üçün $n+s=2,59$ olmalıdır. Aydın ki, bu ədədi ya $2+0,59$ kimi, ya da $3-0,41$ kimi göstərmək olar; birinci halda $n=2$, ikinci halda isə $n=3$ olur. Müəyyən edilmişdir ki, s, p, d düzəlişlərinə elə işarələr yazmaq olar ki, bütün qələvi metalların baş və 2-ci əlavə seriyaları üçün n ədədi 2-dən 1-ci əlavə seriya üçün isə 3-dən başlayaraq tam qiymətlər alsın və özü də düzəlişlərin ədədi qiymətləri üçün $|s| > |p| > |d|$ şərti ödənsin. Sonralar seriyaların (4.21) düsturlarındakı A və B sərhədləri də müəyyən edildi:

$$A = \frac{R}{(1+s)^2}, B = \frac{R}{(1+p)^2}. \tag{6.22}$$

Bundan başqa, spektrin infraqırmızı oblastında daha bir seriya müəyyən edildi ki, bu da Berqman seriyası və ya əsas (*fundamental*) seriya adlanır. Bu seriyanın düsturu

$$\tilde{\nu} = C - \frac{R}{(n+f)^2}, n=4,5,6,\dots \tag{6.23}$$

C sərhəddi isə

$$C = \frac{R}{(3+d)^2} \tag{6.24}$$

kimidir.

Beləliklə, qələvi metal atomlarının spektrlərində müşahidə olunan seriyalar (6.21)-(6.24) düsturlarına əsasən, aşağıdakı kimi təyin olunur.

$$\begin{aligned}
 \text{Baş seriya} \quad \tilde{\nu} &= \frac{R}{(1+s)^2} - \frac{R}{(n+p)^2}, n=2,3,4,\dots \\
 \text{Kəskin seriya} \quad \tilde{\nu} &= \frac{R}{(2+p)^2} - \frac{R}{(n+s)^2}, n=2,3,4,\dots \\
 \text{Diffuz seriya} \quad \tilde{\nu} &= \frac{R}{(2+p)^2} - \frac{R}{(n+d)^2}, n=3,4,5,\dots \\
 \text{Əsas seriya} \quad \tilde{\nu} &= \frac{R}{(3+d)^2} - \frac{R}{(n+f)^2}, n=4,5,6,\dots
 \end{aligned}$$

Bəzən $\frac{R}{(n+x)^2}$ termini simvolik olaraq nX kimi işarə edərək yuxarıdakı ifadələri aşağıdakı kimi də yazırlar.

$$\begin{aligned}
 \text{Baş seriya} \quad \tilde{\nu} &= 1S - nP, n=2,3,4,\dots \\
 \text{Kəskin seriya} \quad \tilde{\nu} &= 2P - nS, n=2,3,4,\dots \\
 \text{Diffuz seriya} \quad \tilde{\nu} &= 2P - nD, n=3,4,5,\dots \\
 \text{Əsas seriya} \quad \tilde{\nu} &= 3D - nF, n=4,5,6,\dots
 \end{aligned}$$

Sonralar isə termin X simvolunun qarşısında (6.19) düsturunda məxrəcdəki ədədin tam hissəsini deyil, baş kvant ədədi adlanan tam ədədin yazılması qəbul olunmuşdur.

Hidrogen atomunun və qələvi metal atomlarının spektrlərində müşahidə olunmuş seriyalardan başqa, He^+ ionunun da spektrində Pikerinq və Fauler tərəfindən spektral seriyalar müşahidə olunmuşdur. Bu seriyalar üçün də Balmer düsturuna oxşar düsturlar tapılmışdır.

Yuxarıda qeyd etdik ki, Ritsin kombinasiya prinsipinə görə atomun şüalanma spektrindəki bütün xətlərin dalğa ədədləri bu atomun spektral termlərinin müxtəlif kombinasiyaları kimi göstərilə bilər. Müəyyən edilmişdir ki, bu qayda ilə tapılan dalğa ədədləri daha yüksək dəqiqliyə malikdir. Lakin atomun spektral termlərinin düşünülə bilən heç də bütün kombinasiyaları spektrdə faktik

olaraq mövcud olan xətlərə uyğun gəlmir. Belə ki, spektral termlərin bəzi kombinasiyaları qadağan olunmuşdur. Termlərin hansı kombinasiyalarının yol verilə bilən və ya qadağan olduğunu göstərən qaydalar seçmə qaydaları adlanır. Kombinasiya prinsipi və seçmə qaydaları əvvəlcə empirik yolla müəyyən edilmiş və sonralar nəzəri olaraq əsaslandırılmışdır.

Qeyd edək ki, dalğa ədədləri (və ya tezliklər) üçün kombinasiya prinsipi ilə ifadə olunan qanuna uyğunluqlar klassik fizika təsəvvürlərinə kəskin şəkildə ziddir. Doğrudan da, elektronun bir sərbəstlik dərəcəsinə malik olduğunu qəbul etsək, onun spektri bir əsas tezlikdən və tezliyin obertonlarından ibarət olar. Elektronun rəhbəri ona üç sərbəstlik dərəcəsi yazmağa imkan verirsə, spektrdə üç əsas tezlik və onların obertonları alınır. Həqiqətdə isə atom spektrlərində, ümumiyyətlə, heç bir obertonlar, yəni harmonik sıra təşkil edən tezliklər müşahidə olunmur.

Ümumiyyətlə isə maddi cisimlərin dayanıqlı şəkildə mövcud olması faktının özü klassik fizika baxımından başa düşülmür. Çoxlu sayda təcrübələrlə müəyyən edilmişdir ki, maddi cisimlərin atomlarına müsbət və mənfi yüklər daxildir və özü də bu yüklər atomun ölçüləri ilə təyin olunan sonlu həcmdə yerləşirlər. Klassik elektrodinamikadan məlum olan İrnsou teoreminə görə yüklər arasında yalnız dinamik tarazlıq mövcud ola bilər. Deməli, hökmən belə hesab edilməlidir ki, atomda müsbət və mənfi yüklər bir-birinə nisbətən hərəkətdədir. Bu hərəkətin hansı qanun üzrə baş verməsini bilmək bizim indi apardığımız mühakimə üçün əhəmiyyət kəsb etmir. Əgər yük sonlu həcm daxilində daim hərəkətdədirsə, bu hərəkət təcilli hərəkət olmalıdır. Klassik elektrodinamikaya görə isə təcillə hərəkət edən yük özü ilə müəyyən enerji aparan elektromaqnit dalğaları şüalandırmalıdır. Deməli, atomdakı yüklər daim elektromaqnit şüalanması şəklində öz enerjisini itirməlidir. Bu isə o deməkdir ki, atomların stasionar halı, və deməli, maddi cisimlərin dayanıqlı şəkildə mövcud olması qeyri-mümkündür. Buna görə də atom hadisələrinə klassik elektrodinamikanın tətbiqi təcrübi faktlara kəskin zidd olan nəticələrə gətirir.

Əgər yuxarıda göstərilən ziddiyyəti nəzərə almasaq və atomun şüalanma nəticəsində itirdiyi enerjinin hər hansı üsulla kompensə olunduğunu fərz etsək də yenə klassik nəzəriyyə xətti spektrlərdəki qanunauyğunluqları heç cür izah edə bilmir. Klassik nəzəriyyəyə görə şüalanma yüklərin təcillə hərəkətinin nəticəsidir. Əgər bu hərəkət periodik baş verirsə, onda şüalanma tezliklərini təyin etmək üçün yüklərin hərəkətini Furye sırası şəklində göstərmək lazım gəlir ki, bu sırada da əsas tezlik və onun tam misillərinə bərabər olan digər tezliklər iştirak edir. Beləliklə, şüalanma spektrin də əsas tezliklə yanaşı onun tam misillərinə bərabər olan tezlikli obertonlar da olmalı, yəni spektral seriyalar bir-birindən eyni məsafədə yerləşmiş xətlər yığımından ibarət olmalıdır. Lakin bu, təcrübədə müşahidə olunan mənzərəyə tamamilə ziddir. Hər bir spektral seriyanın müxtəlif xətlərinin əsas tezliklərə uyğun gəldiyini fərz etsək, onda bütün seriyaların xətlərindən elə bir sıra xətlər seçmək olar ki, onların tezlikləri bir-birindən eyni məsafədə yerləşmiş olsun. Lakin spektrlərdə belə xətlər toplusu müşahidə olunmur. Xüsusi halda, xətlərin sıxlaşmasını izah etmək olmur. Məsələn, yuxarıda qeyd olunduğu kimi, n ədədi böyüdükcə (6.2), (6.3) və (6.7) Balmer seriyasında ω , ν və $\tilde{\nu}$ kəmiyyətləri, uyğun olaraq, $R/4$ sərhəd qiymətinə yaxınlaşır və qonşu xətlər arasındakı məsafə isə qeyri-məhdud sürətdə azalır. Spektral seriyalarda müşahidə olunan bu təcrübi fakt şüalanmanın klassik nəzəriyyəsiindən alınan nəticələrə ziddir. Beləliklə, atomların şüalanması üçün təcrübədə müşahidə olunan qanunauyğunluqlar klassik fizika təsəvvürlərinə əsaslanmış şüalanma nəzəriyyəsiindən alınan nəticələrə ciddi şəkildə ziddir. Klassik təsəvvürləri yalnız prinsipial şəkildə dəyişməklə atomların şüalanma spektrlərindəki qanunauyğunluqları izah etmək olar. Kombinasiya prinsipi isə atom daxili hərəkətlərin tabe olduğu yeni qanunların özünə məxsus ifadəsidir.

VII MÜHAZİRƏ

Atom üçün Tomson modeli

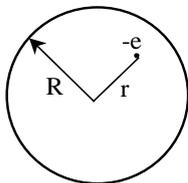
Atom spektrlərinin öyrənilməsinə aid ilk tədqiqatlar irəliyə doğru addım olsa da empirik xarakter daşıyırdı. Əsas etibarilə bu işlər müşahidə olunan faktların empirik düsturlar vasitəsilə təsnifatı və korrelyasiyasının öyrənilməsi ilə kifayətlənir və spektral xətlərin yaranması mexanizmini ümumiyyətlə izah etmirdi. Spektral seriyaların atomlar tərəfindən buraxıldığını fərz etmək təbii olsa da, atomun quruluşu haqqında qənaətbəxş bir nəzəriyyə mövcud olmadığından, belə xətlərin atom tərəfindən necə buraxıldığını müzakirə etməyin mənası da yox idi.

Sonra kəşf olundu ki, radioaktiv şüalanma zamanı atomlar həm müsbət, həm də mənfi yüklü hissəciklər buraxırlar. Termoelektron emissiyası və fotoeffekt hadisəsi kimi faktlarla yanaşı bu da göstərir ki, həmin hissəciklər atomun tərkibinə müəyyən qayda ilə daxil olmalıdır. Təbii ki, verilmiş atomda bu və ya digər hissəciklərdən neçə dənə mövcud olması, həm də onların atom daxilində necə yerləşməsi haqqında suallar meydana çıxırdı. Bu suallara cavab vermək üçün atomun təcrübi faktlarla ən yaxşı uyğunluq verən modelini tapmaq lazım idi.

O dövrdə mövcud olan təcrübi faktlara əsaslanaraq 1903-cü ildə C. C. Tomson (1897-ci ildə elektronu kəşf etmiş alim) atomun "kişmişli pudniq (keks)" adı ilə məşhur olan ilk fiziki modelini təklif etdi. Tomson modelinə görə atom, daxilində müxtəlif nöqtələrdə elektronlar yerləşən müsbət yüklü kürə şəklindədir (bunu pudinqin daxilində kişmişlərin yerləşməsinə bənzətmək olar). Elektronlar elə yerləşmişdir ki, atom elektroneytral olsun. Müsbət yük kürənin həcmi boyunca bərabər sıxlıqla paylanmışdır və onun miqdarı elektronların yüklərinin cəminə bərabərdir. Elektronların hər biri atomun müsbət yüklü "mühitinin" elementləri ilə Kulon qanunu üzrə qarşılıqlı təsirdə olur. Elektron öz tarazlıq vəziyyətindən meyl etdikdə, onu əvvəlki vəziyyətə qaytarmağa çalışan kvazielastik qüvvə meydana çıxır. Bu qüvvənin təsiri altında elektronun rəqsləri baş verir və nəticədə atom elektromaqnit dalğası şüalandırır.

Beləliklə, klassik təsəvvürlərə əsasən atomun monoxromatik elektromaqnit dalğası, yəni spektral xətt buraxması üçün şüa buraxan atomda elektron harmonik rəqs etməli və deməli, $F=-kr$ kimi kvazielastik qüvvənin təsiri altında olmalıdır. Burada r – elektronun öz tarazlıq vəziyyətindən meylidir.

Sadəlik naminə bir dənə elektron olan atoma baxaq. Tomson modelinə görə bu elektron kürənin mərkəzində yerləşmişdir. Məlumdur ki, bərabər sıxlıqla yüklənmiş kürənin daxilində elektrik sahəsinin intensivliyi



Şəkil 4.3.

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{R^3} \cdot r \quad (0 \leq r \leq R) \quad (4.25)$$

düsturu ilə təyin olunur. Burada e – kürənin yükü, R isə radiusudur. Deməli, tarazlıq vəziyyətindən, yəni kürənin mərkəzindən r məsafədə (şəkil 4.3) yerləşən elektrona təsir edən kvazielastik qüvvə

$$F = -eE = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} \cdot r = -kr \quad (4.26)$$

olar. Tarazlıq vəziyyətindən çıxarılmış elektron bu qüvvənin təsiri altında

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m R^3}} \quad (4.27)$$

tezliyi ilə harmonik rəqs edəcəkdir. Burada e – elektronun yükü, m – elektronun kütləsi,

$$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{KI^2}{N \cdot m^2} - \text{elektrik sabiti, } R - \text{atomun radiusudur.}$$

(4.27) ifadəsindən istifadə edərək atomun ölçülərini qiymətləndirmək olar:

$$R = \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m \omega^2} \right)^{1/3}. \quad (4.28)$$

Spektrin görünən hissəsinə düşən $\lambda = 6 \cdot 10^{-7} m$ dalğa uzunluğuna $\omega \approx 3 \cdot 10^{15} rad/s$ dairəvi tezliyi uyğun gəldiyinə görə $R \approx 3 \cdot 10^{-10} m$ alınır. Atomun R radiusu üçün alınmış bu qiymət qazların molekulyar-kinetik nəzəriyyəsinə atomların ölçüləri üçün alınan qiymətlə eyni tərtiblidir ki, bu da atom üçün Tomson modelini təsdiq edir. Lakin sonralar məlum oldu ki, atom üçün Tomson modeli yanlışdır və hal-hazırda bu model atomun quruluşu haqqında təsəvvürlərin inkişaf zəncirində bir həlqə kimi yalnız tarixi maraq kəsb edir. İndiki dövrdə kobud yaxınlaşma kimi görünən Tomson modeli atomun şüalanmasını izah etməyə imkan verisə də, təcrübədə müşahidə olunan spektral qanunauyğunluqları və həm də bir çox digər mühüm təcrübə faktları izah edə bilmədi. Bu model statik olduğu üçün İrnsou teoreminə görə o, dayanıqlı ola bilməz. Ən əsası isə odur ki, atom üçün Tomson modeli α -hissəciklərin səpilməsinə aid Rezerford təcrübələrini izah edə bilmədi.

Ə4.5. α -hissəciklərin səpilməsinə dair Rezerford təcrübələri. Atomun planetar modeli

Elektronların maddədən keçərkən səpilməsinə aid aparılan təcrübələrdən atomun quruluşu haqqında belə bir nəticə alındı ki, radiusu $\sim 10^{-8} sm$ olan atomun daxilində maddənin, yəni elektronların və müsbət yüklü hissənin tutduğu həcm çox kiçikdir. Bu isə atom daxilində müsbət yükün bütün həcm üzrə bərabər sıxlıqda paylanmasına əsaslanmış Tomson modelinin qüsurlu olduğunu göstərir. Atom daxilində müsbət yükün necə paylanmasının müəyyən edilməsində α -hissəciklərin səpilməsinə dair Rezerford təcrübələrinin (1911) mühüm rolu olmuşdur.

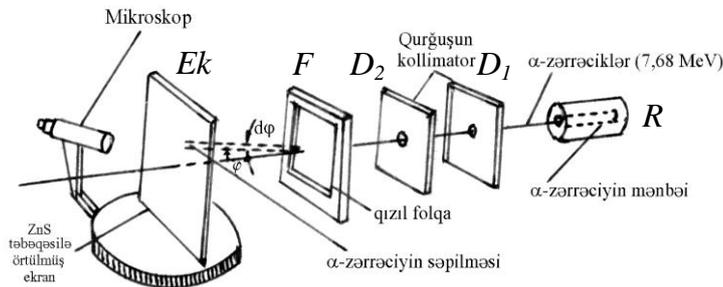
Radioaktiv maddələrin buraxdığı şüalar içərisində helium atomunun ikiqat müsbət ionları, yəni α -hissəciklər də mövcuddur. Digər radioaktiv şüalar kimi, α -hissəciklərin də müşahidə olunması üçün, onların sink-sulfid təbəqəsi ilə örtülmüş ekran üzərinə düşdükdə ssintilyasiya (açıq yaşıl rəngli parıltı) yaratması xassəsindən istifadə olunur. Belə ki, flüoressensiyaedici ekranı α -hissəciklərin paralel dəstəsi ilə bombardman etdikdə, ekranda dəstənin en kəsiyinin xəyalı alınır. Əgər α -hissəciklərin mənbəyi və ekran arasında nazik təbəqə, məsələn, qızıl folqa yerləşdirilsə, bu xəyalın ölçüləri böyüyür və o, bir qədər yayılmış şəkildə alınır. Bu, belə də olmalıdır. Çünki folqadakı atomlar müəyyən qayda ilə yerləşmiş yüklü hissələrdən ibarət və α -hissəciklər də elektrik yükünə malik olduğu üçün, düşən α -hissəciklərin bu atomlardan səpilməsi baş verir. Bu zaman belə sual meydana çıxır ki, atom daxilində elektrik yüklərinin verilmiş paylanması düşən α -hissəciklərin səpilməsinə necə təsir göstərir. Tomson, atom üçün özünün təklif etdiyi modeldən istifadə edərək apardığı nəzəri hesablamalar nəticəsində α -hissəciklərin orta meylini hesablamağa imkan verən düstür tapmışdı. Tomsonun bu düsturu, Rezerfordun hesablamaları və Heygerin təcrübələri göstərdi ki, atom üçün Tomson modelinə görə α -hissəciklərin böyük bucaqlar altında səpilməsi ehtimalı sıfıra yaxındır.

Vaxtilə Tomsonun assistenti olmuş professor Ernest Rezerford 1911-ci ildə öz əməkdaşları Hans Heyger və Ernest Marsdenlə birlikdə qalınlığı $6 \cdot 10^{-7} m$ olan qızıl folqadan keçərkən α -hissəciklərin səpilməsinə dair bir sıra təcrübələr apardı. Bu təcrübələrin aparıldığı qurğunun sxemi 4.5 şəklinə verilmişdir.

R radioaktiv mənbədən çıxan α -hissəciklər D_1 və D_2 qurğusunun diafraqmalardan keçərək nazik dəstə şəklində nazik F qızıl folqasının üzərinə düşür, bu folqadan keçərək səpilir və flüoressensiyaedici Ek ekranına düşür və orada parıltılar (ssintilyasiyalar) yaradır ki, onlar da mikroskop vasitəsilə müşahidə olunur. Mikroskop və ekranı səpici folqanın mərkəzindən keçən ox ətrafında fırlatmaq və beləliklə, istənilən θ bucağı altında yerləşdirmək olar (şəkil 4.6). Bütün təcrübə qurğu havası çıxarılmış qabda yerləşdirilir ki, bu da hava molekulları ilə toqquşmalar hesabına α -hissəciklərin səpilməsini aradan qaldırmağa imkan verir.

Atomun quruluşunu mükəmməl öyrənmək üçün Rezerford nazik qızıl ($Z=79$) folqanı sürətli α -hissəciklərlə bombardman edilməsini təklif etdi. Enerjisi $7,68 MeV$ olan monoenerjili α -hissəciklər mənbəyi olaraq Po-214 elementi götürülmüşdü. Təcrübələrin ideyası ondan ibarət idi ki, folqadan

keçən α -hissəciklərin səpilmə (meylətmə) bucaqlarını tədqiq etməklə, bu səpilməyə səbəb olan hədəf atomların quruluşunu müəyyən etmək mümkündür. İndi məlumdur ki, α -hissəcik iki proton və iki neytrondan ibarətdir. O dövrdə neytronların mövcud olması məlum deyildi. Lakin Rezerford və Royds hələ 1909-cu ildə müəyyən etmişdilər ki, α -hissəciklər helium atomunun ikiqat müsbət ionlarıdır və onların yükü elementar yükün iki mislinə bərabərdir: $q_\alpha=2e$.



Şəkil 4.5.

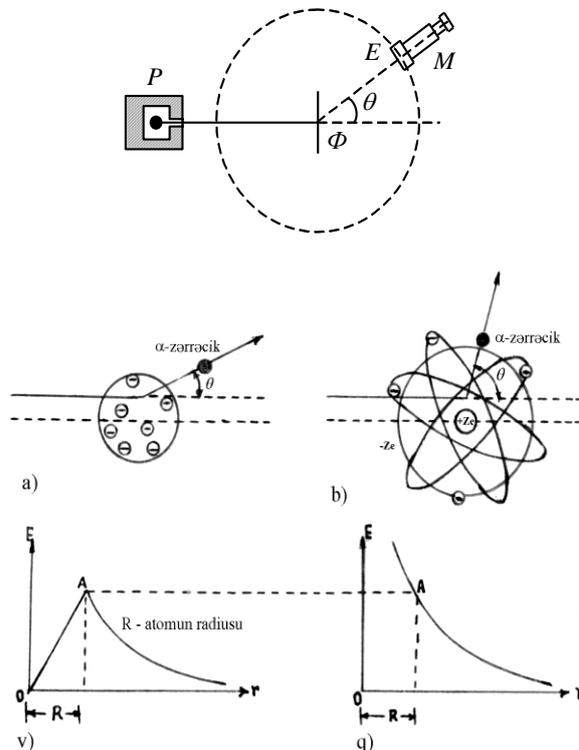
Səpilmə hadisəsini müşahidə etmək məqsədilə α -hissəciklər dəstəsinin nazik metal folqadan keçməsi üzrə qoyulmuş ilk təcrübələr müsbət nəticələr vermədi. Belə ki, α -hissəciklər nazik metal folqadan ya praktik olaraq səpilmədən keçir, ya da ki, səpilmə bucağı orta hesabla $2-3^\circ$ olur. Ona görə də Rezerfordun və Heygerin təklifi ilə Marsden 90° -yə qədər böyük bucaqlar altında səpilmə (əgər belə səpilmə varsa) α -hissəcikləri müşahidə etməyə cəhd göstərdi. Bu zaman o, səpilərək praktik olaraq əks istiqamətdə qayıdan α -hissəcikləri də müşahidə etdi və bu, böyük təəccübə səbəb oldu. Beləliklə, təcrübələr göstərdi ki, nazik qızıl folqadan keçdikdə α -hissəciklərin əksəriyyəti meyl etmir. Lakin ayrı-ayrı hissəciklər müxtəlif θ bucaqları altında səpilir və ekranda parıltılar yaradır ki, bunlar da mikroskop vasitəsilə müşahidə olunub, sayıla bilər. Ekranın müxtəlif yerlərində vahid zamanda əmələ gəlmiş parıltıları saymaqla, səpilmə α -hissəciklərin fəzada necə paylandığını müəyyən etmək olar. Müəyyən edildi ki, böyük bucaqlar altında səpilmə α -hissəciklərin sayı çox azdır.

α -hissəciklərin səpilməsinin maddəni təşkil edən atomların onlara təsiri nəticəsində baş verdiyini güman etmək təbiidir. α -hissəciklərin kütləsi elektronun kütləsindən təqribən 8000 dəfə böyük olduğundan, folqanı keçən α -hissəciklərin hərəkət istiqamətini bu folqanın atomlarına daxil olan elektronlar dəyişə bilməz.

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, Rezerford təcrübələrində 90° bucaqdan böyük bucaqlar altında meyl edən ayrı-ayrı α -hissəciklər də müşahidə olunmuşdu. Bu isə α -hissəciklərin folqanı təşkil edən müsbət yüklü hissəciklərə çox yaxınlaşması zamanı ola bilər.

Çünki yalnız həmin müsbət yüklü hissəciklər α -hissəcikləri geriyyə ata bilər. α -hissəciklərin bu cür kəskin meyl etməsi çox az təsadüf edildiyindən, Rezerford belə bir nəticəyə gəldi ki, atomun ancaq kiçik bir hissəsi α -hissəciklərin folqadan keçməsinə maneçilik göstərə bilər, yəni müsbət yük atomun daxilində çox kiçik bir həcmdə toplanmış və atomun əsas kütləsi də bu həcmə aiddir. Beləliklə, Rezerford təcrübələri atom üçün Tomsonun təklif etdiyi "kişmişli pudinq" modelinin düz olmadığını göstərdi. O, bu təcrübələrin nəticələrini təhlil edərək, atomun planetar modelini təklif etdi. Həmin modelə görə atom, onun müsbət yükünün və kütləsinin əsas hissəsinin toplandığı nüvədən və Günəş sistemində planetlərin hərəkətinə oxşar olaraq, bu nüvənin ətrafında hərəkət edən elektronlardan ibarətdir. Nüvənin həcmi, atomun həcminə nisbətən çox kiçikdir (atomun ölçüsü $\sim 10^{-10} m$, nüvənin ölçüsü isə $\sim 10^{-15} m$ tərtibindədir). Bu o deməkdir ki, atom daxilində fəzanın böyük hissəsi "boşdur". Elektronların mənfi yükünün nüvənin müsbət yükünə bərabər olması sayəsində atom elektroneytral olur. Sonralar müəyyən edildi ki, nüvənin yükü $+Ze$ -dir. Burada Z – atomun sıra nömrəsi, e – elementar yüküdür.

Rezerford atom üçün özünün və Tomsonun təklif etdiyi modellər əsasında α -hissəciklərin θ səpilmə bucaqlarını nəzəri hesablamış və bu nəzəri qiymətləri təcrübələrdən alınmış qiymətlərlə müqayisə etmişdir. 4.6 şəklində atom üçün Tomson və Rezerford modellərinin sxemi verilmiş və hər bir halda elektrik sahəsinin intensivliyinin məsafədən asılı olaraq dəyişməsi qrafiki göstərilmişdir.



Şəkil 4.6

Bu qrafiklər yüklü kürənin yaratdığı elektrik sahəsinin intensivliyi üçün

$$E(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^3} \cdot r, \quad (r \leq R) \quad (4.40)$$

$$E(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (r > R) \quad (4.41)$$

düsturlarına əsasən qurulmuşdur. Burada R – atomun radiusudur.

α -hissəcik Tomson modelinə uyğun olan atomun daxilinə nüfuz etdikdə (şəkil 4.6a,v) öz əvvəlki istiqamətindən çox az meyl edəcəkdir. Çünki belə atomun daxilində elektrik sahəsi Rezerfordun təklif etdiyi atomun daxilindəki elektrik sahəsinə nisbətən xeyli zəifdir. Rezerfordun təklif etdiyi atomda bütün müsbət yük çox kiçik həcmli nüvədə yerləşdiyi üçün bu yükün yaratdığı elektrik sahəsi, Tomson atomu ilə müqayisədə, nüvədən eyni bir məsafədə xeyli böyük olur və ona görə də α -hissəciyin θ səpilmə bucağı da böyük olur (şəkil 4.6,b,q).

Bu məsələni bir qədər ətraflı müzakirə edək. Əgər müsbət yükün atom daxilində onun bütün həcmi boyunca paylandığını qəbul etsək, α -hissəciklərin böyük bucaqlar altında səpilməsi baş verə bilməz. Doğrudan da, fərz edək ki, müsbət yük R radiuslu kürənin daxilində bərabər sıxlıqla paylanmışdır. Aydın ki, belə kürədən xaricdə elektrik sahəsinin intensivliyi, kürənin yükünə bərabər miqdarda nöqtəvi yükün həmin kürənin mərkəzində yerləşərkən yaratdığı sahənin intensivliyinə bərabər olacaqdır (bax: (4.41) düsturu). Ona görə də $r > R$ məsafələrində α -hissəciyin hərəkəti bütün yük kürənin mərkəzində yerləşdiyi hala uyğun baş verəcəkdir. $r < R$ məsafələrində isə α -hissəciyə yalnız r radiuslu kürənin daxilində yerləşən müsbət yük tərəfindən qüvvə təsir edəcəkdir ki, bu qüvvə də bütün yük nüvədə yerləşərkən α -hissəciyə təsir edən qüvvədən kiçik olacaqdır. Deməli, müsbət yük R radiuslu kürə daxilində bərabər sıxlıqla paylanmışdırsa, α -hissəcik bu kürənin daxilinə girdikdə ona təsir edən qüvvə kiçilir. Bu səbəbdən də α -hissəciyin meyli, bütün yük kürənin mərkəzində yerləşdiyi haldakına nisbətən kiçik olur. Əgər R radiusu kifayət qədər böyük və α -hissəciklərin enerjisi də çox kiçik deyilsə, nisbətən böyük bucaqlar altında səpilmə ümumiyyətlə baş verməyəcəkdir. Lakin təcrübədə böyük bucaqlar altında səpilmələrin müşahidə olunması göstərir ki, müsbət yük atomun

həcmi boyunca paylanmamış və kiçik bir həcmdə toplanmışdır.

α -hissəciklərin səpilməsinə dair Rezerfordun yuxarıda təsvir olunan təcrübələrinin məqsədi, vahid zamanda θ -dan $(\theta+d\theta)$ -ya qədər intervalında yerləşən bucaqlar (şəkil 4.5) altında səpilən hissəciklərin sayını müəyyən etmək və alınan nəticələri Tomson və Rezerford modelləri üçün hesablanmış nəzəri qiymətlərlə müqayisə etməkdən ibarət idi. Hər iki model üçün nəzəriyyəyə görə meyl bucağının orta qiyməti 1^0 olmalıdır. Lakin çox böyük bucaqlar altında səpilən α -hissəciklərin sayı bu məqsədlər üçün kəskin fərqli alınır. Məsələn, Tomson modelinə görə 10^{3500} sayda α -hissəcikdən yalnız bir dənəsi 90^0 -dən böyük bucaq altında səpilə bilər. Rezerford modelinə görə isə 8000 α -hissəcikdən bir dənəsi belə böyük bucaqlar altında səpilə bilər ki, bu da təcrübi faktlarla çox yaxşı uyğun gəlir. Beləliklə, Rezerfordun atom üçün təklif etdiyi planetar model düzgün hesab edildi və hamı tərəfindən qəbul olundu.

Ə4.6. α -hissəciklərin səpilməsi nəzəriyyəsi. Rezerford düsturu

Atomun planetar modelinə əsaslanaraq Rezerford α -hissəciklərin səpilməsi nəzəriyyəsini kəmiyyətə işləyib hazırlamış və səpilən hissəciklərin θ səpilmə bucağının qiymətlərinə görə paylanmasını ifadə edən düsturu çıxarmışdır. Bu zaman o, fərz etmişdir ki, nüvənin yükü mütləq qiymətcə elektronun yükünün tam misllərinə bərabər olmalıdır. Doğrudan da elektroneytral atomda nüvənin müsbət yükü elektronların yüklərinin cəminə dəqiq bərabər olmalıdır. Ona görə də nüvənin yükünü $+Ze$ kimi yazmaq olar. Burada Z – tam ədəddir. Nüvənin kütləsinin α -hissəciyin kütləsinə nisbətən çox böyük olduğu fərz edilir ki, bunun da nəticəsində qarşılıqlı təsir zamanı nüvəni sükunətdə hesab etmək olar (məsələn, qızıl atomunun kütləsi ~ 197 a.k.v., α -hissəciyin kütləsi isə ~ 4 a.k.v.-dir). Bundan başqa həm də fərz olunur ki, α -hissəciklə nüvə arasındakı qarşılıqlı təsir elektrostatik qarşılıqlı təsir olub, Kulon qanunu üzrə baş verir, yəni bu qarşılıqlı təsir qüvvəsi hissəciklər arasındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasibdir. Nəzərə almaq lazımdır ki, bu sonuncu fərziyyə hesablamalara başlayanda yalnız hipotezdir və sonralar nəzəriyyədən alınan nəticələrin təcrübə ilə uyğun gəlməsi əsasında özünü doğruldur. Doğrudan da, bir-birinə həddən artıq kiçik məsafələrə qədər yaxınlaşmış yüklü çox kiçik hissəciklər arasındakı qarşılıqlı təsirin, doğruluğu yalnız yüklü makroskopik cisimlər üçün şübhə doğurmadan isbat olunmuş qanuna tabe olduğunu əvvəlcədən iddia etməyə heç bir əsas yox idi. Nəhayət, belə hesab olunur ki, α -hissəcik nüvənin daxilinə də nüfuz etmir. Bütün bu fərziyyələr əsasında α -hissəciklərin atom nüvələrindən səpilməsi klassik fizika qanunlarına əsasən öyrənilir.

Biz bu məsələyə əvvəlcə ümumi şəkildə baxaq. Belə ki, nöqtəvi yüklər bir-biri ilə Kulon qanunu üzrə qarşılıqlı təsirdə olduğu üçün, əvvəlcə Kulon qüvvəsi yaradan mərkəzdən səpilmə nəzəriyyəsinə baxaq. Fərz edək ki, kütləsi m_1 , yükü Z_1e olan nöqtəvi hissəcik, kütləsi m_2 , yükü isə Z_2e olan digər nöqtəvi hissəciyin yaratdığı Kulon sahəsində hərəkət edir (şəkil 4.7). İkinci hissəciyin kütləsi, birinci hissəciyin kütləsinə nisbətən çox böyükdürsə ($m_2 \gg m_1$), ikinci hissəciyi sükunətdə hesab etmək olar. Burada məqsəd birinci hissəciyin hərəkət trayektoriyasını tapmaqdan ibarətdir.

Klassik mexanikadan məlumdur ki, mərkəzi sahədə hərəkət edən hissəcik üçün tam mexaniki enerji və impuls momenti saxlanır. Baxılan hal üçün polyar koordinatlarda (r, φ) bu qanunların ifadəsi aşağıdakı kimi olar:

$$\frac{m_1}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) + \frac{Z_1Z_2e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = E = const \quad (4.42)$$

$$m_1 r^2 \dot{\varphi} = P = m_1 v b = const. \quad (4.43)$$

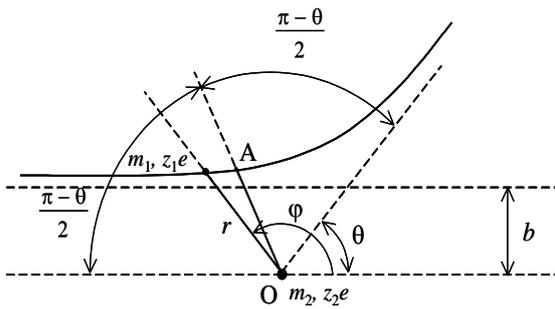
Klassik mexanikada hər hansı bir məsələni həll edərkən əlverişli koordinat sisteminin seçilməsi mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Ona görə də adətən baxılan məsələnin simmetriyasına uyğun olan koordinat sisteminin seçilməsi daha məqsəduyğundur. Məhz bu səbəbdən də mərkəzi sahədə müstəvi üzərində hərəkəti öyrənərkən polyar koordinatlardan istifadə edilməsi əlverişlidir.

(4.42) ifadəsində nöqtə zamana görə törəməni göstərir və

$$u(r) = \frac{Z_1Z_2e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (4.44)$$

yüklü hissəciklər arasındakı Kulon qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisidir.

(4.43) ifadəsində v – səpilən hissəciyin sonsuz uzaq məsafədə sürəti, b – hədəf məsafəsidir. Hədəf məsafəsi dedikdə, hissəciklər arasında qarşılıqlı təsir olmadıqda onların bir-birinə ən çox yaxınlaşa bildiyi məsafə başa düşülür. Başqa sözlə, ikinci hissəcikdən birinci hissəciyin ilk hərəkət istiqamətinə qədər olan b məsafəsinə hədəf məsafəsi deyilir.



Şəkil 4.7.

Hədəf məsafəsi b kiçik olduqca birinci hissəciyin θ meyl bucağı böyük olacaqdır. Aşağıda b və θ kəmiyyətləri arasında sadə asılılığın ifadəsini müəyyən edəcəyik. Aydınır ki, birinci hissəcik ikinci hissəcikdən keçən düz xətt boyunca hərəkət etdikdə hədəf məsafəsi $b=0$ olar. Ümumiyyətlə isə, b hədəf məsafəsinə toqquşma zamanı birinci hissəciyin ikinci hissəciyə ən çox yaxınlaşa bildiyi r_{min} məsafəsi ilə qarışdırmaq lazım deyil. Birincisi, ona görə ki, hədəf məsafəsi hesablananda hissəciklər arasında qarşılıqlı təsirin olmadığı fərz olunur. İkincisi, hissəciklər arasında itələmə qarşılıqlı təsiri

mövcuddursa, onda itələmə qüvvəsinin təsiri altında birinci hissəcik tədricən dayanacaq və onun kinetik enerjisi qarşılıqlı təsirin potensial enerjisinə çevriləcək. Ona görə də

$$E_{k1} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{min}} = \frac{m_1 v^2}{2} \quad (4.45)$$

ifadəsindən

$$r_{min} = \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2} \quad (4.46)$$

alarlıq ki, bu da hədəf məsafəsi deyildir. Əgər birinci hissəcik ikinci hissəcikdən keçən düz xətt boyunca hərəkət etmərsə, onda ən çox yaxınlaşma məsafəsi OA olacaqdır (şəkil 4.7). 4.7 şəkildən görüldüyü kimi

$$b = OA \cdot \sin \frac{\pi - \theta}{2} = OA \cdot \cos \frac{\theta}{2}. \quad (4.47)$$

Birinci hissəcik ikinci hissəcikdən keçən düz xətt boyunca hərəkət etdikdə hədəf məsafəsi $b=0$ olur və (4.47) düsturundan, gözlənilməli kimi, $\theta=180^\circ$ alınır.

(4.43) düsturuna əsasən

$$\dot{\varphi} = \frac{P}{m_1 r^2} \quad (4.48)$$

olduğunu nəzərə alaraq zamana görə törəmədən φ bucağına görə törəməyə keçək:

$$\dot{r} = \frac{dr}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{P}{m_1 r^2} \cdot \frac{dr}{d\varphi}. \quad (4.49)$$

(4.48) və (4.49) ifadələrini (4.42)-də nəzərə alsaq

$$\frac{m_1}{r} \left[\frac{p^2}{m_1^2 r^4} \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 + \frac{p^2}{m_1^2 r^4} \right] = E - \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

və ya

$$\frac{1}{r^4} \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 = \frac{2m_1 E}{P^2} - \frac{2m_1 Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 P^2} \cdot \frac{1}{r} - \frac{1}{r^2} \quad (4.50)$$

olar. (4.50) ifadəsində

$$\rho = \frac{1}{r} \quad (4.51)$$

əvəzləməsi edərək r dəyişənindən ρ dəyişəninə keçək. Onda

$$\frac{d\rho}{d\varphi} = \frac{d\rho}{dr} \frac{dr}{d\varphi} = -\frac{1}{r^2} \cdot \frac{dr}{d\varphi}$$

olduğundan (4.50) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\left(\frac{d\rho}{d\varphi}\right)^2 = \frac{2m_1 E}{P^2} - \frac{2m_1 Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 P^2} \cdot \rho - \rho^2. \quad (4.52)$$

(4.52) tənliyini inteqrallamaq üçün onu əvvəlcə φ -yə görə diferensiallamaq əlverişlidir:

$$2 \frac{d\rho}{d\varphi} \cdot \frac{d^2\rho}{d\varphi^2} = -\frac{2m_1 Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 P^2} \cdot \frac{d\rho}{d\varphi} - 2\rho \frac{d\rho}{d\varphi}.$$

Buradan

$$\frac{d\rho}{d\varphi} \left(\frac{d^2\rho}{d\varphi^2} + \rho + \frac{m_1 Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 P^2} \right) = 0 \quad (4.53)$$

alınır. Bu tənlikdə, ümumiyyətlə, $\frac{d\rho}{d\varphi} \neq 0$ götürülməlidir. Çünki $\frac{d\rho}{d\varphi} = 0$ tənliyindən φ -nin ixtiyari

qiymətləri üçün $\rho = \text{const}$ alınır ki, bu da yalnız çevrə üzrə hərəkət üçün doğrudur. Çevrə üzrə hərəkət üçün, yəni trayektoriyanın bütün nöqtələri üçün $\rho = \text{const}$ olduqda ρ üçün

$$\rho = -\frac{m_1 Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 P^2} \quad (4.54)$$

ifadəsi alınır. Doğrudan da, çevrə üzrə hərəkət zamanı Kulon qüvvəsinin mərkəzəqaçma qüvvəsinə əks işarə ilə bərabər olması şərtini ifadə edən $\frac{m_1 Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = -\frac{m_1 v^2}{r}$ düsturunda impuls momentinin

$P = m_1 v r$ ifadəsini nəzərə almaqla (4.54) bərabərliyinin doğruluğuna inanmaq olar. Bir qədər sonra görəcəyik ki, (4.54) ifadəsi (4.53) düsturunda mötərizədəki ifadəni sifra bərabər etdikdə alınan qeyri-bircins diferensial tənliyin xüsusi həllidir. Deməli, $d\rho/d\varphi = 0$ şərti yeni həll vermir. Beləliklə, (4.53) tənliyində $d\rho/d\varphi \neq 0$ olduğundan, bu tənliyin ödənməsi üçün mötərizədəki ifadə sifra bərabər olmalıdır. Bu isə o deməkdir ki, ρ -nu təyin etmək üçün biz aşağıdakı kimi ikitərtibli xətti qeyri-bircins diferensial tənliyi həll etməliyik:

$$\frac{d^2\rho}{d\varphi^2} + \rho = -\frac{m_1 Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 P^2}. \quad (4.55)$$

Məlumdur ki, xətti qeyri-bircins diferensial tənliyin ümumi həlli onun xüsusi həlli ilə, uyğun bircins tənliyin həllinin cəminə bərabərdir. Dərhal görünür ki, (4.55) tənliyinin xüsusi həlli (4.54) düsturu ilə təyin olunur:

$$\rho_1 = -\frac{m_1 Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 P^2}. \quad (4.56)$$

(4.55)-ə uyğun bircinsli tənlik

$$\frac{d^2\rho}{d\varphi^2} + \rho = 0 \quad (4.57)$$

kimidir və bu tənliyin həlli

$$\rho_2 = A \cos \varphi + B \sin \varphi \quad (4.58)$$

olar. Burada A və B – başlanğıc şərtlərdən təyin olunan ixtiyari sabitlərdir. Beləliklə, (4.55) tənliyinin ümumi həlli

$$\rho = \rho_1 + \rho_2 = -\frac{m_1 Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 P^2} + A \cos \varphi + B \sin \varphi \quad (4.59)$$

olar.

Əgər biz φ bucağını radius-vektorun $r = r_{\min}(\rho = \rho_{\max})$ vəziyyətindən hesablamağa başlasaq

$$\left. \frac{d\rho}{d\varphi} \right|_{\varphi=0} = 0 \quad (4.60)$$

yaza bilərik. Onda (4.59)-dən

$$\frac{d\rho}{d\varphi} = -A \sin \varphi + B \cos \varphi \quad (4.61)$$

olduğuna görə, (4.60) şərtinə əsasən, $B=0$ alınır. Beləliklə, (4.59) ifadəsi

$$\rho = -\frac{m_1 Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 P^2} + A \cos \varphi \quad (4.62)$$

şəklinə düşür. Bu isə ikinci hissəciyin yaratdığı Kulon sahəsində birinci hissəciyin $\rho = \rho(\varphi)$ hərəkət trayektoriyasının tənliyidir. Bu tənliyi konus kəsiklərinin polyar koordinatlarda fokusa nəzərən

$$r = \frac{a(1-\epsilon^2)}{1+\epsilon \cos \varphi} \quad (4.63)$$

tənliyi ilə müqayisə edək. Burada a – böyük yarım ox, ϵ – eksentrisitetdir. Buradan $\rho = \frac{1}{r}$ üçün aşağıdakı ifadəni yaza bilərik:

$$\rho = \frac{1+\epsilon \cos \varphi}{a(1-\epsilon^2)}. \quad (4.64)$$

Göründüyü kimi,

$$\frac{m_1 Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 P^2} = \frac{1}{a(1-\epsilon^2)}, A = \frac{\epsilon}{a(1-\epsilon^2)} \quad (4.65)$$

olduğunu qəbul etsək, (4.62) və (4.64) ifadələri üst-üstə düşür. Bu isə o deməkdir ki, birinci hissəciyin trayektoriyası konus kəsiyi şəklində olmalıdır (bu, Keplerin I qanununa uyğun gəlir).

Bu konus kəsiyi, ellips, hiperbola və parabola şəklində ola bilər. Konus kəsiyinin ellips olması şərtini tapmaq üçün ρ -nun maksimum və minimum olması şərtini tapaq. ρ -nun ekstremum qiymət alması üçün zəruri şərt $\frac{d\rho}{d\varphi} = 0$ olmasıdır. (4.52)-də $\frac{d\rho}{d\varphi} = 0$ yazsaq, aşağıdakı kvadrat tənlik alınır:

$$\rho^2 + 2 \cdot \frac{m_1 Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 P^2} \cdot \rho - \frac{2m_1 E}{P^2} = 0. \quad (4.66)$$

Kvadrat tənliyin köklərinin xassəsinə (Viyet teoremi) əsasən (4.66) ifadəsindən

$$\rho_{maks} + \rho_{min} = -\frac{2m_1 Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 P^2}, \rho_{maks} \cdot \rho_{min} = -\frac{2m_1 E}{P^2} \quad (4.67)$$

yaza bilərik. Əgər E enerjisi mənfidirsə ($E < 0$), $\rho_{maks} \cdot \rho_{min} > 0$, və deməli, ρ -nun (r -in) $d\rho/d\varphi = 0$ şərtini ödəyən iki dənə müsbət qiyməti mövcuddur. Bu qiymətlərdən biri ρ -nun maksimumuna (r -in minimumuna, periheli), digəri ρ -nun minimumuna (r -in maksimumuna, afeli) uyğun gəlir. Deməli, $E < 0$ olduqda birinci hissəciyin trayektoriyası ellips olur.

Əgər $E > 0$ olarsa, $\rho_{maks} \cdot \rho_{min} < 0$ olur. Bu isə o deməkdir ki, ρ kəmiyyəti r -in maksimum və minimumuna uyğun olan müsbət işarəli iki dənə qiymət ala bilməz və bu qiymətlərdən biri müsbət, digəri isə mənfə işarəli olmalıdır. Radius-vektorun müsbət və mənfə işarəli qiymətləri isə hiperbolanın iki müxtəlif qoluna uyğun gəlir. Deməli, $E > 0$ olduqda trayektoriya hiperbola şəklində olur. Qeyd edək ki, $E = 0$ olduqda isə trayektoriya parabola formasında olur.

İndi isə θ səpilmə bucağını tapaq (şəkil 4.7). Bu məqsədlə (4.59) tənliyini

$$\rho = C + A \cos \varphi + B \sin \varphi \quad (4.68)$$

kimi yazaq. Burada

$$C = -\frac{m_1 Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 P^2} \quad (4.69)$$

işarə edilmişdir. A və B sabitlərini tapmaq üçün aşağıdakı başlanğıc şərtlərdən istifadə edəcəyik. 4.7 şəkildən görüldüyü kimi, $\varphi=\pi$ olduqda $r=\infty$ və $\rho=0$ olur. Onda (4.68) tənliyindən, bu şərt daxilində

$$A=C \quad (4.70)$$

alınır.

İkinci şərt də 4.7 şəkildən alınır. Trayektoriyanın üzərindəki ixtiyari ordinatı y polyar koordinatlar r və φ vasitəsilə aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$y=r\sin\varphi \text{ və ya } \frac{1}{y} = \frac{1}{r\sin\varphi} = \frac{\rho}{\sin\varphi}. \quad (4.71)$$

(4.68)-(4.71) ifadələrinə əsasən

$$\frac{1}{y} = \frac{C(1+\cos\varphi)}{\sin\varphi} + B \quad (4.72)$$

yaza bilərik.

$\varphi=\pi$ olduqda y ordinatı b hədəf məsafəsinə, (4.72) ifadəsində sağ tərəfdəki birinci hədd isə sıfıra bərabər olur. Beləliklə, $B=1/b$ olur və (4.68) ifadəsi

$$\rho = C(1+\cos\varphi) + \frac{\sin\varphi}{b} \quad (4.73)$$

şəklinə düşür. Burada $r=\infty$ ($\rho=0$) olduqda $\varphi=\theta$ olduğunu nəzərə alsaq

$$-\frac{1}{bC} = \frac{1+\cos\theta}{\sin\theta} = \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \quad (4.74)$$

və ya (4.69)-u (4.74)-də yerinə yazsaq

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{4\pi\epsilon_0 P^2}{m_1 Z_1 Z_2 e^2 b} \quad (4.75)$$

olar.

İmpuls momenti P üçün (4.43) ifadəsini (4.75)-də nəzərə alsaq isə

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{4\pi\epsilon_0 m_1 v^2 b}{Z_1 Z_2 e^2} \quad (4.76)$$

olar.

Əgər ikinci hissəcik nüvə, birinci hissəcik isə α -hissəcik olsa, (4.42) düsturundan görüldüyü kimi, $E>0$ olur və deməli, bu paraqrafın əvvəlində qəbul edilmiş şərtlər daxilində atomun O nüvəsinə nəzərən α -hissəciyin trayektoriyası hiperbola əyrisi şəkildə olmalıdır. α -hissəciyin kütləsini m_α , səpici mərkəzdən, yəni nüvədən böyük məsafədə onun sürətini v ilə işarə etsək, α -hissəcik üçün $Z_1 e = +2e$, nüvə üçün isə $Z_2 e = +Ze$ olduğunu nəzərə alsaq, (4.76) düsturu aşağıdakı şəkli düşür:

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{2\pi\epsilon_0 m_\alpha v^2 b}{Ze^2} \quad (4.77)$$

(4.77) ifadəsi α -hissəciklərin nazik folqadan keçərkən səpilmə bucağını təyin etmək üçün düsturdur. Lakin bu düstura təcrübədə ölçülməsi mümkün olmayan b hədəf məsafəsi daxil olduğu üçün, həmin düsturu bilavasitə eksperiment yolu ilə yoxlamağa cəhd göstərmək mənasız işdir.

Lakin (4.77) düsturunu biz səpilmənin effektiv kəsiyi üçün təcrübədə təyin olunması mümkün olan parametrlərdən asılı ifadə almağa imkan verən statistik nəzəriyyənin əsası kimi götürə bilərik.

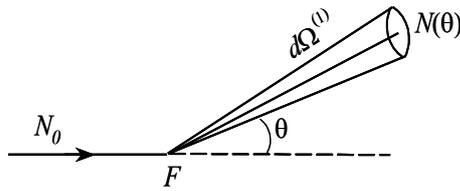
Mərkəzində səpici F folqası yerləşən sfera götürək (şəkil 4.8). Bu folqanın üzərinə sıxlığı N_0 olan α -hissəciklər seli düşür. Səpilməni ətraflı öyrənərkən adətən θ və φ bucaqları ilə xarakterizə olunan istiqamətdə $d\Omega^{(1)}$ cisim bucağı daxilində səpilən hissəciklərin orta sayı $N(\theta)$ təyin olunur. $d\Omega^{(1)}$ cisim bucağı uyğun $ds=R^2\sin\theta d\theta d\varphi$ sferik səth elementinin sferanın radiusunun kvadratına olan nisbətində bərabərdir:

$$d\Omega^{(1)} = \frac{ds}{dR^2} = \sin\theta d\theta d\varphi \quad (4.78)$$

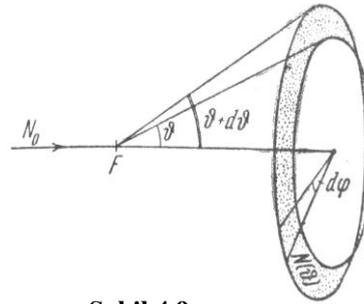
Rezerfordun təcrübələrində θ və $\theta+d\theta$ bucaqları ilə xarakterizə olunan iki cisim bucağının arasında yerləşən oblastda (yəni konuslar arasında) (şəkil 4.9) səpilən α -hissəciklərin orta sayı

hesablanırdı. Aydınır ki, bu hala uyğun gələn $d\Omega$ cisim bucağı (4.78) ifadəsini φ üzrə 0-dan 2π -yə qədər inteqrallamaqla tapıla bilər:

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (4.79)$$

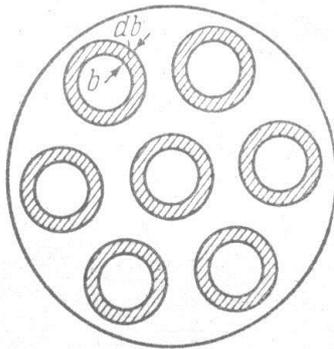


Şəkil 4.8.



Şəkil 4.9.

Məhz bu $d\Omega$ cisim bucağı daxilində səpilmə üçün effektiv kəsiyi hesablamaq tələb olunur. Fərz edək ki, səpilmə baş verənə qədər α -hissəciklər paralel dəstə şəklində hərəkət edir. Səpici folqanı elə nazik götürək ki, ondan keçən hər bir α -hissəcik yalnız bir nüvənin yaxınlığından keçmiş olsun, yəni hər bir α -hissəcik yalnız bir dəfə səpilmiş olsun. Başqa şərtlər eyni olduqda α -hissəciyin səpilmə bucağı, (4.77) düsturuna görə, b hədəf məsafəsi ilə təyin olunduğundan, verilmiş nüvədən θ və $\theta+d\theta$



Şəkil 4.10.

bucaqları arasında yerləşən bucaq qədər elə α -hissəcik səpiləcək ki, onun üçün hədəf məsafəsi b və $b-db$ arasında qiymət alsın. Başqa sözlə, səpilən α -hissəciklər hər bir səpici mərkəz ətrafında çəkilmiş b və $b-db$ radiuslu konsentrik çəvrələr arasında yerləşmiş həlqədən keçmiş olacaqdır (şəkil 4.10). (4.77) düsturundan görünür ki, $d\theta$ və db arasında aşağıdakı asılılıq vardır:

$$-\frac{1}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} \frac{d\theta}{2} = \frac{2\pi\epsilon_0 m_\alpha v^2}{Ze^2} db. \quad (4.80)$$

Burada mənfi işarəsi göstərir ki, b hədəf məsafəsi artdıqca ($db>0$) meyl bucağı θ azalır ($d\theta<0$). Biz db kəmiyyətinin yalnız mütləq qiymətindən istifadə edəcəyik və ona görə də (4.80) düsturunda mənfi işarəsini nəzərə almayacağıq.

α -hissəciklər dəstəsinin en kəsiyinin sahəsi s olarsa (şəkil 4.10), onda səpici folqada bu dəstənin qarşısına çıxan nüvələrin sayı nsa olar. Burada n – vahid həcmdəki atomların sayı, a – folqanın qalınlığıdır. Əgər α -hissəciklər dəstəsinin en kəsiyi üzrə bərabər paylanmışdırsa və onların sayı çox böyükdürsə (bu həqiqətən belədir), onda nüvələrdən birinin yaxınlığından hədəf məsafəsinin b və $b-db$ qiymətləri arasındakı müəyyən qiymətinə uyğun trayektoriya üzrə hərəkət edən, yəni bir nüvədən θ və $\theta+d\theta$ bucaqları intervalında yerləşən bucaq qədər səpilən α -hissəciklərin nisbi sayı aşağıdakı kimi olar:

$$\frac{dN_\theta}{N} = \frac{nsa \cdot 2\pi b db}{s} = na \cdot 2\pi b db. \quad (4.81)$$

Burada $2\pi b db$ – radiusları b və $b-db$ olan konsentrik çəvrələr arasında qalan həlqənin sahəsi, N – səpici folqa üzərinə düşən α -hissəciklərin tam seli, dN_θ – θ və $\theta+d\theta$ bucaqları arasında yerləşən α -hissəciklər selidir.

b və db kəmiyyətlərini (4.77) və (4.80) ifadələrindən taparaq (4.81) düsturunda yazsaq

$$\frac{dN_\theta}{N} = na \cdot \left(\frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 m_\alpha v^2} \right)^2 \cdot 2\pi \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \cdot \frac{1}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} \frac{d\theta}{2} \quad (4.82)$$

olar. Burada θ bucağı daxil olan vuruqları

$$\frac{\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} = \frac{\cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} = \frac{\sin \theta}{2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

kimi çevirərək

$$\frac{dN_{\theta}}{N} = na \cdot \left(\frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 m_{\alpha} v^2} \right)^2 \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{4 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (4.83)$$

yaza bilərik. Lakin (4.79) düsturuna görə $2\pi \sin \theta d\theta$ kəmiyyəti θ və $\theta+d\theta$ səpilmə bucaqlarına uyğun gələn istiqamətlər (konuslar) arasında qalan $d\Omega$ cisim bucağına bərabər olduğundan (4.83) ifadəsini aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$\frac{dN_{\theta}}{N} = na \cdot \left(\frac{Ze^2}{32\pi\epsilon_0 m_{\alpha} v^2} \right)^2 \cdot \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (4.84)$$

Bu, α -hissəciklərin səpilməsi üçün Rezerford düsturudur. Bu düsturdan görünür ki, səpilən α -hissəciklərin dN_{θ} sayı θ bucağından kəskin asılıdır və θ kiçildikdə bu say kəskin artır.

Rezerfordun əməkdaşları bu düsturu təcrübə yolu ilə ciddi şəkildə yoxlamışdır. Bu məqsədlə onlar müxtəlif θ bucaqları altında eyni zaman müddəti ərzində səpilən hissəciklərin sayını ekranda müşahidə olunan parıltıların sayına əsasən müəyyən etmişlər. 4.6 şəklinə uyğun olaraq, təcrübələr zamanı eyni bir cisim bucağı daxilində (bu cisim bucağı E_k ekranın sahəsi və folqadan ekrana qədər olan məsafə ilə təyin olunur) səpilən α -hissəciklərin sayı müəyyən edilirdi. Ona görə də müxtəlif bucaqlar altında müşahidə olunan parıltıların sayı, (4.84) Rezerford düsturuna uyğun olaraq, $1/\sin^4 \frac{\theta}{2}$ ilə düz mütənasib olmalıdır. Doğrudan da, (4.84) düsturuna əsasən

$$dN_{\theta} \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2} = Nna \cdot \left(\frac{Ze^2}{32\pi\epsilon_0 m_{\alpha} v^2} \right)^2 d\Omega \quad (4.85)$$

ifadəsindən görünür ki, bütün digər şərtləri eyni saxlamaqla, yalnız θ bucağını dəyişdirsək

$$dN_{\theta} \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2} = \text{const} \quad (4.86)$$

olmalıdır. Sxemi 4.6 şəklində verilmiş təcrübələrdə (4.86) düsturunu yoxlamaq üçün 100 000-dən çox parıltı sayılmışdı. Qızıl folqadan səpilmə üçün bu təcrübələrdən alınan nəticələr 4.3 cədvəlində verilmişdir. Bu cədvəldən görünür ki, $1/\sin^4 \frac{\theta}{2}$ kəmiyyətinin və parıltıların sayının çox geniş intervalda dəyişməsinə baxmayaraq, $dN_{\theta} \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2}$ hasili, nəzəriyyənin tələblərinə uyğun olaraq, təqribən sabit qalır. Doğrudan da, $1/\sin^4 \frac{\theta}{2}$ kəmiyyəti təqribən 3500 dəfə dəyişdikdə, $dN_{\theta} \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2}$ hasili yalnız 30% dəyişir.

Cədvəl 4.3.

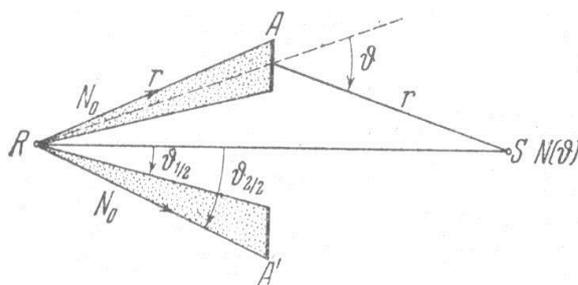
Meyl bucağı (dərəcə ilə)	$\frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$	Parıltıların sayı	$dN_{\theta} \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2}$
150	1,15	33,1	28,8
135	1,38	43,0	31,2
120	1,79	51,9	29,0
105	2,53	69,5	27,5
75	7,25	211	29,1
60	16,0	477	29,8
45	46,6	1435	30,8
30	223	7800	35,0

15	3445	132000	38,4
----	------	--------	------

Analoji yolla səpilmənin α -hissəciklərin v sürətindən və folqanın a qalınlığından asılılığı təcrübədə öyrənilmiş və bütün hallarda nəzəriyyə ilə yaxşı uyğun gələn nəticələr alınmışdır. Təcrübi nəticələrin nəzəriyyə ilə belə yaxşı uyğun gəlməsi eyni zamanda təcrübələrin aparıldığı şərtlər daxilində, yeni ağır nüvələr və çox da böyük olmayan sürətə malik α -hissəciklər arasında qarşılıqlı təsir üçün Kulon qanununun tətbiq olunmasının mümkünlüyünü sübut edir. Nüvədən keçən düz xətt boyunca hərəkət edən, yəni hədəf məsafəsi $b=0$ olan α -hissəciyin nüvənin mərkəzinə yaxınlaşa biləcəyi ən kiçik r_{min} məsafəsini α -hissəciyin kinetik enerjisinin nüvə ilə α -hissəciyin Kulon qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisinə bərabər olması şərtindən, (4.46) düsturuna əsasən tapmaq olar. Bu düsturda, məsələn, $Z_1=2$ (α -hissəcik), $Z_2=30$ (sink atomu), $v=10^7$ m/san, $m_1=m_\alpha=6,6\cdot 10^{-27}$ kq, $e=1,6\cdot 10^{-19}$ Kl və $\epsilon_0=8,85\cdot 10^{-12}$ Kl²/Nm² qiymətlərini yazsaq, $r=4\cdot 10^{-14}$ m olduğunu tapırıq.

Qazlarda α -hissəciklərin səpilməsi halı üçün nəzəriyyənin təcrübədə yoxlanması üsulu da maraqlıdır. Bu üsulun mahiyyəti ondan ibarətdir ki, Vilson kamerasındaki qaz daxilində hərəkət edən çoxlu sayda α -hissəciklərin treklərinin fotosəkilləri alınır, bu fotosəkillər əsasında meyl bucaqları ölçülür və eyni bir səpilmə bucağının neçə dəfə rast gəldiyi hesablanır. Bu üsul Bleket tərəfindən əsas etibarilə Kulon qanununun tətbiq olunma hüdudlarını müəyyən etmək üçün istifadə olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, arqon üçün nüvənin və α -hissəciyin mərkəzləri arasındakı məsafənin $7\cdot 10^{-14}$ – 10^{-11} m, hava üçün isə $3\cdot 10^{-14}$ – $5\cdot 10^{-12}$ m intervalına uyğun olan qiymətlərdə Kulon qanunu ödəyir. Lakin buradan Kulon qanununun universal olması və məsafənin daha kiçik qiymətləri, məsələn, nüvə daxilindəki qarşılıqlı təsir üçün də ödənməsinin mümkünlüyü haqqında nəticə çıxarmaq olmaz. Doğrudan da, α -hissəciklərin yüngül nüvələrdən səpilməsinin öyrənilməsi göstərmişdir ki, qarşılıqlı təsirdə olan yüklü hissəciklər arasındakı məsafə 10^{-14} m olduqda Kulon qanunundan kəskin kənara çıxmalar müşahidə olunur. 10^{-14} m-dən kiçik məsafələrdə isə, məsafənin artması ilə kəskin azalan və eyni işarəli yüklər arasında Kulon itələmə qüvvəsindən xeyli böyük olan, cazibə qüvvələri meydana çıxır. Bu qüvvələr nüvə qüvvələri, onların xarakterizə etdiyi qarşılıqlı təsir isə nüvə qarşılıqlı təsiri adlanır.

(4.84) Rezerford düsturu Z ədədini, yəni nüvədəki müsbət elementar yüklərin sayını da təcrübə yolu ilə təyin etməyə imkan verir. Doğrudan da, düşən α -hissəciklərin flüoressensiyaedici ekranda yaratdığı parıltıların N sayını və θ ilə $\theta+d\theta$ bucaqları arasında yerləşən bucaq qədər səpilmə α -hissəciklərin yaratdığı parıltıların dN_θ sayını bilərək biz $d\sigma=dN_\theta/dN$ kəmiyyətini tapa bilərik. (4.84) düsturunun sağ tərəfinə isə təyin edilməsi tələb olunan Z kəmiyyətindən başqa ya məlum (n , a , e), ya da təcrübədə ölçülə bilən ($m_\alpha v^2$, θ) kəmiyyətləri daxildir. Beləliklə, Z -i təyin etmək üçün yalnız ekrandakı parıltıların N və dN_θ sayını tapmaq lazımdır. Təcrübələrin əsas çətinliyi ondan ibarət idi ki, bu ədədlər bir-birindən kəskin fərqlənir. İlk təcrübələr zamanı N və dN_θ ədədləri müxtəlif qurğularda, yəni müxtəlif şəraitdə ölçülürdü ki, bu da böyük səhvlərin meydana çıxmasına səbəb olmuşdu.



Şəkil 4.11.

Çedvik təcrübənin şəraitini dəyişdirərək hər iki N və dN_θ ədədlərini eyni bir qurğuda təyin etməyə nail olmuş və nəticədə Z -i böyük dəqiqliklə müəyyən etmişdi. Çedvikin təcrübəsinin sxemi 4.11 şəklində verilmişdir. Səpici folqa AA' həlqəsi şəklindədir. Radioaktiv preparat R və ZnS-dən hazırlanmış S ekranı AA' folqasından eyni bir r məsafəsində yerləşdirilir. Müəyyən θ bucağı altında səpilmə α -hissəciklərin sayı tapılır. Hesablamanı sadələşdirmək üçün bu θ bucağı RS oxu ilə R -dən səpici folqaya gələn şüalar arasında qalan bucaqdan iki dəfə böyük götürülür. Həlqənin daxilində R və S arasında α -

hissəciklər üçün qeyri-şəffaf olan ekran yerləşdirməklə, yalnız səpilmə α -hissəcikləri saymaq olar. Əgər AA' həlqəsinin ekranla örtülsə, onda düşən dəstədəki α -hissəciklərin N sayını tapmaq olar. Bu N ədədi çox böyük olduğundan (məsələn, səpilmə α -hissəciklərin bir dəqiqədə verdiyi parıltıların sayının 30-a bərabər olması üçün, bir dəqiqədə düşən α -hissəciklərin ümumi sayı 20000 olmalıdır), düşən α -hissəciklərin ekranda yaratdığı parıltıları bilavasitə saymaq üçün S -in qarşısına nazik yarığı olan fırlanan disk qoyulur. Bu disk düşən α -hissəciklərin ekranda yaratdığı parıltıları saymaqla,

həmin nisbəti bilərək, N ədədini tapmağa imkan verir.

Bu üsulla Çedvik platin, gümüş və mis üçün Pt(78) – 77,4; Ag(47) – 46,3; Cu(29) – 29,3 qiymətlərini tapmışdı. Elementlərin kimyəvi işarəsindən sonra mötərizədə yazılmış ədəd Mendeleev cədvəlində bu elementin sıra nömrəsini göstərir. Deməli, Çedvik təcrübələri göstərdi ki, nüvədəki müsbət elementar yüklərin sayı uyğun elementin Z sıra nömrəsinə bərabərdir. Bu müddəanı isə 1913-cü ildə hollandiyalı fizik Vanden Bruk hipotez şəklində söyləmişdi. Bir çox elementlər üçün də digər tədqiqatçılar tərəfindən təsdiq olunmuş bu qayda göstərdi ki, nüvənin yükünün təyin olunması məsələsi bütün elementlərin atom nömrəsinin dəqiq təyin olunmasına gətirilir. Elementlərin atom nömrəsini isə rentgen spektrləri vasitəsilə dəqiq təyin etmək mümkündür (Mozli qanunu).

Rezerford təcrübələrindən məlumdur ki, bir çox α -hissəciklər $\theta = \pi/2$ və daha böyük bucaqlar altında səpilirlər. Belə böyük bucaqlar altında səpilmənin mövcud olması üçün nüvənin müsbət yükü, xətti ölçüləri hədəf məsafəsindən kiçik olan bir həcmdə yerləşməlidir. (4.77) düsturuna əsasən $\theta = \pi/2$ səpilmə bucağına uyğun gələn hədəf məsafəsi

$$b = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 \frac{m_\alpha v^2}{2}} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 W_{kin}} \quad (4.87)$$

olar. Burada $W_{kin} = m_\alpha v^2 / 2$ – α -hissəciklərin kinetik enerjisidir. Rezerford təcrübələrində istifadə olunan α -hissəciklər üçün $W_{kin} \approx 5 \text{ MeV}$ idi. Onda (4.87) düsturuna əsasən $Z=8$ olduqda $b \approx 0,25 \cdot 10^{-14} \text{ m}$ alınır. Deməli, atom nüvəsinin ölçüsü 10^{-14} m tərtibində olmalıdır. Atomun ölçüsü isə 10^{-10} m tərtibindədir. Buradan görünür ki, α -hissəciklərin böyük bucaqlar altında səpilməsini yaradan müsbət yük doğrudan da atomun daxilində nüvə adlanan çox kiçik bir həcmdə toplanmalıdır.

Beləliklə, α -hissəciklərin səpilməsi nəzəriyyəsiindən alınan (4.84) Rezerford düsturunun təcrübələr vasitəsilə təsdiq olunması göstərdi ki, atom üçün Rezerfordun təklif etdiyi planetar model, yəni atomun müsbət yüklü ağır nüvədən və bu nüvənin ətrafında qapalı orbitlər boyunca hərəkət edən elektronlardan ibarət olması modeli həqiqətə uyğun gəlir.

VIII MÜHAZİRƏ

Atomun planetar modelinin çatışmazlıqları. Bor postulatları

Məlumdur ki, atom üçün Rezerfordun təklif etdiyi planetar model Tomsonun təklif etdiyi modelə nisbətən xeyli üstünlüyə malik olub, α – hissəciklərin səpilməsinə aid təcrübi faktlarla yaxşı uyğun gəlirdi. Lakin atomun planetar modelinin də prinsipial çatışmazlıqları vardı. Belə ki, əgər atomda elektronlar sükunətdə hesab edilsəydi (statik model), onlar nüvə tərəfindən cəzb olunaraq onun üzərinə düşərdi. Belə hadisənin baş verməməsi üçün, yəni sistemin dayanıqlı olması üçün klassik mexanikaya görə elektronlar nüvənin ətrafında müəyyən qapalı orbitlər üzrə hərəkət etməlidir. Belə fərziyyə qəbul etdikdə isə aşağıdakı problem meydana çıxır. Yüklü zərrəcik təcillə hərəkət etdikdə enerji şüalandırır və ya udur. Elektronlar nüvə ətrafında hərəkət etdikdə mərkəzəqaçma qüvvəsinin təsiri altında onlar mərkəzəqaçma təcilinə malik olur və dəyişən elektromaqnit sahəsi yaradır. Ona görə də elektron elektromaqnit dalğaları şüalandırır. Bu dalğaların uzunluğu və ya tezliyi elektronun fırlanma tezliyi ilə təyin olunmalıdır. Əgər nüvə ətrafında hərəkət edən elektron arasıkəsilmədən elektromaqnit dalğaları buraxsaydı, o zaman atomun enerji ehtiyatı tədricən azalardı, çünki elektromaqnit dalğaları özləri ilə enerji aparır. Arasıkəsilmədən şüalanan bu enerjinin yeganə mənbəyi atomun özü olduğundan, elektron spiral üzrə hərəkət edərək son nəticədə nüvənin üzərinə düşməli və atomun mövcudluğu sona yetməlidir. Belə ki, atom nüvənin ətrafındakı elektron örtüyünü və deməli, ona xas olan fiziki və kimyəvi xassələrini də itirməlidir. Özü də bu $\sim 10^{-8}$ san müddətində baş verməlidir. Həqiqətdə isə belə olmur, yəni xarici təsirlər olmadıqda atom uzun müddət çox dayanıqlı sistem kimi mövcud olur. Bu fakt göstərir ki, atom üçün Rezerford modeli heç də mütləq düzgün model deyildir.

Yuxarıda deyilənlərdən aydın olur ki, elektron nüvə ətrafında istənilən tezliklə dövr edən bildiyindən, şüalanan elektromaqnit dalğalarının da uzunluğu istənilən qiymət almalı, yəni atomun şüalanma spektri kəsilməz (bütöv) olmalıdır. Lakin təcrübədən məlumdur ki, seyrəkləşdirilmiş işıqlanan atomar qazların spektri bütöv olmayıb diskretdir, yəni ayrı-ayrı xətlərdən təşkil olunmuşdur. Özü də bu xətlərin tezlikləri belədir ki, onların mənşəyini, elektronların nüvə ətrafında qapalı orbit boyunca hərəkəti nəticəsində olan şüalanma anlayışını əsas tutaraq izah etmək olmaz. Nə Tomson, nə də Rezerford modeli atomun şüalanma spektrinin diskretliyini, yəni xətti spektr olmasını heç cür izah edə bilmirdi.

XIX əsrin axırı və XX əsrin əvvəllərində müşahidə olunan bir sıra təcrübi faktlar (fotoeffekt, rentgen şüaları, γ -şüalar, Kompton effekti) göstərir ki, bəzi hallarda işığa enerjisi $h\nu$ olan fotonlar seli kimi baxmaq lazımdır. Bəs bu fotonlar necə əmələ gəlir? Nüvə ətrafında dövr edən elektronun daim enerji şüalandırıldığını əsas tutaraq bu suala cavab vermək olmurdu.

Beləliklə, atom üçün Rezerfordun təklif etdiyi planetar model atomun dayanıqlı sistem olmasını, atom spektrlərindəki qanunauyğunluqları və s. izah edə bilmədi.

Ona görə də atomun elektromaqnit dalğalarını buraxması və udması mexanizmi haqqında yeni fikir irəli sürülməsi zəruriyyəti meydana çıxmışdı. Bu istiqamətdə ilk mühüm addım 1907-ci ildə Konvey tərəfindən atıldı. O, atomların xətti spektrə malik olmasını kvant ideyalarına əsaslanaraq izah etməyə cəhd göstərərək, heç bir atom modelindən istifadə etmədən belə fərziyyə irəli sürdü ki, atom hər bir spektral xəttə uyğun olan enerji buraxır. Tam spektrin yaranmasını isə o, hər birində həyəcanlanmış halda bir elektron olan çoxlu sayda atomların olması ilə izah edirdi.

Fizikanın digər bölmələrində olduğu kimi, atomun quruluş nəzəriyyəsində də bir sıra modellər təklif olunmuş və yəqin ki, gələcəkdə digər modellər də meydana çıxacaqdır. Hər bir yeni model əvvəlkilərə nisbətən adətən bu və ya digər mənada müəyyən üstünlüyə malik olan yaxşı model olmuşdur. Lakin bu modellərdən heç biri 1913-cü ildə Nils Bor tərəfindən hidrogenəbənzər atomlar üçün təklif olunmuş model qədər yararlı və səmərəli olmamışdır. Atomun quruluşu üçün Rezerfordun təklif etdiyi planetar modeldən istifadə edərək Bor həm spektrdə xətlərin mənşəyini, həm də atomun dayanıqlığını izah etmək üçün kvant nəzəriyyəsi konsepsiyasını müvəffəqiyyətlə tətbiq etdi.

Nils Bor 1911-ci ildə Kopenhagendə doktor dərəcəsi almış və həmin ildə İngiltərəyə köçərək C. Tomson və E. Rezerfordun rəhbərliyi altında öz elmi tədqiqatlarını davam etdirmişdir. Rezerford

atom üçün planetar modeli təklif etdikdən sonra, Bor tam yəqinliklə inanırdı ki, atom ağır nüvədən və onun ətrafında fırlanan elektronlardan ibarətdir. Atomun Bor tərəfindən inkişaf etdirilmiş yeni modelinin əsasını bir neçə postulat təşkil edir. Bununla əlaqədar olaraq amerikalı fizik Leon Kuper aşağıdakı maraqlı fikri söyləmişdir: "Maksvel elektrodinamikasına və Nyuton mexanikasına zidd olan təkliflər irəli sürmək əlbəttə, bir qədər özünə güvənmək, qürrələnmək sayıla bilər, lakin Bor gənc idi".

Bor öz postulatlarını təklif edərkən o dövrə qədər məlum olan nəzəri və təcrübi faktlardan, xüsusilə Plankın enerji kvantları haqqında fərziyyəsindən istifadə etmişdir. Təsadüfi deyildir ki, Bor postulatlarından birinə $\Delta E = h\nu$ Plank düsturu daxildir. Borun əsaslandığı təcrübi faktlara misal olaraq atom spektrlərinin xətti olmasını, Ritsin kombinasiya prinsipini, α -hissəciklərin səpilməsinə dair Rezerford təcrübələrinin nəticələrinə əsasən atom üçün təklif olunmuş planetar modeli və nəzəri faktlara misal olaraq mütləq qara cismin şüalanması, fotoeffekt və kristalın istilik tutumunun temperaturdan asılılığı üçün Plankın kvant nəzəriyyəsini göstərmək olar.

Məlumdur ki, mütləq qara cismin şüalanmasını düzgün ifadə edən düsturun çıxarılması üçün ossilyatorların dayanıqlı stasionar hallarının mövcud olması fərziyyəsini qəbul etmək zərurəti meydana çıxdı. Nils Bor isə 1913-cü ildə bu fərziyyəni daha aydın və dürüst şəkildə ifadə edərək istənilən atom sistemləri üçün ümumiləşdirdi. Bununla da ilk dəfə tam aydınlığı ilə göstərildi ki, klassik fizika atomdaxili hərəkətlərə tətbiq oluna bilməz. Şüalanma sahəsi ilə xətti ossilyatorlar arasında enerji mübadiləsinin enerji kvantları ilə baş verməsi haqqında Plank hipotezi atomdaxili aləmdəki proseslərin ən xarakterik xüsusiyyətlərinin ifadəsi kimi universal əhəmiyyət kəsb etdi. Atomun planetar modelinin təcrübi faktlarla uyğun gəlməyən nəticələr verməsinin səbəbi, bu modelə klassik elektrodinamika və mexanika qanunlarının tətbiq olunması idi. Bunu dərindən başa düşən Bor, atomun planetar modelinin təcrübi faktlarla uyğunsuzluğunu aradan qaldırmaq üçün aşağıdakı iki postulatı irəli sürdü.

1. Atomlar (və ya atom sistemləri) müəyyən $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n, \dots$ diskret enerjilərinə malik olan stasionar hallarda ola bilər. Stasionar hallarda atom enerji şüalandırmır.

2. Atomlar yalnız bir stasionar haldan digərinə keçdikdə enerji şüalandıra və ya udar bilər. Bu zaman E_n enerjili stasionar haldan E_m enerjili stasionar hala keçərkən buraxılan və ya udulan şüa monoxromatikdir və onun ν_{nm} tezliyi

$$h\nu_{nm} = E_n - E_m \quad (8.1)$$

şərtindən tapılır.

(8.1) ifadəsi Borun tezliklər şərti adlanır. Bu düsturda $E_n > E_m$ olduqda $h\nu_{nm}$ enerjili kvantın şüalanması, $E_n < E_m$ olduqda isə udulması baş verir. Atom sistemləri dedikdə ümumi şəkildə atom nüvələri, atomlar, molekullar, habelə bərk və maye cisimlər başa düşülməlidir. Başqa sözlə, Bor postulatları yalnız atoma aid olmayıb, enerjisi kvantlanan istənilən sistemə (atom sisteminə) tətbiq oluna bilər.

Borun hər iki postulatı klassik fizika təsəvvürlərinə ziddir. Belə ki, birinci postulata görə atomun enerjisi yalnız diskret $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n, \dots$ qiymətləri ala bilər. Halbuki, klassik mexanika təsəvvürlərinə görə sistemi xarakterizə edən fiziki kəmiyyətlər və o cümlədən enerji ixtiyarı (kəsilməz) qiymətlər almalıdır. Bundan başqa, birinci postulata görə atomun stasionar halında elektronların təcillə hərəkət etməsinə baxmayaraq, atom elektromaqnit dalğası şüalandırmır. Bu isə, göründüyü kimi, klassik elektrodinamika təsəvvürlərinə ziddir.

İkinci postulatın (8.1) riyazi ifadəsindən isə görünür ki, şüalanan və ya udulan elektromaqnit dalğasının tezliyi heç də elektronların nüvə ətrafında qapalı orbitlər üzrə periodik fırlanma tezliyi ilə təyin olunmur. Halbuki, klassik elektrodinamika təsəvvürlərinə görə atomun şüalanma tezliyi elektronların nüvə ətrafında fırlanma tezliyinə və ya əsas tezliyin tam misllərinə bərabər olmalıdır.

Bir məsələni də qeyd edək. Bəzi hallarda Borun birinci postulatının ifadəsində deyilir ki, stasionar hallarda atom enerji şüalandırmır və udmur. İkinci postulatdan göründüyü kimi, bunu belə başa düşmək lazımdır ki, stasionar halda atom istənilən miqdar enerjini udmur. Atom yalnız iki stasionar halın enerjiləri fərqinə bərabər miqdarda enerjini udaraq həyəcanlanmış hala keçir. Lakin həyəcanlanmış halda atomun yaşama müddəti çox az olub $\sim 10^{-8}$ san tərtibindədir. Ona görə də həyəcanlanmış stasionar halda olan atom müəyyən enerjili kvant (müəyyən tezlikli şüa) buraxaraq daha aşağı stasionar hala keçir və beləliklə də, xətti spektr alınır.

Borun (8.1) tezliklər şərtindən tam aydınlığı ilə görünür ki, Ritsin sırf empirik yolla kəşf etdiyi kombinasiya prinsipi atomdaxili hərəkətləri idarə edən özünəməxsus kvant qanunlarının parlaq ifadəsidir. Xüsusi halda xətti ossilyatorlar üçün Plankın söylədiyi hipotezi ümumiləşdirərək və daha dürüst ifadə edərək Bor, kombinasiya prinsipinə əsasən belə nəticəyə gəldi ki, atomlar enerjiləri

diskret sıra təşkil edən müəyyən stasionar hallarda ola bilər. Beləliklə, hər bir termə müəyyən stasionar enerji halı uyğun gəlir və Borun (8.1) tezliklər şərti də məhz kombinasiya prinsipinin başqa şəkildə ifadəsidir, yəni buraxılan hər bir tezlik iki stasionar hal ilə əlaqədardır. Əgər $\tilde{\nu}$ dalğa ədədi ilə ω tezliyi arasındakı əlaqəni ifadə edən düstura əsasən $\omega = 2\pi c \tilde{\nu}$ olduğunu (8.1)-da nəzərə alsaq

$$2\pi\hbar c \tilde{\nu} = E_n - E_m \quad (8.2)$$

və buradan da

$$\tilde{\nu} = \frac{E_n}{2\pi\hbar c} - \frac{E_m}{2\pi\hbar c} \quad (8.3)$$

yaza bilərik. Burada

$$T(n) = -\frac{E_n}{2\pi\hbar c} \quad (8.4)$$

işarə etsək

$$\tilde{\nu} = T(m) - T(n) \quad (8.5)$$

alırıq ki, bu da kombinasiya prinsipini ifadə edən düsturdur. (8.4) ifadəsində mənfi işarəsi ona görə yazılmışdır ki, atom daxilində elektronun halı rabitəli hal olduğu üçün onun E_n enerjisi mənfi işarəli olmalıdır, termləri isə müsbət işarə ilə götürmək əlverişlidir.

$T(n) = -\frac{R}{n^2}$ olduğunu (8.4)-də nəzərə alaraq atomun E_n enerjisini R Ridberq sabiti ilə ifadə edə bilərik:

$$E_n = -\frac{2\pi R \hbar c}{n^2} \quad (8.6)$$

Burada \hbar və c – universal sabitlər, n – tam ədəd və yalnız R – empirik sabitdir. R Ridberq sabitini də universal sabitlərlə ifadə edə bilsək, (8.6) düsturu tam aydın fiziki məna kəsb etmiş olur. Bunu isə ilk dəfə Bor etmişdir.

Atom üçün Borun təklif etdiyi model sonralar daha mükəmməl olan kvantmexaniki model ilə əvəz olundusa da Bor modelinin bəzi anlayışları, məsələn, stasionar hallar, tezliklər şərti və s. kimi anlayışlar əyani təsəvvür yaratmaq üçün istifadə olunur. Bor modeli atomun quruluşunu ilk dəfə qənaətbəxş şəkildə izah etməyə imkan verdi. Bu model sonradan uzun müddət ərzində Zommerfeld, Vilson və başqaları tərəfindən təkmilləşdirildi. Bu zaman məlum oldu ki, Bor modeli yalnız bielektronlu atomlara müvəffəqiyyətlə tətbiq oluna bilər. İki və daha çox elektronu olan atomlar və xüsusilə molekullar üçün Bor modelinin ümumiləşdirilməsi cəhdləri nəticəsiz oldu. Növbəti mərhələdə atomun quruluşu üçün tamamilə yeni bir model, yəni mikrohissəciklərin dalğa xassəsinə əsaslanan kvantmexaniki model təklif olundu. Qeyd edək ki, atomun quruluşu haqqında təsəvvürlərin inkişaf yolunda Bor nəzəriyyəsi yalnız müəyyən bir tarixi mərhələdir. Lakin atomun kvant mexaniki nəzəriyyəsində, yuxarıda qeyd olunduğu kimi, Bor nəzəriyyəsinin bir sıra anlayışlarından müvəffəqiyyətlə istifadə edilir və həm də Bor nəzəriyyəsinin bütün nəticələri kvant mexaniki nəzəriyyədən xüsusi hal kimi alınır. Məhz buna görə də atom üçün Bor nəzəriyyəsini ətraflı şəkildə öyrənmək mühüm əhəmiyyət kəsb edir.

Frank-Hers təcrübələri

Əvvəlki paraqraflarda göstərilirdi ki, bir çox təcrübi faktlar və nəzəri mülahizələr atomların diskret hallara malik olması fikrinə gətirirdi. Məhz buna əsasən də Bor öz kvant postulatlarını (E4.8) irəli sürmüşdü. Lakin atomların diskret hallara malik olmasını bilavasitə təsdiq edən təcrübi faktlar yox idi. Atomların diskret hallara malik olması haqqında Bor postulatlarını birbaşa təsdiq edən təcrübələr ilk dəfə 1914-cü ildə Ceyms Frank və Qustav Hers tərəfindən aparılmışdır. Onların ilk məqsədi atomların ionlaşma potensiallarını ölçməkdən ibarət idi. Lakin təcrübələr zamanı Frank və Hers Bor postulatlarının eksperimental təsdiq edilməsinə, yəni daha mühüm bir məsələnin həllinə nail oldular. Frank-Hers təcrübələrində sürətləndirilmiş elektronlar tədqiq olunan qazın içərisindən buraxılır. Bu elektronlar qaz atomları ilə toqquşduqda, atomlar həyəcanlanmış hallara keçə bilər. Atomların elektron zərbələri ilə həyəcanlandırılması təsirsiz qazlar və metal buxarları üçün xüsusilə əlverişlidir. Çünki bu maddələrin atomları elektrona həris deyildir, yəni bu atomlar elektronu zəbt edərək mənfi ionlar əmələ gətirmirlər. Frank və Hers öz təcrübələrində civə buxarlarından istifadə etmişlər. Aydındır ki, civə buxarı nisbətən elə sıx olmalıdır ki, elektronlar onun atomları ilə kifayət

qədər tez-tez toqquşa bilsinlər. Təcrübələr civə buxarının müxtəlif sıxlıqlarında aparılmışdır. Bu məqsədlə içərisinə bir neçə damcı civə daxil edilmiş lampa təcrübənin gedişi zamanı temperaturunu dəyişmək və sabit saxlamaq mümkün olan peçin içərisində yerləşdirilmişdi. Frank-Hers təcrübələrinin əsas ideyası aşağıdakı kimidir. Az və ya çox dərəcədə seyrəldilmiş qazın atom və ya molekulları yavaş elektronlarla bombardman edilir və bu zaman toqquşmalardan əvvəl və sonra elektronların sürətlərinin paylanması tədqiq olunur. Əgər elektronların atom və molekullarla toqquşmaları elastikdirsə, bu toqquşmalar nəticəsində sürətlərin paylanması dəyişməyəcəkdir. Əksinə, qeyri-elastik toqquşmalar zamanı elektronların bir hissəsi öz enerjisini toqquşduqları atomlara verəcək və bunun nəticəsində onların sürətlərinin paylanması dəyişəcəkdir. Elektron ilə atom arasında baş verən birinci növ qeyri-elastik toqquşma nəticəsində elektron öz enerjisini atoma verir. Aydındır ki, bu toqquşmalar zamanı enerjinin saxlanması qanunu ödənilir. Əgər atomun halları diskretdirsə, atomun enerjisi kəsilməz dəyişə bilməz: atomun enerjisi atomun mümkün olan iki halının enerjilərinin fərqinə bərabər olan sonlu kəmiyyət qədər dəyişə bilər. Deməli, atomla qeyri-elastik toqquşma zamanı elektron atoma yalnız diskret enerjilər verə bilər. Əgər elektronun atoma verə bildiyi enerjinin mümkün qiymətlərini ölçmək mümkün olsa, atomun mümkün olan diskret hallarının enerjilərinin fərqini bilavasitə təyin etmək olar.

Frank-Hers təcrübələrinin gedişi zamanı aşağıdakı nəticələr müşahidə olundu:

1. Elektronların sürəti müəyyən böhran qiymətdən kiçik olduqda toqquşma tam elastik olur, yəni elektron öz enerjisini atoma vermir və o, atomdan sıçrayaraq yalnız öz sürətinin istiqamətini dəyişir.

2. Sürət müəyyən böhran qiymətə çatdıqda toqquşma qeyri-elastik olur, yəni elektron öz enerjisini atoma verir və nəticədə atom daha böyük enerjili stasionar hala keçir.

Deməli, atom enerjini ya qəbul etmir (elastik zərbə), ya da yalnız iki stasionar halın enerjilərinin fərqinə bərabər miqdarda enerjini qəbul edir.

Frank-Hers təcrübələrinin və onların nəticələrinin daha ətraflı şərhinə keçməmiş, bu təcrübələrin həyata keçirilməsi ilə əlaqədar olan bəzi məsələlərə baxaq. Yavaş elektronların atomlarla toqquşmasını öyrənmək üçün istifadə olunan təcrübə qurğu aşağıdakı tələblərə cavab verməlidir:

1. Elektronlar mənbəyi, sürətlərinin müəyyən başlanğıc paylanması məlum olan kifayət qədər çoxlu sayda yavaş elektronlar verə bilməlidir.

2. Tətbiq olunmuş xarici sahənin təsiri ilə bu elektronlara, əvvəlcədən məlum olan sürəti vermək mümkün olmalıdır.

3. Sürətləndirilmiş elektronlar, tədqiq olunan atom və ya molekullarla qurğunun müəyyən yerində toqquşmalıdır.

Göstərilən tələbləri ödəyən yavaş elektronlar dəstəsi almaq üçün qaynar katodlardan istifadə olunur. Belə katodlardan böyük bolluqla alınmış elektronlar, katoda verilmiş və istənilən cür dəyişdirilə bilən u potensialı vasitəsilə sürətləndirilir. Sükunətdə olan elektronun, sürətləndirici u potensialının təsiri altında aldığı sürəti

$$\frac{mv^2}{2} = eu \quad (8.7)$$

şərtindən tapılır. Burada $\frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^{11} \frac{Kl}{kq}$ olduğunu nəzərə alsaq

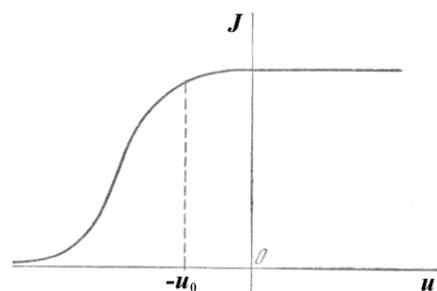
$$v = \sqrt{2 \cdot \frac{e}{m} \cdot u} = 5,93 \cdot 10^5 \sqrt{u} \quad (m/s) \quad (8.8)$$

olar.

Deməli, sürətləndirici potensial $u=1 V$ olduqda elektronların sürəti $6 \cdot 10^5 m/s$ olur. Buradan görünür ki, "yavaş elektronlar" anlayışı nisbi mənə kəsb edir.

Cərəyan şiddətinin gərginlikdən asılılığını tədqiq etsək və absis oxu üzərində sürətləndirici potensialın, ordinat oxu üzərində isə cərəyan şiddətinin uyğun qiymətlərini göstərməklə qrafik qursaq, ümumi forması 8.1 şəklinə göstərilmiş əyri (Voltamper xarakteristikası) alınır. Bu qrafikin nəzərə çarpan aşağıdakı xarakterik xüsusiyyətləri vardır.

1. Potensialın məyyən qiymətindən sonra cərəyan şiddəti gərginlikdən asılı olmur. Bu, "doyma cərəyanı" adlanır. Doyma cərəyanının yaranması onunla izah olunur ki, verilmiş temperaturda katoddan vahid

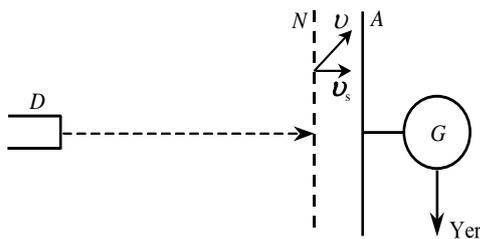


Şəkil 8.1

zamanda qopan bütün elektronların hamısı anoda çatır.

2. Sürətləndirici potensial sıfıra bərabər olduqda elektrik cərəyanı nəinki sıfıra qədər azalmır, o, potensialın hətta əks işarəli qiymətlərində, yəni tormozlayıcı potensiallarda gərginliyin müəyyən $-u_0$ qiymətinə qədər gərginlikdən asılı olmur. Tormozlayıcı potensialın sonrakı azalması zamanı cərəyan sıfıra qədər azalır.

8.1 şəklində verilmiş voltamper xarakteristikasının bu xüsusiyyətlərini izah etmək üçün hər şeydən qabaq nəzərə almaq lazımdır ki, qaynar katod olan boruda katod və anod arasında xarici gərginlik olmadıqda belə onlar arasında kontakt potensialları fərqi mövcud olur. Əgər xarici sürətləndirici potensial sıfıra bərabərdirsə, elektronlar kontakt potensialları fərqi sayəsində sürətlənərək anoda gəlib çatırlar. Bu kontakt potensialları fərqi kompensasiya etmək üçün müəyyən tormozlayıcı u_0 potensialı tətbiq etmək lazımdır. Belə tormozlayıcı potensialı tətbiq etdikdən sonra da cərəyan şiddəti yenə də sıfırdan fərqli olur. Ona görə ki, elektronlar katoddan çıxdıqda onlar sıfırdan fərqli, sonlu və Maksvel qanunu üzrə paylanmış sürətlərə malik olur. Tormozlayıcı potensial yalnız ən böyük sürətə malik olan elektronların da dəf edə bilmədiyi müəyyən qiymətə çatdıqda cərəyan şiddəti sıfıra bərabər olur.



Şəkil 8.2

Qeyd etdiyimiz kimi, Frank-Hers təcrübələrinin ideyası ondan ibarətdir ki, müəyyən təcil almış elektronlara, borunun daxilindəki çox da böyük olmayan təzyiqə malik qazın atomları ilə toqquşmaq imkanı yaradılır. Bu toqquşmaların xarakterini, yəni onların elastik və ya qeyri-elastik olmasını müəyyən etmək üçün adətən toqquşmalardan sonra elektronların sürətlərə görə paylanmasını tədqiq etmək lazım gəlir. Bu işə tormozlayıcı potensial metodu vasitəsilə edilir.

Fərz edək ki, D qaynar katoduna (şəkil 8.2) sürətləndirici u potensialı tətbiq edilmişdir. Sürətlənmiş elektronlar, qarşısına N toru qoyulmuş A lövhəsinə doğru istiqamətlənmiş hərəkət edirlər. Əgər N toru $+u_1$ potensialına qədər yüklənmiş olsa, onda N və A arasındakı fəzədə elektronlar tormozlayıcı sahədə hərəkət etmiş olar. Ona görə də yalnız kinetik enerjisi həmin tormozlayıcı sahəni dəf etmək üçün kifayət edən elektronlar A lövhəsinə çatacaqdır. Bu A lövhəsi isə G qalvonometri vasitəsilə Yerlə birləşdirilmişdir. Beləliklə, A lövhəsinə çatan elektronlar G qalvonometri vasitəsilə qeyd olunan elektrik cərəyanı yaradır. Nəzərə almaq lazımdır ki, A lövhəsinə elektronun çatmasına mane olan P tormozlayıcı potensialı elektronun v tam sürəti ilə deyil, bu sürətin A lövhəsinə perpendikulyar olan v_s toplananı ilə təyin olunur. Belə ki, A lövhəsinə yalnız

$$\frac{1}{2}mv_s^2 \geq eP \quad (8.9)$$

şərtini ödəyən elektronlar çata bilər.

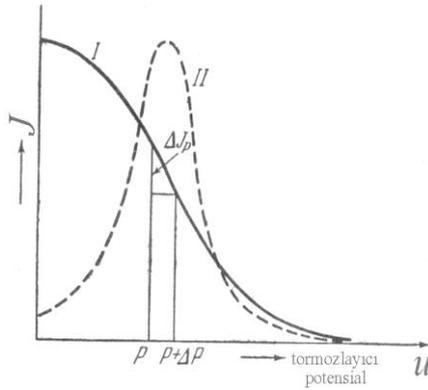
P tormozlayıcı potensialını tədricən artıraraq və eyni zamanda G qalvonometri vasitəsilə J cərəyan şiddətini ölçərək müəyyən voltamper xarakteristikası almaq olar. Bu voltamper xarakteristikası 8.1 şəklində I bütöv əyrisi ilə göstərilmişdir və bu elektronların sürətlərinin paylanmasını aşağıdakı kimi hesablamağa imkan verir. Tormozlayıcı potensial P olduqda, uyğun J_p cərəyan şiddəti enerjisi $P eV$ -a bərabər və ya ondan böyük olan elektronların sayı ilə düz mütənasib olar. Tormozlayıcı potensialın $P+\Delta P$ qiymətində isə cərəyan şiddətinin $J_p-\Delta J_p$ qiyməti enerjisi $P+\Delta P eV$ -a bərabər və ya ondan böyük olan elektronların sayı ilə düz mütənasibdir. Beləliklə, $(\Delta J_p/\Delta P) \cdot \Delta P$ kəmiyyəti enerjisi $(P, P+\Delta P)$ intervalına düşən elektronların sayını müəyyən edir. Ona görə də, enerjisi $(P, P+dP) eV$ intervalına düşən elektronların sayını $f(P)dP$ kimi göstərsək, aydındır ki,

$$f(P) = dJ_p/dP \quad (8.10)$$

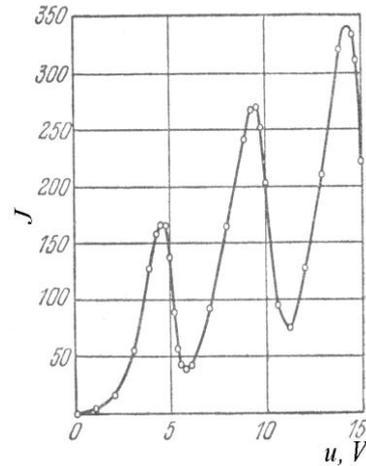
yaza bilərik. Burada $f(P)$ elektronların enerjilərə görə paylanma funksiyasıdır.

Deməli, elektronların enerjiyə (sürətə) görə paylanma əyrisini tapmaq üçün 4.15 şəklindəki I voltamper xarakteristikasını qrafik diferensiasilləməyə lazımdır. Belə diferensiasilləmə nəticəsində alınmış əyri 4.15 şəklində II punktir xətti ilə göstərilmişdir. Frank və Hers çox böyük ustalıqla düşünülmüş qurğuda aparılan incə təcrübələrlə hər şeydən qabaq göstərdilər ki, elektronların enerjisi müəyyən böhran qiymətdən böyük deyildirsə, onların atomlarla toqquşması tam elastiki toqquşma olur. Belə ki, elektron atomla elastik toqquşma nəticəsində öz enerjisini itirmir, yalnız öz sürətinin

istiqamətini dəyişir.



Şəkil 8.3



Şəkil 8.4

Sonra isə Frank və Hers elektronlar ilə atomlar arasında qeyri-elastik toqquşmaların mövcud olmasını təcrübədə göstərdilər. Bu məqsədlə onlar 8.2 şəklində təsvir olunmuş qurğudan istifadə etmişlər. Qaynar D katodundan çıxan elektronlar bu katoda tətbiq olunmuş mənfi potensial tərəfindən sürətlənilirlər. D katodu və N toru arasındakı fəzada hərəkət edərkən elektronlar çoxlu sayda toqquşmalara məruz qalır və nəhayət, A lövhəsinin üzərinə düşürlər və bu zaman yaranan cərəyan şiddəti G qalvanometri ilə ölçülür. A lövhəsinə nisbətən zəif müsbət yüklənmiş (əksər hallarda $+0,53 V$ potensiala qədər) tor bilavasitə A lövhəsinin qarşısında yerləşdirilir. Bu torun vəzifəsi, qeyri-elastik toqquşmalar nəticəsində öz enerjisini demək olar ki, tamamilə itirmiş elektronları tutub saxlamaqdan ibarətdir. Təcrübələr çox da yüksək olmayan təzyiqə ($\sim 1 mm c.st.$) malik civə buxarında aparılmış və D katoduna tətbiq olunmuş sürətləndirici potensialdan asılı olaraq, A lövhəsindən keçən cərəyan şiddəti ölçülmüşdür.

Sürətləndirici potensialı sıfırdan başlayaraq artırıqda cərəyan şiddəti əvvəlcə artır (şəkil 8.4) və özü də cərəyanın qrafiki termoelektron cihazların voltamper xarakteristikalarının adi formasına oxşayır. Lakin potensial $4,1 V$ -a yaxın olduqda cərəyan şiddəti kəskin azalır. Potensialın sonrakı artması cərəyanı yenidən artırır və o, potensialın qiyməti $9,0 V$ olduqda yenidən kəskin azalır. Sonra $13,9 V$ potensiala kimi cərəyanın yenə də artması müşahidə olunur və s. Beləliklə, qrafik bir-birindən potensialın $4,9 V$ qiyməti ilə fərqlənən bir sıra kəskin maksimumlara malik olur. İki qonşu maksimuma uyğun potensiallar arasındakı fərqin $0,1 V$ dəqiqliyi ilə $4,9 V$ olması, lakin birinci maksimuma uyğun potensialın isə $4,1 V$ olmasını asanlıqla aşağıdakı kimi izah etmək olar: tətbiq olunmuş xarici sürətləndirici potensiala D ilə A arasındakı kontakt potensialları fərqi də əlavə olunur və bunun nəticəsində bütün qrafik, maksimumlar arasındakı məsafə dəyişmədən, sola doğru sürüşmüş olur.

8.4 şəklindəki qrafikdə maksimumların olmasını, yuxarıda deyilənlərə əsasən izah etmək çətin deyildir. Belə ki, elektronun enerjisi $4,9 eV$ -dan az olduqda, onun civə atomları ilə toqquşması elastik olur və potensial artdıqca cərəyan şiddəti adi qanunla artır. Potensialın qiyməti $4,9 V$ olduqda toqquşma qeyri-elastik olur və elektron öz enerjisinin hamısını civə atomuna verir. Belə elektronlar $0,5 V$ -a qədər yüklənmiş N toru tərəfindən tutulub çaxlanır və A lövhəsinə gedib çatmır. Bunun nəticəsində A lövhəsindən keçən cərəyan kəskin şəkildə azalır. Enerjisi $4,9 eV$ -dan xeyli böyük olan elektronlar isə qeyri-elastik toqquşma zamanı öz enerjisinin bir hissəsini ($4,9 eV$ qədərini) itirərək, qalan artıq enerjini saxlayır və ona görə də, müsbət yüklü torun olmasına baxmayaraq, A lövhəsinə çatır və cərəyan yenidən artmağa başlayır.

Maraqlıdır ki, ilk qeyri-elastik toqquşmaya məruz qalan elektronların hamısı, toqquşmadan əvvəlki enerjisinin qiymətindən asılı olmayaraq, A lövhəsinə eyni bir enerjiyə malik elektronlar kimi çatırlar. Bunu aşağıdakı kimi izah etmək olar. Fərz edək ki, katodun potensialı sıfır, A lövhəsinin potensialı $+u_p$ -yə, böhran potensialı u_A -ya (baxılan hal üçün $u_A=4,9 eV$) bərabərdir və həm də N toru yoxdur. u_p potensialının azalması (düşməsi) D -dən A -ya qədər olan bütün hissədə baş verir. Fərz edək ki, elektron potensialın u_x -ə bərabər olduğu yerdə qeyri-elastik toqquşmaya uğrayır. Bu yerə çatana qədər elektron eu_x enerjisi toplayır və qeyri-elastik toqquşma zamanı eu_A qədər enerji itirir. Beləliklə, qeyri-elastik toqquşmadan sonra elektronun enerjisi $e(u_x-u_A)$ olar. Yolun A lövhəsinə qədər qalan hissəsində potensiallar fərqi u_p-u_x və yolun bu hissəsində elektronun topladığı enerji $e(u_p-u_x)$ olur. Deməli, elektron A lövhəsinə çatdıqda onun enerjisi $e(u_x-u_A) + e(u_p-u_x) = e(u_p-u_A)$ olur.

Göründüyü kimi, bu enerji ilk qeyri-elastik toqquşmanın məhz hansı yerdə baş verməsindən tamamilə asılı deyildir. Əgər sürətləndirici u_p potensialı $u_p - u_A > 4,9 V$ şərti ödənməklə kifayət qədər böyükdürsə, onda elektron yolun qalan hissəsində ($u_p - u_A$ kəmiyyətinin qiymətindən asılı olaraq) əlavə olaraq daha bir və ya iki qeyri-elastik toqquşmaya məruz qala bilər. 8.4 şəklində verilmiş qrafikdə maksimumların periodik olaraq təkrarlanmasının səbəbi də məhz bundan ibarətdir.

Beləliklə, biz görürük ki, $4,9 eV$ enerjisi civə atomu üçün xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Belə ki, civə atomları $4,9 eV$ -dan az enerjini qəbul edə bilmirlər, çünki onları bombardman edən elektronların enerjisinin $4,9 eV$ -dan kiçik qiymətlərində zərbələr tamamilə elastik olur. $4,9 eV$ -a bərabər enerjini isə civə atomları tam qəbul edirlər. Bu isə, Borun birinci postulatına uyğun olaraq, o deməkdir ki, civə atomunun enerjisi ixtiyari deyil, yalnız müəyyən seçilmiş qiymətlər ala bilər. Əgər "həyəcanlanmamış" civə atomunun enerjisi E_1 olarsa, onda bu atomun enerjisinin mümkün olan növbəti qiyməti $E_1 + 4,9 eV$ olmalıdır. $4,9 eV$ -a bərabər sürətləndirici potensial civə atomunun "birinci böhran potensialı" və ya "rezonans potensialı" adlanır. Digər atomlar üçün də belə rezonans potensialları tapılmışdır. Məsələn, kalium atomu üçün rezonans potensialı $1,63 V$, natrium üçün $2,12 V$, helium üçün $21 V$ -dur və s.

Aydındır ki, atomlar birinci böhran potensialına uyğun gələn enerjiden başqa, daha yüksək həyəcanlanmış enerji pillələrinə də malik ola bilər. Atomun mümkün olan həmin enerji pillələri (halları) də elektron toqquşmaları metodu ilə tapıla bilər. Bu məqsədlə təcrübənin metodikası bir qədər dəyişdirilməlidir ki, bu barədə aşağıda bəhs ediləcəkdir.

Yuxarıda təsvir olunan metodun bir çox üstünlükləri ilə yanaşı mühüm çatışmazlıqları da vardır. Xüsusi halda, bu metod sıx yerləşmiş maksimumları ayırmağa imkan vermir. Halbuki, bir-birinə çox yaxın yerləşmiş həyəcanlanma pillələrinin olduğu hallara tez-tez təsadüf olunur. hesablaşma göstərir ki, 8.4 şəklində göstərilən qrafikin forması elektronun λ sərbəst qaçış yolunun uzunluğu

boyunca potensialın düşməsindən (dəyişməsindən), yəni $\lambda \frac{du}{dx}$ kəmiyyətindən əhəmiyyətli dərəcədə

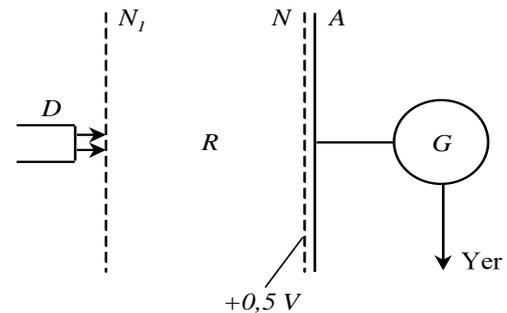
asılıdır. Bu kəmiyyət kiçik olduqca, maksimumlar daha kəskin (iti) olur, böhran potensialları daha dəqiq təyin olunur və bir-birinə yaxın yerləşmiş həyəcanlaşma pillələri daha yaxşı ayırd edilir. Lakin

$\lambda \frac{du}{dx}$ kəmiyyətinin kifayət qədər kiçik olduğu şəraitdə daha yüksək həyəcanlaşma pillələrini ayırd

etmək mümkün olmur. Bu çatışmazlığı aradan qaldırmaq üçün Frank və Hers təcrübə metodikasını elə dəyişdilər ki, elektronların enerji toplaması cihazın bir hissəsində, atomlarla toqquşmaları isə digər hissəsində baş versin. Bu məqsədlə onlar 8.2 şəklində təsvir olunmuş qurğuda, D katodunun qarşısında, ondan elektronun sərbəst qaçış yolunun uzunluğu ilə müqayisədə kiçik olan məsafədə, müsbət potensiallı ikinci N_1 toru yerləşdirmişlər (şəkil 8.5). Bu halda D -dən N_1 -ə qədər olan oblastda özünün bütün enerjisini toplamış elektronlar iki N_1 və N torları arasında sahə olmayan R oblastına daxil olur və qaz atomları ilə çoxlu sayda toqquşmalara məruz qalırlar.

Bu R fəzasında toqquşmalar nəticəsində öz enerjisini itirmiş elektronlar $+0,5 V$ potensiala qədər yüklənmiş N torunun deşiklərindən keçərkən bu tor tərəfindən tutulur və yuxarıda təsvir edilən mənzərə təkrarlanır. A lövhəsindən keçən cərəyan G qalvanometri vasitəsilə iki dəfə ölçülür: N və A arasında sahə olmadıqda və N toruna tormozlayıcı potensial ($+0,5 V$) tətbiq etdikdə. Birinci halda N_1 torundan diffuziya edərək N_1A fəzasına daxil olan elektronların hamısı, ikinci halda isə qeyri-elastik toqquşmalar nəticəsində öz enerjisini itirmiş elektronlar "seçilib ayrılmaqla" yerdə qalan digər elektronlar A lövhəsinə gəlib çatır. Hər iki halda ölçülmüş cərəyan şiddətlərinin fərqi birinci haldakı cərəyan şiddətinə nisbəti sürətləndirici potensialın böhran qiymətində maksimum qiymət alacaqdır. Çünki bu zaman elektronların xeyli hissəsi öz enerjisini itirir və N_1 toruna tormozlayıcı potensial tətbiq etdikdə (ikinci hal) cərəyan şiddəti çox kiçik olur. Bu metodun köməyi ilə bir-birindən voltun hissələri ilə fərqlənən maksimumları ayırmaq və həm də zəif maksimumları müşahidə etmək mümkün olmuşdur.

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, təsvir olunan metodlardan istifadə edərək, daha yüksək enerji pillələrini də təyin etmək olar. Bu məqsədlə təcrübənin şəraiti elə seçilməlidir ki, qazın təzyiqi mümkün qədər az olsun. Bu, ona görə çox mühümdür ki, təzyiq yüksək olduqda elektronun qaz



Şəkil 8.5

atomları ilə toqquşmalarının sayı da çox olur. Bunun nəticəsində isə elektron birinci böhran potensialına bərabər və ya ondan bir qədər böyük potensiala uyğun enerji alan kimi, həmin enerjini atoma vermək ehtimalı çox olduğundan öz sonrakı sürətlənməsini davam etdirməyə imkan tapmır. Təzyiq kifayət qədər kiçik və sürətləndirici potensial kifayət qədər böyük olduqda atomların daha yüksək stasionar hallara qədər həyəcanlanması üçün imkan yaranır.

Lakin böhran potensialları üçün bilavasitə təcrübədən alınmış qiymətlər hələ enerji pillələrinin həqiqi qiymətlərini vermir. Belə ki, enerjinin ikiqat və ya çoxqat verilməsi imkanları istisna olunmur. Bunu aşağıdakı misaldan aydın görmək olar. Bilavasitə müşahidələr nəticəsində civə buxarında böhran potensialları üçün 4,9; 9,8; 11,2; 13,5; 14,7; 16; 17,6; 19,3; 20,2; 21,2 V qiymətləri alınır. Əslində isə bu potensiallar iki əsas $a=4,9 V$ və $b=6,7 V$ potensiallarının müxtəlif kombinasiyalarıdır və özü də 6,7 V potensialı ümumiyyətlə müşahidə olunmur. Doğrudan da, asanlıqla görünür ki, $9,8=2a$; $11,2\approx a+b$; $13,5=2b$; $17,6\approx a+2b$; $21,2=3a+b$ və s. Beləliklə, təcrübədə alınmış maksimumların şərhli (izahı) o qədər də sadə deyildir.

Yuxarı enerji səviyyələri xeyli dərəcədə əyani olaraq Yuz, Rojanski və Mak-Millanın təklif etdiyi metodla təyin oluna bilər. Onların təcrübəsinin ideyası aşağıdakından ibarətdir: öyrənilən atomların ən yüksək həyəcanlaşma pilləsindən böyük enerjiyə malik olan ciddi bircinsli elektron dəstəsi güclü seyrəldilmiş qazın içərisinə buraxılır. Qeyri-elastik toqquşmalar zamanı müxtəlif elektronlar öz enerjilərinin atomların mümkün olan həyəcanlaşma pillələrinə uyğun gələn hissəsini itirir. Qaz güclü seyrəldiyindən təkrar toqquşmaların ehtimalı çox azdır. Əgər toqquşmaya məruz qalan elektronlar dəstəsinin sürətlərini spektrə ayırsaq, bu spektr dərhal bütün enerji itgilərini və deməli, mümkün olan bütün həyəcanlaşma pillələrini təyin etməyə imkan verir.

Bu qayda ilə aparılmış təcrübələrin birində başlanğıc enerjisi 50 eV olan elektronlar dəstəsi seyrəldilmiş helium qazının içərisindən buraxılmış və toqquşmalardan sonra elektronların enerji spektri alınmışdır. Bu spektrdə elektronların başlanğıc 50 eV enerjisinə uyğun gələn maksimumla yanaşı 28,8; 27,2; 26,38 eV -a uyğun maksimumlar da müşahidə olunmuşdur. Bu isə o deməkdir ki, helium atomları ilə qeyri-elastik toqquşmalar zamanı elektronlar ciddi təyin olunmuş müəyyən enerji porsiyaları itirə bilər: $50-28,8=21,2$; $50-27,2=22,8$; $50-26,4=23,6 eV$.

Əgər toqquşmaya qədər helium atomlarının enerjisini (normal halın enerjisini) şərti olaraq sıfır qəbul etsək və mümkün olan enerji hallarını uyğun hündürlükdə yerləşən üfqi düz xətlər ilə təsvir etsək, onda helium atomunun "enerji səviyyələrinin" sxemini almış olarıq. Bu zaman məlum olur ki, helium atomu üçün spektroskopik üsullarla və qeyri-elastik toqquşmalara əsasən tapılmış bu "enerji səviyyələri" bir-birinə tam qənaətbəxş şəkildə uyğun gəlir. Beləliklə, bu təcrübələrə Borun birinci postulatının müstəsna aydınlıqla eksperimental təsdiqi kimi baxmaq olar.

Artıq qeyd edildiyi kimi, yuxarıda təsvir olunan bütün metodlar müxtəlif stasionar halların enerjiləri fərqi tapmağa imkan verir. Məsələn, biz deyə bilərik ki, civə atomu üçün E_2-E_1 fərqi 4,9 eV -a bərabərdir. Lakin enerjilərin $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ qiymətləri isə bu metodlarla tapıla bilməz. Enerjinin bu qiymətlərini tapmaq üçün, aydındır ki, müəyyən enerji halında yerləşən atomdan elektronu tam qoparmaq üçün nə qədər enerji sərf etmək lazım olduğunu təyin etmək kifayətdir. Başqa sözlə, atomun $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ enerjilərinin mütləq qiymətinin təyini məsələsi, müxtəlif enerji hallarında ionlaşma potensiallarının tapılmasına gətirilir.

Cədvəl 8.1.

Sıra nömrəsi	Element	1-ci ionlaşma potensialı, eV	Sıra nömrəsi	Element	1-ci ionlaşma potensialı, eV
1	H	13,539	14	Si	7,39
2	He	24,45	15	P	10,3
3	Li	5,371	16	S	10,31
4	Be	9,50	17	Cl	12,96
5	B	8,34	18	Ar	15,70
6	C	11,217	19	K	4,32
7	N	14,474	20	Ca	6,09
8	O	13,565	21	Sc	6,57
9	F	18,6	22	Ti	6,81
10	Ne	21,482	23	V	6,76
11	Na	5,116	24	Cr	6,74
12	Mg	7,61	25	Mn	7,40
13	Al	5,96	26	Fe	7,83

İonlaşma potensiallarını təyin etmək üçün isə çoxlu sayda müxtəlif metodlar işlənib hazırlanmışdır. Mendeleev cədvəlindəki atomların əksəriyyəti üçün bu metodlar vasitəsilə ionlaşma potensialları tapılmışdır. 8.1 cədvəlində bir sıra atomlar üçün bu metodlarla təcrübi yolla tapılmış birinci ionlaşma potensiallarının qiyməti verilmişdir.

İonlaşma potensialı atomun sırf periferik xassəsidir, çünki o, atomun xarici (periferik) elektronlarının atomdan qoparılması üçün lazım olan enerjidir. Atomun bütün digər periferik xassələri kimi ionlaşma potensialının da elementin sıra nömrəsindən asılı olaraq periodik dəyişməsi müşahidə olunur. Belə ki, təsirsiz qaz atomları (He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn) üçün ionlaşma potensialları ən böyük, qələvi metal atomları (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr) üçün isə ən kiçik qiymət alır. Kimya baxımından isə təsirsiz qaz atomları öz inertliyi, qələvi metal atomları isə kimyəvi reaksiyalar zamanı öz fəallığı ilə kəskin fərqlənir.

Biz yuxarıda yalnız birinci ionlaşma potensialları, yəni neytral atomdan bir elektron qoparmaq üçün tələb olunan enerji haqqında bəhs etdik. Lakin atomdan ikinci, üçüncü və s. elektronları da qoparmaq üçün tələb olunan enerjiləri, ikinci, üçüncü və s. ionlaşma potensiallarını da bilmək mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Bir çox təcrübi qurğular isə yalnız müsbət ionların yaranmasını (ionlaşmanın başlanmasını) qeydə almağa imkan verir və bu ionların təbiəti, xüsusi halda, həmin ionların birqat və ya bir neçə qat olması haqqında müəyyən nəticəyə gəlmək imkanı vermir.

İonlaşmanın ardıcıl mərhələlərini öyrənmək və müsbət ionların təbiətini təyin etmək üçün kütlə spektrometrlərindən istifadə edilir. Kütlə spektrometri hissəciyin yükünün onun kütləsinə olan nisbətini (q/M) təyin etdiyindən, $q=ne$ yükünə malik ion (n -qat ion) M/n kütləsinə uyğun gələcəkdir

($\frac{q}{M} = \frac{ne}{M} = \frac{e}{M/n}$). Seziyum buxarını enerjisi 700 eV olan elektronlarla bombardman etdikdə seziyum atomlarının ionlaşmasının yeddi ardıcıl mərhələsində uyğun ionlaşma potensiallarının kütlə spektrometridən istifadə edilməklə tapılmış qiymətləri 8.2 cədvəlində verilmişdir.

Frank-Hers təcrübələri həm də Borun ikinci postulatını, yəni tezliklər qaydasını təsdiq edir. Belə ki, elektronla qeyri-elastik toqquşma nəticəsində atom enerji udaraq bu enerjini bir müddət özündə saxlayır və sonra həyəcanlaşmanın təsiri ilə bu enerjini itirərək yenidən normal hala qaydır. Əgər qazın təzyiqi kifayət qədər azdırsa, belə tərs keçidin ən ehtimalı üsulu atomun işıq şəklində enerji buraxması, yəni şüalanmasıdır. Bu isə Bor postulatlarını təcrübədə yoxlamaq üçün imkan yaradır. Məsələn, civə atomuna baxaq. Frank-Hers təcrübələrindən məlumdur ki, civə atomunun birinci böhran potensialı $4,9 \text{ eV}$ -dur, yəni $E_2 - E_1 = 4,9 \text{ eV}$. Atom normal hala keçəndə, Borun ikinci postulatına görə bütün bu enerji monoxromatik işığın bir kvantu kimi buraxılmalıdır:

$$E_2 - E_1 = \hbar \omega = 2\pi \hbar c / \lambda = hc / \lambda \quad (8.11)$$

Buradan λ üçün

$$\lambda = \frac{hc}{E_2 - E_1} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{4,9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \approx 2520 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 2520 \text{ \AA}$$

qiymətini tapırıq.

Cədvəl 8.2

İon	Cs ⁺	Cs ²⁺	Cs ³⁺	Cs ⁴⁺	Cs ⁵⁺	Cs ⁶⁺	Cs ⁷⁺
İonlaşma potensialı, eV	3,9	27,4	62	113	171	275	410

Əgər nəzəriyyə doğrudursa, enerjisi $4,9 \text{ eV}$ olan elektronlarla bombardman edilmiş civə buxarı dalğa uzunluğu 2520 \AA olan yalnız bir dənə ultrabənövşəyi xətdən ibarət olan şüalanma spektri verməlidir.

Əlbəttə, bu şüalanmanı müşahidə etmək üçün içərisində civə buxarı və digər vasitələr olan şüşə balon yaramır, çünki şüşə ultrabənövşəyi şüalar üçün qeyri-şəffafdır. Bundan başqa ultrabənövşəyi şüalanmanın spektral tərkibini tədqiq etmək üçün şüşədən düzəldilmiş optik cihazlar da yaramır. Bu məqsədlə, uyğun olaraq, 1800 və 1200 \AA dalğa uzunluğuna qədər şəffaf olan kvarts və flüorit materiallardan istifadə edilir. Uyğun təcrübələr göstərdi ki, doğrudan da dalğa uzunluğu $\lambda \approx 2537 \text{ \AA}$ olan bir dənə ultrabənövşəyi xətt müşahidə olunur.

Bu xəttin doğrudan da birinci həyəcanlanmış haldan normal hala keçid nəticəsində yarandığına, həmin xətti optik yolla həyəcanlandırmaqla təcrübədə inanmaq olar. Belə ki, seyrəldilmiş civə buxarını dalğa uzunluğu $\lambda \approx 2537 \text{ \AA}$ olan monoxromatik şüa dəstəsi ilə işıqlandırsaq, onda yuxarıda

deyilənlərə uyğun olaraq, bu şüanı udan atomlar enerjisi $4,9 eV$ olan hala keçməli və E_1 və E_2 arasında başqa enerji səviyyələri yoxdursa, normal hala tərs keçid zamanı həmin dalğa uzunluğuna malik yalnız bir dənə xətt şüalandırılmalıdır. Təcrübələr bu mülahizəni də tam təsdiq edir. Belə spektral xətlər rezonans xətləri adlanır. Çünki bu xətlərin dalğa uzunluğu optik həyəcanlanma zamanı udulan işığın dalğa uzunluğuna dəqiq bərabərdir. Aydındır ki, rezonans xətlərin dalğa uzunluğunu təyin edərək, böhran potensiallarını hesablamaq olar. Özü də bu zaman Frank-Hers təcrübələrində alınmış $J=J(u)$ qrafikindəki maksimumlara görə tapılmış qiymətə nisbətən daha dəqiq nəticə alınır. Bu məqsədlə (8.11) düsturuna əsasən alınmış aşağıdakı ifadədən istifadə edirlər:

$$\lambda = \frac{hc}{eu} = \frac{124}{u(B)} \text{ \AA} \quad (8.12)$$

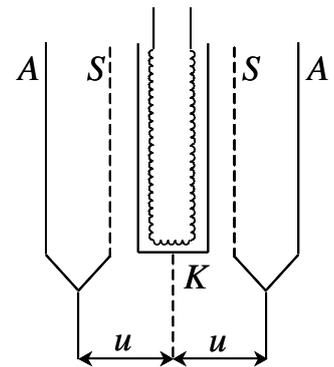
Məsələn, civə atomunun rezonans xətti üçün $\lambda=2537 \text{ \AA}$ olduğunu (8.12)-də nəzərə alsaq, onun birinci böhran potensialı üçün $u=4,887 V$ tapırıq ki, bu da Frank-Hers təcrübələrində tapılmış $4,9 V$ qiyməti ilə yaxşı uyğun gəlir.

Frank-Hers təcrübələrinin metodikasını bir qədər təkmilləşdirməklə civə atomları üçün ikinci böhran potensialın $6,7 V$ olduğunu müşahidə etmişlər. Bu həyəcanlanmış haldan əsas hala tərs keçid zamanı dalğa uzunluğu $\lambda=1849 \text{ \AA}$ olan şüalanma baş verir. Belə spektral xəttə isə (8.12) düsturuna görə $u=6,705 V$ böhran potensialı uyğun gəlir ki, bu da təcrübə qiymətlə çox yaxşı uzlaşır. Civənin üçüncü böhran potensialı $10,4 V$ artıq ionlaşma potensialıdır. Deməli, $u>10,4 V$ olduqda rəhbərsiz hallardan aşağıda yerləşən bütün enerji səviyyələrinə keçidlər baş verməlidir. Doğrudan da, təcrübə göstərir ki, bu zaman civə atomunun tam spektri həyəcanlanır.

Qazın elektron zərbələri ilə işıqlanmasının həyəcanlandırılmasını və bu işıqlanmanı müşahidə etmək üçün prinsipial sxemi 8.6 şəklində göstərilmiş qurğudan istifadə edilir. Bu qurğuda qızdırılmış K katodu ilə onu əhatə edən silindr formalı S toru arasında sürətləndirici u gərginliyi yaradılır. S toru da öz növbəsində silindrik A anodu ilə əhatə olunmuşdur. K katodu ilə S toru arasında məsafə kiçik olmalıdır ki, burada toqquşmalar az olsun. Əksinə, S toru və A anodu arasındakı fəza nisbətən böyük olmalıdır ki, toqquşmaların demək olar ki, hamısı məhz burada baş vermiş olsun. Bu fəzada sahə olmamalıdır. Ona görə də A anodu və S toru birləşdirilir. Beləliklə, sürətləndirici aralıq elektronların qaz atomları ilə toqquşaraq onların həyəcanlandığı fəzadan ayrılmış olur.

Məsələn, fərz edək ki, lampa natrium buxarı ilə doldurulmuşdur. Təcrübə göstərir ki, u gərginliyi $2,1 V$ -dan kiçik olduqda natrium buxarı işıqlanmır. $u=2,1 V$ gərginliyində natriumun yalnız $\lambda=5896 \text{ \AA}$ dalğa uzunluğuna malik sarı D – xətti şüalanmağa başlayır. Deməli, natrium üçün sarı D – xətti rezonans xəttidir, $u=2,1 V$ isə rezonans potensialıdır. (8.11) düsturunda $\lambda=5896 \text{ \AA}$ yazaraq bu rezonans potensialının qiymətini dəqiqləşdirmək olar: $u=2,103 V$. Sürətləndirici gərginliyin sonrakı artırılması zamanı natriumun şüalanma (buraxma) spektrinin digər xətləri də alınır.

Digər biratomlu qazlar və buxarlar üçün də analoji mənərə müşahidə olunur. Məsələn, maqnezium buxarını sürətləndirici potensialın $u=3,2 V$ qiymətində elektron zərbələri ilə həyəcanlandırdıqda, şüalanma spektri yalnız bir dənə $\lambda=4571 \text{ \AA}$ olan xətdən (rezonans xətti) ibarət olur. λ -nın bu qiymətinə əsasən maqneziumun rezonans potensialı üçün $2,65 V$ qiyməti alınır. $u=6,5 V$ sürətləndirici gərginlikdə həyəcanlaşma zamanı maqneziumun şüalanma spektri iki xətdən ibarət olur: $\lambda_1=4571 \text{ \AA}$ dalğa uzunluğuna malik olan əvvəlki xətt və $\lambda_2=2852 \text{ \AA}$ olan ikinci xətt. Sürətləndirici gərginliyin daha böyük qiymətində ($10 V$) maqnezium buxarının tam şüalanma spektrini almaq mümkün olur.



Şəkil 8.6

IX MÜHAZİRƏ

Dairəvi orbitlərin kvantlanması

Atomun planetar modelinin çatışmazlıqlarını aradan qaldırmaq üçün Bor hidrogenəbənzər atomların nəzəriyyəsini yaratdı. Bu nəzəriyyənin əsasını Borun kvant postulatları (E4.8), yəni stasionar halların mövcud olması və tezliklər şərti haqqında postulatlar təşkil edir. Bu vaxta qədər bir neçə dəfə qeyd etdiyimiz kimi, bu postulatlar klassik fizika təsəvvürlərinə kəskin şəkildə ziddir. Doğrudan da, Bor postulatları atomda kvantlanmış orbitlərin seçilmiş sırasına uyğun gələn diskret enerji səviyyələri ardıcılığının mövcud olduğunu tələb etdiyi halda, klassik mexanikaya görə arası kəsilməz orbitlər çoxluğu mövcud olmalıdır. Bu ziddiyyət ümumi xarakter daşıyır. Çoxlu miqdar faktlar birqiymətli şəkildə göstərir ki, atomlar aləmindəki hadisələrdə, Plank sabitinin sonlu (sıfıra bərabər olmayan) qiyməti ilə xarakterizə olunan diskretlik meydana çıxır. Əksinə, makroskopik, böyük miqyaslı hadisələr üçün isə kəsilməzlik xarakterik xüsusiyyətdir.

Beləliklə, nəticə çıxarmaq olar ki, özünün kəsilməz dəyişən kəmiyyətləri ilə klassik mexanika atom hadisələrinə tətbiq oluna bilməz. Sonralar görəcəyik ki, bu uyğunsuzluğun kökləri çox dərinə gedir. Belə ki, çox kiçik hissəciklər elektronlar, protonlar və s. klassik mexanika qanunlarından kəskin fərqlənən və tamamilə özünəməxsus kvant qanunlarına tabe olan hərəkət edirlər. Lakin bu məsələ Bor postulatları təklif olunandan 12 il sonra müəyyən edilmişdir. Atom mexanikasının inkişafının ilk mərhələlərində isə məntiqi cəhətdən ziddiyyətli olan aşağıdakı metoddan istifadə olunurdu. Məsələ əvvəlcə klassik mexanika qanunları vasitəsilə (bu qanunların atom daxili hərəkətlərə tətbiq oluna bilmədiyinə baxmayaraq) həll edilir, sonra isə klassik mexanikanın tətbiqi nəticəsində alınan kəsilməz hərəkət halları çoxluğundan, xüsusi postulat əsasında seçilmiş kvant halları ayrılır. Bu metodun qeyri-mükəmməl olmasına baxmayaraq, o, çox böyük uğurlar qazana bildi. Belə ki, atom və molekulların spektrlərindəki mürəkkəb qanunauyğunluqları aydınlaşdırmaq, kimyəvi prosesləri daha yaxşı başa düşmək və s. üçün atom proseslərinin bəzi özünəməxsus xüsusiyyətlərini aşkar etmək və bundan lazımi nəticələr çıxarmaq kifayət idi.

Bor nəzəriyyəsində kvantlanmış orbitləri seçməyə imkan verən xüsusi postulatın müəyyən edilməsinə baxaq. Bu məqsədlə biz atomun ən sadə modelindən istifadə edəcəyik: atom müsbət yüklü nüvədən və bu nüvənin ətrafında dairəvi orbit üzrə hərəkət edən elektrondan ibarətdir. Elliptik orbitlərin də mövcud olduğu daha mürəkkəb halı isə bir qədər sonra nəzərdən keçirəcəyik.

Kvantlanmış orbitlərin seçilməsi üçün bizim müəyyən etmək istədiyimiz xüsusi postulat əslində xətti ossilyator üçün Plank hipotezinin məqsədyönlü şəkildə ümumiləşdirilməsindən ibarətdir. Plank hipotezinə görə xətti ossilyator mümkün olan bütün hallardan yalnız enerjisi

$$E_n = n\hbar\omega \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (9.1)$$

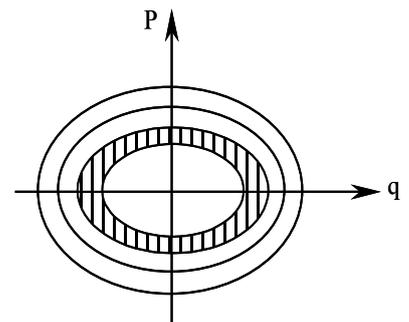
olan hallarda ola bilər.

Yalnız xətti ossilyatora tətbiq oluna bilən bu şərti bir qədər başqa şəkildə ifadə edək. Bu məqsədlə (9.1) ifadəsini aşağıdakı kimi yazaq:

$$\frac{E}{\omega} = n\hbar. \quad (9.2)$$

(9.2) şərtini ölçü vahidi enerji/tezlik və ya enerji/zaman olan və təsir adlanan mexaniki kəmiyyətin atom sistemlərində h Plank sabitinin tam misillərinə bərabər olması kimi ümumi bir tələbin ifadəsi hesab etmək olar. İndi isə məsələ hər bir xüsusi hal üçün bu kəmiyyətin məqsədəuyğun şəkildə seçilməsindən ibarətdir.

Halların düzgün seçilməsinə avtomatik olaraq imkan verən ümumi qaydanı tapmaq üçün yenə də xətti ossilyatora baxaq. Klassik mexanikada xətti ossilyatorun halı x dekart koordinatı və bu koordinata uyğun $p_x = m\dot{x}$ impulsu ilə xarakterizə olunur. Bu parametrləri q və p ilə işarə edək. Koordinat oxları ümumiləşmiş koordinatlar q və ümumiləşmiş impuls p olan fəza fəzası, bu fəzada p -nin q -dən asılılığını ifadə edən $p(q)$ əyrisi isə fəza trayektoriyası adlanır. Deməli, fəza fəzasında xətti ossilyatorun halını, statistik mexanikada qəbul olunduğu



Şəkil 9.1

kimi bir nöqtə ilə göstərmək olar. Baxılan halda sistemin halı iki dənə q və p parametri ilə tam təsvir olunduğu üçün faza fəzası ikiölçülü olur, yəni müstəvidir və sistemin q və p kəmiyyətləri ilə xarakterizə olunan hər bir halı bu müstəvi üzərində bir nöqtə ilə göstərilir. Sistemdə hərəkət zamanı bu nöqtənin vəziyyəti kəsilməz olaraq dəyişir və o, faza fəzasında müəyyən trayektoriya cızır (şəkil 9.1). E enerjisinə malik olan osilyator üçün bu trayektoriyayı tapaq. Məlumdur ki, xətti osilyatorun tam mexaniki enerjisi E , onun kinetik enerjisi (T) ilə potensial enerjisinin (U) cəminə bərabərdir:

$$E = T + U = \frac{m\dot{q}^2}{2} + \frac{kq^2}{2} = \frac{p^2}{2m} + \frac{kq^2}{2}. \quad (9.3)$$

Burada $p = m\dot{q}$ – ümumiləşmiş impuls, $k = m\omega^2$ – kvazielastiklik əmsalı, ω – xətti osilyatorun dairəvi tezliyidir. (9.3) ifadəsini E -yə bölək:

$$\frac{p}{2mE} + \frac{q^2}{2\frac{E}{k}} = 1. \quad (9.4)$$

Burada

$$a = \sqrt{2mE}, b = \sqrt{\frac{2E}{k}} \quad (9.5)$$

işarə etsək

$$\frac{p^2}{a^2} + \frac{q^2}{b^2} = 1 \quad (9.6)$$

alırıq ki, bu da yarımoxları a və b olan ellipsin tənliyidir. Deməli, faza fəzasında xətti osilyatorun trayektoriyası ellipsdir və özü də bu ellipsin yarımoxları osilyator üçün m və k -nın verilmiş qiymətində (9.5) düsturlarına əsasən E enerjisi ilə təyin olunur. Bu ellipsin sahəsini hesablayaq. Məlumdur ki, $y=f(x)$ xətti ilə əhatə olunmuş müstəvi səthin sahəsi $\int y dx$ kimi hesablanır. Digər tərəfdən məlumdur ki, ellipsin əhatə etdiyi müstəvi səthin sahəsi πab -yə bərabərdir. Ona görə də biz $\oint p dq = \pi ab$ yazı bilərik. Burada inteqral işarəsində çevrə göstərir ki, inteqrallama qapalı kontur üzrə aparılmışdır. (9.5) ifadələrinə görə

$$\pi ab = \pi \sqrt{2mE} \cdot \sqrt{\frac{2E}{k}} = 2\pi E \sqrt{\frac{m}{k}} = \frac{2\pi E}{\omega} \quad (9.7)$$

olduğundan

$$\oint p dq = \pi ab = \frac{2\pi E}{\omega} \quad (9.8)$$

alırıq. (9.2)-ü (9.8)-da nəzərə alsaq

$$\oint p dq = 2\pi\hbar = nh \quad (9.9)$$

yaza bilərik.

Qeyd edək ki, q və p kəmiyyətləri, uyğun olaraq, ümumiləşmiş koordinat və bu koordinata uyğun ümumiləşmiş impuls olsa, (9.9) düsturu sərbəstlik dərəcəsi birə bərabər olan ixtiyari sistem üçün ümumi kvantlanma şərtidir.

İndi isə (9.9) ümumi kvantlanma şərtini atom üçün bizim qəbul etdiyimiz sadə modelə, yəni elektronun nüvə ətrafında dairəvi orbit üzrə hərəkətinə tətbiq edək. Bu zaman ümumiləşmiş koordinat olaraq, elektronun dairəvi orbitdə vəziyyətini birqiymətli təyin edən φ polyar bucağını götürmək əlverişlidir. Məlumdur ki, bu ümumiləşmiş koordinata uyğun ümumiləşmiş impuls $p_\varphi = mr^2\dot{\varphi} = L$ elektronun impuls momenti ilə üst-üstə düşür. Ona görə də (9.9) düsturunda q və p kəmiyyətləri əvəzinə uyğun olaraq φ və p_φ yazsaq və mərkəzi sahədə hərəkət edən elektron üçün impuls momentinin saxlanması qanununu $L = p_\varphi = \text{const}$ nəzərə alsaq

$$nh = \oint p dq = \int_0^{2\pi} p_\varphi d\varphi = p_\varphi \int_0^{2\pi} d\varphi = p_\varphi \cdot 2\pi$$

və ya

$$L = p_\varphi = n\hbar \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (9.10)$$

olduğunu alırıq.

(9.10) düsturu dairəvi orbitlərin kvantlanması qaydasını müəyyən edir: klassik mexanikaya görə mümkün olan bütün dairəvi orbitlərdən həqiqətdə yalnız elələri mövcuddur (reallaşır) ki, bu orbitlər üzrə hərəkət edən elektronun impuls momenti \hbar kəmiyyətinin tam misllərinə bərabər olsun. Beləliklə, \hbar kəmiyyəti impuls momentinin kvant vahididir, yəni "elementar impuls momenti"dir.

Məlumdur ki, klassik fizika təsəvvürlərinə görə elektronun impuls momenti L ixtiyari qiymətlər ala bilər, yəni onun qiymətlər spektri kəsilməzdir. Lakin (9.9) düsturundan görünür ki, elektronun impuls momenti heç də kəsilməz dəyişmir və yalnız müəyyən qiymətlər alır, yəni kvantlanır: $\hbar, 2\hbar, 3\hbar, \dots$. Elektronun impuls momentinin bu kvantlanması klassik fizikada elektrik yükünün diskret dəyişməsinə oxşardır.

Bor nəzəriyyəsi

Hidrogenəbənzər atomlar üçün Bor öz nəzəriyyəsini qurarkən aşağıdakı postulatları əsaslanmışdır.

1. Hidrogenəbənzər atomda elektron nüvənin ətrafında Kulon cazibə qüvvəsinin təsiri altında Nyuton qanunlarına uyğun olaraq dairəvi orbit üzrə bərabərsürətli hərəkət edir.

2. Klassik mexanikaya görə mümkün olan bütün orbitlərdən, elektronun impuls momentinin $\hbar = h/2\pi$ sabitinin yalnız tam misllərinə bərabər olduğu, yəni

$$L = mvr = n\hbar \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (9.11)$$

şərtinin ödəndiyi orbitlər üzrə hərəkət baş verir. Bu orbitlər stasionar hallara uyğun gəlir və qadağan olunmamış orbitlər adlanır.

3. Elektron stasionar halda, yəni qadağan olunmamış orbit üzrə hərəkət edərkən atom elektromaqnit dalğası (enerji) şüalandırır.

4. Elektron E_n enerjili orbitdən (stasionar haldan) E_m enerjili orbitə (stasionar hala) keçdikdə ($E_n > E_m$) tezliyi

$$\nu = (E_n - E_m)/h \quad (9.12)$$

düsturu ilə təyin olunan foton şüalandırır.

Göründüyü kimi, (9.12) Borun (8.2) tezliklər şərtidir.

Yuxarıda göstərilən birinci postulata görə elektronun hidrogenəbənzər atomda hərəkətinin klassik mexanika qanunlarına tabe olduğu fərz edildiyi üçün, biz əvvəllərdə yazılmış düsturlardan yeri gəldikcə istifadə edə bilərik.

(9.11) kvantlanma şərtinə əsasən

$$m^2 v^2 = \frac{n^2 \hbar^2}{r^2} \quad (9.13)$$

olduğunu nəzərə alsaq

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{n^2 \hbar^2}{mr^3}$$

və ya

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{mZe^2} \cdot n^2, \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (9.14)$$

yaza bilərik.

(9.14) düsturundan görünür ki, elektronun hərəkət etdiyi dairəvi orbitlər də kvantlanır. Belə ki, elektron ixtiyari dairəvi orbit üzrə deyil, radiusu yalnız (9.14) düsturu ilə təyin olunan müəyyən (qadağan olunmamış) orbitlər üzrə hərəkət edə bilər. Bu orbitlərdən hər birinin radiusu n tam ədədinin kvadratı ilə düz mütənasibdir: $r_1, 4r_1, 9r_1, \dots$

Hidrogen atomunda ($Z=1$) birinci orbitin radiusunu Bor radiusu adlandırmaq və onu r_1 əvəzinə r_0 və ya a_0 ilə işarə etmək qəbul olunmuşdur:

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} = \frac{(1,054 \cdot 10^{-34} \text{ C} \cdot \text{san})^2}{9 \cdot 10^9 \frac{\text{n} \cdot \text{m}^2}{\text{Kl}^2} \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kq} \cdot (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl})^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m} \quad (9.15)$$

Qeyd edək ki, Bor radiusu üçün nəzəriyyədən tapılmış bu qiymət təcrübə ilə müqayisədən tapılmış qiymətə və qazların molekulyar-kinetik nəzəriyyəsinə əsasən atomların ölçüləri üçün tapılmış qiymətə tam uyğun gəlir.

(4.93) düsturunda r -in yerinə onun (9.14) ifadəsini yazsaq

$$E_n = -\frac{mZ^2e^4}{32\pi^2\varepsilon_0\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}, (n=1,2,3,\dots) \quad (9.16)$$

alarıq. Burada enerjinin mənfi işarəli olması göstərir ki, sistem rabitəlidir, yəni elektronun hərəkəti finit hərəkətdir.

(9.16) düsturu r_n radiuslu orbit üzrə hərəkət edən elektronun E_n enerjisini təyin edir. Beləliklə, aydın olur ki, hidrogenəbənzər atomun enerjisi diskret qiymətlər alır, yəni kvantlanır. Hidrogenəbənzər atomun enerjisinin ala bildiyi E_1, E_2, E_3, \dots qiymətləri n tam ədədinin $n=1,2,3, \dots$ qiymətləri ilə təyin olunur və n – baş kvant ədədi adlanır.

(9.16) düsturunda $Z=1$ yazaraq hidrogen atomunda elektronun birinci orbitdə, yəni minimum enerjiyə malik olan stasionar halda enerjisi üçün

$$E_1 = -\frac{me^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2} = -13,6 \text{ eV} \quad (9.17)$$

tapırıq. Sistemin minimum enerjiyə malik olduğu hal onun əsas və ya normal halı adlanır. Deməli, hidrogenəbənzər atomun əsas halı baş kvant ədədinin $n=1$ qiymətinə uyğun gəlir. Minimum enerjiyə uyğun olan hal ona görə əsas və ya normal hal adlanır ki, xarici həyəcanlaşdırıcı təsirlər olmadıqda atom uzun müddət bu halda mövcud olur. $n=2,3,4, \dots$ qiymətlərinə uyğun olan hallar hidrogenəbənzər atomun həyəcanlanmış halları adlanır. Çünki bu halların hər birində enerji əsas haldakından böyükdür. Aydınadır ki, atomun əsas halı bir dənə, həyəcanlanmış halları isə sonsuz saydadır.

Beləliklə, (9.16) və (9.17) düsturlarına əsasən hidrogen atomunda elektronun enerjisinin mümkün olan diskret qiymətləri

$$E_n = -\frac{13,6}{n^2} \text{ eV}, n=1,2,3,\dots \quad (9.18)$$

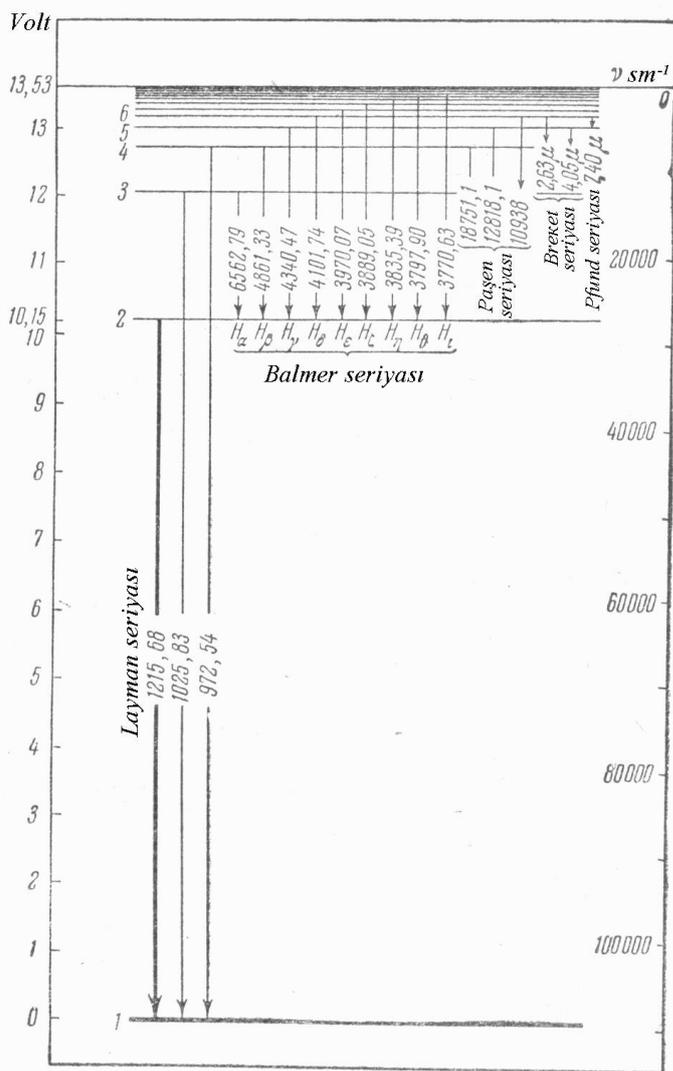
kimi təyin olunur. Enerjinin ala bildiyi bu E_1, E_2, E_3, \dots qiymətləri simvolik olaraq üfqi düz xətlər kimi göstərilir və enerji səviyyələri adlanır: $E_1=-13,6 \text{ eV}$; $E_2=E_1/4$; $E_3=E_1/9$; $E_4=E_1/16$; \dots ; $E_\infty=0$. 4.26 şəklində hidrogen atomunun enerji səviyyələrinin sxemi göstərilmişdir. Qeyd edək ki, baş kvant ədədinin $n=1$ qiymətindən $n=\infty$ qiymətinə qədər bütün hallar rabitəli hallar olduğu üçün onların enerjisi mənfi işarəlidir. n baş kvant ədədi böyüdükcə enerji səviyyələri bir-birinə yaxınlaşır və $n \rightarrow \infty$ olduqda demək olar ki, qovuşurlar. Doğrudan da, (9.18) düsturuna əsasən hidrogen atomunda iki qonşu səviyyənin enerjiləri fərqi

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = 13,6 \left[\frac{1}{(n+1)^2} - \frac{1}{n^2} \right] \quad (9.19)$$

kimi təyin olunur və görüldüyü kimi $n \rightarrow \infty$ olduqda $\Delta E_n \rightarrow 0$ olmalıdır. Bu isə o deməkdir ki, n baş kvant ədədinin çox böyük qiymətlərində enerjinin diskret dəyişməsi praktik olaraq aradan qalxır və o, sanki kəsilməz qiymətlər alır, yəni atomun spektri kəsilməz olur. Bu isə atomun klassik planetar modelinə uyğun gəlir. $n=\infty$ qiymətinə uyğun gələn enerji səviyyəsindən yuxarıda enerji müsbət qiymətlər ($E>0$) alır. Bu enerji halında sistem rabitəsiz olur, yəni elektronun hərəkəti infinit olur və o, sərbəst hərəkət edir.

(9.17) düsturundan görünür ki, əsas halda olan hidrogen atomundan elektronu qoparmaq üçün $13,6 \text{ eV}$ enerji tələb olunur (ionlaşma enerjisi). Deməli, əsas halda olan hidrogen atomu üçün rabitə enerjisi $E_{rab.}$ və ionlaşma enerjisi $E_{ionl.}$ ədədi qiymətcə eynidir: $E_{rab.}=E_{ionl.}=13,6 \text{ eV}$. Təcrübədə yoxlanılmış bu nəticədən biz atomun planetar modelinə əsasən hidrogen atomunun radiusunu (Bor radiusunu) hesablayarkən artıq istifadə etmişik.

Enerji səyələrinin 9.2 şəkildə verilmiş sxeminə əsasən həyəcanlaşma, ionlaşma və rabitə enerjisi kimi mühüm anlayışları müəyyən etmək olar.



Şəkil 9.2

Atomu əsas haldan həyəcanlaşmış hala keçirmək üçün tələb olunan enerji həyəcanlanma enerjisi $E_{həyəc.}$ adlanır. Məsələn, hidrogen atomunu əsas haldan ($n=1$) birinci həyəcanlanmış hala ($n=2$) keçirmək üçün lazım olan həyəcanlanma enerjisi $E_{həyəc.} = E_2 - E_1 = -3,40 \text{ eV} - (-13,6 \text{ eV}) = 10,2 \text{ eV}$ olar.

Verilmiş halda atomdan elektronu qoparmaq üçün lazım olan enerji bu hal üçün rabitə enerjisi $E_{rab.}$ adlanır. Məsələn, hidrogen atomunda $n=2$ halına uyğun gələn rabitə enerjisi $E_{rab.} = 3,40 \text{ eV}$ -dur.

Hidrogen adətən ikiatomlu qaz halında olduğu üçün hidrogen atomunun həyəcanlaşma və ionlaşma potensiallarının təcrübədə təyin edilməsi bir sıra çətinliklərlə qarşılaşır. Belə ki, əvvəlcə molekulu atomlara parçalamaq, sonra isə alınan atomları həyəcanlandırmaq lazımdır. Bunu isə hidrogeni çox yüksək temperaturda dissosiasiyaya uğratmaqla etmək olar. Bu qayda ilə Lyman seriyası üçün təcrübədə tapılmış həyəcanlaşma potensialı və hidrogen atomunun ionlaşma potensialı nəzəri qiymətlərlə yaxşı uyğun gəlir.

Bor postulatına görə elektron E_n enerjili stasionar haldan (r_n radiuslu dairəvi orbitdən) kiçik E_k enerjili stasionar hala (r_k radiuslu dairəvi orbitə) keçərkən buraxdığı fotonun tezliyi (9.12) düsturu ilə təyin olunur. Enerji üçün Bor nəzəriyyəsinə əsasən tapılmış (9.16) ifadəsini (9.12)-də nəzərə alsaq

$$\nu_{nk} = \frac{c}{\lambda_{nk}} = \frac{E_n - E_k}{2\pi\hbar} = \frac{\Delta E_{nk}}{2\pi\hbar} = \frac{mZ^2e^4}{64\pi^3\hbar^3\epsilon_0^2} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (9.20)$$

yaza bilərik. Buradan şüalananan dalğa uzunluğunu hesablamaq üçün

$$\lambda_{nk} = \frac{2\pi\hbar c}{\Delta E_{nk}} = \frac{64\pi^3\hbar^3\epsilon_0^2 c}{mZ^2e^4} \cdot \frac{1}{\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}} \quad (9.21)$$

ifadəsini, $\tilde{\nu}_{nk} = \frac{1}{\lambda_{nk}}$ dalğa ədədini hesablamaq üçün isə

$$\tilde{\nu}_{nk} = \frac{mZ^2e^4}{64\pi^3\hbar^3\epsilon_0^2 c} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (9.22)$$

ifadəsini tapmış oluruq.

Qeyd edək ki, (9.22) ifadəsində $Z=1$ olduqda o, hidrogen atomunun spektrindəki spektral seriyalar üçün empirik yolla tapılmış (6.16) ümumi düsturuna tam oxşayır. Hidrogen atomu üçün düsturları müqayisə edərək Ridberq sabiti üçün Bor nəzəriyyəsinə əsasən tapılmış aşağıdakı nəzəri ifadəni yaza bilərik:

$$R = \frac{me^4}{64\pi^3 \hbar^3 \varepsilon_0^2 c} \quad (9.23)$$

Beləliklə, hidrogen atomu üçün (9.22) ifadəsini aşağıdakı kimi yazıya bilirik:

$$\tilde{\nu}_{nk} = R \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (9.23a)$$

Deməli, Bor nəzəriyyəsi hidrogen atomunun təcrübi yolla müəyyən edilmiş spektral seriyalarını və onların yaranmasını izah edir, empirik yolla təyin olunan R Ridberq sabitini (9.23) düsturu vasitəsilə universal sabitlərlə ifadə etməyə imkan verir.

(9.23a) düsturunda $k=1,2,3,4,5,6$ yazmaqla hidrogen atomunun spektral seriyalarını təyin edən (6.11), (6.7) və (6.12)-(6.15) empirik ifadələrini alırıq. Bu spektral seriyaların alınması sxemi 9.2 şəklində göstərilmişdir. (4.205a) ifadəsində $n \rightarrow \infty$ olduqda hər bir spektral seriyanın sərhəddini təyin edən $\tilde{\nu} = R/k^2$ düsturu alınır. Bundan başqa aydın olur ki, atomun termləri heç də mücərrəd kəmiyyətlər olmayıb mümkün olan stasionar halların enerjiləri ilə ifadə olunur və hidrogenəbənzər atomlar üçün termlər (8.4) və (9.16) düsturları ilə birbaşa hesablanı bilər.

Bor nəzəriyyəsi seriyaların arxasında kəsilməz (bütöv) udulma spektrinin yaranmasını da izah edir. Qeyd olunduğu kimi, Bora görə udulma elektronun normal (ən aşağı) enerji səviyyəsindən yuxarı enerji səviyyələrindən birinə keçməsi ilə əlaqədar olaraq baş verir. Bu zaman, diskret stasionar hallar çoxluğunun olması sayəsində, tezliyi yalnız şüalanma xətlərinin tezliyi ilə üst-üstə düşən işıq udulur. Məsələn, hidrogen atomunda belə udma xətləri Layman seriyasının xətləridir. Düşən işığın ν tezliyi seriyaların ν_∞ sərhəd tezliyindən böyük olduqda ($\nu > \nu_\infty$), udma aktı zamanı atoma ionlaşma enerjisindən böyük olan $h\nu$ enerjisi verilir. Düşən işığın təsiri nəticəsində elektron atomdan qopub ayrılır (atomu tərk edir), yəni fotoionlaşma prosesi baş verir. Bu zaman elektron atomdan xaricdə ixtiyari sürətə və deməli, ixtiyari eu enerjisinə malik olduğu üçün

$$h\nu = eu_i + eu$$

düsturuna əsasən ν tezliyi də ixtiyari qiymət ala bilər, yəni atomun bütöv udma spektri yarana bilər. Burada eu_i – atomun ionlaşma potensialıdır. Təcrübə göstərir ki, bu udma seriyasının bilavasitə sərhəddi yaxınlığında güclü olur və ν tezliyi artdıqca tədricən azalır. 9.2 şəklində elektronun kəsilməz enerji hallarına uyğun ştrixlənmiş oblast seriyasının arxasında kəsilməz udma spektrinə uyğun gəlir.

(9.23) düsturundan görünür ki, hidrogen atomu üçün R_H Ridberq sabiti universal sabitlər (c , \hbar , e , m , ε_0) ilə ifadə olunur. Bu sabitlərin müasir dəqiq qiymətlərini (9.23)-də yazaraq

$$R_H = 109735,7 \text{ sm}^{-1} \quad (9.24)$$

qiymətini tapırıq. Qeyd edək ki, fizikada istifadə olunan əsas sabitlərin həm nəzəri və həm də təcrübi qiymətləri yalnız müəyyən dövr üçün sabit qalır, yəni zaman keçdikcə bu qiymətlər dəyişir. Ona görə də həmin sabitlər vasitəsilə təyin olunan törəmə sabitlərin də qiymətləri uyğun surətdə dəyişir. Çox dəqiq spektroskopik ölçmələr nəticəsində R_H üçün tapılmış empirik qiymət isə

$$R_H = 109677,576 \pm 0,012 \text{ sm}^{-1} \quad (9.25)$$

kimidir.

Göründüyü kimi, R_H Ridberq sabiti üçün nəzəri hesablanmış (9.24) qiyməti ilə təcrübədən tapılmış (9.25) qiyməti bir-birinə o qədər yaxındır ki, hidrogenəbənzər atomların enerji səviyyələri üçün Bor nəzəriyyəsinə görə tapılmış (9.16) düsturunun doğru olduğuna heç bir şübhə qalmır. Həqiqətdə isə bu uyğunluq (9.24) və (9.25) qiymətlərinin müqayisəsindən alınan dəqiqliyə nisbətən xeyli yaxşıdır. Məsələn burasındadır ki, bu iki qiyməti əslində bir-biri ilə müqayisə etmək düz deyildir. Belə ki, (9.15) və (9.23) düsturlarının çıxarılışı zamanı fərz edilmişdir ki, hidrogenəbənzər atomun nüvəsi sükunətdədir. Dəqiq spektroskopik ölçmələr zamanı isə bu fərziyyə özünü doğrultmur. Belə ki, mexanika qanunlarına uyğun olaraq nüvədən və elektrondan ibarət sistem, bu sistem üçün ümumi olan kütlə mərkəzinin ətrafında kütləsi gətirilmiş kütləyə bərabər olan maddi nöqtə kimi hərəkət etməlidir. Nüvənin kütləsi elektronun kütləsinə nisbətən yalnız sonsuz böyük olduqda nüvənin hərəkətini nəzərə almamaq, yəni onu sükunətdə hesab etmək olar. Həqiqətdə isə hidrogen atomunun nüvəsinin M_H kütləsinin elektronun m kütləsinə nisbəti $M_H/m = 1836,15$ kimidir, yəni sonsuz böyük ədəd deyildir. Ona görə də çox böyük dəqiqliyə malik olan müasir spektroskopik ölçmələr zamanı nüvənin kütləsini sonsuz böyük hesab edərək, onun hərəkətini nəzərə almamaq olmaz. Əslində spektroskopik ölçmələrdə nüvənin hərəkəti nəzərə alınır və nəzəri hesablamalarda da

bu, nəzərə alınmalı və lazımı düzəlişlər edilməlidir.

Klassik mexanikadan məlumdur ki, bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olan m_1 və m_2 kütləli iki cisimdən ibarət sistem üçün gətirilmiş kütlə

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (9.26)$$

düsturu ilə təyin olunur. Ona görə də hidrogenəbənzər atom üçün gətirilmiş kütlə

$$\mu = \frac{m M_Z}{m + M_Z} \quad (9.27)$$

olar. Burada $M_Z \rightarrow \infty$ olduqda $\mu = \frac{m}{\frac{m}{M_Z} + 1} \approx m$ alırıq, yəni gətirilmiş kütlə elektronun kütləsinə

bərabər olur. Başqa sözlə, $M_Z \rightarrow \infty$ olduqda hidrogenəbənzər atomun kütlə mərkəzinin nüvənin mərkəzi ilə üst-üstə düşdüyünü, nüvənin sükunətdə olduğunu və yalnız elektronun tərpənməz nüvə ətrafında hərəkət etdiyini qəbul etmək olar. Nüvənin kütləsinin sonlu olduğunu, yəni nüvənin hərəkət etdiyini nəzərə aldıqda (9.16) və (9.23) düsturlarında elektronun kütləsi əvəzinə (9.27) düsturu ilə təyin olunan μ gətirilmiş kütləni yazmaq lazımdır. Onda

$$R_Z = \frac{\mu Z^2 e^4}{64\pi^3 \hbar^3 \varepsilon_0^2 c} = \frac{m M_Z \cdot Z^2 e^4}{64\pi^3 \hbar^3 \varepsilon_0^2 c (m + M_Z)} = \frac{m Z^2 e^4}{64\pi^3 \hbar^3 \varepsilon_0^2 c (1 + m/M_Z)} \quad (9.28)$$

və hidrogen atomu üçün $Z=1$, $M_Z=M_H$ olduğundan

$$R_H = \frac{m e^4}{64\pi^3 \hbar^3 \varepsilon_0^2 c (1 + m/M_H)} \quad (9.29)$$

olar. $M_H = \infty$ olduqda (9.29) düsturu (9.23) ilə üst-üstə düşür. Ona görə də (9.23) düsturundan alınan R sabitini R_∞ ilə işarə etsək, (9.29) ifadəsini aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$R_H = \frac{R_\infty}{(1 + m/M_H)}. \quad (9.30)$$

Buna oxşar olaraq (9.28) ümumi ifadəsini də

$$R_Z = \frac{R_\infty}{(1 + m/M_Z)} \quad (9.31)$$

kimi yazmaq olar.

(9.24) düsturuna əsasən R_∞ qiymətini (9.30) düsturunda yerinə yazaraq

$$R_H = \frac{1097357}{(1 + 1/1836,5)} \text{ sm}^{-1} = 10967598 \text{ sm}^{-1}$$

qiymətini tapırıq ki, bu da (9.25) ən dəqiq təcrübi qiymətə çox yaxşı uyğun gəlir. Lakin az da olsa, qalan müəyyən uyğunsuzluğun səbəbi çoxlu sayda digər effektlərin (məsələn, protonun sonlu ölçüyə malik olması, müxtəlif relyativistik effektlər və s.) nəzərə alınmamasıdır. Həmin effektləri nəzərə aldıqda isə nəzəri və təcrübi nəticələr tam uyğun gəlir. (9.30) və (9.31) düsturlarına daxil olan R_∞ sabitinin qiyməti

$$R_\infty = 109737,309 \pm 0,012 \text{ sm}^{-1} \quad (9.32)$$

kimidir. Hidrogen atomu üçün tapılmış və (9.25) ilə təyin olunan R_H qiyməti isə R_∞ qiymətindən təqribən 60 sm^{-1} qədər azdır. Bütün digər bielektronlu atomlar üçün isə Ridberq sabiti R_∞ qiymətindən kiçik, R_H qiymətindən isə böyük qiymət alır. Məsələn, deuterium üçün

$$R_D = 109707,419 \pm 0,012 \text{ sm}^{-1}, \quad (9.33)$$

He^+ ionu üçün

$$R_{\text{He}} = 109722,267 \pm 0,012 \text{ sm}^{-1} \quad (9.34)$$

olur.

Göründüyü kimi, Ridberq sabitinin qiymətlərindəki nisbi fərq çox da böyük olmayıb 10^{-4} , yəni $0,01\%$ tərtibindədir. Lakin bu fərqləri spektroskopiyada nəinki müşahidə etmək, həm də ölçmək

mümkündür. Bu fərqlərin müşahidə olunub ölçülməsi fizikanın inkişaf tarixində mühüm rol oynamışdır. Belə ki, 1913-cü ildə Bor hidrogen atomunun spektral seriyaları kimi yozulan bəzi spektral seriyaların He⁺ ionuna aid olduğunu, 1932-ci ildə Yuri, Brikuedde və Merfi Balmer seriyası xətlərinin zəif peyklərinin mövcud olmasına əsasən isə ağır hidrogenin – deuteriumun mövcudluğunu məhz Ridberq sabitinin qiymətinin müxtəlif atom və izotoplar üçün fərqli olmasına əsasən müəyyən etmişlər.

Ridberq sabitinin nüvənin kütləsindən asılı olması faktından hidrogenin ağır izotopunun kəşfi və elektronun xüsusi yükünün (e/m) spektroskopik üsulla təyin olunması üçün istifadə edilmişdir.

Hidrogen atomunun ağır izotopunun kəşfi göstərdi ki, fizikada istifadə olunan sabit kəmiyyətlərin qiymətlərinin dəqiq təyin edilməsi böyük əhəmiyyət kəsb edir. XIX əsrin axırlarında təbiətşünas alimlərdən birinin təbirincə desək "vergüldən sonra altıncı rəqəmin ətrafında hələ çox kəşflər gizlənmişdir".

Kütlə spektroqrafı vasitəsilə Aston oksigenin şərti olaraq 16,00000 götürülmüş atom kütləsinə nisbətən hidrogenin atom kütləsi üçün $1,00778 \pm 0,000015$ qiymətini tapmışdı. Bu qiymət hidrogenin atom kütləsi üçün kimyəvi üsullarla tapılmış $1,00777 \pm 0,00002$ qiyməti ilə yaxşı uyğun gəlirdi. Bu ölçmələrin aparıldığı dövrdə fərz olunurdu ki, oksigenin izotopu yoxdur. Lakin sonra məlum oldu ki, atmosferdə mövcud olan oksigenin ¹⁶O və ¹⁸O kimi iki izotopu vardır və bu izotopların miqdarının nisbəti sabit olub 630:1 kimidir. Bu vəziyyəti nəzərə alaraq Berj və Mentsel belə fərz etdilər ki, hidrogenin atom kütləsi üçün kütlə spektroqrafı və kimyəvi üsullar vasitəsilə tapılmış qiymətlərin bir-birinə yaxşı uyğun gəlməsini ciddi şəkildə qənaətbəxş hesab etmək olmaz və bu uyğunluq müəyyən prinsiplə əsaslandırılmalıdır. Doğrudan da, kütlə-spektroqrafında hər bir xətt bir növ müəyyən izotopa uyğun gəlir. Ona görə də 16,00000 ədədinə aid edilən xətt həqiqətən ¹⁶O izotopuna məxsusdur. Lakin kimyəvi üsulla isə 16 ədədi düzgün olmayaraq $^{16}O + \frac{1}{630}^{18}O$ qarışığının atom kütləsi hesab olunur. Əgər kütlə spektroqrafında oksigenin xətlərinə kimyəvi təcrübələrdə oksigenin malik olduğu orta kütləni ($^{16}O + \frac{1}{630}^{18}O$) uyğun tutsaq, hidrogenin atom kütləsi üçün

kimyəvi şkala üzrə xeyli kiçik olan qiymət, yəni 1,00756 alınır. Hidrogenin kimyəvi üsulla təyin olunmuş atom kütləsinin $1,00777 - 1,00756 = 0,00021$ qədər, yəni təqribən 0,02% böyük olması faktına əsaslanaraq Berj və Mentsel belə fərz etdilər ki, kimyaçıların öz təcrübələrində istifadə etdikləri adi hidrogen də əslində ən azı iki izotopun qarışığından ibarət olmalıdır (Qeyd edək ki, ağır hidrogenin mövcud olmasını hələ 1920-ci ildə Rezerford nəzəri olaraq söyləmişdi.). Onlar belə hesab edirdilər ki, hidrogenin izotoplarının atom kütləsi yuvarlaq olaraq 1 və 2-dir: ¹H, ²H. Kütlə spektroqrafı vasitəsilə və kimyəvi üsulla tapılmış atom kütlələrinin fərqi əsasən onlar adi hidrogendə bu izotopların miqdarının nisbətini tapdılar: ¹H:²H=4500:1.

Hidrogenin ağır izotopunun kəşf olunması üçün ¹H və ²H izotoplarının atom kütləsinin bir-birindən 2 dəfə fərqlənməsi də az rol oynamamışdır. Adətən eyni bir elementin izotoplarının atom kütlələri bir-birindən nisbətən az fərqlənir və bunun da nəticəsində izotopların xassələri bir-birinə o qədər yaxın olur ki, hər hansı bir izotopun ayrılıb toplanması həddən artıq çətin olur. Lakin ¹H və ²H izotoplarının atom kütləsi iki dəfə fərqli olduğundan onların xassələri kəskin şəkildə fərqlənir. Bu fakta əsaslanaraq öz əməkdaşları ilə birlikdə Amerika fiziki H. K. Yuri ağır hidrogenin faizlə miqdarını süni üsulla artırmağa aşağıdakı kimi nail olmuşdur. Onlar 3 l maye hidrogeni bir neçə mm c. st. təzyiqində zəif sürətlə (ehmalca) buxarlandırmışlar. Yüngül hidrogenin sürəti ağır hidrogenə nisbətən böyük olduğundan buxarlanma davam etdikcə qarışıqda ağır hidrogenin toplanması baş verməlidir. Buxarlanma yolu ilə maye hidrogenin miqdarını 3 l-dən kub santimetrin bir neçə hissəsinə qədər çatdıraraq onlar bu qalan hissəni qaz boşalması borusuna keçirmiş və onun spektrinin fotosunu almışlar. Bu zaman onlar belə hesab etmişlər ki, Ridberq sabitinin qiymətindəki fərqin sayəsində ağır hidrogenin spektrindəki xətlər yüngül hidrogenin spektrindəkinə nisbətən sürüşməlidir. Onların təcrübəsində alınmış fotosəkildə belə sürüşmə həqiqətən müşahidə edildi.

Deməli, müxtəlif izotopların nüvələrinin kütləsinin fərqli olması sayəsində onların şüalanma spektrlərində xətlər bir-birinə nəzərən sürüşmüş olur. Spektral xətlərin bu sürüşməsi izotopik sürüşmə adlanır. Bu sürüşmə çox da böyük deyildir. Məsələn, (9.31) düsturuna əsasən

$$R_D - R_H = \frac{R_\infty}{(1 + m/M_D)} - \frac{R_\infty}{(1 + m/M_H)} \approx R_\infty \left(1 - \frac{m}{M_D}\right) -$$

$$- R_\infty \left(1 - \frac{m}{M_H}\right) = R_\infty \left(\frac{m}{M_H} - \frac{m}{M_D}\right) \approx R_\infty \cdot \frac{1}{2} \frac{m}{M_H}$$

yaza bilərik. Burada $M_D \approx 2M_H$, $m \ll M_H$ olduğu nəzərə alınmışdır. Onda şüalanma tezliklərinin fərqi üçün

$$\Delta v \approx v \cdot \frac{1}{2} \frac{m}{M_H} \approx v \frac{1}{4000}$$

alınır ki, bu da çox kiçikdir. Lakin tezliklərin bu fərqi ölçmək olar.

İzotopik sürüşmənin qiymətinə əsasən izotopların kütləsini, xətlərin intensivliyinə əsasən isə izotopların konsentrasiyasını müəyyən etmək olar. Şüalanma xətlərinin izotopik sürüşməsinə əsasən maddənin izotop tərkibinin bu metodla analizindən praktikada geniş istifadə olunur.

9.1 cədvəlində hidrogen və deyteriumun şüalanma xətlərinə uyğun dalğa uzunluqları verilmişdir. Burada ağır hidrogenin xətləri λ_D , yüngül hidrogenin xətləri isə λ_H ilə işarə edilmişdir (Qeyd edək ki, hidrogenin ^2H izotopunu deyterium adlandırmış və onun kimyəvi işarəsi D qəbul edilmişdir. Sonralar müəyyən edilmişdir ki, hidrogenin ^3H izotopu da vardır. O, tritium adlandırılmış və T ilə işarə edilmişdir.). Cədvəlin sonuncu iki sütununda H və D üçün Ridberq sabitinin qiyməti vasitəsilə hesablanmış və təcrübədə ölçülmüş dalğa uzunluqlarının $\Delta\lambda$ fərqi göstərilmişdir. $\Delta\lambda$ kəmiyyətinin nəzəri hesablanmış və təcrübədə ölçülmüş qiymətləri çox yaxşı uyğun gəlir.

Deyterium müxtəlif birləşmələrdə yüngül hidrogenin əvəzedicisi kimi deyil, həm də nüvə fizikasındakı çox mühüm tətbiqlərinə görə böyük maraq kəsb edir. Belə ki, deyteriumun nüvəsi, yəni deytron nüvələri parçalamaq üçün tətbiq edilən ən əlverişli "mərmilərdən" biridir. Deyteriumu kəşf etdiyinə görə 1934-cü ildə H. K. Yuri kimya üzrə Nobel mükafatına layiq görülmüşdür.

Qeyd edək ki, spektral xətlərin izotopik sürüşməsi izotopların yalnız kütlələrinin deyil, həm də izotopların atomlarının nüvələrinin ölçüsünün fərqli olması ilə əlaqədardır. Doğrudan da, kvantlanma probleminə Şredinger tənliyinin həlli əsasında baxsaq bunu başa düşmək çətin deyildir. Belə ki, müxtəlif izotoplar üçün nüvənin daxilində Kulon və nüvə qüvvələrinin sahəsi müxtəlif olur. Bundan başqa, həmin sahələrin tutduğu oblastın ölçüləri də müxtəlif izotoplar üçün müxtəlifdir. Bu isə dalğa funksiyalarının və onlara uyğun məxsusi enerjilərin bir qədər fərqlənməsinə səbəb olur. Spektral xətlərin sürüşməsinə nüvənin ölçülərinin təsiri ağır nüvələrdə daha güclüdür. Belə ki, ağır nüvələrin ölçülərindəki fərqi izotopik sürüşməyə təsiri, onların kütlələrindəki fərqi göstərdiyi təsir ilə eyni tərtibdə olur.

İndi isə Ridberq sabitindən istifadə etməklə elektronun xüsusi yükünün (e/m) təyininə baxaq. Bu məqsədlə düstura əsasən hidrogen (H) və deyterium (D) üçün Ridberq sabitinin ifadəsini yazaq. Hidrogen üçün R_H (9.30) düsturu ilə təyin olunur. Deyterium üçün isə

$$R_D = \frac{R_\infty}{(1 + m/M_D)} \quad (9.35)$$

M_H – hidrogen, M_D – deyterium atomunun nüvəsinin kütləsidir. (9.20) və (9.25) düsturlarına əsasən

$$\frac{R_D}{R_H} = \frac{1 + m/M_H}{1 + m/M_D}, \quad \frac{R_D - R_H}{R_H} = \frac{m}{M_H} \cdot \frac{M_D - M_H}{M_D + m} \quad (9.36)$$

yaza bilərik. Buradan

$$\frac{m}{M_H} = \frac{(R_D - R_H)(M_D + m)}{R_H(M_D - M_H)} \quad (9.37)$$

alınır. Nüvələrin bu düstura daxil olan M_H və M_D kütlələri hidrogen (H) və deyteriumun (D) atom kütlələri μ_H və μ_D vasitəsilə aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$M_H = \frac{\mu_H}{N_A} - m, \quad M_D = \frac{\mu_D}{N_A} - m. \quad (9.38)$$

Burada N_A – Avoqadro ədədidir (Ə4.1).

$\lambda_D (\text{Å})$	$\lambda_H (\text{Å})$	$\Delta\lambda_{hesabl.}$	$\Delta\lambda_{təcr.}$
1215,664	1215,334	0,330	0,330
1025,718	1025,439	0,279	0,279
973,533	972,269	0,264	0,266

Məlumdur ki, F Faradey sabiti e elementar yükün N_A Avocado ədədinə hasilinə bərabərdir: $F=eN_A$. Beləliklə, (9.34) ifadəsini nəzərə almaqla

$$\frac{e}{m} = \frac{F}{N_A \cdot m} = \frac{FR_H(M_D - M_H)}{N_A(R_D - R_H)(M_D + m) \cdot M_H} = \frac{FR_H(\mu_D - \mu_H)}{(R_D - R_H)\mu_D(\mu_H - mN_A)} \quad (9.39)$$

yaza bilərik.

(9.39) ifadəsində mN_A hasilinin (elektronun "atom kütləsi")

$$mN_A = 6,022 \cdot 10^{23} \cdot 9,108 \cdot 10^{-31} = 5,48 \cdot 10^{-7} \text{ kq/mol} \quad (9.40)$$

qiymətinin μ_H və μ_D atom kütlələrinə nisbətən çox kiçik olduğunu nəzərə alsaq, kifayət qədər böyük dəqiqliklə

$$\frac{e}{m} = F \cdot \frac{R_H}{R_D - R_H} \cdot \frac{\mu_D - \mu_H}{\mu_H \cdot \mu_D} \quad (9.41)$$

ifadəsini yaza bilərik. Hidrogen (H) və deuterium (D) spektrlərinə əsasən R_H və R_D sabitlərinin təyin olunmuş dəqiq qiymətlərini (9.40)-də yazaraq

$$\frac{e}{m} = 1,7589 \cdot 10^{11} \frac{\text{Kl}}{\text{kq}}$$

tapmışlar. Göründüyü kimi, elektronların elektrik və maqnit sahələrində meylinə əsasən e/m üçün tapılmış ən dəqiq qiymət spektroskopik üsulla tapılmış qiymətə çox yaxındır. Hidrogenin izotopları üçün R_H və R_D Ridberq sabitlərini bilərək həm də elektronun m kütləsini hesablamaq olar. Doğrudan da (9.31) düsturuna əsasən

$$R_H \left(1 + \frac{m}{M_H}\right) = R_D \left(1 + \frac{m}{M_D}\right) \quad (9.42)$$

yaza bilərik. Burada M_H və M_D – hidrogen və deuterium atomlarının nüvələrinin (proton və deytoun) kütləsidir.

(9.42) düsturundan

$$m = \frac{M_H M_D (R_D - R_H)}{M_D R_H - M_H R_D} \quad (9.43)$$

alınır. M_H və M_D kəmiyyətləri kütlə spektroqrafları vasitəsilə təyin olunur. Elektronun kütləsini analogi yolla hidrogen atomu və He^+ ionu üçün Ridberq sabitlərinin qiymətinə əsasən də tapmaq olar. Elektronun kütləsinin Ridberq sabitləri vasitəsilə yuxarıda göstərilən üsulla təyini ilk dəfə V.İ.Çernyayev tərəfindən həyata keçirilmiş və alınan nəticələr qənaətbəxş olmuşdur.

Atom daxili prosesləri xarakterizə etmək üçün bəzən atom vahidləri sistemindən istifadə edilir. Atom vahidləri sistemində kütlə vahidi, yük vahidi və impuls momenti vahidi kimi, uyğun olaraq, elektronun kütləsi m , elektronun yükü e və Plank sabiti $\hbar = h/2\pi$ götürülür. Bu, o deməkdir ki, düsturlarda atom vahidlərinə keçmək üçün formal olaraq $m=e=\hbar=1$ və $\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi}$ yazmaq lazımdır.

Onda hidrogen atomunda birinci dairəvi orbitin (Bor orbitinin) radiusu atom vahidlərində (9.16) düsturuna əsasən $a_0 = \hbar/me^2 = 1$ olar. Hidrogen atomunda və hidrogenəbənzər ionda ixtiyari orbitin atom vahidlərində radiusu (9.4) düsturuna uyğun olaraq

$$r_n = \frac{n^2}{Z} \quad (9.44)$$

kimi, stasionar halların enerjisi isə

$$E_n = -\frac{1}{2} \frac{Z^2}{n^2} \quad (9.45)$$

kimi təyin olunur. Beləliklə, atom vahidləri sistemində uzunluq vahidi olaraq $0,529 \cdot 10^{-8} \text{ sm}$, enerji vahidi olaraq isə hidrogen atomunun birinci (ən dərin) stasionar halının enerjisinin mütləq qiymətinin iki misli ($27,2 \text{ eV}$) götürülür. Elektronun atomda hərəkətini xarakterizə edən digər kəmiyyətləri də atom vahidləri ilə ifadə etmək olar. (9.11) və (9.4) düsturlarına əsasən hidrogenəbənzər atomda dairəvi orbitdə elektronun sürəti üçün *SQSE* sistemində

$$v = \frac{1}{n} \cdot \frac{e^2}{\hbar} \cdot Z, \quad (9.46)$$

atom vahidlərində isə

$$v = \frac{Z}{n} \quad (9.47)$$

ifadəsini alırıq. Buradan görünür ki, hidrogen atomunda birinci dairəvi orbitdə elektronun sürəti ($2,186 \cdot 10^8 \text{ sm/s}$) atom vahidlərində 1-ə bərabərdir. Bu sürətin işıqın vakuumdakı sürətinə nisbəti

$$\alpha = \frac{v_0}{c} = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (9.48)$$

olar. $\alpha = e^2/\hbar c = 7,2969 \cdot 10^{-3} \approx 1/137$ kəmiyyəti fizikada incə quruluş sabiti adlanır. Beləliklə, atom vahidləri sistemində sürət vahidi olaraq işıqın vakuumdakı sürətinin təqribən $1/137$ hissəsi götürülür.

Nəhayət, hidrogenəbənzər atomda dairəvi orbit üzrə fırlanma periodunu tapaq:

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi n^3 \hbar^3}{m Z^2 e^4} \quad (9.49)$$

və ya atom vahidləri sistemində

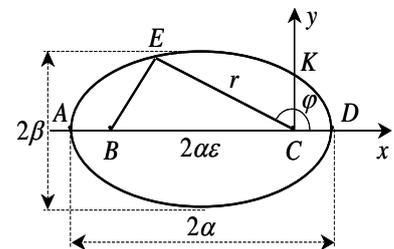
$$T = \frac{2\pi n^3}{Z^2}. \quad (9.50)$$

(9.50) ifadəsindən görünür ki, atom vahidləri sistemində zaman vahidi olaraq hidrogen atomunda birinci dairəvi orbitdə elektronun fırlanma periodunun ($T_0 = 1,522 \cdot 10^{-16} \text{ san}$) $1/2\pi$ hissəsi götürülür. Bu zaman müddəti isə $T_0/2\pi = 2,42 \cdot 10^{-17} \text{ san}$ -dir.

X MÜHAZİRƏ

Bor Zommerfeld nəzəriyyəsi.

Əvvəlki paraqraflarda Bor nəzəriyyəsinin doğruluğunu təsdiq edən və həm də bu nəzəriyyəyə əsasən izah oluna bilən çoxlu sayda hadisələri nəzərdən keçirdik. Məlum oldu ki, bu nəzəriyyə bir çox məsələləri müvəffəqiyyətlə həll etməyə imkan verir. Zommerfeld Bor nəzəriyyəsinə daha da inkişaf etdirdi. Belə ki, Bor nəzəriyyəsinə elektronun yalnız dairəvi orbitlər üzrə hərəkət etdiyi fərz olunduğu halda, Zommerfeld elliptik orbitlərin də mümkün olduğunu nəzərə almış və məsələni daha ümumi şəkildə həll etmişdir. Bunun üçün isə kvantlanma qaydalarını təkmilləşdirmək lazım gəldi. Doğrudan da, elektron çevrə üzrə hərəkət etdiyi zaman sərbəstlik dərəcəsi bir olan sistem üçün kvantlanma şərtinə baxmaqla kifayətlənmək olar. Əgər elliptik orbitləri də nəzərə almaq istəsək, onda sərbəstlik dərəcəsi iki olan hal üçün kvantlanma şərtindən istifadə etməliyik. Çünki ellips üzrə hərəkət edən elektronun vəziyyəti iki parametrlə, yəni ellipsin fokusundan olan r məsafəsi və φ polyar bucağı (azimut) ilə təyin olunur (şəkil 10.1). Əgər orbitin fəzada yönəlməsini də nəzərə almaq istəsək, onda elektronun üç dənə sərbəstlik dərəcəsinin (r, θ, φ) hamısı nəzərə alınmalıdır.



Şəkil 10.1.

Beləliklə, həll edilməsi vacib olan əsas məsələ, yəni sərbəstlik dərəcəsi çox olan sistemlər üçün kvantlanma qaydalarının (şərtlərinin) tapılması məsələsi qarşıya çıxır. Bu məsələni ilk dəfə Zommerfeld və ondan asılı olmayaraq Q. A. Vilson ən ümumi halda, yəni şərti-periodik adlanan sistemlər üçün həll etmişlər.

Şərti periodik sistemlərə misal olaraq anizotrop ossilyatoru göstərmək olar. Fərz edək ki, kütləsi m olan hissəcik müstəvi üzərində elə hərəkət edir ki, bu hərəkətin bir-birinə perpendikulyar olan x və y koordinat oxları üzrə proyeksiyaları bir-birindən fərqli olan ω_x və ω_y tezlikləri ilə sadə harmonik rəqslər edir. Onda bu hissəciyin hərəkət tənlikləri

$$m\ddot{x} = -f_1x, m\ddot{y} = -f_2y \quad (10.1)$$

kimi olar. Burada hərfin üstündə nöqtə zamana görə törəməni göstərir. Məlum olduğu kimi, (4.249) tənliklərinin həlli

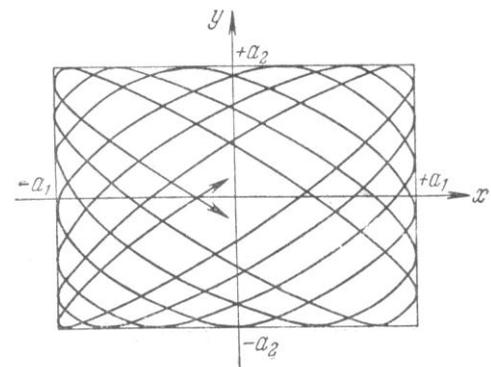
$$\begin{aligned} x &= a_1 \cos(\omega_x t + \delta_1) \\ y &= a_2 \cos(\omega_y t + \delta_2) \end{aligned} \quad (10.2)$$

şəklindədir. Burada a_1 və a_2 – rəqslərin amplitudları, δ_1 və δ_2 – başlanğıc fazalar, f_1 və f_2 – kvazielastik qüvvə əmsalları, ω_x və ω_y isə dairəvi tezliklərdir:

$$\omega_x = \sqrt{f_1/m}, \quad \omega_y = \sqrt{f_2/m} \quad (10.3)$$

Əgər $f_1 = f_2$ olsaydı, dairəvi tezliklər də bir-birinə bərabər olardı ($\omega_1 = \omega_2$) və bu, adi izotrop ossilyator olardı. Lakin biz fərz edirik ki, $f_1 \neq f_2$ və baxılan sistem anizotropdur. Belə ossilyatorun ən ümumi hərəkəti ω_x və ω_y tezliklərinin qiymətləri eyni tərtibli (müqayisə oluna bilən) olmadığı hala uyğundur.

Bu şərt ödəndikdə hissəcik çoxlu sayda həlqələrdən ibarət olan çox mürəkkəb bir əyri üzrə (Lissaju fiquru) hərəkət edir (şəkil 10.2). Bu əyrinin maraqlı xüsusiyyəti



Şəkil 10.2

ondan ibarətdir ki, o, heç zaman qapanmır və $a_1 a_2$ düzbucaqlısını bərabər sıxlıqla doldurur. Belə ki, hərəkət edən maddi nöqtə bu düzbucaqlının daxilində yerləşən istənilən nöqtəyə sonsuz yaxınlaşa bilər. Əksinə, ω_x və ω_y tezliklərinin qiymətləri bir-biri ilə eyni tərtibli olduqda sırf periodik hərəkət alınır. Məsələn, $\omega_x = \omega_y$ olduqda hissəcik ya düz xətt boyunca rəqs edir, ya da çevrə və ya ellips üzrə hərəkət edir. ω_x və ω_y tezliklərinin nisbətinin hər hansı digər rəşional qiymətində isə ümumiyyətlə mürəkkəb, lakin hökmən qapalı trayektoriya alınır: müəyyən nöqtədən çıxaraq hərəkət edən hissəcik az və ya çox dərəcədə mürəkkəb olan əyri xətt üzrə hərəkət edərək həmin nöqtəyə qayıdır və hərəkət yenidən təkrarlanır. Bütün bu hallarda tezliyin iki əsas qiymətini (ω_x və ω_y) deyil, onlardan yalnız birini bilməklə kifayətlənmək olar. Çünki ω_x/ω_y nisbəti rəşional ədəd olduğundan bir tezliyi digəri ilə ifadə etmək olar. Beləliklə, aydın olur ki, sırf periodik hərəkət şərti periodik hərəkətin xüsusi halı və özü də özünəməxsus xüsusi halıdır. Belə ki, sırf periodik hərəkət zamanı iki sərbəstlik dərəcəsinə malik sistemi xarakterizə etməli olan iki xüsusi tezlik əvəzinə bir tezliklə kifayətlənmək olur və trayektoriya düzbucaqlının bütün sahəsini bərabər sıxlıqla doldurmur. Adətən deyirlər ki, sırf periodik hərəkət şərti periodik hərəkətin cırlaşmış halıdır.

Baxdığımız sadə halda şərti periodik hərəkət iki sadə harmonik rəqsə gətirilir. Ona görə də (9.9) kvantlanma qaydasını bu rəqsələrin hər birinə tətbiq edərək tələb etmək olar ki,

$$\oint p_x dx = 2\pi n_x \hbar, \oint p_y dy = 2\pi n_y \hbar \quad (10.4)$$

şərtləri ödənməlidir. Burada n_x və n_y – tam qiymətlər alan kvant ədədləridir.

Deməli, ellips üzrə hərəkəti də nəzərə aldıqda mümkün olan bütün elliptik trayektoriyalar içərisindən atomun stasionar hallarına uyğun gələn ellipsləri seçmək üçün bir dənə (9.9) şərti kifayət deyildir.

Məlumdur ki, sərbəstlik dərəcəsi s olan sistem üçün elə q_1, q_2, \dots, q_s ümumiləşmiş koordinatlar tapmaq olar ki, bu koordinatlarda sistemin hərəkəti, baxdığımız anizotrop ossilyatorada olduğu kimi, s dənə harmonik rəqsə "ayrıla" bilsin. Belə hallarda (9.9) kvantlanma şərtini hər bir sərbəstlik dərəcəsi üçün ayrılıqda yazmaq lazımdır.

Sərbəstlik dərəcəsi çox olan sistemlərin stasionar hallarının tabe olduğu kvantlanma şərtlərini ümumi şəkildə Zommerfeld aşağıdakı kimi müəyyən etmişdir. Əgər sərbəstlik dərəcəsi s olan sistem q_i ümumiləşmiş koordinatları və onlara uyğun olan

$$p_i = \frac{\partial W_k}{\partial q_i} \quad (10.5)$$

ümumiləşmiş impulsarı ilə təsvir olunursa, onda bu sistemin, (9.9) ifadəsinə uyğun olaraq, yalnız

$$\oint p_i dq_i = n_i h = 2\pi n_i \hbar, (i = 1, 2, \dots, s) \quad (10.6)$$

şərtini ödəyən halları stasionar hallar olacaqdır. Burada W_k – kinetik enerji, $n_1, n_2, n_3, \dots, n_s$ – kvant ədədləridir və tam qiymətlər alır. (10.6) ifadələri Zommerfeldin kvant şərtləri adlanır. Qeyd edək ki, $\oint p_i dq_i$ kəmiyyətlərinə çox zaman baxılan sistemin adiabatik invariantları da deyilir.

(10.6) kvant şərtlərində inteqrallama uyğun q_i dəyişəninin bütün qiymətləri oblastı üzrə aparılır.

Qeyd edək ki, (10.6) kvant şərtləri əsasında aparılan hesablamalar yalnız sadə atom sistemləri üçün təcrübə ilə uyğun gələn nəticələr verir. Daha mürəkkəb sistemlər üçün (10.6) kvant şərtləri özünü doğrultmur və sonra görəcəyimiz kimi, hesablamalar kvant mexanikası təsəvvürlərinə əsasən aparılmalıdır. Məhz buna görə də atom fizikasına aid yazılmış dərs vəsaitlərinin əksəriyyətində Bor nəzəriyyəsinin Zommerfeld tərəfindən ümumiləşdirilməsi və təkmilləşdirilməsi şərh olunmur. Belə hesab edilir ki, kvant mexanikasının yaranması nəticəsində Bor-Zommerfeld nəzəriyyəsi öz əhəmiyyətini artıq itirmişdir. Lakin (10.6) şərtləri atom nəzəriyyəsinin inkişafında tarixən böyük rol oynamışdır və ona görə də biz bu şərtlərin hidrogenəbənzər atomlara tətbiqini ətraflı şərh edəcəyik. Bu məqsədlə klassik mexanikadan məlum olan Laqranj və Hamilton metodlarından istifadə etmək əlverişlidir.

Fərz edək ki, hidrogenəbənzər atomda nüvənin kütləsi m_1 , elektronun kütləsi isə m_2 -dir. Bu iki hissəcikdən ibarət olan sistemin hərəkətini başlanğıcı O nöqtəsində olan koordinat sisteminə nəzərən öyrənək (şəkil 10.3). Bu sistemin Laqranj funksiyası

$$L = \frac{m_1 \dot{\vec{r}}_1^2}{2} + \frac{m_2 \dot{\vec{r}}_2^2}{2} - U(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) \quad (10.7)$$

kimi təyin olunur. Burada \vec{r}_1 – nüvənin, \vec{r}_2 – elektronun radius-vektoru, $U(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)$ – elektron ilə

nüvə arasındakı Kulon qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisidir. Göründüyü kimi, sistemin sərbəstlik dərəcəsi altıya bərabərdir. Bu sistemin hərəkətini onun kütlə mərkəzinin hərəkəti və kütlə mərkəzinə nisbətən hərəkət olmaqla iki yerə ayırmaq. Bu məqsədlə aşağıdakı qayda ilə yeni \vec{r} və \vec{R} dəyişənlərinə keçək:

$$\begin{aligned}\vec{r} &= \vec{r}_1 - \vec{r}_2 \\ \vec{R} &= \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{m_1 + m_2}\end{aligned}\quad (10.8)$$

Burada \vec{r} – elektron ilə nüvə arasındakı məsafəyə uyğun vektor, \vec{R} – sistemin kütlə mərkəzinin radius-vektorudur. Asanlıqla göstərmək olar ki, kütlə mərkəzi hissəciklərin mərkəzlərini birləşdirən düz xətt üzərində olur və bu düz xətt parçasını kütlələrin nisbəti ilə tərs mütənəsb hissələrə bölür. Doğrudan da (10.8) düsturundan $m_1(\vec{R} - \vec{r}_1) = m_2(\vec{r}_2 - \vec{R})$ alınır ki, bu da $(\vec{R} - \vec{r}_1)$ və $(\vec{r}_2 - \vec{R})$ vektorlarının bir-birinə paralel olması deməkdir. Bu vektorlar ümumi bir C nöqtəsinə malik olduğundan, hər üç m_1 , C və m_2 nöqtələri bir düz xətt üzərində olar. Beləliklə, yuxarıdakı təklifin

birinci hissəsi isbat olunur. İkinci hissəsinin də isbatı $\frac{m_2}{m_1} = \frac{|\vec{R} - \vec{r}_1|}{|\vec{r}_2 - \vec{R}|}$ düsturundan dərhal görünür.

(9.6) tənliklərinin birgə həllindən

$$\begin{aligned}\vec{r}_1 &= \vec{R} + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{r}, \\ \vec{r}_2 &= \vec{R} - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{r}\end{aligned}\quad (10.9)$$

alınır. Bu ifadələrə əsasən $\dot{\vec{r}}_1$ və $\dot{\vec{r}}_2$ törəmələrini taparaq (9.7)-də yazmaq:

$$L = \frac{M\dot{\vec{R}}^2}{2} + \frac{\mu\dot{\vec{r}}^2}{2} - U(r). \quad (10.10)$$

Burada M – sistemin tam kütləsi, μ – gətirilmiş kütlədir.

$$M = m_1 + m_2, \quad (10.11)$$

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

(10.11) ifadəsindən görünür ki, Laqranj funksiyası sistemin kütlə mərkəzinin \vec{R} radius-vektorundan asılı deyildir. Ona görə də $\frac{\partial L}{\partial \vec{R}} = 0$ və

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{R}}} - \frac{\partial L}{\partial \vec{R}} = 0 \quad (10.12)$$

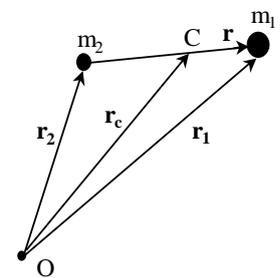
Laqranj tənliyindən

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{R}}} = 0, \quad \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{R}}} = M\dot{\vec{R}} = \text{const}, \quad \dot{\vec{R}} = \text{const} \quad (10.13)$$

alırıq. Deməli, sistemin kütlə mərkəzinin sürəti qiymət və istiqamətcə sabitdir. Ona görə də O koordinat başlanğıcını (şəkil 10.3) hidrogenəbənzər atomun kütlə mərkəzində yerləşdirməklə, kütlə mərkəzinin hərəkətini aradan çıxarmaq əlverişlidir ($\dot{\vec{R}} = 0, \ddot{\vec{R}} = 0$). Beləliklə, başlanğıcı kütlə mərkəzində yerləşmiş koordinat sisteminə nəzərən hərəkət edən hidrogenəbənzər atom üçün Laqranj funksiyası

$$L = \frac{\mu\dot{\vec{r}}^2}{2} - U(r) \quad (10.14)$$

şəklinə düşür. Bu isə $U(r)$ mərkəzi sahəsində hərəkət edən μ kütləli hissəcik üçün Laqranj funksiyasıdır. Deməli, iki hissəciyin hərəkəti haqqında məsələ, kütləsi μ gətirilmiş kütləyə bərabər olan bir dənə fiktiv hissəciyin mərkəzi sahədə hərəkəti məsələsinə gətirilir. Lakin elektronun m_2



Şəkil 10.3

kütləsi nüvənin m_1 kütləsindən çox kiçik olduğu üçün ($m_2 \ll m_1$)

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} = \frac{m_2}{1 + \frac{m_2}{m_1}} \approx m_2 = m \quad (10.15)$$

yaza bilərik. Bu isə o deməkdir ki, nüvənin kütləsini sonsuz böyük ($m_2 \rightarrow \infty$) hesab etsək, μ gətirilmiş kütlə elektronun m kütləsinə bərabər götürülə bilər. Yəni elə bil ki, nüvə sükunətdədir və elektron onun ətrafında hərəkət edir.

Deməli, (10.14) Laqranj funksiyası aşağıdakı şəkllə düşür:

$$L = \frac{m\dot{r}^2}{2} - U(r). \quad (10.16)$$

Beləliklə, məsələ sadələşərək elektronun sükunətdə olan nüvə ətrafında hərəkəti haqqında məsələyə gətirilir. Nüvənin hərəkətini nəzərə almaq üçün (10.16) düsturunda elektronun m kütləsini μ gətirilmiş kütlə ilə əvəz etmək lazımdır.

Atom sferik simmetriyaya malik sistem olduğundan bu məsələni həll etmək üçün sferik koordinat sistemindən istifadə etmək əlverişlidir. Bu koordinat sistemində (10.16) Laqranj funksiyası aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

$$L = \frac{m}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2 \sin^2 \theta) - U(r). \quad (10.17)$$

Burada r, θ, φ ($0 \leq r < \infty$, $0 \leq \theta \leq \pi$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$) – elektronun sferik koordinatlarıdır.

(10.17) ifadəsindən görünür ki, Laqranj funksiyası φ bucağından asılı deyildir, yəni φ – dairəvi koordinatdır. Ona görə də $\frac{\partial L}{\partial \varphi} = 0$ və

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} - \frac{\partial L}{\partial \varphi} = 0 \quad (10.18)$$

Laqranj tənliyindən alınır ki, $p_\varphi = \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}}$ ümumiləşmiş impulsu saxlanmalıdır:

$$p_\varphi = \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = m r^2 \dot{\varphi} \sin^2 \theta = \text{const}. \quad (10.19)$$

Digər tərəfdən məlumdur ki, $p_\varphi = M_Z$. Burada M_Z elektronun impuls momentinin Z oxu üzrə proyeksiyasıdır. Doğrudan da,

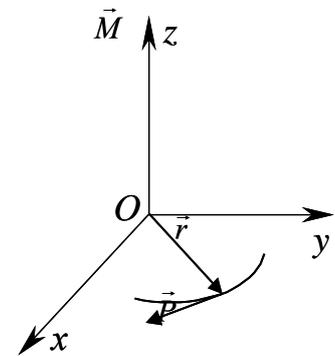
$$M_Z = [\vec{r}\vec{p}]_Z = m r^2 \dot{\varphi} \sin^2 \theta = p_\varphi = \text{const}. \quad (10.20)$$

Deməli, hidrogenəbənzər atomda hərəkət zamanı elektronun impuls momentinin M_Z proyeksiyası saxlanır. Vektorial hasilin tərifinə görə \vec{M} vektoru \vec{r} və \vec{p} vektorlarına perpendikulyar olmalıdır. Əgər Z oxunu \vec{M} vektoru boyunca yönəltsək, onda $|\vec{M}| = M_Z = \text{const}$ olar, yəni impuls momenti qiymət və istiqamətcə saxlanmış olar. Bu isə o deməkdir ki, hidrogenəbənzər atomda elektronun hərəkəti \vec{M} vektoruna perpendikulyar olan və \vec{r} və \vec{p} vektorlarının yerləşdiyi müstəvi üzərində baş verir (şəkil 10.4). Ona görə də bu hərəkəti təsvir etmək üçün r, φ polyar koordinatlardan istifadə etmək əlverişlidir.

Biz indi isbat etməliyik ki, elektronun trayektoriyası ellips şəkliyədir. Bunun üçün hər şeydən əvvəl polyar koordinatlarda ellipsin tənliyini tapaq. Tərifə görə məlumdur ki, ellipsin üzərindəki istənilən nöqtədən fokuslara qədər olan məsafələrin cəmi sabit qalır: $r+r' = \text{const}$. (şəkil 10.1). Ellipsin fokusları arasındakı məsafənin onun böyük oxunun uzunluğuna olan nisbətində ellipsin eksentristeti deyilir:

$\varepsilon = \frac{BC}{AD}$. 10.1 şəkildən görünür ki, $r+r' = 2\alpha = AD$. Burada α – ellipsin

böyük yarımoxudur. Onda $BC = \varepsilon AD = 2\alpha\varepsilon$ yaza bilərik.



Şəkil 10.4

Kosinuslar teoreminə görə ΔBEC -dən

$$r'^2 = r^2 + (2\alpha\varepsilon)^2 + 2r \cdot 2\alpha\varepsilon \cos\varphi$$

olar. $r+r'=2\alpha$ olduğunu burada nəzərə alsaq

$$r(1+\varepsilon\cos\varphi) = \alpha(1-\varepsilon^2)$$

yaza bilərik. Burada

$$p = \alpha(1-\varepsilon^2) \quad (10.21)$$

işarə edərək

$$\frac{p}{r} = 1 + \varepsilon \cos\varphi \quad (10.22)$$

alırıq ki, bu da (r, φ) polyar koordinatlarda ellipsin tənliyidir. (10.22) ifadəsində P – ellipsin parametri adlanır.

İndi isə göstərək ki, hidrogenəbənzər atomda elektronun trayektoriyası ellipsin (10.22) tənliyi ilə ifadə olunur. Bu məqsədlə Zommerfeldin (10.4) kvant şərtlərindən istifadə edəcəyik. Hidrogenəbənzər atom üçün bu şərtlər aşağıdakı kimi yazılır:

$$\oint p_\varphi d\varphi = n_\varphi h = 2\pi m_\varphi \hbar, \quad (10.23)$$

$$\oint p_r dr = n_r h = 2\pi m_r \hbar, \quad (10.24)$$

$$\oint p_\theta d\theta = n_\theta h = 2\pi m_\theta \hbar. \quad (10.25)$$

Burada n_φ, n_r, n_θ – tam qiymətlər alan kvant ədədləridir.

Əvvəlcə (10.23) kvant şərtinə baxaq. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, baxılan hərəkət zamanı p_φ ümumiləşmiş impulsu saxlanır, yəni $p_\varphi = \text{const}$. Ona görə də (10.23) düsturundan

$$\oint p_\varphi d\varphi = p_\varphi \oint d\varphi = p_\varphi \cdot 2\pi = n_\varphi h$$

və ya

$$p_\varphi = n_\varphi \hbar \quad (10.26)$$

alınır. Deməli, elektronun p_φ ümumiləşmiş impulsu kəsilməz deyil, \hbar Plank sabitinin tam misllərinə bərabər olan diskret qiymətlər almalı, yəni kvantlanmalıdır. Qeyd edək ki, hidrogenəbənzər atomda elektron üçün $p_\varphi = 0$ olduqda elektron nüvənin üzərinə düşər və atom öz mövcudluğunu itirərdi. Doğrudan da, $p_\varphi = mr^2 \dot{\varphi} = 0$ olsa, $\varphi = \text{const}$ alınır ki, bu da elektronun radius-vektor boyunca düz-xətli hərəkətinə uyğundur və bu halda elektrona yalnız nüvənin Kulon cazibə qüvvəsi təsir edir. Deməli, elektronun nüvənin üzərinə düşməməsi üçün, o, nüvənin ətrafında qapalı əyri xətlə trayektoriya üzrə hərəkət etməlidir, yəni $p_\varphi \neq 0$ olmalıdır. Belə hərəkət zamanı elektrona nüvənin cazibə qüvvəsinin əksi istiqamətində yönəlmiş mərkəzdənqaçma qüvvəsi təsir edir. Bu mülahizələrdən aydın olur ki, n_φ azimutal kvant ədədi sıfıra bərabər qiymət ala bilməz ($n_\varphi = 0$) və $n_\varphi = 1, 2, 3, \dots$ tam qiymətlər almalıdır.

Baxılan halda elektronun hərəkəti mərkəzi sahədə baş verdiyi üçün onun tam enerjisi saxlanır. Bu halda tam enerji Hamilton funksiyasına bərabərdir. (r, φ) polyar koordinatlarda hidrogenəbənzər atomda elektronun Hamilton funksiyası aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

$$H = E = \frac{p_r^2}{2m} + \frac{p_\varphi^2}{2mr^2} - \frac{Ze^2}{r}. \quad (10.27)$$

Burada potensial enerjinin ifadəsində $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$ vuruğunu sadəlik naminə yazmadıq.

(10.26)-ü nəzərə almaqla (10.27)-dən

$$p_r = \sqrt{2mE - \frac{n_\varphi^2 \hbar^2}{r^2} + \frac{2mZe^2}{r}} \quad (10.28)$$

yaza bilərik. Digər tərəfdən

$$p_\varphi = mr^2 \dot{\varphi} = mr^2 \frac{d\varphi}{dt} = n_\varphi \hbar,$$

$$d\varphi = \frac{n_\varphi \hbar}{mr^2} dt,$$

$$p_r = m\dot{r} = m \frac{dr}{dt},$$

$$dt = \frac{m dr}{p_r}$$

ifadələrinə əsasən

$$d\varphi = \frac{n_\varphi \hbar}{mr^2} \frac{m dr}{p_r} = \frac{n_\varphi \hbar}{r^2} \frac{dr}{p_r} \quad (10.29)$$

yaza bilərik. Bu ifadəni inteqrallasaq və (10.28)-ni nəzərə alsaq

$$\varphi = \int \frac{n_\varphi \hbar}{r^2} \frac{dr}{p_r} + \varphi_0 = \int \frac{n_\varphi \hbar}{r^2} \frac{dr}{\sqrt{2mE - \frac{n_\varphi^2 \hbar^2}{r^2} + \frac{2mZe^2}{r}}} + \varphi_0 \quad (10.30)$$

olar. Burada φ_0 – inteqrallama sabitidir və ümumiliyi pozmadan φ -nin hesablanması başlanğıcını elə seçə bilərik ki, $\varphi_0=0$ olsun.

(10.30) düsturunda kökaltı ifadəni aşağıdakı kimi çevirək:

$$2mE - \frac{n_\varphi^2 \hbar^2}{r^2} + \frac{2mZe^2}{r} = 2mE - \left(\frac{n_\varphi \hbar}{r} - \frac{mZe^2}{n_\varphi \hbar} \right)^2 + \frac{m^2 Z^2 e^4}{n_\varphi^2 \hbar^2} = a^2 - x^2 \quad (10.31)$$

Burada

$$a = \sqrt{2mE + \frac{m^2 Z^2 e^4}{n_\varphi^2 \hbar^2}}, \quad (10.32)$$

$$x = \frac{n_\varphi \hbar}{r} - \frac{mZe^2}{n_\varphi \hbar} \quad (10.33)$$

işarə edilmişdir. (10.33)-ə əsasən

$$dx = -\frac{n_\varphi \hbar}{r^2} dr, dr = -\frac{r^2}{n_\varphi \hbar} dx \quad (10.34)$$

yaza bilərik.

(10.31) və (10.34)-nü (10.33)-də yazmaqla

$$\varphi = -\int \frac{dx}{\sqrt{a^2 - x^2}} = \arccos \frac{x}{a} \quad (10.35)$$

alırıq. a və x üçün (10.32) və (10.33) ifadələrini (10.35)-də yazaraq və $\frac{mZe^2}{n_\varphi \hbar}$ kəmiyyətinə ixtisar edərek

$$\varphi = \arccos \frac{\frac{n_\varphi \hbar}{r} - \frac{n_\varphi \hbar}{mZe^2} - 1}{\sqrt{1 + \frac{2mE \cdot n_\varphi^2 \hbar^2}{m^2 Z^2 e^4}}} \quad (10.36)$$

alırıq. Burada

$$\varepsilon = \sqrt{1 + \frac{2mE \cdot n_\varphi^2 \hbar^2}{mZ^2 e^4}}, \quad (10.37)$$

$$p = \frac{n_\varphi^2 \hbar^2}{mZe^2} \quad (10.38)$$

işarə etsək

$$\varphi = \arccos \frac{\frac{P}{r} - 1}{\varepsilon} \quad (10.39)$$

olar. Buradan isə

$$\frac{\frac{P}{r} - 1}{\varepsilon} = \cos \varphi, \frac{P}{r} - 1 = \varepsilon \cos \varphi$$

və ya

$$\frac{P}{r} = 1 + \varepsilon \cos \varphi \quad (10.40)$$

alırıq ki, bu da polyar koordinatlarda ellipsin (10.22) tənliyi ilə üst-üstə düşür. Beləliklə, hidrogenəbənzər atomda elektronun hərəkət trayektoriyası ellipsdir və bu ellipsin parametrləri ε və P (10.37) və (10.38) ifadələrinə əsasən elektronun e yükündən, m kütləsindən və E enerjisindən asılıdır.

(10.40) ifadəsinə əsasən elektronun nüvədən olan (nüvə ellipsin fokuslarından birində yerləşir) ən kiçik və ən böyük məsafəsini tapmaq olar. Bu məqsədlə (10.40)-ni

$$r = \frac{P}{1 + \varepsilon \cos \varphi} \quad (10.41)$$

kimi yazaq. Buradan görünür ki, $\varphi=0$ olduqda $r_{\min} = \frac{P}{1 + \varepsilon}$, $\varphi=\pi$ olduqda isə $r_{\max} = \frac{P}{1 - \varepsilon}$ olur.

$r_{\min} + r_{\max} = 2\alpha$ olduğundan $2\alpha = \frac{P}{1 + \varepsilon} + \frac{P}{1 - \varepsilon} = \frac{2P}{1 - \varepsilon^2}$ və ya ellipsin böyük yarımoxu üçün

$$\alpha = \frac{P}{1 - \varepsilon^2} \quad (10.42)$$

ifadəsini tapırıq.

İndi isə ellipsin kiçik yarımoxunu (β) tapaq. 10.1 şəklindən görünür ki, $r=r'=\alpha$ nöqtəsi üçün $r^2 = \beta^2 + (\alpha\varepsilon)^2$ və buradan da

$$\beta = \alpha \sqrt{1 - \varepsilon^2} \quad (10.43)$$

olur.

Elektronun enerjisini tapmaq üçün (10.24) kvant şərtinə baxaq. Burada inteqrallama r -in bütün dəyişmə oblastı üzrə, yəni perihelidə r_{\min} qiymətindən afelidə r_{\max} qiymətinə qədər və əksinə, periheliyə qayıtdıqda r_{\max} qiymətindən r_{\min} -a qədər aparılmalıdır. Ona görə də (10.24) ifadəsini

$$\oint p_r dr = 2 \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} p_r dr = n_r h \quad (10.44)$$

kimi yaza bilərik. (10.28)-i (10.44)-də yazaq və

$$a = 2mE, b = 2mZe^2, c = -n_\varphi^2 \hbar^2 \quad (10.45)$$

işarə edək. Onda

$$\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} p_r dr = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{\sqrt{ar^2 + br + c}}{r} dr \quad (10.46)$$

olar.

Sonuncu inteqralı hesablamaq üçün $X = ax^2 + bx + c$ işarə edərək riyaziyyatdan məlum olan aşağıdakı ifadələrdən istifadə edəcəyik:

$$\int \frac{X^{1/2} dx}{x} = X^{1/2} + \frac{b}{2} \int \frac{dx}{X^{1/2}} + c \int \frac{dx}{x \cdot X^{1/2}}, \quad (10.47)$$

$$\int \frac{dx}{X^{1/2}} = \frac{1}{\sqrt{-a}} \arcsin \frac{-2ax - b}{\sqrt{b^2 - 4ac}}; \quad (10.48)$$

$$a < 0, b^2 > 4ac, |2ax + b| < \sqrt{b^2 - 4ac}$$

$$\int \frac{dx}{x \cdot X^{1/2}} = \frac{1}{\sqrt{-c}} \arcsin \frac{bx+2c}{|x|\sqrt{b^2-4ac}}; \quad c < 0, b^2 - 4ac > 0. \quad (10.49)$$

(10.47)-(10.49) ifadələrini (10.46)-də nəzərə alsaq

$$\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} p_r dr = \left\{ \sqrt{ar^2 + br + c} + \frac{b}{2\sqrt{-a}} \arcsin \frac{-2ar - b}{\sqrt{b^2 - 4ac}} + \sqrt{-c} \arcsin \frac{br + 2c}{r\sqrt{b^2 - 4ac}} \right\}_{r_{\min}}^{r_{\max}} \quad (10.50)$$

olar. $p_r = m\dot{r} = 0$ şərti trayektoriyanın "dönüş nöqtəsini" təyin edir. Belə ki, həmin nöqtədə $r(t)$ funksiyası artmaqdan azalmaya keçir və ya əksinə. Başqa sözlə, $\dot{r} = 0$ şərti $r = r_{\max}$ və ya $r = r_{\min}$ olduğunu göstərdiyi üçün

$$p_r = \sqrt{2mE + \frac{2mZe^2}{r} - \frac{n_\phi^2 \hbar^2}{r^2}} \Big|_{r_{\min}}^{r_{\max}} = 0 \quad (10.51)$$

olmalıdır. (10.28) ifadəsində $r_{\min} = \frac{p}{1 + \varepsilon}$ və $r_{\max} = \frac{p}{1 - \varepsilon}$ yazmaqla da p_r ümumiləşmiş impulsu üçün (10.51) şərtini bilavasitə göstərmək olar. Onda (10.28), (10.45) və (10.46) ifadələrinə əsasən

$$\sqrt{ar^2 + br + c} \Big|_{r_{\min}}^{r_{\max}} = r \sqrt{2mE + \frac{2mZe^2}{r} - \frac{n_\phi^2 \hbar^2}{r^2}} \Big|_{r_{\min}}^{r_{\max}} = 0 \quad (10.52)$$

yaza bilərik. Deməli, (10.50) ifadəsində birinci hədd sıfıra bərabər olur. Bu ifadədə digər iki həddi hesablamaq üçün nəzərə almaq lazımdır ki, r_{\min} və r_{\max} kəmiyyətləri $ar^2 + br + c = 0$ tənliyinin kökləridir:

$$r_{\pm} = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \quad r_{\max} = r_+, \quad r_{\min} = r_-. \quad (10.53)$$

(10.53)-ü nəzərə almaqla aşağıdakı çevrilmələri aparaq:

$$\frac{-2ar - b}{\sqrt{b^2 - 4ac}} = \frac{1}{\sqrt{b^2 - 4ac}} \left[-2a \cdot \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} - b \right] = \mp 1 \quad (10.54)$$

$$\begin{aligned} \frac{br + 2c}{r\sqrt{b^2 - 4ac}} &= \frac{1}{\sqrt{b^2 - 4ac}} + \frac{2c}{\sqrt{b^2 - 4ac}} \cdot \frac{1}{r} = \frac{b}{\sqrt{b^2 - 4ac}} + \frac{2c}{\sqrt{b^2 - 4ac}} \cdot \frac{2a}{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}} = \\ &= \frac{b}{\sqrt{b^2 - 4ac}} \left[1 + \frac{4ac}{b(-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac})} \right] = \frac{b}{\sqrt{b^2 - 4ac}} \left[1 + \frac{4ac(-b \mp \sqrt{b^2 - 4ac})}{b(b^2 - b^2 + 4ac)} \right] = \\ &= \frac{b}{\sqrt{b^2 - 4ac}} \left(1 - 1 \mp \frac{\sqrt{b^2 - 4ac}}{b} \right) = \mp 1 \end{aligned} \quad (10.55)$$

(10.52), (10.54) və (10.55) ifadələrini (10.50)-də nəzərə alsaq

$$\begin{aligned} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} p_r dr &= \left(\frac{b}{2\sqrt{-a}} + \sqrt{-c} \right) [\arcsin(-1) - \arcsin 1] = \\ &= \left(\frac{b}{2\sqrt{-a}} + \sqrt{-c} \right) \cdot \left(-\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} \right) = -\pi \left(\frac{b}{2\sqrt{-a}} + \sqrt{-c} \right) \end{aligned} \quad (10.56)$$

olar.

(10.45) və (10.24) ifadələrini (10.56)-də nəzərə alsaq

$$\oint p_r dr = 2 \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} p_r dr = -2\pi \left(\frac{mZe^2}{\sqrt{-2mE}} + n_\phi \hbar \right) = n_r h \quad (10.57)$$

olar. Buradan isə

$$-\frac{mZe^2}{\sqrt{-2mE}} = (n_\varphi + n_r)\hbar$$

və ya

$$E_n = -\frac{mZ^2e^4}{2\hbar^2n^2}, \quad (E_n = -\frac{mZ^2e^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2n^2}) \quad (10.58)$$

alınır. Burada

$$n = n_\varphi + n_r \quad (10.59)$$

işarə edilmişdir. Azimutal n_φ və radial n_r kvant ədədlərinin cəminə bərabər olan n – baş kvant ədədi adlanır.

(10.59)-nı (10.37)-də nəzərə alsaq ellipsin eksentristeti üçün

$$1 - \varepsilon^2 = \frac{n_\varphi^2}{n^2} \quad (10.60)$$

ifadəsini yazı bilərik.

Yuxarıda qeyd olunduğu kimi, n_φ kvant ədədi $n_\varphi=0$ qiyməti ala bilməz. Ona görə də (10.59) ifadəsindən görünür ki, n baş kvant ədədinin verilmiş qiymətində n_φ və n_r kvant ədədləri aşağıdakı qiymətləri ala bilər:

$$n_\varphi=1,2,3,\dots,n; \quad n_r=n-1, n-2, n-3,\dots,0 \quad (10.61)$$

Deməli, (4.270) kvant şərti elliptik orbitlər üzrə hərəkət edən elektronun impuls momenti, (10.23) kvant şərti isə bu ellipslərin eksentristeti üçün müəyyən məhdudiyət qoyur. (10.26), (10.58) və (10.60) şərtləri elliptik orbitlərin enerjisini və digər xarakteristikalarını təyin etməyə imkan verir.

Polyar koordinatlarda elektronun kinetik enerjisi aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$W_\kappa = \frac{m}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2) = \frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) = \frac{1}{2m}\left(p_r^2 + \frac{p_\varphi^2}{r^2}\right) \quad (10.62)$$

digər tərəfdən

$$p_r = m\dot{r} = m\frac{dr}{dt} = m\frac{dr}{d\varphi}\frac{d\varphi}{dt} = m\dot{\varphi}\frac{dr}{d\varphi} = \frac{p_\varphi}{r^2}\frac{dr}{d\varphi} \quad (10.63)$$

olduğunu (10.62)-da nəzərə alsaq

$$W_\kappa = \frac{p_\varphi^2}{2mr^2}\left[\frac{1}{r^2}\left(\frac{dr}{d\varphi}\right)^2 + 1\right] \quad (10.64)$$

yaza bilərik.

(10.21) və (10.22) ifadələrinə əsasən ellipsin polyar koordinatlarda tənliyini aşağıdakı kimi yazmaq:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{1 + \varepsilon \cos \varphi}{1 - \varepsilon^2} \quad (10.65)$$

(10.65) tənliyinin natural loqarifmini tapmaq və alınan ifadəni φ üzrə diferensiallayaraq:

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi} = \frac{\varepsilon \sin \varphi}{1 + \varepsilon \cos \varphi} \quad (10.66)$$

(10.65) və (10.66) ifadələrindən (10.61)-də istifadə etməklə kinetik enerji üçün aşağıdakı ifadəni yazmaq olar:

$$W_\kappa = \frac{p_\varphi^2}{m\alpha^2(1-\varepsilon^2)^2} \left(\frac{1+\varepsilon^2}{2} + \varepsilon \cos \varphi \right). \quad (10.67)$$

(10.65) ifadəsini nəzərə alaraq isə elektronun potensial enerjisi üçün aşağıdakı düsturu yazmaq olar:

$$W_p = -\frac{Ze^2}{r} = -\frac{Ze^2}{\alpha} \cdot \frac{1 + \varepsilon \cos \varphi}{1 - \varepsilon^2}. \quad (10.68)$$

(10.67) və (10.68) düsturlarına əsasən elektronun tam enerjisi üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$W = W_\varepsilon + W_p = \frac{p_\varphi^2}{m\alpha^2(1-\varepsilon^2)^2} \cdot \frac{1+\varepsilon^2}{2} - \frac{Ze^2}{\alpha(1-\varepsilon^2)} + \left[\frac{p_\varphi^2}{m\alpha^2(1-\varepsilon^2)^2} - \frac{Ze^2}{\alpha(1-\varepsilon^2)} \right] \cdot \varepsilon \cos \varphi. \quad (10.69)$$

Tam enerji saxlandığı üçün onun qiyməti zamandan və deməli, φ bucağından asılı olmayan sabit ədəd olmalıdır. Bu isə o deməkdir ki, (10.69) ifadəsində $\cos \varphi$ -nin əmsalı sıfıra bərabər olmalıdır:

$$\frac{p_\varphi^2}{m\alpha^2(1-\varepsilon^2)^2} - \frac{Ze^2}{\alpha(1-\varepsilon^2)} = 0. \quad (10.70)$$

Buradan ellipsin böyük yarımoxu üçün

$$\alpha = \frac{p_\varphi^2}{mZe^2(1-\varepsilon^2)} \quad (10.71)$$

ifadəsini tapırıq. (10.70) və (10.71) ifadələrinə əsasən tam enerji üçün (10.69) düsturu aşağıdakı şəkllə düşür:

$$E = \frac{Ze^2}{\alpha(1-\varepsilon^2)} \left(\frac{1+\varepsilon^2}{2} - 1 \right) \quad (10.72)$$

və ya

$$E = -\frac{Ze^2}{2\alpha}, \quad (E = -\frac{Ze^2}{8\pi\varepsilon_0\alpha}). \quad (10.73)$$

Beləliklə, ellips üzrə hərəkət zamanı elektronun tam enerjisi ellipsin yalnız böyük yarımoxundan asılıdır və özü də bu, çevrə üzrə hərəkət zamanı çevrənin radiusundan asılılığa oxşayır.

(10.58) ifadəsindən görünür ki, (10.23) və (10.24) kimi iki kvant şərtinin tətbiq edilməsinə baxmayaraq son nəticə dairəvi orbitlər üçün alınmış (9.14) düsturundan heç nə ilə fərqlənmir. Belə ki, enerji yenə də bir dənə n kvant ədədindən asılı olur. Lakin bu halda baş kvant ədədi adlanan n iki dənə n_φ və n_r kvant ədədlərinin cəminə bərabərdir. Belə nəticənin alınması onunla əlaqədardır ki, elektronun ellips üzrə hərəkəti şərti periodik hərəkətin cırlaşmış halıdır. Doğrudan da, müstəvi üzərində cırlaşma şərti periodik hərəkət qapanmayan Lissaju fiquru üzrə baş verdiyi halda, ellips üzrə hərəkət sırf periodik hərəkət olur. Göstərmək olar ki, (10.58) düsturu ilə ifadə olunan nəticə n baş kvant ədədinin hər bir qiyməti üçün bir-birinin üzərinə düşən n dənə enerji səviyyəsinin olduğunu göstərir. Buna inanmaq üçün göstərək ki, hər bir n qiymətinə böyük yarımoxu eyni olan n sayda orbit uyğun gəlir. Doğrudan da (10.37), (10.38) və (10.58)-i (10.42)-də yazaraq ellipsin böyük yarımoxu üçün

$$\alpha = -\frac{Ze^2}{2E} = n^2 \cdot \frac{\hbar^2}{mZe^2} = n^2 \frac{a_0}{Z} \quad (10.74)$$

ifadəsini alır. Burada $a_0 = \hbar^2 / me^2$ kəmiyyəti (9.14) düsturu ilə təyin olunan birinci Bor orbitinin radiusudur.

Qeyd edək ki, (10.74) ifadəsini (10.58) və (10.73) və ya (10.26), (10.60) və (10.71) düsturlarından istifadə etməklə də tapmaq olar.

Beləliklə, orbitin böyük yarımoxunun qiyməti n baş kvant ədədinin kvadratı ilə düz mütənasibdir.

Ellipsin kiçik yarımoxunu hesablamaq üçün isə (10.37), (10.58) və (10.74)-i (10.43)-də nəzərə almaq lazımdır. Onda

$$\beta = n^2 \frac{\hbar^2}{mZe^2} \cdot \frac{n_\varphi}{n} = nn_\varphi \frac{a_0}{Z} \quad (10.75)$$

alınır. Qeyd edək ki, (10.74) və (10.60)-dən istifadə edərək (10.75)-ü dərhal yazmaq olar.

Hidrogen atomu üçün $Z=1$ olduğundan (10.74) və (10.75) ifadələri aşağıdakı şəkllə düşür:

$$\alpha = n^2 a_0, \quad (10.76)$$

$$\beta = nn_\varphi a_0. \quad (10.77)$$

(10.74) və (10.75) ifadələrinin müqayisəsindən görünür ki, hidrogenəbənzər atomda elektronun orbitinin böyük yarımoxu yalnız n baş kvant ədədinin kvadratından asılı olduğu halda, kiçik

yarımox n baş və n_φ azimutal kvant ədədlərinin hasilindən asılıdır. $n=n_\varphi$ olduqda $\alpha=\beta$ olur və orbit çevrədir. $n_\varphi=0$ olduqda $b=0$ və elliptik orbit düzxətli trayektoriyaya çevrilir və elektron bu düz xətt üzrə rəqsvari hərəkət etməlidir. Bor nəzəriyyəsinə görə belə trayektoriya ola bilməz. Çünki belə trayektoriya üzrə hərəkət edən elektron nüvənin üzərinə düşməlidir. Ona görə də yuxarıda qeyd edildiyi kimi, $n_\varphi=1,2,3,\dots$ sıfırdan fərqli tam qiymətlərini alır. Beləliklə, (10.61) şərtindən göründüyü kimi, n baş kvant ədədinin hər bir qiymətinə və deməli, hər bir böyük yarımoxa bir-birindən eksentristetlə fərqlənən uzunsov ellipsdən çevrəyə qədər n sayda müxtəlif orbit uyğun gəlir. Məsələn,

1. $n=1$;	$n_\varphi=1, n_r=0$;	$\alpha=\beta=a_0/Z$	–	çevrə
2. $n=2$;	$n_\varphi=1, n_r=1$;	$\alpha=4a_0/Z, \beta=2a_0/Z$	–	ellips
	$n_\varphi=2, n_r=0$;	$\alpha=\beta=4a_0/Z$	–	çevrə
3. $n=3$;	$n_\varphi=1, n_r=2$;	$\alpha=9a_0/Z, \beta=3a_0/Z$	–	ellips
	$n_\varphi=2, n_r=1$;	$\alpha=9a_0/Z, \beta=6a_0/Z$	–	ellips
	$n_\varphi=3, n_r=0$;	$\alpha=\beta=9a_0/Z$	–	çevrə.

10.5 şəkildə $n=1,2,3$ halları üçün orbitlər sxematik olaraq çəkilmişdir. Bu şəkillərdən görünür ki, n_φ kvant ədədi kiçik olduqca elliptik orbitlər perihelidə fokusa (nüvəyə) daha çox yaxınlaşmış olur.

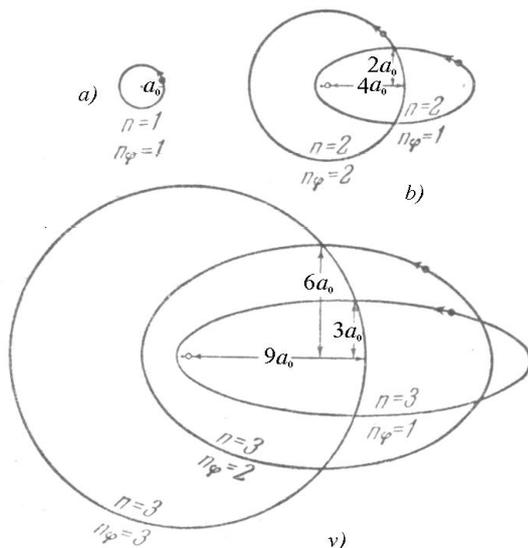
Beləliklə, n baş kvant ədədinin hər bir qiyməti üçün böyük yarımoxu eyni olan n sayda müxtəlif orbit mümkün olur və özü də bu orbitlərdən biri çevrə, $n-1$ dənəsi isə ellipsdir. Bu n sayda orbitin hamısına (10.58) düsturuna görə enerjinin eyni bir qiyməti, yəni enerjinin n sayda eyni qiyməti uyğun gəlir. Cırlaşmanın da mahiyyəti bundan ibarətdir.

Müəyyən həyəcanlaşdırıcı təsir olmadıqda n baş kvant ədədinin eyni bir qiymətinə uyğun gələn orbitlərin hamısı üçün enerji eyni olur, yəni cırlaşma qalır. Hər hansı xarici təsir, məsələn, xarici maqnit sahəsinin təsiri olduqda, eyni enerjiyə, lakin müxtəlif həndəsi formaya (müxtəlif yarımoxa) malik olan ellipslər müxtəlif cür həyəcanlanır (deformasiya edir) və n sayda enerji səviyyələri bir-birindən ayrılır. Bu isə spektrdə özünü göstərir. Bu halda deyirlər ki, cırlaşma tamamilə və ya qismən aradan qalxır. Atom daxili həyəcanlaşdırıcı təsir nəticəsində də cırlaşma aradan qalxa bilər. Məsələn, nüvənin ətrafında hərəkət edən elektronların sayı 1-dən çox olan atomlarda belə daxili həyəcanlaşdırıcı təsir meydana çıxır. Bu cür atomlarda hər bir elektron üçün müxtəlif həndəsi formaya malik elliptik orbitlər digər elektronlar tərəfindən müxtəlif cür həyəcanlanır. Qələvi metal atomları üçün müxtəlif spektral seriyaların olmasını buna əsasən izah etməyə cəhd göstərilmişdi.

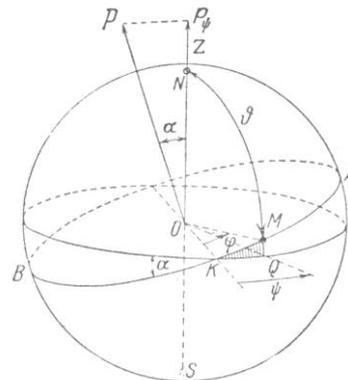
Yuxarıda deyilənlərdən və (10.58) və (9.14) düsturlarının müqayisəsindən görünür ki, elliptik orbitlərin də mümkün olmasının nəzərə alınması hər bir stasionar halın enerjisinin qiymətini dəyişmir. Bu isə o deməkdir ki, dairəvi orbitlərə baxarkən hidrogen atomunun və ona oxşar ionların spektrləri üçün alınmış bütün nəticələr öz qüvvəsində qalır. Lakin enerjinin hər bir E_n qiymətinə bir deyil, bir neçə müxtəlif orbit uyğun gəlir.

Zommerfeld göstərdi ki, hidrogenəbənzər atomlarda n baş kvant ədədinin verilmiş qiymətinə uyğun gələn müxtəlif ellipslər üçün enerjinin eyni bir qiymətinə malik olduğunu ciddi demək olmaz. Buna səbəb nisbətlik prinsipinə görə elektronun kütləsinin onun hərəkət sürətindən asılı olmasıdır:

$m = m_0 / \sqrt{1 - \beta^2}$. Ellips uzunsov olduqca o, perihelidə nüvəyə daha çox yaxınlaşır və bu nöqtədə elektronun sürəti daha böyük olur. Ona görə də kütlənin sürətdən asılı olması ilə əlaqədar olaraq meydana çıxan düzəliş həmin nöqtədə daha böyük olur. Zommerfeld müasir dövrdə yalnız tarixi maraq kəsb edən riyazi hesablamalar apararaq göstərmişdir ki, həmin düzəlişləri nəzərə aldıqda elektronun orbiti müstəvi üzərində presessiya etməlidir, yəni elektron ellipsin fokus ətrafında müəyyən sabit bucaq sürətilə yavaş fırlanması nəticəsində alınan qapalı olmayan gülşəkilli (rozetka) trayektoriya üzrə hərəkət etməlidir. Bu presessiya elektronun fırlanma periodu ilə müqayisədə çox ləng baş verir. Məsələn, hidrogen atomunda $n_\varphi=1$ olan hal üçün elektronun bir dövrü müddətində böyük yarımox $\Delta\varphi \approx 0,01^\circ$ bucaq qədər dönür. Buna baxmayaraq həmin presessiya enerjinin müəyyən qədər dəyişməsinə səbəb olur. Zommerfeld hidrogen atomunun və heliumun müsbət ionunun spektral xətlərinin incə quruluşunu enerjinin bu dəyişməsi ilə izah etməyə cəhd göstərmişdi. Yüksək ayırdetmə qabiliyyətinə malik olan cihazlar vasitəsilə müşahidə apararkən müəyyən edilmişdi ki, bu elementlərin spektral xətləri bir-birinə çox yaxın yerləşmiş bir neçə toplanandan ibarətdir və məhz bu da spektral xəttin incə quruluşu adlandırılır. Sonralar məlum oldu ki, hidrogenəbənzər atomların spektral xətlərinin incə quruluşu heç də yalnız elektronun kütləsinin onun hərəkət sürətindən asılı olması ilə əlaqədar deyildir.



Şəkil 10.5



Şəkil 10.6

Yuxarıda isbat etdik ki, hidrogenəbənzər atomda elektronun orbiti bir müstəvi üzərində yerləşir və buna uyğun olaraq da elektronun iki sərbəstlik dərəcəsi olduğunu qəbul etdik. Lakin elektronun fəzada vəziyyəti üç dənə koordinatla xarakterizə olunur. Bu üç sərbəstlik dərəcəsinə nəzərə aldıqda isə elektronun nəinki orbit üzrə hərəkətini, həm də bu orbitin yerləşdiyi müstəvinin fəzada yönəlməsini təsvir etmək imkanı yaranır.

Fərz edək ki, elektronun orbiti AB müstəvisi üzərində yerləşmişdir (şəkil 10.6). Elektronun fəzada vəziyyəti r, θ və ψ sferik koordinatları ilə xarakterizə olunur. Ona görə də (10.23)-(10.25) kvant şərtləri bu hal üçün aşağıdakı kimi yazılır:

$$\oint p_r dr = n_r h = 2\pi n_r \hbar$$

$$\oint p_\theta d\theta = n_\theta h = 2\pi n_\theta \hbar \quad (10.78)$$

$$\oint p_\psi d\psi = n_\psi h = 2\pi n_\psi \hbar$$

Məlumdur ki, p_r, p_θ və p_ψ ümumiləşmiş impulsları tapmaq üçün r, θ, ψ sferik koordinatlarda kinetik enerjinin

$$W_\kappa = \frac{m}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 + r^2 \sin^2 \theta \cdot \dot{\psi}^2) \quad (10.79)$$

ifadəsindən $\dot{r}, \dot{\theta}$ və $\dot{\psi}$ ümumiləşmiş sürətlərə görə törəmələr almaq lazımdır:

$$p_r = \frac{\partial W_\kappa}{\partial \dot{r}} = m\dot{r}, \quad (10.80)$$

$$p_\theta = \frac{\partial W_\kappa}{\partial \dot{\theta}} = mr^2 \dot{\theta}, \quad (10.81)$$

$$p_\psi = \frac{\partial W_\kappa}{\partial \dot{\psi}} = mr^2 \sin^2 \theta \cdot \dot{\psi}. \quad (10.82)$$

İndi isə p_ψ ümumiləşmiş impulsa baxaq. 10.6 şəklindən görünür ki, ψ koordinatı AB orbiti üzrə hərəkət edən elektronun ekvator üzrə proyeksiyasının hərəkətini xarakterizə edir və bu koordinata uyğun olan p_ψ ümumiləşmiş impulsu isə elektronun p_ϕ tam impuls momentinin Z oxu üzrə proyeksiyasına bərabərdir. Bu Z oxunun istiqaməti fiziki olaraq sonsuz kiçik maqnit sahəsinin istiqaməti ilə eyni qəbul edilməklə verilir. Göstərmək olar ki, P_ψ ümumiləşmiş impulsu saxlanılır. Doğrudan da, kinetik enerji üçün (10.79) və ümumiləşmiş impulslar üçün (10.80)-(10.82) ifadələrinə əsasən yazılmış Hamilton funksiyasının

$$H = W_{\kappa} + U = \frac{1}{2m} \left(p_r^2 + \frac{p_{\theta}^2}{r^2} + \frac{p_{\psi}^2}{r^2 \sin^2 \theta} \right) - \frac{Ze^2}{r} \quad (10.83)$$

ifadəsinə ψ koordinatı daxil olmadığı üçün (dairəvi koordinat olduğu üçün), bu koordinata uyğun olan ümumiləşmiş impuls saxlanmalıdır, yəni $p_{\psi} = \text{const}$. Ona görə də (10.78)-də sonuncu kvant şərtindən

$$\oint p_{\psi} d\psi = p_{\psi} \int_0^{2\pi} d\psi = p_{\psi} \cdot 2\pi = 2\pi n_{\psi} \hbar$$

və ya

$$p_{\psi} = n_{\psi} \hbar \quad (10.84)$$

alırıq.

Beləliklə, biz görürük ki, elektronun impuls momentinin (p_{ϕ}) sahənin istiqaməti üzrə proyeksiyası (p_{ψ}) kvantlanmış qiymətlər alır. Bu isə o deməkdir ki, AB orbitinin fəzada yönəlməsi ixtiyari ola bilməz, yəni elektronun orbitinin yerləşdiyi müstəvinin fəzada yönəlməsi mümkün olan müəyyən diskret vəziyyətlərə uyğun ola bilər. Bu müddəə fəza kvantlanması anlayışının mahiyyətini təşkil edir.

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, p_{ψ} ümumiləşmiş impulsu elektronun p_{ϕ} impuls momentinin xarici maqnit sahəsinin ON istiqaməti üzrə proyeksiyasıdır:

$$p_{\psi} = p_{\phi} \cos \alpha \quad (10.85)$$

(10.24) və (10.84) ifadələrini (10.85)-də nəzərə alsaq

$$n_{\psi} = n_{\phi} \cos \alpha \quad (10.86)$$

yaza bilərik.

Xarici maqnit sahəsində atomların özünü necə aparmasını öyrənərkən n_{ψ} kvant ədədinin mühüm rolunu nəzərə alaraq, onu m hərfi ilə işarə edirlər və maqnit kvant ədədi adlandırırlar. Bu şərti nəzərə almaqla (10.86) və (10.85) ifadələrinə əsasən

$$\cos \alpha = \frac{m}{n_{\phi}} \quad (10.87)$$

$$p_{\psi} = \frac{m}{n_{\phi}} p_{\phi} \quad (10.88)$$

yazmaq olar. $|\cos \alpha| \leq 1$ və n_{ϕ} kvant ədədi sıfırdan fərqli müsbət qiymətlər aldığı üçün, (10.87) ifadəsinə əsasən, n_{ϕ} kvant ədədinin hər bir verilmiş qiymətində m maqnit kvant ədədi $2n_{\phi} + 1$ sayda aşağıdakı tam qiymətləri ala bilər:

$$m = -n_{\phi}, -n_{\phi} + 1, \dots, 0, \dots, n_{\phi} - 1, n_{\phi}. \quad (10.89)$$

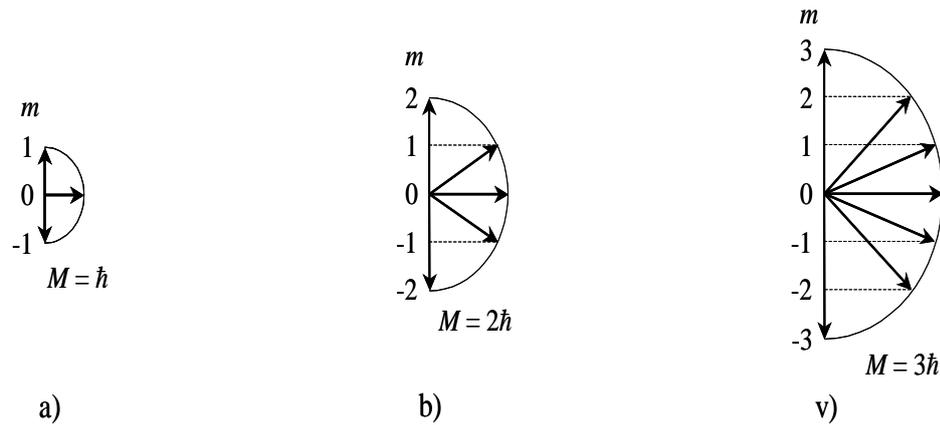
Deməli, n_{ϕ} kvant ədədinin verilmiş qiymətində m maqnit kvant ədədinin $2n_{\phi} + 1$ sayda müxtəlif qiymətlərinə uyğun olaraq $\cos \alpha$ da $2n_{\phi} + 1$ sayda müxtəlif qiymətlər alır. Bu isə o deməkdir ki, elektronun impuls momenti vektoru \vec{M} ($|\vec{M}| = p_{\phi}$) xarici üstün istiqamətə nəzərən yalnız $2n_{\phi} + 1$ sayda müxtəlif diskret istiqamətdə yönələ bilər. Başqa sözlə, atomda elektronun impuls momenti vektoru xarici üstün istiqamətə nəzərən yalnız elə bucaqlar altında yönələ bilər ki, onun həmin üstün istiqamət üzrə proyeksiyasının mütləq qiyməti \hbar Plank sabitinin tam misllərinə bərabər olsun:

$$p_{\psi} = m \hbar. \quad (10.90)$$

Burada m maqnit kvant ədədinin mümkün olan qiymətləri (10.89) ilə təyin olunur. Məsələn,

$n_{\phi} = 1$; $m = -1, 0, 1$;

$n_{\phi} = 2$; $m = -2, -1, 0, 1, 2$;



Şəkil 10.7

$$n_\varphi=3; \quad m=-3,-2,-1,0,1,2,3.$$

10.7 şəklində bu hallar üçün ($M = \hbar$, $M = 2\hbar$, $M = 3\hbar$) impuls momentinin mümkün olan istiqamətləri göstərilmişdir. Deyilənlərə uyğun olaraq, impuls momenti vektoru \vec{M} xarici üstün istiqamətə nəzərən birinci halda 3, ikinci halda 5 və üçüncü halda isə 7 müxtəlif istiqamətdə yönələ bilər. Bu hallarda onun üstün istiqamət üzrə proyeksiyaları, uyğun olaraq, $0, \pm\hbar$; $0, \pm\hbar, \pm 2\hbar$ və $0, \pm\hbar, \pm 2\hbar, \pm 3\hbar$ qiymətlərini ala bilər.

Qeyd edək ki, (10.78) kvant şərtləri ilə daxil edilən "ekvatorial" n_θ və "en" n_ψ kvant ədədləri azimutal kvant ədədi n_φ ilə aşağıdakı kimi əlaqədardır:

$$n_\varphi = n_\theta + n_\psi \quad (10.91)$$

Bu ifadənin doğruluğunu göstərmək üçün bircinsli funksiyalar haqqında Eyler teoremindən istifadə edəcəyik. Əgər hər hansı $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ funksiyası və $a \neq 0$ sabit ədədi üçün

$$f(ax_1, ax_2, \dots, ax_n) = a^m f(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (10.92)$$

şerti ödənilsə, $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ funksiyası dəyişənlərin bircinsli funksiyası, m isə bu funksiyanın bircinslilik dərəcəsi adlanır. Bircinsli funksiyalar üçün Eyler teoreminə görə

$$\sum_{k=1}^n \frac{\partial f}{\partial x_k} x_k = m f \quad (10.93)$$

şerti ödənilir. Məlumdur ki, kinetik enerji ümumiləşmiş sürətlərin bircinsli funksiyasıdır və özü də onun bircinslilik dərəcəsi $m=2$ -dir. Doğrudan da,

$$W_\kappa(a\dot{q}_1, a\dot{q}_2, \dots, a\dot{q}_n) = a^2 W_\kappa(\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_n) \quad (10.94)$$

olur. Ona görə də (10.93) Eyler teoreminə əsasən

$$\sum_i \frac{\partial W_\kappa}{\partial \dot{q}_i} \dot{q}_i = 2W_\kappa \quad (10.95)$$

yaza bilərik. Lakin kinetik enerjinin ümumiləşmiş sürətə görə törəməsi uyğun ümumiləşmiş impulsa bərabər olduğundan $\left(\frac{\partial W_\kappa}{\partial \dot{q}_i} = p_i \right)$ (10.95) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşür:

$$\sum_i p_i \dot{q}_i = 2W_\kappa \quad (10.96)$$

Bu ifadəni bir period intervalında zamana görə inteqrallayaq: $0 \leq t \leq T$. Onda:

$$2 \int_0^T W_\kappa dt = \sum_i \int_0^T p_i dq_i = \sum_i \oint p_i dq_i \quad (10.97)$$

olar. q_i ümumiləşmiş koordinatları olaraq müstəvi üzərində hərəkəti təsvir edən (r, φ) polyar koordinatları götürsək, (10.97) ifadəsi

$$2 \int_0^T W_k dt = \oint p_r dr + \oint p_\varphi d\varphi \quad (10.98)$$

kimi yazıla bilər. Elektronun fəzada hərəkətini təsvir edən sferik koordinatlar (r, θ, ψ) üçün isə (10.97)-dən

$$2 \int_0^T W_k dt = \oint p_r dr + \oint p_\theta d\theta + \oint p_\psi d\psi \quad (10.99)$$

alınır. (10.98) və (10.99) ifadələrinin sağ tərəflərini bərabərləşdirərək, (10.23) və (10.78) kvant şərtlərini nəzərə alsaq

$$\oint p_\varphi d\varphi = \oint p_\theta d\theta + \oint p_\psi d\psi, \\ n_\varphi = n_\theta + n_\psi$$

yaza bilərik ki, bu da (10.91) ifadəsidir. Bu isə o deməkdir ki, hidrogenəbənzər atomda elektronun enerjisini təyin edən (10.58) düsturunu aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$E_n = -\frac{mZ^2 e^4}{2\hbar^2 n^2} = -\frac{mZ^2 e^4}{2\hbar^2 (n_r + n_\varphi)^2} = -\frac{mZ^2 e^4}{2\hbar^2 (n_r + n_\theta + n_\psi)^2}. \quad (10.100)$$

Deməli, orbitin fəzada yönəlməsini də nəzərə aldıqda, müstəvi üzərində hərəkət üçün olduğu kimi, elektronun tam enerjisi kvant ədədlərinin hər birindən ayrılıqda deyil, onların yalnız cəmindən asılı olur. Başqa sözlə, cırlaşma müstəvi üzərində hərəkət halındakına nisbətən daha çoxdur: nəinki böyük yarımoxları eyni olan ellipslər, həm də fəzada müxtəlif cür yönəlmiş bütün belə ellipslər, xarici maqnit sahəsi olmadıqda, enerjinin eyni bir qiymətinə uyğun gəlir (Tam cırlaşma tərtibi n^2 , elektronun spinini də nəzərə aldıqda isə $2n^2$ olur).

Yuxarıda göstərilən bütün təkmilləşmələrin (elliptik orbitlər, fəza yönəlməsi) daxil edilməsinə baxmayaraq, enerji üçün alınan ifadənin dairəvi orbitlər kimi sadə halda alınan ifadə ilə eyni olması faktı ilk baxışdan həmin mürəkkəbliklərin nəzərə alınmasının elə bil ki, lüzumsuz olduğunu göstərir. Əslində isə belə deyildir. Belə ki, atomu xarici maqnit sahəsinə saldıqda n_ψ kvant ədədinə (və ya m maqnit kvant ədədinə) nəzərən cırlaşma aradan qalxır: fəzada müxtəlif cür yönəlmiş orbitlər enerjinin müxtəlif qiymətlərinə uyğun gəlir. Ardıcıl aparılmış hesablamalar sadə Zeyeman effektinin izahını verir. Bir neçə elektron olan mürəkkəb atomlarda isə kənardakı elektronun hərəkətinin digər elektronlar tərəfindən həyəcanlandırılması sayəsində enerjinin ifadəsində $n_r + n_\varphi$ cəminə bərabər olan baş kvant ədədi ilə yanaşı həm də azimutal kvant ədədi meydana çıxır. Bunun nəticəsində isə baş kvant ədədinin eyni bir qiymətində azimutal kvant ədədinin müxtəlif qiymətlərinə uyğun gələn və birelektronlu atomlarda üst-üstə düşən enerji səviyyələri bir-birindən ayrılmış olur. Bu isə bir dənə valent elektronu olan mürəkkəb atomların (dövrü sistemin birinci qrup elementləri Li, Na, K və s.) optik spektrlərinin bəzi xüsusiyyətlərini izah etməyə imkan verir. Lakin biz burada Bor nəzəriyyəsinin sonrakı inkişafı və tətbiqləri haqqında bəhs etməyəcəyik. Çünki bəzi müvəffəqiyyətlərinə baxmayaraq Bor nəzəriyyəsinin bir çox məsələlərin həlli üçün tətbiq edilməsi cəhdləri boşa çıxdı və həmin nəzəriyyə yuxarıda qeyd edildiyi kimi, yalnız tarixi əhəmiyyət kəsb edir.

Yuxarıda xatırladılan bəzi hadisələr (mürəkkəb atomların spektrləri, Zeyeman effekti) isə sonralar yaranan kvant mexanikası təsəvvürlərinə əsasən özünün daha dolğun izahını tapmışdır.

XI MÜHAZİRƏ

Uyğunluq prinsipi

Kvant fizikası təsəvvürləri bir çox hallarda klassik fizika təsəvvürlərinə tamamilə ziddir. Lakin məlum olur ki, müəyyən şərtlər ödəndikdə kvant fizikasının bir çox nəticələrindən klassik fizika təsəvvürlərinə uyğun nəticələr alınır. Ona görə də klassik və kvant fizikası qanunlarının qarşılıqlı münasibəti məsələsini ətraflı şəkildə nəzərdən keçirmək məqsədəuyğundur. Bildiyimiz kimi, h Plank sabitinin sıfırdan fərqli olması ona gətirir ki, atom ölçülərində olan sistemi xarakterizə edən mexaniki kəmiyyətlər (enerji, impuls momenti) ümumiyyətlə kəsilməz dəyişə bilməzlər və kvant şərtlərinin köməyi ilə seçilə bilən yalnız diskret qiymətlər alırlar.

Bununla yanaşı, klassik elektrodinamikanın da qanunları atom sistemlərinə tətbiq oluna bilməz. Doğrudan da, atomda orbit üzrə hərəkət edən elektron klassik elektrodinamika qanunlarına görə elektromaqnit dalğaları şüalandırmalıdır. Bu şüalanma nəticəsində elektronun enerjisi azalmalı və o, tədricən atomun nüvəsinə yaxınlaşmalıdır. Bor postulatları isə tələb edir ki, elektron yalnız bir stasionar orbitdən digərinə keçdikdə atomun şüalanması baş verə bilər. Beləliklə, klassik fizikaya görə elektron daim şüa buraxaraq spiral şəkilli orbit üzrə kəsilməz hərəkət edərək nüvənin üzərinə düşdüyü halda, kvant mənzərəsinə görə o, sonlu ölçüyə malik olan pillələr üzrə düşür və yalnız "sıçrayışlar" zamanı şüa buraxır.

Lakin müəyyən şərtlər ödəndikdə hər iki mənzərə üst-üstə düşən nəticələr verir. Fərz edək ki, ardıcıl enerji səviyyələri arasındakı məsafə həmin səviyyələrin özləri ilə müqayisədə çox kiçikdir. Onda "pillələr" çox xırda olacaq və həmin pillələr üzrə sıçrayışlı hərəkət aşağıya doğru kəsilməz sürüşmə hərəkətindən çox az fərqlənəcəkdir. Kvant ədədinin böyük qiymətlərində məhz buna bənzər hal təsadüf olunur. Doğrudan da, məsələn, hidrogenəbənzər atomların enerji səviyyələrinə baxaq:

$$E_n = -\frac{mZ^2e^4}{2\hbar^2n^2}, \quad (n=1,2,3,\dots). \quad (11.1)$$

Enerji mənfi işarəli olduğu üçün n baş kvant ədədi böyüdükcə, enerji də artır. Buradan, $n \gg 1$ olduqda

$$\Delta E_n = \frac{mZ^2e^4}{\hbar^2n^3} \Delta n \quad (11.2)$$

yaza bilərik. (11.2) düsturundan görünür ki, n -in kifayət qədər böyük qiymətlərində qonşu enerji səviyyələri ($\Delta n=1$) bir-birinə çox yaxın yerləşir və özü də n böyüdükcə qonşu səviyyələr arasındakı məsafə sürətlə kiçilir. Əgər n çox böyük qiymətlər alarsa ($n \rightarrow \infty$), onda səviyyələrin praktik olaraq kəsilməz ardıcılığı alınır və kvant proseslərinin xarakterik xüsusiyyəti olan diskretlik sanki tamamilə aradan qalxır.

Göstərmək olar ki, əvvəlki paraqraflarda alınmış nəticələr üçün bu şərt tam ödənilir. Məsələn, göstərək ki, hidrogenəbənzər atomlar üçün baş kvant ədədinin böyük qiymətlərində klassik fizika və kvant qanunlarına əsasən hesablanmış şüalanma tezlikləri üst-üstə düşür. (10.9) və (10.12) düsturlarına əsasən yazılmış

$$\omega_n r_n^2 = \frac{n\hbar}{m} \quad (11.3)$$

və

$$r_n = \frac{n^2\hbar^2}{mZe^2} \quad (11.4)$$

ifadələrindən

$$\omega_n = \frac{mZ^2e^4}{\hbar^3n^3} \quad (11.5)$$

olduğunu tapırıq.

(11.5) düsturu elektronun n -ci stasionar dairəvi orbitdə fırlanma tezliyidir. Klassik elektrodinamikaya görə şüalanan elektromaqnit dalğasının dairəvi tezliyi də məhz həmin qiymətə malik olmalıdır:

$$\omega_{kl} = \omega_n = \frac{mZ^2e^4}{\hbar^3n^3} \quad (11.6)$$

$E_n \rightarrow E_k$ keçidi zamanı kvant tezliyi

$$\omega_{nk} = \frac{E_n - E_k}{\hbar} = \frac{mZ^2 e^4}{2\hbar^3} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (11.7)$$

olar. (11.6) ilə müqayisə etmək üçün (11.7)-ni aşağıdakı kimi yazmaq əlverişlidir:

$$\omega_{nk} = \frac{mZ^2 e^4}{2\hbar^3} \cdot \frac{n^2 - k^2}{k^2 n^2} = \frac{mZ^2 e^4}{2\hbar^3} \frac{(n-k)(n+k)}{k^2 \cdot n^2} \quad (11.8)$$

Göründüyü kimi, ω_{kl} üçün (11.6) ifadəsi ω_{nk} üçün olan (11.8) ifadəsindən kəskin şəkildə fərqlənir. Lakin $n \gg 1$ olduqda $\omega_{kl} = \omega_{nk}$ alınır. Doğrudan da, fərz edək ki, $n \gg 1$ və həm də $n-k=1$, yəni E_n və E_k qonşu səviyyələrdir. Onda $k=n-1 \approx n$ yazmaq olar. Beləliklə, $n \gg 1$ olduqda (11.8) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşür:

$$\omega_{nk} = \frac{mZ^2 e^4}{\hbar^3 n^3} = \frac{mZ^2 e^4}{\hbar^3 k^3}. \quad (11.9)$$

(11.9) və (11.6) ifadələrinin müqayisəsindən görünür ki, baş kvant ədədinin çox böyük qiymətlərində hidrogenəbənzər atomda qonşu kvant halları arasındakı keçidlər üçün klassik fizika və kvant fizikası təsəvvürlərinə əsasən hesablanmış şüalanma tezlikləri bir-birinə bərabər olur:

$$\omega_{nk} = \omega_{kl}. \quad (11.10)$$

Əgər $E_n \rightarrow E_k$ keçidi zamanı $n \gg 1$ şərtini ödəyən baş kvant ədədinin dəyişməsi $n-k$ vahid qədər olmayıb 2,3,... və ümumiyyətlə Δn olsa və $\Delta n \ll n$ şərti ödənsə, (11.8) və (11.6) ifadələrinə əsasən

$$\omega_{nk} = \frac{mZ^2 e^4}{\hbar^3 n^3} \cdot \Delta n = \omega_{kl} \Delta n, \quad (\Delta n = 2, 3, \dots) \quad (11.12)$$

yaza bilərik. Bu isə o deməkdir ki, belə keçidlər zamanı buraxılan $2\omega_{kl}$, $3\omega_{kl}$, ... tezlikləri klassik tezliyin birinci, ikinci və s. obertonları ilə üst-üstə düşəcəkdir. n baş kvant ədədinin kiçik qiymətlərində belə üst-üstə düşmə olmur, lakin buna müəyyən uyğunluq vardır. Belə ki, hər bir klassik obertona uyğun müəyyən kvant tezliyini qoymaq olar.

Klassik və kvant qanunları arasında münasibəti daha aşkar şəkildə göstərmək üçün aşağıdakı misala baxaq. Fərz edək ki, sərbəstlik dərəcəsi birə bərabər olan sistem vardır. Bu sistemin buraxdığı şüalanmanın tezliyi kvant qanunlarına görə $E_n - E_k = \Delta E = \hbar \omega$ tezliklər şərtinə əsasən hesablanır:

$$\omega_{nk} = \frac{\Delta E}{\hbar}. \quad (11.13)$$

E_k və E_n enerjisinə malik stasionar hallar isə $\oint pdq = 2\pi\hbar$ kvant şərtindən tapılır. $J = \oint pdq$ inteqralı ilə təyin olunan J kəmiyyətinin ölçü vahidi təsirin ölçü vahidinə (*C.san*) bərabərdir. Beləliklə, iki stasionar hal üçün

$$J_k = 2\pi k \hbar, \quad J_n = 2\pi n \hbar$$

və

$$J_k - J_n = \Delta J = 2\pi(k-n) \hbar$$

yaza bilərik. Əgər iki qonşu stasionar hala baxırıqsa, yəni $k-n=1$ olsa, $\Delta J = 2\pi \hbar$ alınır. Bu ifadəni (11.12)-də nəzərə alsaq

$$\omega_{nk} = 2\pi \frac{\Delta E}{\Delta J} \quad (11.14)$$

olar.

Uyğun klassik tezliyi hesablamaq üçün biz xətti harmonik ossilyatora baxaq. Belə ossilyatorun enerjisi $E = \frac{mV^2}{2} + U = \frac{p^2}{2m} + U$ və buradan \hbar impulsu üçün $p = \sqrt{2m(E-U)}$ alırıq. Bu hal üçün təsir inteqralı

$$J = \oint pdq = \oint \sqrt{2m(E-U)} dx \quad (11.15)$$

olar. E enerjisini kəsilməz dəyişən parametr hesab edərək aşağıdakı törəməni tapaq:

$$\frac{dJ}{dE} = \oint \frac{m}{\sqrt{2m(E-U)}} dx = \oint \frac{m}{p} dx = \oint \frac{dx}{v} = \oint \frac{dx}{dx/dt} = \oint dt = T.$$

Burada T – ossilyatorun rəqs periodudur. Beləliklə, tezlik üçün klassik fizikaya görə aşağıdakı ifadə alınır:

$$\omega_{kl} = \frac{2\pi}{T} = 2\pi \frac{dE}{dJ} \quad (11.16)$$

(11.15) ifadəsi sərbəstlik dərəcəsi birə bərabər olan istənilən dövrü sistemlər üçün doğrudur. Məsələn, birölçülü rotator, yəni tərpnəməz mərkəz ətrafında r radiuslu çevrə üzrə hərəkət edən m kütləli hissəcik üçün enerji $E = p_\phi^2 / 2I$, ümumiləşmiş impuls $p_\phi = mr^2\dot{\phi}$, ətalət momenti $I = mr^2$ və təsir inteqralı $J = \oint p_\phi d\phi$ olduğundan

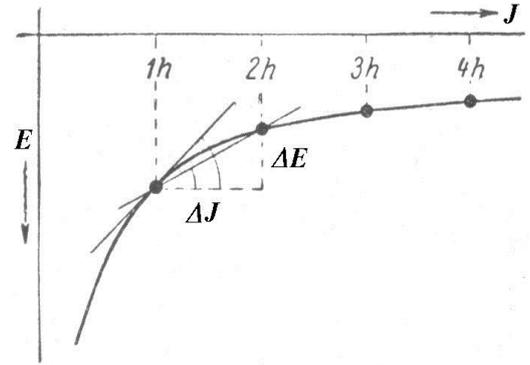
$$\begin{aligned} \frac{dJ}{dE} &= \frac{d}{dE} \oint \sqrt{2IE} d\phi = \oint \frac{I}{\sqrt{2IE}} d\phi = \\ &= \oint \frac{I}{p_\phi} d\phi = \oint \frac{I}{I\dot{\phi}} d\phi = \oint \frac{d\phi}{d\phi/dt} = \oint dt = T \quad \text{və} \quad \omega_{kl} = \frac{2\pi}{T} = 2\pi \frac{dE}{dJ} \text{ alırıq.} \end{aligned}$$

(11.13) və (11.15) ifadələrini müqayisə edərək aşağıdakı nəticəyə gəlmək olar. Həm klassik, həm də kvant tezliyini enerjinin artımının təsirin artımına nisbəti kimi hesablamaq olar. Lakin klassik fizikaya görə hesablama zamanı sonsuz kiçik artımlar, kvant fizikasına görə hesablama zamanı isə sonlu fərqlər götürülməlidir. Bu müddəə 11.1 şəklində əyani olaraq nümayiş etdirilir. Bu şəkildə E enerjisinin təsir inteqralından asılılıq funksiyasının qrafiki verilmişdir. Bu əyrinin yalnız $J = 1h, 2h, 3h, 4h, \dots$ qiymətinə uyğun gələn nöqtələri kvant hallarını təsvir edir. Aydınır ki, (11.13) düsturu ilə təyin olunan $2\pi\Delta E/\Delta J$ kvant tezliyi, kvant hallarına uyğun gələn iki nöqtəni birləşdirən vətərin, klassik tezlik isə (11.15) düsturu ilə $2\pi dE/dJ$ kimi təyin olunduğundan toxunanın meyl bucağının tangensinə ədədi qiymətcə bərabər olar. Şəkildən görünür ki, kvant ədədinin böyük qiymətlərinə uyğun gələn oblastda vətərlərin və toxunanların meylləri arasındakı fərq itir və ona görə də $\omega_{kn} = \omega_{kl}$ olur, yəni (11.10) şərti ödənilir.

Yuxarıda deyilənlər həm də 11.1 cədvəlində öz parlaq əksini tapmışdır. Bu cədvəldə n -in iki qonşu tam qiyməti üçün (11.6) düsturuna əsasən hesablanmış klassik fırlanma tezlikləri və (11.7) düsturuna əsasən hesablanmış uyğun kvant tezliklərinin qiymətləri verilmişdir. 11.9 cədvəlindən görünür ki, n -in kiçik qiymətlərində kvant tezlikləri klassik tezliklərlə üst-üstə düşür, lakin onların arasında yerləşir. Lakin n -in qiyməti artdıqca klassik və kvant tezlikləri arasında fərq azalır və n -in kifayət qədər böyük qiymətlərində bu fərq çox kiçik olur.

Alınan nəticəni başqa cür də şərh etmək olar. Kvant şərtləri üçün verilmiş ümumi ifadədən belə məlum olur ki, çox kiçik sistemlər üçün mexaniki kəmiyyətlərin diskret qiymət almasının əsas səbəbi təsirin "atomar" xarakterli olmasıdır. Belə ki, təsirin ən kiçik qiyməti ("elementar təsir") vardır və o, $h = 2\pi\hbar = 6,62 \cdot 10^{-34}$ C·san Plank sabitinə bərabərdir. Plank sabiti h elə bil ki, təsirin "atomu"dur. Əgər sistemin ölçüləri və hissəciklərin kütləsi elədirsə ki, bu sistem üçün təsir Plank sabiti h ilə müqayisə oluna bilən qiymət alsın, onda hadisələrin kvant xarakteri özünü tam büruzə verir. Əgər sistem üçün təsir elə böyük qiymətə malikdirsə ki, onunla müqayisədə $h=0$ götürülə bilsin, onda diskretlik hiss olunmur və klassik mexanikanın qanunları ödənilir.

Bu nəticə müasir nəzəri fizikada mühüm rol oynayan ümumi bir prinsipin – uyğunluq prinsipinin xüsusi halıdır. Məsələn, $v \ll c$ şərti ödəndikdə, yəni cismin v sürətinə nisbətən işığın vakuuma yayılma sürəti sonsuz böyük ($c \rightarrow \infty$) hesab edilə bildikdə mexanikada xüsusi nisbətli nəzəriyyəsinin düsturlarından Nyuton mexanikasının düsturları avtomatik olaraq alınır. Uyğunluq prinsipinin ümumi ifadəsi ondan ibarətdir ki, hər bir yeni və daha mükəmməl nəzəriyyədən müəyyən limit halında uyğun klassik nəzəriyyə alınmalıdır. Uyğunluq prinsipinin böyük əhəmiyyəti ondan ibarətdir ki, bu prinsip həqiqətə asimptotik yaxınlaşmalı olan bu və ya digər nəzəriyyənin inkişaf prosesini izləməyə imkan verir.



Şəkil 11.1

Başlanğıc hal	Son hal	Başlanğıc halda fırlanma tezliyi, <i>hs</i>	Kvant tezliyi, <i>hs</i>	Son halda fırlanma tezliyi, <i>hs</i>
$n = 2$	$n = 1$	$0,82 \cdot 10^{15}$	$2,47 \cdot 10^{15}$	$6,58 \cdot 10^{15}$
6	5	$3,04 \cdot 10^{13}$	$4,02 \cdot 10^{12}$	$5,26 \cdot 10^{13}$
10	9	$6,58 \cdot 10^{12}$	$7,71 \cdot 10^{12}$	$9,02 \cdot 10^{12}$
25	24	$4,21 \cdot 10^{11}$	$4,48 \cdot 10^{11}$	$4,76 \cdot 10^{11}$
101	100	$6,38 \cdot 10^9$	$6,48 \cdot 10^9$	$6,58 \cdot 10^9$
501	500	$5,25 \cdot 10^7$	$5,25 \cdot 10^7$	$5,26 \cdot 10^7$

Bor nəzəriyyəsinin böhranı

Bor nəzəriyyəsi atom daxili hadisələrin başa düşülməsində şübhəsiz ki, mühüm mərhələdir. Makroskopik hadisələri öyrənərkən yaradılmış klassik fizikanı atomlara, molekulalara və ümumiyyətlə mikroaləmdəki hadisələrə tətbiq etməyə cəhd göstərildikdə prinsipial çətinliklər meydana çıxdı.

Bor nəzəriyyəsi belə bir mühüm faktı aydınlaşdırmaq üçün əsas yaratdı ki, mikroaləmdə baş verən hadisələri başa düşmək üçün klassik anlayışlar və klassik qanunlar kifayət deyildir. Mikroaləm üçün prinsipcə yeni anlayışlar və yeni qanunlar lazımdır. Burada Plank tərəfindən kəşf olunmuş təsir kvantı ən vacib rol oynayır. Bor nəzəriyyəsi mühüm nəticələrə gətirən bir çox təcrübi tədqiqatların aparılmasında güclü təkan olmuşdur. Hətta bu nəzəriyyə bir çox hadisələrin kəmiyyətə izahını verə bilmədiyi hallarda, Borun iki postulatı bu hadisələrin təsnifatı və keyfiyyətə şərh üçün rəhbər rol oynayır. Məsələn, atom və molekulyar spektroskopiyasında toplanmış külli miqdar empirik material bu postulatlar əsasında sistemləşdirilmiş və təsnif olunmuşdur.

Lakin Borun iki postulatı tam nəzəriyyə qurmaq üçün, əlbəttə, kifayət deyildi. Onlar atomun enerji səviyyələrini hesablamaya imkan verən kvantlanma qaydaları ilə tamamlanmalı idi. Bor bielektronlu atomlarda dairəvi orbitlərin (10.11) kvantlanma şərtini təklif etdi. Borun özünün etiraf etdiyi kimi, bu şərti yazarkən o, hidrogen atomunun spektral termləri üçün Balmerin müəyyən etdiyi empirik düstura əsaslanaraq enerji səviyyələrini təyin edə bilən nəzəri düstur alınması məqsədini güdmüşdür. Bir qədər sonra Zommerfeld Borun kvantlanma qaydasını elektronun elliptik orbitlər üzrə hərəkəti üçün ümumiləşdirdi. Lakin bundan sonra da kvantlanma şərti yalnız bielektronlu atoma aid olaraq qaldı. Belə ki, kvant şərtlərini nəinki çoxelektronlu atomlar üçün, hətta hidrogendən sonra gələn, bir nüvədən və iki elektrondan ibarət olan sadə helium atomuna tətbiq etmək mümkün olmadı. Nəzəriyyədən, əlbəttə, üç cisim məsələsinin analitik həllini tələb etmək olmaz. Bu məsələnin həlli mümkün olmaya bilər. Lakin nəzəriyyə məsələnin təcrübə ilə müqayisə üçün kifayət olan dəqiqliklə ədədi həllinin prinsipial metodunu göstərməlidir. Məsələn, səma mexanikasında üç cisim məsələsini analitik həll etmək mümkün olmamışdır. Lakin bu məsələnin tələb olunan dəqiqliklə ədədi həlli üçün səma mexanikasında effektiv təqribi metodlar işlənib hazırlanmışdır. Məlumdur ki, 1912-ci ildə Zundman səma mexanikasında üç cisim məsələsinin analitik həllini sıralar şəklində tapmışdır. Lakin bu sıralar çox zəif yığılır və ona görə də ədədi nəticələr almaq üçün onlar praktik olaraq yararsızdır. Məsələn, müasir astronomik illik cədvəllərin verdiyi dəqiqliyi Zundman sıraları vasitəsilə almaq üçün təqribən $10^{8000000}$ həddi toplamaq lazım gəlir. Bu isə müasir və hətta gələcək kompüterlərin imkanı xaricində olan bir işdir.

Bor nəzəriyyəsi isə helium atomu misalında üç cisim məsələsinin ədədi həlli üçün təqribi metod da verə bilmədi. Bundan başqa Bor nəzəriyyəsi daha mürəkkəb bir məsələnin – molekulların yaranması məsələsinin prinsipial həllini də verə bilmədi. Hətta iki nüvə və iki elektrondan ibarət olan hidrogen molekulyarının yaranması səbəblərini Bor nəzəriyyəsi izah edə bilmədi.

Bor nəzəriyyəsi hətta bielektronlu atomlar kimi sadə halda spektral xətlərin intensivliyini və polarizasiyasını deyil, yalnız tezliyini hesablamaya imkan verirdi. Spektral xətlərin intensivliyini və polarizasiyasını tapmaq üçün isə Bor nəzəriyyəsi uyğunluq prinsipindən istifadə edirdi. Lakin uyğunluq prinsipi kvant ədədlərinin yalnız klassik hesablamalar aparmaq mümkün olan çox böyük qiymətlərində doğrudur. Bor nəzəriyyəsi isə uyğunluq prinsipini heç bir əsas olmadan kvant ədədlərinin kiçik qiymətlərinə uyğun olan hallara da şamil edirdi. Beləliklə, son nəticədə intensivlik və polarizasiya klassik fizikaya görə təyin olunurdu.

Bütün bunlardan başqa Bor nəzəriyyəsinin əsas prinsipial çatışmazlığı onun qeyri-ardıcıl olması idi. Bu nəzəriyyədə atomun yalnız stasionar hallarının və ya Borun özünün dediyi kimi,

elektronların stasionar orbitlərinin mövcud olduğu qəbul edilirdi. Bu isə klassik mexanika baxımından tamamilə anlaşılmaz idi. Eyni zamanda Bor nəzəriyyəsi stasionar hallarda elektronların hərəkətinə klassik mexanika qanunlarını tətbiq edir və həm də klassik elektrodinamikanın tətbiqini qeyri-mümkün hesab edirdi (stasionar halda şüalanma baş vermir). Breqqin zarafatla dediyi kimi, Bor nəzəriyyəsində həftənin tək günləri (bazar ertəsi, çərşənbə, cümə) klassik qanunları, cüt günləri (çərşənbə axşamı, cümə axşamı, şənbə) isə kvant qanunlarını tətbiq etmək lazımdır. Atomlarda elektronların orbitləri haqqında təsəvvürlərdən istifadə etmədən də Borun iki postulatı, yuxarıda gördüyümüz kimi, təcrübədə yoxlanmış və ona görə də düzgün hesab olunmalıdır. Lakin bütövlükdə Bor nəzəriyyəsinin özü daha mükəmməl və ardıcıl nəzəriyyəyə doğru inkişaf yolunda yalnız aralıq bir mərhələ idi. Bunu Bor başqalarına nisbətən daha yaxşı başa düşürdü. Plank işıq buraxılma və udulma proseslərinin kvant xarakteri haqqında təsəvvür daxil etdi. Eynşteyn isə fotonlar haqqında təsəvvür daxil edərək işıqın kvantlanması həm də onun fəzada yayılmasına şamil etdi. İstilik tutumu haqqında Eynşteyn nəzəriyyəsi isə birbaşa göstərdi ki, Plankın daxil etdiyi h sabiti yalnız işıq hadisələrində deyil, həm də maddədə gedən proseslərdə də təzahür edir. Sonrakı addımı isə Bor atdı və Plankın enerji kvantları ideyasını atomdaxili proseslərə tətbiq etdi. Ridberq sabitinin və atomun ölçülərinin hesablanması Bor nəzəriyyəsinin müvəffəqiyyətləri göstərdi ki, Plank sabiti tək-cə işıqın korpuskul-dalğa dualizmini deyil, həm də materiyanın bütün növlərini təsvir etmək üçün universal fundamental kəmiyyətdir. Doğrudan da, ölçü vahidi təsirin ölçü vahidi, yəni impulsun koordinata və ya enerjinin zamana hasilinin ölçü vahidi ilə eyni olan Plank sabiti kvant fizikasının bütün məzmununa nüfuz etmişdir.

XII MÜHAZİRƏ

Dalğa tənliyi .

Məlumdur ki, işığın paradoks kimi görünən, lakin təcrübi faktlarla təsdiq olunan dualizm xassəsi optikada adət olunmuş bir faktdır. Belə ki, bir sıra hadisələr (interferensiya, difraksiya) zamanı işıq özünü dalğa, digər hadisələr (fotoeffekt, Kompton effekti) zamanı isə hissəcik (korpuskul) kimi aparır. Eyni bir obyektin özünü eyni zamanda həm hissəcik, həm də dalğa kimi aparmasını aydın təsəvvür etmək mümkün olmasa da, optik hadisələri izah etmək məqsədilə işığın hər iki xassəsindən istifadə edilir.

Sonralar müəyyən edildi ki, işıq üçün mövcud olan korpuskul-dalğa dualizmi bizim adətən hissəcik adlandırdığımız elektronlar, protonlar, neytronlar, atomlar, molekullar, yəni maddə hissəcikləri üçün də xarakterikdir. Belə ki, çoxlu sayda təcrübi faktlarla sübut edilmişdir ki, maddənin bu elementar tərkib hissələri özlərini fəzada lokallaşmış hissəciklər kimi aparır. Məsələn, Vilson kamerasında alınmış fotosəkillərdə bu kameraya düşən hissəciklərin (məhz hissəciklərin!) hərəkəti nəticəsində alınan izlər buna parlaq bir misaldır. Lakin bu hissəciklərin özlərini həm də dalğa kimi apardığını şəksiz sübut edən təcrübələr də məlumdur.

Maddə hissəciklərinin dalğa xassələrini təsvir etmək üçün dalğalar nəzəriyyəsindən gələcəkdə bizə lazım olan bəzi məsələləri xatırlamaq məqsədə uyğundur.

Bərk, maye və ya qaz mühitində hissəciklər bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olur. Ona görə də mühitdə hər hansı hissəcik rəqsi hərəkət etsə, bu rəqs hissəcikdən hissəciyə ötürülərək mühitdə bütün istiqamətlərdə müəyyən ν sürətilə yayılmış olur. Rəqslərin fəzada yayılması prosesi dalğa adlanır. Qaz, maye və bərk mühitdə dalğalar, yəni mexaniki dalğalar mühitin ayrı-ayrı hissələri arasında təsir edən elastiklik qüvvəsi sayəsində yaranır. Ona görə də elastiki mühitdə yaranan dalğaları çox zaman elastik dalğalar adlandırırlar. Suyun səthində dalğaların yaranmasında ağırlıq qüvvəsi və səthi gərilmə qüvvəsi mühüm rol oynayır.

Dalğa yayılarkən maddə daşınmır, rəqs edən mühitin yalnız müəyyən halı öz yerini dəyişir. Belə ki, dalğanın yayıldığı mühitin hissəcikləri dalğa tərəfindən irəliləmə hərəkətinə sövq olunmayıb, hər bir hissəcik yalnız öz tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqs edir.

Təbiətindən asılı olmayaraq hər bir dalğa müəyyən sonlu sürətlə yayılır və enerjiyə malikdir. Dalğanın daşdığı enerji rəqsləri yaradan mənbədən daxil olur. Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, enerjinin yayılması haqqında təsəvvür ilk dəfə rus fiziki N.A.Umov tərəfindən daxil edilmişdir.

Dalğanın yayılma istiqamətinə nəzərən hissəciklərin rəqslərinin istiqamətindən asılı olaraq uzununa və eninə dalğalar mövcuddur. Mühitin hissəcikləri dalğanın yayıldığı istiqamətdə rəqs edirsə, bu, uzununa dalğa adlanır. Eninə dalğada isə mühitin hissəcikləri dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar istiqamətlərdə rəqs edir. Qeyd edək ki, eninə elastiki dalğalarda mühitin ayrı-ayrı hissələri bir-birinə nəzərən dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar istiqamətdə sürüşmüş olur. Bu zaman sürüşmə deformasiyası adlanan elastik deformasiya yaranır. Mühitin ayrı-ayrı təbəqələri bir-birinə nəzərən sürüşür, həcm isə dəyişmir. Bərk mühitdə sürüşmə deformasiyası zamanı bu mühiti öz əvvəlki halına qaytarmağa çalışan elastiklik qüvvələri yaranır və məhz bu qüvvələrin təsiri altında hissəciklərin rəqsləri baş verir. Qazlarda və mayələrdə təbəqələrin bir-birinə nəzərən sürüşməsi elastiklik qüvvələrinin yaranmasına səbəb olmur. Ona görə də qazlarda və mayələrdə eninə dalğalar yaranmır. Eninə dalğalar yalnız bərk mühitlərdə yaranır. Mayələrin daxilində deyil, səthində də eninə dalğalar yaranır.

Uzununa dalğada mühitdə sıxılma və dartılma deformasiyası baş verir. Bu deformasiya nəticəsində bütün mühitlərdə, yəni həm bərk, həm də qaz və maye mühitlərdə elastiklik qüvvələri yaranır və həmin qüvvələrin təsiri altında mühitin ayrı-ayrı hissələrinin rəqsləri baş verir. Məhz buna görə də uzununa dalğalar bütün mühitlərdə yayıla bilər. Deməli, bərk mühitlərdə həm eninə, həm də uzununa dalğalar yarana bilər və bərk mühitlərdə uzununa dalğaların sürəti eninə dalğaların sürətindən böyükdür.

Qeyd edək ki, mexaniki dalğalar vakuumba deyil, yalnız maddə daxilində yarana bilər. Lakin mexaniki dalğalardan fərqli olaraq elektromaqnit dalğaları həm mühitdə, həm də vakuumba yarana bilər. Belə bir mühüm fərqi olmasına baxmayaraq elektromaqnit dalğaları da mexaniki dalğalara oxşar olaraq müəyyən sonlu sürətə malikdir və özü ilə enerji daşıyır.

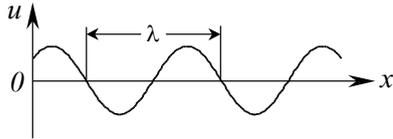
Dalğa müəyyən istiqamətdə, məsələn x oxu boyunca yayılır dedikdə yalnız x oxu üzərində yerləşən hissəciklərin deyil, müəyyən həcmdə yerləşmiş hissəciklər toplusunun rəqs etdiyini başa düşmək lazımdır. Müəyyən t zaman anında rəqslərin çatdığı nöqtələrin həndəsi yerinə dalğa cəbhəsi

deyilir. Dalğa cəbhəsi fəzanın rəqslərin hələ baş vermədiyi hissəsini dalğanın artıq yayılmış olduğu fəza oblastından ayıran sərhəd səthidir.

Eyni fəza ilə rəqs edən nöqtələrin həndəsi yerinə dalğa səthi deyilir. Dalğanın yayılmış olduğu fəzanın hər bir nöqtəsindən dalğa səthi keçirmək olar. Deməli, dalğa səthləri sonsuz sayda ola bildiyi halda, hər bir zaman anı üçün yalnız bir dənə dalğa cəbhəsi vardır. Dalğa səthləri yerlərini dəyişmir və onlar eyni fəza ilə rəqs edən hissəciklərin tarazlıq vəziyyətlərinə uyğun gələn nöqtələrdən keçir. Dalğa cəbhəsi isə daim öz yerini dəyişir.

Dalğa səthlərinin forması ixtiyari ola bilər. Ən sadə hallarda dalğa səthi müstəvi və ya sfera şəklində olur. Buna uyğun olaraq da müstəvi dalğa və ya sferik dalğa anlayışlarından istifadə olunur. Müstəvi dalğada dalğa səthləri bir-birinə paralel yerləşmiş müstəvilər, sferik dalğada isə konsentrik sferalar çoxluğundan ibarətdir.

Fərz edək ki, dalğa x oxu boyunca yayılır. Onda mühidə tarazlıq vəziyyəti eyni bir x koordinatına (lakin müxtəlif y və z koordinatlarına) malik olan bütün nöqtələr eyni fazada rəqs edəcəkdir. 12.1 şəklində x koordinatı müxtəlif olan nöqtələrin tarazlıq vəziyyətindən müəyyən zaman anında u meylini göstərən qrafik verilmişdir. Bu şəkli dalğanın görünən təsviri kimi qəbul etmək olmaz. Belə ki, həmin şəkildə fiksə olunmuş müəyyən t zaman anında $u(x,t)$ funksiyasının qrafiki göstərilmişdir. Həm uzununa, həm də eninə dalğa üçün bu cür qrafik qurmaq olar.



Şəkil 12.1.

Mühitin hissəciklərinin rəqs perioduna (T) bərabər olan zaman müddəti ərzində dalğanın yayıldığı məsafəyə dalğa uzunluğu (λ) deyilir. Aydındır ki, dalğanın yayılma sürəti v olarsa,

$$\lambda = vT \quad (12.1)$$

yaza bilərik, Dalğa uzunluğu həm də mühidə rəqslərinin fazalar fərqi 2π olan iki ən yaxın nöqtə arasındakı məsafəyə bərabərdir (şəkil 5.1).

Rəqslərin v tezliyi ilə T periodu arasında $v = 1/T$ münasibətinə əsasən (12.1) ifadəsini

$$v = \lambda \nu \quad (12.2)$$

kimi də yazmaq olar.

Dalğanı təsvir etmək üçün rəqs edən hissəciyin tarazlıq vəziyyətindən meylinin həmin hissəciyin tarazlıq vəziyyətinin x, y, z koordinatlarından və zamandan (t) asılılığını müəyyən edən funksiyadan istifadə olunur:

$$u = u(x, y, z; t). \quad (12.3)$$

(12.3) ifadəsi bəzən dalğanın tənliyi adlanır ki, bunu da dalğa tənliyi anlayışı ilə qarışdırmaq lazım deyildir.

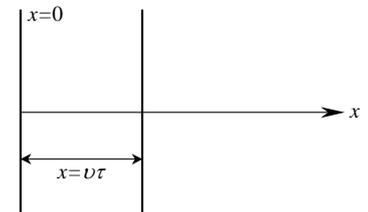
(12.3) funksiyası həm zamana, həm də koordinatlara nəzərən periodik olmalıdır. Zamana görə periodiklik onunla əlaqədardır ki, u funksiyası koordinatları x, y, z olan hissəciyin rəqslərini təsvir edir. Koordinatlara nəzərən periodiklik isə onunla əlaqədardır ki, bir-birindən λ məsafəsində yerləşən nöqtələr eyni cür rəqs edirlər.

Harmonik rəqslər nəticəsində yaranan müstəvi dalğa üçün (12.3) funksiyasının aşkar şəklini tapanq. Sadəlik naminə x oxunu dalğanın yayıldığı istiqamətdə yönəldək. Onda dalğa səthləri x oxuna perpendikulyar yerləşəcək və dalğa səthinin bütün nöqtələri eyni cür rəqs etdiyindən onların tarazlıq vəziyyətindən u meyli yalnız x və t -dən asılı olacaq: $u = u(x, t)$. Fərz edək ki, $x=0$ müstəvisi (şəkil 12.2) üzərində yerləşən nöqtələrin rəqsləri

$$u(0, t) = a \cos(\omega t + \delta) \quad (12.4)$$

qanunu ilə baş verir. İndi isə x -in ixtiyari qiymətinə uyğun gələn müstəvi üzərindəki rəqslər üçün $u(x, t)$ funksiyasını tapanq. v sürətilə yayılan dalğa $x=0$ müstəvisindən hər hansı x müstəvisinə qədər olan məsafəni $\tau = x/v$ zaman müddəti ərzində qət edəcəkdir. Deməli, x müstəvisində yerləşən hissəciklərin rəqsi $x=0$ müstəvisindəki hissəciklərin rəqsinə nisbətən τ zaman müddəti qədər gec baş verəcəkdir və ona görə də

$$u(x, t) = a \cos[\omega(t - \tau) + \delta] = a \cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{v}\right) + \delta\right]$$



Şəkil 12.2.

yaza bilərik.

Beləliklə, x oxu boyunca yayılan uzununa və ya eninə müstəvi dalğanın tənliyi aşağıdakı kimi olacaqdır:

$$u = a \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \delta \right]. \quad (12.5)$$

Burada a – dalğanın amplitudu, $\left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \delta \right]$ – dalğanın fazası, fazanın ifadəsinə daxil olan δ kəmiyyəti isə başlanğıc faza adlanır. Doğrudan da (12.4) ifadəsində $t=0$ anında faza δ -ya bərabər olur). Başlanğıc faza x və t kəmiyyətlərinin hesablamaya başlanğıcının seçilməsi ilə təyin olunur. Bir dənə dalğaya baxıldıqda koordinat və zamanın başlanğıcı adətən elə seçilir ki, başlanğıc faza sıfıra bərabər olsun: $\delta=0$. Lakin bir neçə dalğaya birlikdə baxıldıqda onların hamısı üçün başlanğıc fazanın sıfıra bərabər edilməsi mümkün olmur.

(12.4) və (12.5) ifadələrində u kəmiyyəti ümumiyyətlə dalğa kimi yayılan həyəcanlaşmanı xarakterizə edən funksiyadır və o, məsələn, bizim yuxarıda götürdüyümüz kimi, elastik mühitdə yayılan dalğada hissəciyin öz tarazlıq vəziyyətindən meyli, elektromaqnit dalğasında elektrik sahəsinin intensivliyinin və ya maqnit sahəsinin induksiyasının hər hansı bir toplananı və s. ola bilər.

(12.5) ifadəsində fazanın hər hansı bir qiymətini fiksə edək, yəni

$$\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \delta = const \quad (12.6)$$

olduğunu qəbul edək. Bu şərt fazanın fiksə olunmuş qiymətə malik olduğu yerin x koordinatı ilə t zamanı arasında əlaqəni müəyyən edir. Buradan alınan dx/dt kəmiyyəti isə fazanın verilmiş (fiksə olunmuş) qiymətinin, yəni dalğa səthinin yerdəyişmə sürətini təyin edir. (12.6) ifadəsini

diferensiallayaraq $dt - \frac{1}{v} dx = 0$ və ya

$$\frac{dx}{dt} = v \quad (12.7)$$

alırıq. Deməli, (12.5) tənliyində dalğanın yayılma sürəti v fazanın yerdəyişməsi sürətinə bərabərdir və məhz buna görə də onu faza sürəti (v_f) adlandırırlar.

(12.7) düsturuna əsasən $\frac{dx}{dt} > 0$ olur. Deməli, (12.5) tənliyi x -in artması istiqamətində, yəni x oxu boyunca yayılan dalğanı təsvir edir. x oxunun əksi istiqamətində yayılan dalğa isə

$$u = a \cos \left[\omega \left(t + \frac{x}{v} \right) + \delta \right] \quad (12.8)$$

tənliyi ilə təsvir olunur. Doğrudan da, (12.8) ifadəsində də fazanı (12.6) kimi sabit qəbul edərək diferensiallasaq $\frac{dx}{dt} = -v$ alırıq ki, bu da (12.8) dalğasının x -in azalması istiqamətində yayıldığını göstərir.

(12.5) və (12.8) ifadələrində x və t kəmiyyətləri periodik funksiyanın argumentinə daxil olduğu üçün dalğa, yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, fəza və zamana görə periodiklik xassəsinə malik olmalıdır. Zamana görə periodikliyin olması müəyyən sabit T zaman müddəti üçün aşağıdakı şərtin ödənməsini tələb edir:

$$\cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \delta \right] = \cos \left[\omega \left(t + T - \frac{x}{v} \right) + \delta \right].$$

Bu şərt isə yalnız o zaman ödənilir ki, $\omega T = 2\pi$ və ya $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ olsun (T , ω və ν – dalğanın uyğun olaraq, periodu, dairəvi tezliyi və xətti tezliyidir).

Dalğanın fəza periodikliyinə malik olması o deməkdir ki, t -nin verilmiş qiymətində x kəmiyyəti dalğa uzunluğu λ qədər dəyişdikdə u funksiyasının eyni bir qiymətləri təkrarlanmalıdır, yəni

$$\cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{v}\right) + \delta\right] = \cos\left[\omega\left(t - \frac{x + \lambda}{v}\right) + \delta\right].$$

Bu isə o deməkdir ki, $\omega\lambda/v = 2\pi$ və ya $\lambda = 2\pi v / \omega = \frac{v}{\nu}$ və nəhayət,

$$v = \frac{\omega\lambda}{2\pi} = \lambda\nu \quad (12.2a)$$

şərti ödənməlidir. Bu isə faza sürəti ilə dalğa uzunluğu arasında əlaqəni müəyyən edir.

Müstəvi dalğanın (12.5) və ya (12.8) tənliyini x və t -yə nəzərən simmetrik şəkildə yazmaq. Bu məqsədlə aşağıdakı kimi təyin olunan k dalğa ədədi daxil edək:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (12.9)$$

Bu ifadənin sürət və məxrəcini v -yə vursaq

$$k = \frac{\omega}{v} \quad (12.10)$$

yaza bilərik. (12.10) düsturunu (12.5)-də nəzərə alsaq, x oxu boyunca yayılan müstəvi dalğa üçün tənlik aşağıdakı şəkildə düşər:

$$u = a \cos(\omega t - kx + \delta). \quad (12.11)$$

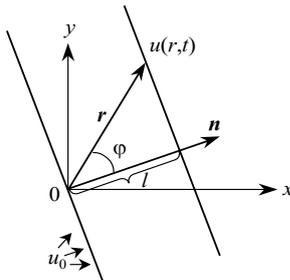
Həmin qayda ilə (12.8) tənliyindən x oxunun əksi istiqamətində yayılan müstəvi dalğa üçün

$$u = a \cos(\omega t + kx + \delta) \quad (12.12)$$

alınır.

(12.11) və (12.12) düsturlarını yazarkən fərz olunur ki, rəqslərin amplitudu a koordinatdan, yəni x -dən asılı deyil. Müstəvi dalğa üçün bu şərt dalğanın enerjisi mühit tərəfindən udulmadıqda ödənilir. Enerjini udan mühitdə yayılarkən dalğanın intensivliyi rəqs mənbəyindən uzaqlaşdıqca tədricən azalır, yəni dalğanın sönməsi müşahidə olunur. Sönən rəqslərdə olduğu kimi, bircinsli mühitdə dalğanın sönməsi də amplitudun eksponensial qanunla azalması ilə xarakterizə olunur: $a = a_0 e^{-\alpha x}$. Burada a_0 kəmiyyəti $x=0$ müstəvisinin nöqtələrində amplituddur. Beləliklə, x oxu boyunca yayılan müstəvi dalğanın tənliyi aşağıdakı kimi olur:

$$u = a_0 e^{-\alpha x} \cos(\omega t - kt + \delta) \quad (12.13)$$



Səkil

İndi isə x, y, z koordinat oxları ilə, uyğun olaraq, α, β və γ bucaqları əmələ gətirən ixtiyari istiqamətdə yayılan müstəvi dalğanın tənliyini tapmaq. Fərz edək ki, koordinat başlanğıcından keçən müstəvidə (şəkil 12.3) rəqslər

$$u_0 = a \cos(\omega t + \delta) \quad (12.14)$$

kimidir. Koordinat başlanğıcından l məsafədə yerləşən dalğa səthi (müstəvi) götürək. Bu müstəvi üzərində rəqslər (12.14) rəqslərinə nisbətən $\tau = l/v$ zaman müddəti qədər gecikmiş olur:

$$u = a \cos\left[\omega\left(t - \frac{l}{v}\right) + \delta\right] = a \cos(\omega t - kl + \delta). \quad (12.15)$$

l məsafəsinə baxılan müstəvinin üzərindəki nöqtələrin radius-vektoru ilə ifadə edək. Bu məqsədlə dalğa səthinə normal olan \vec{n} vahid vektorunu daxil edək. 12.3 şəkildən görünür ki, baxılan müstəvinin ixtiyari nöqtəsinin \vec{r} radius-vektorunun \vec{n} vektoruna skalyar hasil l məsafəsinə bərabərdir:

$$\vec{n}\vec{r} = r \cos\varphi = l. \quad (12.16)$$

(12.16)-nı (12.15)-də nəzərə alaraq:

$$u = a \cos(\omega t - k\vec{n}\vec{r} + \delta) \quad (12.17)$$

Burada

$$\vec{k} = k\vec{n} \quad (12.18)$$

vektoru modulca $k = 2\pi/\lambda$ dalğa ədədinə bərabər olub, dalğa səthinə normal istiqamətində yönəlmişdir və dalğa vektoru (və ya dalğanın yayılma vektoru) adlanır. Beləliklə, (12.17) tənliyini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$u(\vec{r}, t) = a \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \delta) \quad (12.19)$$

(12.19) ifadəsi \vec{k} dalğa vektoru ilə təyin olunan istiqamətdə yayılan sönməyən müstəvi dalğanın tənliyidir. Sönən dalğa üçün bu tənliyə $e^{-\gamma r} = e^{-\gamma \vec{r}}$ vuruğu əlavə edilməlidir və onda (12.13)-ə oxşar olaraq

$$u(\vec{r}, t) = a_0 e^{-\gamma \vec{r}} \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \delta) \quad (12.20)$$

tənliyi alınır.

(12.19) funksiyası radius-vektoru \vec{r} olan nöqtənin tarazlıq vəziyyətindən t zaman anında meylini təyin edir (yada salaq ki, \vec{r} nöqtənin tarazlıq vəziyyətini müəyyən edir). Nöqtənin radius-vektorundan onun x, y, z koordinatlarına keçmək üçün $\vec{k}\vec{r}$ skalyar hasilini vektorların koordinat oxları üzrə proyeksiyaları ilə ifadə edək:

$$\vec{k}\vec{r} = k_x x + k_y y + k_z z \quad (12.21)$$

Burada

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \alpha, \quad k_y = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \beta, \quad k_z = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \gamma \quad (12.22)$$

kimi təyin olunur.

Beləliklə, \vec{k} dalğa vektoru istiqamətində yayılan sönməyən müstəvi dalğanın (12.19) tənliyini

$$u(x, y, z; t) = a \cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \delta) \quad (12.23)$$

kimi yazmaq olar. (12.23) funksiyası tarazlıq vəziyyətinin koordinatları x, y, z olan nöqtənin tarazlıq vəziyyətindən t zaman anında meylini təyin edir. \vec{n} vahid vektoru \vec{l}_x ort-vektoru ilə üst-üstə düşdükdə $k_x = k, k_y = k_z = 0$ olur və (12.23) tənliyi (12.19) şəklinə düşür.

Rəqslər və dalğalar nəzəriyyəsinin bir çox məsələlərinin riyazi şərhini asanlaşdırmaq üçün

$$e^{i\varphi} = \cos \varphi + i \sin \varphi \quad (12.24)$$

Eyler düsturuna əsaslanaraq çox zaman triqonometrik funksiyalar əvəzinə eksponensial funksiyalar daxil edilir. (12.24) ifadəsinin $\text{Re}(e^{i\varphi})$ həqiqi və $\text{Im}(e^{i\varphi})$ xəyali hissəsi, uyğun olaraq, $\cos \varphi$ və $\sin \varphi$ triqonometrik funksiyalarına bərabərdir. Əksər riyazi əməliyyatların triqonometrik funksiyalara nisbətən eksponensial funksiyalarla aparılması daha asan olduğu üçün, hesablamaların aşağıdakı kimi yerinə yetirilməsi daha əlverişli olur: kosinus və sinus funksiyaları əvəzinə eksponensial funksiya daxil edilir və bütün zəruri hesablamalar bu funksiya ilə aparılır. Son nəticədə alınan eksponensial funksiyanın həqiqi və xəyali hissələrini götürməklə triqonometrik funksiyalara keçmək olar. Ona görə də müstəvi dalğanın (12.19) tənliyini

$$u = \text{Re } a e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \delta)} \quad (12.25)$$

kimi yazmaq daha əlverişlidir. Belə yazılış zamanı sadəlik naminə adətən Re işarəsi yazılmır və başa düşülür ki, kompleks funksiyanın yalnız həqiqi hissəsi götürülməlidir. Bundan başqa kompleks amplitud adlanan

$$\hat{a} = a e^{i\delta} \quad (12.26)$$

kompleks ədədi daxil edilir ki, onun da modulu dalğanın a amplituduna, arqumenti δ isə başlanğıc fazaya bərabərdir. Beləliklə, sönməyən müstəvi dalğanın tənliyini

$$u = \hat{a} e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \quad (12.27)$$

kimi yazmaq olar. Gələcəkdə görəcəyik ki, məhz bu yazılış bizim nəzərdə tutduğumuz məqsəd üçün daha əlverişlidir.

İndi isə sferik dalğanın tənliyini tapmaq. Dalğaların hər bir real mənbəyi müəyyən ölçüyə malikdir. Lakin mənbədən onun ölçülərinə nisbətən çox böyük məsafələrdə dalğaları öyrənməklə kifayətləndikdə mənbəyin ölçülərini nəzərə almamaq və onu nöqtəvi mənbə hesab etmək olar.

İzotrop və bircinsli mühitdə nöqtəvi mənbəyin doğurduğu dalğa sferik dalğa olacaqdır. Əgər nöqtəvi mənbəyin rəqslərinin fazası $\omega t + \delta$ olarsa, onda r radiuslu dalğa səthi üzərindəki nöqtələr

$$\omega \left(t - \frac{r}{v} \right) + \delta = \omega t - kr + \delta \quad (12.28)$$

fazası ilə rəqs etmiş olar. Burada nəzərə alındıq ki, r yolunu dalğa $\tau = r/v$ zaman müddəti ərzində keçir. Bu halda, hətta əgər dalğanın enerjisi mühit tərəfindən udulmasa da, rəqslərin amplitudu sabit qalmayıb, mənbədən olan məsafə ilə tərs mütənəsb olaraq, yəni $1/r$ qanunu ilə azalacaqdır. Deməli, sferik dalğanın tənliyi

$$u = \frac{a}{r} \cos(\omega t - kr + \delta) \quad (12.29)$$

kimi yazıla bilər. Burada a – sabit kəmiyyət olub, mənbədən vahid məsafədə ($r=1$) ədədi qiymətə amplituda bərabərdir. Aydın ki, a -nın ölçü vahidi periodik dəyişən (rəqs edən) kəmiyyətin ölçü vahidi ilə uzunluq vahidinin hasilinə bərabər olmalıdır. Dalğanın enerjisini udan mühit üçün (12.29) düsturuna, (12.13) ifadəsindəkinə oxşar olaraq, e^{-r} vuruğu əlavə edilməlidir, yəni sönən sferik dalğanın tənliyi

$$u = a \cdot \frac{e^{-r}}{r} \cos(\omega t - kr + \delta) \quad (12.30)$$

olar.

Bir daha xatırladaq ki, yuxarıda deyilənlərə uyğun olaraq, (12.29) tənliyi mənbəyin ölçülərindən yalnız xeyli böyük olan r məsafələri üçün doğrudur, r məsafəsi sıfıra yaxınlaşdıqca ($r \rightarrow 0$) amplitud sonsuz böyüyür. Bu mənasız nəticənin alınması r -in kiçik qiymətləri üçün (12.29) düsturunun tətbiq edilə bilməməsi ilə əlaqədardır.

Hər hansı bir dalğanı xarakterizə edən funksiya uyğun dalğa tənliyinin həlli olur. Məsələn, müstəvi dalğa üçün yazdığımız ifadə dalğa tənliyi adlanan müəyyən ikitərtibli diferensial tənliyin xüsusi həllidir. Bu tənliyi tapmaq üçün müstəvi dalğanı təsvir edən (12.23) funksiyasının koordinatlara və zamana görə ikinci tərtib xüsusi törəmələrini tapmaq:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = -k_x^2 a \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \delta) = -k_x^2 u,$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = -k_y^2 a \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \delta) = -k_y^2 u,$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = -k_z^2 a \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \delta) = -k_z^2 u,$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\omega^2 a \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \delta) = -\omega^2 u.$$

Koordinatlara görə törəmələri toplasaq

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = -(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)u = -k^2 u \quad (12.31)$$

olar. Zamana görə törəmə üçün olan ifadədən $u = -\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$ olduğunu (12.31)-də nəzərə alsaq və (12.10)-a əsasən $k^2/\omega^2 = 1/v^2$ əvəz etsək

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (12.32)$$

tənliyini alırıq. (12.32) ifadəsi dalğa tənliyi adlanır. Bu tənliyi həm də

$$\nabla^2 u = \Delta u = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (12.33)$$

şəklində yazmaq olar. Burada

$$\nabla^2 = \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (12.34)$$

Laplas operatorudur.

Qeyd edək ki, $\frac{\omega^2}{v^2} = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2$ ifadəsi dalğanın ω tezliyini dalğa vektorunun komponentləri ilə əlaqələndirir. Bu ifadə dalğanın təbiətindən asılıdır və çox zaman dispersiya qanunu adlanır.

Asanlıqla göstərmək olar ki, (12.32) dalğa tənliyini yalnız (5.23) funksiyası deyil, ixtiyari

$$f(x,y,z;t) = f(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \delta) \quad (12.35)$$

kimi funksiya da ödəyir. Doğrudan da, (12.35) ifadəsində sağ tərəfdə mətərizədəki ifadəni η ilə işarə etsək ($\eta = \omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \delta$), aşağıdakıları yaza bilərik:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial f}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial t} = f' \omega; \quad \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = \omega \frac{\partial f'}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial t} = \omega^2 f'' \quad \dots \quad (12.36)$$

Buna oxşar olaraq

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = k_x^2 f''; \quad \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} = k_y^2 f''; \quad \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = k_z^2 f'' \quad (12.37)$$

yazmaq olar. Burada $f'' = \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2}$ işarə edilmişdir.

(12.36) və (12.37) ifadələrini (12.32) tənliyində yazaraq, $v = \omega/k$ olduğunu nəzərə alsaq görərik ki, (12.35) funksiyası həqiqətən dalğa tənliyini ödəyir.

Qeyd edək ki, x oxu boyunca yayılan müstəvi dalğa üçün dalğa tənliyi

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (12.38)$$

şəklində olur.

(12.32) tənliyini ödəyən hər bir funksiya müəyyən dalğanı təsvir edir və özü də $\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$ həddinin qarşısında duran əmsalın kvadrat kökünün tərs qiyməti bu dalğanın faza sürətinə bərabərdir.

İndi isə elektromaqnit dalğası üçün dalğa tənliyini tapaq. Məlumdur ki, dəyişən elektrik sahəsi ətraf fəzada dəyişən maqnit sahəsi yaradır. Bu dəyişən maqnit sahəsi də öz növbəsində dəyişən elektrik sahəsi doğurur və s. Beləliklə, rəqs edən elektrik yükü vasitəsilə dəyişən elektromaqnit sahəsi yaradıldıqda bu yükü əhatə edən fəzada elektrik və maqnit sahələrinin bir-birinə qarşılıqlı şəkildə çevrilərək nöqtədən nöqtəyə keçərək yayılması baş verir. Fəza və zamana görə periodik olan bu proses elektromaqnit dalğası adlanır.

Göstərmək olar ki, elektromaqnit dalğasının mövcud olması

$$[\vec{\nabla} \vec{E}] = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (12.39)$$

$$\vec{\nabla} \vec{B} = 0, \quad (12.40)$$

$$\vec{\nabla} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (12.41)$$

$$\vec{\nabla} \vec{D} = \rho \quad (12.42)$$

Maksvel tənliklərindən alınır. Burada \vec{E} – elektrik sahəsinin intensivlik, \vec{B} – maqnit sahəsinin induksiya, \vec{H} – maqnit sahəsinin intensivlik, \vec{D} – elektrik sahəsinin induksiya, \vec{j} – cərəyan sıxlığı vektorudur, ρ – elektrik yükünün sıxlığıdır. Qeyd edək ki, \vec{D} və \vec{H} kəmiyyətləri elektromaqnit sahəsinin köməkçi xarakteristikalarıdır (əsas xarakteristikalar \vec{E} və \vec{B} kəmiyyətləridir). Bu köməkçi kəmiyyətlərin daxil edilməsi onunla əlaqədardır ki, \vec{D} vektorunun divergensiyası yalnız kənar yüklərin sıxlığı, \vec{H} vektorunun rotoru isə yalnız makroskopik cərəyanların sıxlığı ilə təyin olunur

Dielektrik nüfuzluğu ε və maqnit nüfuzluğu μ sabit olan bircinsli neytral (ρ) və keçirici olmayan

($\vec{j}=0$) mühit üçün $\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$ və $\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}$ olduğundan

$$\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = \mu\mu_0 \frac{\partial\vec{H}}{\partial t}, \quad \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial\vec{E}}{\partial t},$$

$$\vec{\nabla}\vec{B} = \mu\mu_0\vec{\nabla}\vec{H}, \quad \vec{\nabla}\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{\nabla}\vec{E}$$

yaza bilərik. Ona görə də (12.39)-(12.42) Maksvel tənlikləri baxılan hal üçün

$$[\vec{\nabla}\vec{E}] = -\mu\mu_0 \frac{\partial\vec{H}}{\partial t}, \quad (12.43)$$

$$\vec{\nabla}\vec{H} = 0, \quad (12.44)$$

$$[\vec{\nabla}\vec{H}] = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial\vec{E}}{\partial t}, \quad (12.45)$$

$$\vec{\nabla}\vec{E} = 0 \quad (12.46)$$

şəklinə düşür. Burada $\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{Kl^2}{N \cdot m^2}$ – elektrik sabiti, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{N}{A^2}$ – maqnit sabitidir.

(12.43) tənliyinin hər iki tərəfindən rotor alaq:

$$[\vec{\nabla}, [\vec{\nabla}\vec{E}]] = -\mu\mu_0 \left[\vec{\nabla}, \frac{\partial\vec{H}}{\partial t} \right]. \quad (12.47)$$

$\vec{\nabla} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$ "nabla" operatoru koordinatlara görə diferensiallamayı göstərir.

Koordinatlara və zamana görə diferensiallamanın ardıcılığını dəyişərək

$$\left[\vec{\nabla}, \frac{\partial\vec{H}}{\partial t} \right] = \frac{\partial}{\partial t} [\vec{\nabla}\vec{H}] \quad (12.48)$$

yaza bilərik. (12.48)-i (12.47)-də yazdıqdan sonra alınan tənlikdə $[\vec{\nabla}\vec{H}]$ əvəzinə (12.45)-i nəzərə alsaq

$$[\vec{\nabla}, [\vec{\nabla}\vec{E}]] = -\varepsilon_0\mu\mu_0 \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} \quad (12.49)$$

olar. İkiqat vektorial hasilin $[\vec{a}, [\vec{b}\vec{c}]] = \vec{b}(\vec{a}\vec{c}) - \vec{c}(\vec{a}\vec{b})$ kimi xassəsindən istifadə edərək (12.49) ifadəsinin sağ tərəfini aşağıdakı kimi yazaq:

$$[\vec{\nabla}, [\vec{\nabla}\vec{E}]] = \vec{\nabla}(\vec{\nabla}\vec{E}) - \nabla^2\vec{E} = -\nabla^2\vec{E}. \quad (12.50)$$

Burada (12.46) ifadəsi nəzərə alınmışdır.

(12.50)-ni (12.49)-da yazaraq

$$\nabla^2\vec{E} = \Delta\vec{E} = \varepsilon_0\mu\mu_0 \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} \quad (12.51)$$

tənliyini alırıq. Lakin

$$\varepsilon_0\mu_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{san^2}{m^2} = \frac{1}{\left(3 \cdot 10^8 \frac{m}{san}\right)^2} = \frac{1}{c^2} \quad (12.52)$$

olduğundan (c – işığın vakuumda sürətidir) (12.51) ifadəsini

$$\nabla^2\vec{E} = \Delta\vec{E} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} \quad (12.53)$$

kimi yaza bilərik. Laplas operatoru üçün (12.34) ifadəsini nəzərə alsaq

$$\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial z^2} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} \quad (12.54)$$

olar.

(12.45) ifadəsinin hər iki tərəfindən rotor alaraq, yuxarıdakına oxşar çevirmələr aparmaqla

$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} = \frac{\epsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (12.55)$$

tənliyini yaza bilərik. (12.54) və (12.55) tənlikləri hər birinə həm \vec{E} , həm də \vec{H} daxil olan (12.43) və (12.45) tənliklərindən alındıqları üçün bir-biri ilə sıx surətdə əlaqədardır.

Göründüyü kimi, (12.24) və (12.55) ifadələri eynilə (12.32) ifadəsinə oxşayır və deməli, onlar elektromaqnit dalğası üçün dalğa tənliyidir. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, dalğa tənliyində zamana görə törəmənin əmsalının kvadrat kökünün tərs qiyməti dalğanın faza sürətinə bərabər olduğundan (12.54) və (12.55) tənlikləri göstərir ki, elektromaqnit sahəsi faza sürəti

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (12.56)$$

olan elektromaqnit dalğaları kimi mövcud ola bilər. Vakuumda $\epsilon=\mu=1$ olduğundan elektromaqnit dalğasının sürəti işığın c sürətinə bərabər olur.

Dalğa tənliyinin (12.33) kimi yazılması əslində həmin tənliyin ümumiləşmiş şəkildə yazılışdır. Çünki Laplas operatorunun ifadəsi ixtiyari koordinat sistemində yazıla bilər. Məsələn, xüsusi halda düzbucaqlı Dekart koordinat sistemində Laplas operatoru (12.34) kimi təyin olunur. Digər koordinat sistemlərində isə $\Delta=\nabla^2$ operatorunun ifadəsi başqa cür olur. Məsələn, fizikada adətən çox işlənən sferik koordinatlarda (r, θ, φ) Laplas operatorunun ifadəsi aşağıdakı kimidir:

$$\Delta = \nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \quad (12.57)$$

Göründüyü kimi, dalğa tənliyi xüsusi törəməli xətti bircinsli diferensial tənlikdir. Hər bir xətti bircinsli diferensial tənlik kimi dalğa tənliyi də aşağıdakı çox mühüm xassəyə malikdir. Fərz edək ki, (12.32) tənliyinin xüsusi həlli u_1 -dir. Onda c_1 ixtiyari sabitdirsə, $c_1 u_1$ funksiyası da (12.32) tənliyinin həlli olur. Əgər (5.32) tənliyinin xüsusi həlləri u_1 və u_2 mədumdursa, onda c_1 və c_2 ixtiyari sabitlər

olduqda $u=c_1 u_1+c_2 u_2$ (ümumi şəkildə $u=\sum_{k=1}^n c_k u_k$) funksiyası da (12.32) dalğa tənliyinin həlli

olacaqdır. Müstəvi dalğaların toplanması vasitəsilə istənilən dalğanı almağa imkan verən superpozisiya prinsipinin riyazi əsasını dalğa tənliyinin məhz bu xassəsi təşkil edir. Biz növbəti paraqraflarda bu prinsipdən istifadə edəcəyik.

Dalğa paketi

(12.5), (12.11), (12.17) və (12.22) ifadələri ilə təsvir olunan dalğa monoxromatik dalğa adlanır. Ona görə də deyə bilərik ki, monoxromatik dalğanın yayılma sürəti monoxromatik rəqsin fazasının nöqtədən nöqtəyə keçməsi sürətinə, yəni faza sürətinə bərabərdir. Lakin məlum olur ki, məsələn, yalnız vakuumda istənilən periodlu işıq dalğaları üçün yayılma sürəti eynidir. Hər hansı bir mühitdə isə monoxromatik işıq dalğasının faza sürəti bu dalğanın λ uzunluğundan asılıdır, yəni $v=\Phi(\lambda)$. Belə mühitlər dispersiyaedici mühit adlanır. Bu fakt mürəkkəb formalı impulsun yayılması zamanı çox böyük əhəmiyyət kəsb edir. Bu cür impuls ixtiyari formalı $f(t)$ funksiyası ilə ifadə olunur. Ümumi halda $f(t)$ funksiyası periodik funksiya deyildir. Lakin bir çox optik və akustik problemlərdə $f(t)$ məhz periodik funksiya olur.

İxtiyari formalı impulsun yayılması haqqında ümumi məsələnin həlli, istənilən funksiyanın bir neçə (ümumiyyətlə isə sonsuz sayda) funksiyanın cəmi şəklində göstərilməsinin mümkün olması sayəsində xeyli sadələşir. Fizika baxımından bu o deməkdir ki, ixtiyari impuls müəyyən formalı bir neçə (ümumiyyətlə isə sonsuz sayda) impulsun cəmi kimi göstərilə bilər. Qəbuledici qurğuların əksəriyyəti superpozisiya prinsipinə əsaslanır. Çünki bu prinsipə görə eyni zamanda göstərilən bir neçə təsirin ümumi nəticəsi ayrılıqda hər bir təsirin yaratdığı nəticələrin sadəcə olaraq cəminə bərabərdir. Superpozisiya prinsipi o zaman tətbiq oluna bilər ki, göstərilən təsir nəticəsində qəbuledici sistemin xassələri dəyişməsin. Bu isə göstərilən təsir həddən artıq böyük olmadıqda mümkündür. Məsələn, elektrik sahəsinin intensivliyi çox böyük olan işıq dalğası maddədə yayılarkən bu şərt ödənmir. Superpozisiya prinsipinin tətbiq oluna bildiyi hallarda ixtiyari impulsunun toplananlarının cəmi kimi göstərmək və hər bir toplananı isə ayrıca nəzərdən keçirmək olur. Bu

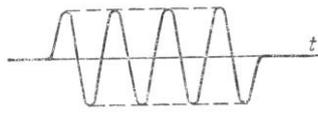
toplananların məqsədəuyğun seçilməsi, yəni mürəkkəb impulsun ayrılışı üçün səmərəli üsulun tətbiq olunması məsələnin həllini kəskin şəkildə sadələşdirə bilər. Məsələn olaraq, Furiyenin monoxromatik dalğalara ayrılışı (yəni, ixtiyari funksiyaları kosinus və sinus funksiyalarının cəmi kimi göstərilməsi) üçün təklif etdiyi üsulu göstərmək olar. Belə ki, Furiye teoreminə görə ixtiyari funksiya uyğun şəkildə seçilmiş amplitud, period və başlanğıc fazaya malik olan sinus və kosinus funksiyalarının cəmi şəklində istənilən dəqiqliklə ifadə oluna bilər. Maraqlıdır ki, bütün fizika problemlərində funksiyaları Furiye metoduna görə ayırmaq üçün tələb olunan riyazi şərtlər ödənilir. Furiye metoduna görə ayrılış zamanı əgər ilkin funksiya T perioduna malik periodik funksiya varsa, bu funksiyanın ayrılışına daxil olan (toplanan) sinus və kosinus funksiyalarının periodları $\frac{1}{2}T, \frac{1}{3}T, \frac{1}{4}T, \dots$ sadə ardıcılığı kimi

olacaqdır. Bu, Furiye sırasına ayrılış adlanır. Əgər ilkin funksiya periodik deyilsə, onda ayrılışa daxil olan sinus və kosinus funksiyalarının periodları bütün mümkün olan, yəni kəsilməz qiymətlər alacaqdır. Bu halda ayrılış Furiye integralı şəklində olacaqdır. Praktiki olaraq Furiye sırasının adətən bir neçə ilkin həddini nəzərə almaqla kifayətlənərək çox yaxşı nəticələr əldə etmək olur.

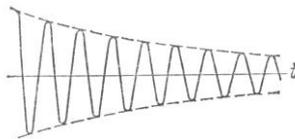
Furiye ayrılışından istifadə edərək biz hər hansı bir impulsu monoxromatik dalğaların toplusu kimi göstərə bilərik. Əgər mühit dispersiyaedici deyilsə, yəni bütün monoxromatik dalğalar eyni bir faza sürətilə yayılırsa, mühitin istənilən nöqtəsində rəqslər çoxluğu toplanaraq ilkin formalı impulsu verəcəkdir. Belə mühitdə istənilən impuls öz formasını dəyişmədən tam şəkildə yayılır və faza sürəti həm də eyni zamanda impulsun yayılma sürəti olur. Əgər mühit dispersiyaedicidirsə, ayrı-ayrı sinusoidal rəqslər müəyyən t_1 zaman anında hər hansı bir x_1 nöqtəsinə müxtəlif cür dəyişmiş faza ilə gələcək və toplanaraq dəyişmiş formaya malik impuls verəcəklər. Dispersiyaedici mühitdə yayılan impuls deformasiyaya uğrayır və onun yayılma sürəti haqqında anlayış xeyli mürəkkəbləşir.

Beləliklə, dispersiyaedici mühitlərdə, (məsələn, işıq dalğaları üçün vakuumdən başqa bütün mühitlərdə) yalnız sonsuz sinusoidal (monoxromatik) dalğa təhrif olunmadan və müəyyən sürətlə yayılır. Riyazi baxımdan mümkün olan digər ayrılışlardan fərqli olaraq Furiye ayrılışının akustika və optika üçün mühüm əhəmiyyətinin də əsas səbəbi məhz budur.

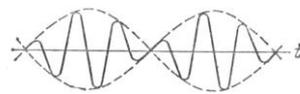
Qeyd edək ki, yalnız T periodu deyil, həm də a amplitudu və δ başlanğıc fazası da zamandan (t) asılı olmayan dalğa monoxromatik dalğa adlanır. (12.5), (12.11), (12.18) və (12.22) ifadələrindən hər hansı biri ilə ifadə olunan dalğa, a sabit olmadıqda monoxromatik olmayacaqdır. 12.4, 12.5 və 12.6 şəkillərində təsvir olunan və amplitudları zaman keçdikcə dəyişən impulsun yayılması zamanı yayılan dalğalar qeyri-monoxromatik dalğalara misal ola bilər: 12.4 şəklində sinusoidal "kəsiyi" və ya dalğa qatari, 12.5 şəklində sönən sinusoidal və 12.6 şəklində periodları yaxın olan iki sinusoidal toplanması (döyünmə) göstərilmişdir. 12.4-12.6 şəkillərində göstərilmiş dalğalardan heç biri $a = \text{const}$ olan $u = a \cos(\omega t - kx)$ düsturuna uyğun gəlmir və Furiye metoduna görə sonsuz uzanan sinusoidal və kosinusoidal cəmi kimi göstərilə bilər. Başqa sözlə, baxılan dalğalar sadə monoxromatik dalğalar olmayıb müxtəlif periodlu çoxlu sayıda monoxromatik dalğaların toplusundan ibarətdir.



Şəkil 12.4.



Şəkil 12.5.



Şəkil 12.6.

12.4 şəklində göstərilən monoxromatik olmayan dalğa xüsusi maraq kəsb edir. Burada fərz olunur ki, əvvəlcə amplitud sıfıra bərabərdir, sonra t_1 zaman anında amplitud a_1 -ə bərabər qiymət alır, t_1 zaman anından t_2 zaman anına qədər sabit qalır və sonra yenidən sıfıra bərabər olur. Aydın ki, hər bir real dalğa ən yaxşı halda bu misala uyğun gəlir. Çünki heç bir real dalğa sonsuz uzun müddət davam etmir və müəyyən zaman anlarında başlayır və sona yetir. Deməli, belə dalğa ciddi monoxromatik hesab oluna bilməz, çünki onun amplitudu zamanın funksiyasıdır.

$t_2 - t_1$ zaman intervalı dalğanın T perioduna nisbətən böyük olduqca, yəni mənbəyin işlədiyi müddət ərzində buraxılan verilmiş periodlu dalğaların sayı çox olduqca onun şüalanması daha da monoxromatik hesab oluna bilər. Ümumiyyətlə isə, zamandan asılı olaraq amplitudun dəyişməsi ləng baş verdikcə, dalğa daha çox monoxromatik olur.

Dəyişən amplituda malik sinusoidal dalğanın bir neçə monoxromatik dalğanın toplusuna ekvivalent olduğunu göstərən aşağıdakı misala baxaq.

Fərz edək ki,

$$u = a \cos(2\pi mt - kx) \quad (12.58)$$

ifadəsi ilə təsvir olunan dalğa vardır və burada a – zamandan asılı olaraq aşağıdakı qanunla dəyişir:

$$a = A(1 + \cos 2\pi mt). \quad (12.59)$$

Bu, o deməkdir ki, a kəmiyyəti həmin qanunla dəyişərək mümkün olan bütün qiymətləri almaqla bir saniyə ərzində m dəfə $2A$ -ya bərabər və m dəfə də sıfıra bərabər qiymət alır. Bu zaman A – müəyyən sabit kəmiyyətdir. Beləliklə, biz tapırıq ki,

$$\begin{aligned} u &= A(1 + \cos 2\pi mt) \cos(2\pi mt - kx) = \\ &= A \cos(2\pi mt - kx) + A \cos 2\pi mt \cos(2\pi mt - kx) = \\ &= A \cos(2\pi mt - kx) + 0,5 A \cos[2\pi(n+m)t - kx] + 0,5 A \cos[2\pi(n-m)t - kx]. \end{aligned} \quad (12.60)$$

Beləliklə, (12.58) dalğası amplitudları A , $A/2$ və $A/2$, tezlikləri isə, uyğun olaraq, n , $n+m$ və $n-m$ olan üç dənə ciddi monoxromatik dalğanın toplusundan başqa bir şey deyildir, yəni bu üç monoxromatik dalğanın cəmlənməsi nəticəsində (12.58) qeyri-monoxromatik dalğası alınır.

Dalğa üçün (12.24) eksponensial ifadəsindən istifadə edərək bu hesablamaları sadələşdirmək də olar. Doğrudan da

$$\begin{aligned} u &= a \exp[i(2\pi mt - kx)] = A \left[1 + \frac{1}{2} \exp(i2\pi mt) + \right. \\ &+ \left. \frac{1}{2} \exp(-i2\pi mt) \right] \exp[i(2\pi mt - kx)] = A \exp[i(2\pi mt - kx)] + \\ &+ \frac{A}{2} \exp\{i[2\pi(n+m)t - kx]\} + \frac{A}{2} \exp\{i[2\pi(n-m)t - kx]\} \end{aligned} \quad (12.61)$$

ifadəsindən görünür ki, (12.58) dalğası tezlikləri n , $n+m$ və $n-m$, amplitudları isə A , $A/2$ və $A/2$ olan üç dənə monoxromatik dalğanın toplusundan ibarətdir.

Yuxarıda göstərilən misalda məsələnin riyazi həlli çox sadədir. Lakin amplitud zamandan asılı olaraq daha mürəkkəb periodik və ya qeyri-periodik qanunla dəyişdikdə hadisənin fiziki mahiyyəti olduğu kimi qalır və baxılan qeyri-monoxromatik dalğanı toplanaraq əmələ gətirən ayrı-ayrı monoxromatik dalğaların tapılması xeyli mürəkkəb olur və ümumiyyətlə desək, Furiye teoreminin tətbiqi tələb olunur.

Yuxarıda araşdırılan misal aydın şəkildə göstərir ki, amplitudun zamana görə dəyişməsi dalğanın monoxromatikliyinin pozulması və yeni tezliklərin meydana çıxması deməkdir.

Amplitudun zamana görə dəyişməsi intensivliyin variyasiyası deməkdir və modulyasiya adlanır. Təkcə amplitudu deyil, həm də fazanı modulyasiya etmək olar. Fazanın modulyasiyası da monoxromatikliyin pozulması deməkdir.

Yuxarıda göstərilən misalda amplitudun modulyasiyası sadə sinusoidal qanunla baş verir. Real hadisələrdə isə modulyasiya adətən daha mürəkkəb şəkildə baş verir və ümumiyyətlə, requlyar olmur (xaotik modulyasiya). Məsələn, istənilən işıq mənbəyində bu mənbəyi təşkil edən ayrı-ayrı atomların şüalanması həm amplitud, həm də faza üzrə requlyar olmur, yəni xaotik modulyasiyaya uğramış olur.

Modulyasiyanın bizim baxdığımız misaldakı qanunla baş verməsi onu göstərir ki, tezliyi n olan monoxromatik dalğa tezlikləri n , $n+m$ və $n-m$ olan uyğun amplitudlu üç dənə monoxromatik dalğaya çevrilir. Dalğanın intensivliyinə bu cür təsir göstərilməsi, yəni monoxromatik dalğanın tezliyinin parçalanması ilə müşayiət olunan modulyasiya bir çox optik hadisələrdə böyük rol oynayır. Qeyd edək ki, optik təcrübələrdə buna bənzər təsirin bilavasitə müşahidə olunması çətindir. Çünki optik dalğaların tezliyi çox böyükdür ($n \sim 10^4$ Hz). Ona görə də intensivliyin bir saniyədə külli miqdar dəfə baş verən dəyişmələri tələb olunur ki, tezliyin hiss olunan dəyişməsini almaq mümkün olsun, yəni $n+m$ və $n-m$ tezlikləri n -dən hiss olunacaq dərəcədə fərqlənə bilsin. Belə yüksək tezlikli modulyasiyanı həyata keçirmək texniki cəhətdən çox çətin olduğundan, optikada buna bənzər hadisələri müşahidə etmək asan deyildir. Lakin buna baxmayaraq belə hadisələr həm bir sıra süni təcrübələrdə, həm də bəzi təbii proseslərdə baş verir.

Akustikada çox da böyük olmayan tezliklərdən istifadə olunduğu üçün həmin hadisəni asanlıqla həyata keçirmək olur. Tezliyi 100 Hz olan kamerton götürərək tezlikləri 98, 100 və 102 Hz olan üç dənə dalğanın cəminə bərabər olan mürəkkəb dalğa almaq üçün onun səsini gücünü göstərilən qanun üzrə saniyədə iki dəfə modulyasiya etmək kifayətdir. Aşağıda təsvir olunan sadə təcrübədə buna inanmaq olar. Biri digərinin qarşısında qoyulmaqla tezlikləri 100 və 98 Hz (və ya 102 Hz) olan

iki kamerton götürək. Onlar unisona (ahəngə, uyğunluğa) köklənməmişdir və ona görə də bir kamertonun yaratdığı dalğalar digərində rezonans yaratmır. Lakin əgər birinci kamertonu səsləndirərək onun rezonans qutusunun ağzını örtən arakəsməni kamertonlar arasına saniyədə iki dəfə daxil etsək və götürsək, yəni kamertonun səsini iki dəfə modulyasiya etsək, onda modullaşdırılmış dalğa tezlikləri 100, 98 və 102 *Hz* olan üç dənə dalğanın toplusuna təqribən ekvivalent olacaq və ikinci kamerton bu dalğalardan birinə hay verərək səslənəcəkdir. Belə təcrübə heç bir çətinlik olmadan aparılır.

Dəyişən cərəyanın modulyasiyası üçün də buna bənzər təcrübə qoymaq olar. Bu zaman tezliyi qeyd etmək üçün dilləri olan tezlik ölçəndən istifadə etmək əlverişlidir. Sabit amplituda malik olan sinusoidal cərəyan tezlikləyə təsir etdikdə bu cərəyanın tezliyinə (adətən $\nu=50$ *Hz*) uyğun gələn diltik vibrasiya edir. Əgər cərəyan bir saniyədə periodik olaraq Ω dəfə kəsilə, yəni cərəyan şiddəti Ω tezliyinə uyğun sinusoidal qanunla modullaşdırılırsa, ν tezliyinə uyğun diltikdən başqa, $\nu+\Omega$ və $\nu-\Omega$ tezliklərinə uyğun gələn diltiklər də vibrasiya edəcəklər.

Qeyd edək ki, biz a amplitudu koordinatdan asılı olmayan müstəvi dalğa misalında monoxromatik dalğa anlayışını daxil etdik. Lakin bu məhdudiyət mühüm rol oynamır. Belə ki, yalnız zamandan asılı olmayan ixtiyari $a=f(x,y,z)$ amplituduna malik olan dalğa monoxromatiktir. Məsələn, mənbədən uzaqlaşdıqca amplitudu kiçilən (12.27) sferik dalğası monoxromatik dalğadır.

Yuxarıda deyilənlərdən aydın olur ki, təbiətdə ideal monoxromatik dalğa heç vaxt rast gəlinmir. Doğrudan da, monoxromatik dalğa ciddi periodik prosesdir və bunun üçün də o, fəza və zaman üzrə sonsuz olmalıdır. Həqiqətdə isə real işıq siqnalları həmişə fəzada məhdud olur və məhdud zaman müddətləri ərzində buraxılır və məhz buna görə də ciddi monoxromatik olurlar. Bunu nəzərə alaraq, yuxarıda qeyd edildiyi kimi, hər bir real müstəvi dalğaya ciddi harmonik müstəvi dalğaların superpozisiyasının nəticəsi kimi baxmaq olar. Bu superpozisiya zamanı həmin dalğalar interferensiya nəticəsində fəzanın bir hissəsində bir-birini gücləndirir, digər hissəsində isə bir-birini zəiflədir.

Bir qədər əvvəl mürəkkəb dalğanın ayrı-ayrı monoxromatik dalğalara ayrılması üsulları haqqında məlumat verdik. İndi isə bunun əksi olan prosesi, yəni monoxromatik dalğaların superpozisiyası nəticəsində mürəkkəb dalğaların alınmasını nəzərdən keçirək. Misal olaraq əvvəlcə iki müstəvi monoxromatik dalğanın superpozisiyasına baxaq. Fərz edək ki, bu dalğalar x oxu boyunca yayılır və onların ω_0 və ω tezlikləri, həm də $k_0=2\pi/\lambda_0$ və $k=2\pi/\lambda$ dalğa ədədləri bir-birindən çox az fərqlənir: $\omega_0-\omega=\Delta\omega\rightarrow 0$, $k_0-k=\Delta k\rightarrow 0$. Həmin dalğaların amplitudları eyni olsun. Beləliklə, $u_1=a\cos(\omega_0 t-k_0 x)$ və $u_2=a\cos(\omega t-kx)$ dalğalarını toplayaraq, yəni onların superpozisiyası nəticəsində, aşağıdakı mürəkkəb dalğanı alırıq:

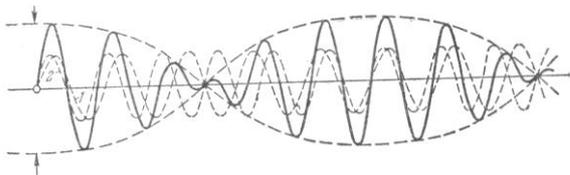
$$\begin{aligned} u &= u_1 + u_2 = a\cos(\omega_0 t - k_0 x) + a\cos(\omega t - kx) = \\ &= 2a\cos\left(\frac{\omega_0 - \omega}{2}t - \frac{k_0 - k}{2}x\right) \cdot \cos\left(\frac{\omega_0 + \omega}{2}t - \frac{k_0 + k}{2}x\right). \end{aligned}$$

Burada ω_0 və ω , k_0 və k kəmiyyətlərinin bir-birindən çox az fərqlənməsini nəzərə alsaq, təqribi olaraq aşağıdakı ifadəni yazı bilərik:

$$u = 2a\cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x\right) \cdot \cos(\omega_0 t - k_0 x). \quad (12.62)$$

Alınmış bu nəticəni aşağıdakı kimi şərh etmək olar. (12.62) ifadəsində ikinci vuruq, yəni $\cos(\omega_0 t - k_0 x)$ tezliyi ω_0 , dalğa ədədi isə k_0 olan dalğanı təsvir edir. Bu ifadədə birinci vuruq, yəni $2a\cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x\right)$ isə yavaş ($\Delta\omega\rightarrow 0$, $\Delta k\rightarrow 0$), lakin periodik dəyişən amplitudu təyin edir. Başqa

sözlə, (12.62) ifadəsi ilə təsvir olunan dalğaya ω_0 tezliyinə və k_0 dalğa ədədinə malik olan, lakin amplitudu modullaşmış dalğa kimi baxa bilərik. Yada salaq ki, (12.62) düsturu ilə verilən dalğa artıq monoxromatik dalğa deyildir. Çünki, yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, monoxromatik dalğa bütün $(-\infty, +\infty)$ intervalında eyni bir amplituda və eyni bir tezliyə malik olmalıdır. (51262) dalğası isə periodik dəyişən amplituda malikdir və uyğun spektral cihaz bu dalğada bir deyil, iki dənə ω_0 və ω tezliyi aşkar edəcəkdir.



Səkil 12.7.

12.7 şəklinə müəyyən zaman anı üçün bir-birindən az fərqlənən λ_0 və λ dalğa uzunluğuna malik iki monoxromatik dalğa və onların superpozisiyasından yaranan dalğa göstərilmişdir.

Göründüyü kimi, bu mürəkkəb dalğa kosinus qanunu ilə dəyişən amplitudlara malik bir neçə qrupa bölünür.

Məlumdur ki, müəyyən fazanın yerdəyişmə sürətinə dalğanın faza sürəti deyilir. Faza sürəti anlayışı əslində monoxromatik dalğa və ya dispersiya olmayan mühitdə yayılan dalğa üçün tətbiq edilməlidir. (12.7), (12.2a), (12.9) və (12.10) düsturlarına əsasən (12.62) dalğasının faza sürətini $\omega_0 t -$

$k_0 x = \text{const}$, $\omega_0 - k_0 \frac{dx}{dt} = 0$ ifadələrindən

$$v_f = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega_0}{k_0} = \frac{\omega_0}{2\pi} \lambda_0 = v_0 \lambda_0 \quad (12.63)$$

kimi yaza bilərik.

İndi isə dalğanın müəyyən amplitudunun yerdəyişmə sürətini tapaq. Aydınır ki, sürət bütövlükdə müəyyən qrupun yerdəyişmə sürətinə bərabər olacaqdır və məhz buna görə də dalğanın qrup sürəti adlanır. Qrup sürətini tapmaq üçün, faza sürətində olduğu kimi, amplitudun sabitliyi şərtindən istifadə edilməlidir.

$$\frac{\Delta\omega}{2} t - \frac{\Delta k}{2} x = \text{const}. \quad (12.64)$$

Buradan $x = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} t$ və ya $\frac{dx}{dt} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k}$ alınır. $\Delta k \rightarrow 0$ şərtində bu ifadənin limitinə qrup sürəti deyilir:

$$v_{gr.} = \frac{d\omega}{dk}. \quad (12.65)$$

Beləliklə, faza və qrup sürəti müxtəlif düsturlarla təyin olunur. Bu sürətlər arasında münasibəti müəyyən etmək üçün dalğaların müxtəlif mühitlərdə yayılması şərtlərini nəzərdən keçirmək lazımdır. Lakin bunun üçün biz indicə alınmış nəticələri əvvəlcə çoxlu sayda dalğaların toplanması (superpozisiyası) üçün ümumiləşdirməliyik. Göstərməliyik ki, müstəvi dalğaların superpozisiyası nəticəsində elə dalğa almaq olar ki, bu dalğanın amplitudu fəzanın yalnız çox kiçik bir hissəsində sıfırdan fərqli, qalan oblastda isə sıfır bərabər olsun. Əvvəldə olduğu kimi, sadəlik naminə, yalnız bir fəza koordinatından (məsələn, x -dən) və zamandan asılı olan müstəvi dalğalara baxacağıq.

Fəzada məhdud uzunluğa malik olan dalğa almaq üçün iki müstəvi dalğanın toplanması artıq kifayət deyildir. Lakin belə dalğanı k dalğa ədədi müəyyən $2 \cdot \Delta k$ intervalı daxilində kəsilməz dəyişən dalğaların toplanması nəticəsində almaq olar. Bu intervalın ölçüsünü sonra müəyyən edəcəyik. $2 \cdot \Delta k$ intervalında müəyyən orta k_0 nöqtəsi götürək və göstərək ki, k -nın kəsilməz dəyişməsi nəticəsində artıq cəm deyil,

$$u = \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} a(k) \cos(\omega t - kx) dx \quad (12.66)$$

inteqralı şəklində göstərilən superpozisiya nəticəsində, müəyyən şərtlər ödəndikdə, fəzada məhdud müstəvi dalğa, və ya adətən deyildiyi kimi, dalğa paketi almaq mümkündür. Burada toplanan monoxromatik dalğaların $a(k)$ amplitudlarının bütün $\pm \Delta k$ intervalında sabit və $a(k_0)$ -a bərabər olduğu hesab edilir. ω tezliyinin k -dan asılılığı isə baxılan dalğaların təbiətinə uyğun dispersiya qanunu ilə verilir. Lakin bu qanunun necə olmasından asılı olmayaraq, kiçik Δk intervalı üçün $\omega(k)$ funksiyasını aşağıdakı üstlü sıra şəklində göstərmək olar:

$$\omega(k) = \omega(k_0) + (k - k_0) \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{k=k_0} + \frac{1}{2} (k - k_0)^2 \left(\frac{d^2\omega}{dk^2} \right)_{k=k_0} + \dots \quad (12.67)$$

$k - k_0$ intervalını o qədər kiçik hesab edək ki, (12.67) ifadəsində üçüncü həddən başlayaraq bütün hədləri atmaq, yəni $\omega(k)$ üçün aşağıdakı xətti ifadəni yazmaq mümkün olsun:

$$\omega(k) = \omega(k_0) + (k - k_0) \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{k=k_0}. \quad (12.68)$$

Bu şərt daxilində (12.66) inteqralını hesablayaq. Bu məqsədlə $\omega(k)$ -nin (12.68) ifadəsini (12.66)-də yazaq:

$$u = a(k_0) \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} \cos \left[\omega t + (k - k_0) \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{k=k_0} t - kx \right] dk. \quad (12.69)$$

(12.69) inteqralı asanlıqla hesablanır və biz inteqralın sərhədlərini nəzərə aldıqdan, sürət və məxrəci Δk -ya vurduqdan sonra aşağıdakı nəticəni alırıq:

$$u = 2a(k_0)\Delta k \cdot \frac{\sin \Delta k \left[\left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{k=k_0} \cdot t - x \right]}{\Delta k \cdot \left[\left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{k=k_0} \cdot t - x \right]} \cdot \cos(\omega_0 t - k_0 x) \quad (12.70)$$

Bu nəticəni də biz (12.62) düsturuna oxşar olaraq şərh edə bilərik. Belə ki, (12.70) ifadəsində $\cos(\omega_0 t - k_0 x)$ vuruğu mürəkkəb dalğanın fazası ilə əlaqədardır və onun qarşısındakı vuruq isə dəyişən (modullaşmış) amplitudu təsvir edir. Burada $\Delta k \left[\left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{k=k_0} t - x \right] = \varphi$ ilə işarə etsək görərik ki,

amplitudun dəyişməsi xarakteri $\frac{\sin \varphi}{\varphi}$ vuruğu ilə təyin olunur. $\sin \varphi / \varphi$ funksiyasının xarakteri isə

aşağıdakı kimidir: onun baş maksimumu $\varphi=0$ olduqda

alınır, yəni $\lim_{\varphi \rightarrow 0} \frac{\sin \varphi}{\varphi} = 1$; $\varphi = \pm\pi, \pm 2\pi, \pm 3\pi, \dots$

qiymətlərində isə $\frac{\sin \varphi}{\varphi} = 0$ olur. φ -nin $\operatorname{tg} \varphi = \varphi$ şərtini

ödəyən $\varphi = 1,430\pi = 4,49$; $2,459\pi = 7,73$; $3,47\pi = 10,90$ və s. aralıq qiymətlərində isə $\sin \varphi / \varphi$ funksiyası əlavə maksimumlara da malik olur. Deməli, φ dəyişdikcə $\sin \varphi / \varphi$ funksiyası bir sıra maksimum və minimum qiymətlər alır. Lakin bu maksimumlar $\varphi=0$ qiymətinə uyğun olan baş maksimuma nisbətən kiçik olur və φ -nin qiyməti artdıqca onlar sürətlə kiçilir. Beləliklə, superpozisiya nəticəsində praktik olaraq bir qrup alınır ki, onun da amplitudu fəzanın məhdud bir oblastında sıfırdan fərqli olur və bu oblastda $\sin \varphi / \varphi$ funksiyası kimi dəyişir. 12.8 şəklində belə qrupun ani vəziyyəti, yəni müəyyən zaman anında onun forması təsvir edilmişdir.

(12.70) düsturundan görünür ki, yuxarıda baxdığımız iki müstəvi dalğanın toplanması halında olduğu kimi, dalğa paketi üçün də iki sürətdən, yəni faza və qrup sürətindən danışmaq olar. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, faza $\cos(\omega_0 t - k_0 x)$ vuruğuna daxildir və $\omega_0 t - k_0 x$ fazasını sabitə bərabər hesab edərək diferensiallasaq faza sürətini tapa bilərik:

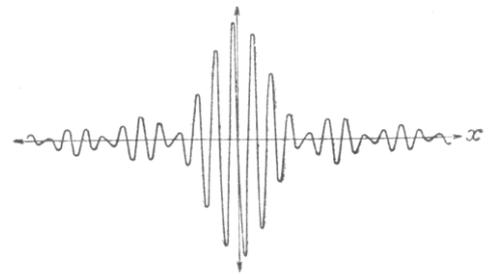
$$v_f = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega_0}{k_0}.$$

Modullaşmış amplitudu xarakterizə edən və özünü $\sin \varphi / \varphi$ kimi aparan vuruq isə $\varphi \rightarrow 0$ olduqda 1-ə bərabər olan sabit qiymət alır. Digər tərəfdən $\varphi=0$ olduqda $x - \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{k=k_0} \cdot t = 0$ alınır. Bu isə göstərir ki, bərabər amplitudlar səthinin yerdəyişmə sürəti

$$\frac{dx}{dt} = \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{k=k_0} = v_{gr} \quad (12.71)$$

olur. Deməli, bərabər amplitudlar səthinin yerdəyişmə sürəti (12.65) düsturu ilə təyin olunan qrup sürətinə bərabərdir. Bu, həm də bütövlükdə paketin yerdəyişmə sürətidir.

Bura qədər alınan nəticələr (12.67) düsturunda edilən yaxınlaşma, yəni $\omega(k)$ -nin ayrılışında iki və daha artıq yüksək tərtibli hədlərin nəzərə alınmaması ilə əlaqədardır. Bu yaxınlaşmanın son nəticəyə



Şəkil 12.8.

necə təsir edəcəyini isə tədqiq etmək lazımdır. Əgər $\left(\frac{d^2\omega}{dk^2}\right)_{k=k_0}$ ikitərtibli törəmə sıfıra bərabədirsə (mühit dispersiyaedici deyilsə, belə də olur), onda yuxarıdakı nəticələr öz qüvvəsində qalır. Əgər $\left(\frac{d^2\omega}{dk^2}\right)_{k=k_0} \neq 0$ olarsa, dalğa paketinin özünəməxsus aşağıdakı xassəsi müşahidə olunur: paket öz formasını saxlamır və tədricən dağılaraq zaman keçdikcə deformasiyaya uğrayır. Lakin əgər dispersiya kiçikdirsə, yəni $\left(\frac{d^2\omega}{dk^2}\right)_{k=k_0}$ sıfıra yaxındırsa, onda paketin müəyyən forması və bütövlükdə onun qrup sürətilə yerdəyişməsi haqqında danışmaq olar.

Beləliklə, biz baxdığımız dalğa prosesinin tam təsvirini verdik. Bu prosesin aşağıdakı mühüm xüsusiyyətini qeyd edək: dalğa paketinin (12.70) düsturuna müəyyən ω_0 və k_0 kəmiyyətlərinə uyğun faza vuruğu daxil olmasına baxmayaraq biz əslində dalğa uzunluğunun müəyyən konkret qiyməti ilə əlaqələndirilməsi mümkün olmayan mürəkkəb prosesi nəzərdən keçiririk. Əksinə, paketin yaranması üçün kəsilməz dəyişən k dalğa ədədinə malik çoxlu sayda monoxromatik dalğaların superpozisiyası zəruri olduğundan, paketin spektral analizi onu kəsilməz (bütöv) spektrin tam bir hissəsi kimi açacaqdır. Bundan başqa həm də məlum olur ki, verilmiş Δx uzunluğuna malik olan dalğa paketi yaratmaq üçün kəsilməz spektrin Δk intervalı müəyyən qiymətdən kiçik ola bilməz.

Δk və Δx arasında sonrakı məqsədlərimiz üçün çox mühüm əhəmiyyət kəsb edəcək bu əlaqəni tapaq. Bunun üçün hər hansı müəyyən $t=0$ anında paketə baxaq. Onda paketin forması $\frac{\sin(\Delta k \cdot x)}{\Delta k \cdot x} = \frac{\sin \varphi_0}{\varphi_0}$ vuruğu ilə təyin olunur ((12.70)-ə bax). Burada $\varphi_0 = \Delta k \cdot x$ işarə edilmişdir. $\varphi_0 = \pm \pi$ olduqda, yuxarıda qeyd edildiyi kimi, bu vuruq sıfıra bərabər olur. Əgər x oxu üzərində koordinat başlanğıcını baş maksimuma, yəni $\varphi_0 = 0$ qiymətinə uyğun olan nöqtədə seçsək, onda bu maksimumdan sol və sağ tərəfdə birinci minimumların koordinatı $\pm \frac{\Delta x}{2}$ olar. Növbəti maksimumların çox sürətlə kiçildiyini nəzərə alaraq ($\sin \varphi / \varphi$ funksiyasının yuxarıda verilmiş təhlilinə bax), paketin uzunluğunun bir-birinə simmetrik yerləşmiş birinci minimumlar arasındakı Δx məsafəsinə bərabər olduğunu qəbul edə bilərik. Bu minimumlar üçün $\Delta k \cdot \frac{\Delta x}{2} = \pi$ şərtini yazsa bilərik ki, buradan da $\Delta k \cdot \Delta x = 2\pi$ alınır.

Əgər biz paketin uzunluğunu daha dəqiq təyin edərək, onun koordinat başlanğıcına nəzərən simmetrik yerləşmiş ikinci minimumlar arasındakı məsafəyə bərabər olduğunu qəbul etsəydik $\Delta k \cdot \Delta x = 4\pi$ və ümumiyyətlə isə

$$\Delta k \cdot \Delta x \geq 2\pi \quad (12.72)$$

alardıq.

Bu vaxta qədər biz birölçülü paketin və ya "xətti paketin" yaranmasına baxdıq. Belə paketi almaq üçün \vec{k} dalğa vektorları eyni cür yönəlmiş monoxromatik dalğalar toplanmalıdır. Yuxarıda söylənilən mülahizələr üç koordinat oxunun hər biri üçün doğru olduğundan, koordinat oxları boyunca ölçüləri $\cdot \Delta x$, $\cdot \Delta y$ və $\cdot \Delta z$ olan paketin yaranması üçün aşağıdakı üç şərt eyni zamanda ödənməlidir:

$$\Delta x \cdot \Delta k_x \geq 2\pi, \Delta y \cdot \Delta k_y \geq 2\pi, \Delta z \cdot \Delta k_z \geq 2\pi. \quad (12.73)$$

Deməli, müəyyən zaman anında ($t=0$) dalğa paketinin fəza ölçüləri ilə bu paketin yaranması üçün tələb olunan monoxromatik dalğaların kəsilməz spektri arasında sıx əlaqə vardır: paketin ölçüsünün kiçik olması üçün Δk intervalı böyük olmalıdır. Sonsuz uzun e^{ikx} sinusoidal dalğasına k -nın (λ dalğa uzunluğunun) müəyyən bir qiyməti uyğun gəlir. Lakin dalğa fəzada məhduddursa, onda k -nın müəyyən bir qiyməti olmur və Δk eni hökmən $\Delta k \cdot \Delta x \sim 2\pi$ şərtini ödəyən dalğa uzunluqları spektri meydana çıxır.

Faza və qrup sürəti

Bu vaxta qədər biz bir neçə dəfə faza və qrup sürəti anlayışlarından istifadə etmiş və bu

sürətlərin necə təyin olunduğunu da müəyyən etmişik. Lakin faza və qrup sürəti anlayışları dalğalar nəzəriyyəsində çox mühüm əhəmiyyət kəsb etdiyindən, həmin anlayışların daha ətraflı şərh olunması məqsədəuyğundur.

Məlumdur ki, faza və qrup sürəti anlayışları əsasən işığın sürətinin vakuumba və müxtəlif mühitlərdə ölçülməsi zamanı meydana çıxmışdır. İşıq sürətinin təyini üçün laboratoriya üsulları müxtəlif mühitlərdə işıq sürətini ölçməyə və deməli, işığın sınması qanununu təcrübədə yoxlamağa imkan verir. Nyutonun korpuskulyar nəzəriyyəsinə görə işığın snma əmsalı $n = \sin \alpha / \sin \beta = v_2 / v_1$, Hüygensin dalğa nəzəriyyəsinə görə isə $n = \sin \alpha / \sin \beta = v_1 / v_2$ kimi təyin olunur. Burada v_1 – işığın birinci, v_2 isə ikinci mühitdə yayılma sürətidir. Bu fərqi səbəbini araşdırmaq üçün Araqonun təklif etdiyi ideya əsasında Fuko işığın havada sürətinin sudaki sürətinə nisbətini təcrübədə təyin edərək Nyutonun nəzəriyyəsindəki kimi $\frac{3}{4}$ deyil, Hüygensin nəzəriyyəsinə tam uyğun gələn $\frac{4}{3}$ almışdı. Fuko bu təcrübələri apardığı dövrdə (1862) işığın dalğa nəzəriyyəsi tam hökm sürürdü və bu nəzəriyyənin əlavə olaraq bir daha əsaslandırılmasına ehtiyac yox idi. Lakin buna baxmayaraq, işığın sürətinin təyini üsulları təkmilləşdikcə bu məsələ sonrakı dövrlərdə yenə də təcrübə tədqiqatların əsas mövzusu oldu və məlum oldu ki, o, xeyli mürəkkəbdir. Belə ki, suyun sındırma əmsalının qiymətinə uyğun olaraq Maykelson su üçün $c/v = 1,33$ qiymətini tapmışdı. Kükürlü karbon (CS_2) üçün isə o, $c/v = 1,75$ qiymətini tapmışdı. Lakin həmin maddənin sındırma əmsalının adicə təyini zamanı $n = 1,64$ qiyməti alınır. Belə fərqi yaranmasının izahı dalğanın sürəti anlayışının mürəkkəb xarakterli olduğunu aydınlaşdıran Reley tərəfindən verilmişdir.

İşığın snma əmsalının adi qayda ilə $n = \sin \alpha / \sin \beta = v_1 / v_2$ düsturuna əsasən təyini iki mühiti ayıran sərhəddə dalğa səthinin normalının istiqamətinin dəyişməsinə əsaslanmışdır və mühitlərdə dalğanın faza sürətlərinin nisbətini verir. Lakin faza sürəti anlayışı yalnız ciddi monoxromatik dalğalara, yəni fəzada sonsuz uzunluğa malik və sonsuz zaman müddəti ərzində mövcud olan dalğalara aid edilə bilər. Belə dalğalar isə real mövcud deyildir. Doğrudan da, biz hər bir dalğa prosesini fəza və zaman üzrə məhdud olan az və çox dərəcədə mürəkkəb bir impuls hesab edə bilərik. Bu cür impulsu müşahidə edərkən biz onun hər hansı bir yerini ayıraraq götürə bilərik. Məsələn, elektromaqnit impulsu adlanan elektrik və ya maqnit sahəsinin intensivliyinin maksimum olduğu yeri götürmək olar. İmpulsun sürəti dedikdə isə onun hər hansı bir nöqtəsinin məsələn, sahənin intensivliyinin maksimum olduğu nöqtənin sürəti başa düşülür. Lakin bu zaman fərz etmək lazımdır ki, bizim baxdığımız impuls zaman keçdikcə öz formasını saxlayır və ya hər halda kifayət qədər ləng deformasiyaya uğrayır, ya da ki, periodik olaraq bərpa olunur. Belə vəziyyətin alınmasını izah etmək üçün isə biz baxdığımız impulsu tezlikləri bir-birinə yaxın olan sonsuz sayda monoxromatik dalğaların toplusu kimi, yəni Furje inteqralı kimi təsəvvür etməliyik. Əgər müxtəlif dalğa uzunluğuna malik olan bütün bu monoxromatik dalğaların hamısı eyni bir faza sürəti ilə yayılmış olsa (yəni mühit dispersiyaedici deyilsə), onda impuls da öz formasını saxlayaraq bütövlükdə həmin sürətlə yayılmış olar. Lakin vakuumba başqa hər bir mühit adətən dispersiya ilə xarakterizə olunur, yəni müxtəlif monoxromatik dalğalar mühitdə dalğa uzunluğundan asılı olaraq müxtəlif faza sürəti ilə yayılır və impuls deformasiyaya uğramağa başlayır. Belə olan halda impulsun sürəti anlayışı xeyli mürəkkəbləşir. Əgər dispersiya çox böyük deyilsə, impulsun deformasiyası ləng baş verir və biz dalğa impulsunda sahənin müəyyən amplitudunun (məsələn, sahənin maksimum amplitudunun) yerdəyişməsinə izləyə bilərik. Lakin impulsun yerdəyişmə sürəti (Reley onu qrup sürəti adlandırmışdır) bu impulsu təşkil edən monoxromatik dalğalardan hər hansı birinin faza sürətindən fərqlənir və xüsusi hesablama yolu ilə təyin olunmalıdır.

Aşağıdakı iki halda faza və qrup sürətlərini bir-biri ilə müqayisə edəək.

1. Baxılan impulsu (dalğa paketini) əmələ gətirən monoxromatik dalğaların faza sürəti k dalğa ədədindən (yəni, dalğa uzunluğundan) asılı deyildir. Bu cür xassəyə malik olan mühitlər dispersiyasız mühitlər adlanır.

Faza sürətinin $v_f = \omega / k$ ifadəsindən $\omega = v_f \cdot k$ olduğunu nəzərə alaraq qrup sürətini hesablayaq:

$$v_{gr.} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d}{dk}(v_f \cdot k) = v_f. \quad (12.74)$$

Deməli, dispersiya olmadıqda faza sürəti ilə qrup sürəti bir-birinə bərabərdir.

2. Mühit dispersiyaya malikdir, yəni faza sürəti k dalğa ədədinin funksiyasıdır: $v_f(k)$. Bu halda

$$v_{gr.} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d}{dk}[v_f(k) \cdot k] = v_f + k \frac{dv_f}{dk} \quad (12.75)$$

yaza bilərik. Burada ikinci həddi aşağıdakı kimi çevirək:

$$\frac{dv_f}{dk} = \frac{dv_f}{d\lambda} \cdot \frac{d\lambda}{dk} = \frac{dv_f}{d\lambda} \cdot \frac{dk}{d\lambda} = \frac{dv_f}{d\lambda} \cdot \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) = -\frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{dv_f}{d\lambda}.$$

Bu ifadəni (12.75)-də nəzərə alsaq:

$$v_{qr.} = v_f - \lambda \frac{dv_f}{d\lambda} \quad (12.76)$$

olar. Faza və qrup sürəti arasında əlaqəni müəyyən edən (12.76) ifadəsi ilk dəfə Reley tərəfindən tapıldığı üçün çox zaman Reley düsturu adlanır.

(12.76) düsturundan görünür ki, dispersiya mövcud olduqda ($\frac{dv_f}{d\lambda} \neq 0$) qrup sürəti ilə faza sürəti bir-birinə bərabər olmur. Belə ki, $\frac{dv_f}{d\lambda}$ törəməsinin işarəsindən asılı olaraq qrup sürəti faza sürətindən kiçik ($\frac{dv_f}{d\lambda} > 0$ olduqda) və ya böyük ($\frac{dv_f}{d\lambda} < 0$ olduqda) ola bilər. Optikada bu halların hər ikisi normal və anomal dispersiya şəklində reallaşır: 1) normal dispersiya zamanı λ dalğa uzunluğu artdıqca sınma əmsalı $n=c/v_f$ azalır, yəni v_f artır və deməli, $\frac{dv_f}{d\lambda} > 0$ olur (c – işığın vakuumda sürətidir); 2) udma zolağının daxilində müşahidə olunan anomal dispersiya zamanı isə λ dalğa uzunluğu artdıqca sınma əmsalı n artır, yəni v_f azalır və deməli, $\frac{dv_f}{d\lambda} < 0$ olur ($v_{qr} > v_f$). Beləliklə, işıq dalğaları üçün vakuumda hər iki sürət eyni olur; mühitdə isə normal dispersiya zamanı $v_{qr} < v_f$, anomal dispersiya zamanı isə $v_{qr} > v_f$ olur.

Müəyyən çevrilmələr aparmaqla (12.76) ifadəsini aşağıdakı şəkildə də yazmaq olar:

$$v_{qr} = \frac{c}{n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}}. \quad (12.77)$$

Doğrudan da, (12.76) düsturundan

$$v_f = v_{qr} + \lambda \frac{dv_f}{d\lambda} \quad (12.78)$$

və buradan

$$\frac{v_f}{v_{qr}} = 1 + \frac{\lambda}{v_{qr}} \cdot \frac{dv_f}{d\lambda} \quad (12.79)$$

yaza bilərik. İndi isə

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{d\lambda} = \frac{v_f}{c} \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{c}{v_f} \right) = -\frac{1}{v_f} \frac{dv_f}{d\lambda}$$

ifadəsindən $\frac{dv_f}{d\lambda}$ kəmiyyətini taparaq (12.79)-da yerinə yazaq:

$$\frac{v_f}{v_{qr}} = 1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \cdot \frac{v_f}{\lambda}. \quad (12.80)$$

(12.79)-u (12.80)-də nəzərə alsaq

$$\frac{v_f}{v_{qr}} = 1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \left(1 + \frac{\lambda}{v_{qr}} \frac{dv_f}{d\lambda} \right)$$

olar. Burada $\frac{\lambda}{v_{qr}} \frac{dv_f}{d\lambda}$ kəmiyyətinin çox kiçik olduğunu nəzərə alaraq ikinci tərtib kiçik kəmiyyətləri atsaq, birinci yaxınlaşmada

$$\frac{v_f}{v_{qr}} = 1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \quad (12.81)$$

yaza bilərik. Lakin $n=c/v_f$ və ya $c=nv_f$ olduğunu (12.81)-də nəzərə alsaq

$$\frac{c}{v_{qr}} = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (12.82)$$

olur ki, bu da (12.77) düsturudur.

İşığın sınma əmsalına dalğa uzunluğunun (λ) deyil, tezliyin (ω) funksiyası kimi baxsaq və

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}, \quad \frac{dn}{d\lambda} = \frac{dn}{d\omega} \frac{d\omega}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{dn}{d\omega}$$

ifadələrini nəzərə alsaq, (12.77) düsturunu aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$v_{qr} = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}}. \quad (12.83)$$

Qeyd edək ki, (12.77) və (12.83) ifadələri qrup sürətinin mühitin xarakteristikalarından, yəni n sındırma əmsalından və $dn/d\lambda$ və ya $dn/d\omega$ kəmiyyətindən asılılığını aşkar şəkildə göstərir. Dispersiya ($dv_f/d\lambda$) böyük olduqca v_{qr} və v_f sürətləri arasındakı fərq də böyük olur. Dispersiya olmadıqda ($dv_f/d\lambda=0$) (12.76) düsturundan görüldüyü kimi, $v_{qr}=v_f$ olur. Bu isə yalnız vakuüm üçün doğrudur.

Qrup sürəti anlayışını daxil edərkən biz fərz edirik ki, dispersiya çox da böyük deyildir. Əks halda impuls tez bir zamanda deformasiyaya uğrayır və qrup sürəti anlayışı öz mənasını itirir. Məsələn, maddənin udma zolağının yaxınlığında faza sürəti tezlikdən asılı olaraq kəskin dəyişdiyindən (12.76) düsturu v_{qr} üçün işığın vakuümdəki sürətindən böyük qiymət verə bilər. Bu oblastda (12.76) düsturu yaramır. İmpulsun enerjisi siqnalın sürəti adlandırılı bilən sürətlə yayılır. Xüsusi tədqiqatlarla müəyyən edilmişdir ki, göstərilən oblastdan kənarada siqnalın yayılma sürəti qrup sürətinə bərabər olur və bu oblastın daxilində isə işığın vakuümdə yayılma sürətindən kiçik olur.

XIX əsrin ikinci yarısında, faza və qrup sürəti arasındakı fərq hələ aydın şəkildə başa düşülmədiyi bir vaxtda, işığın dalğa və ya korpuskulyar təbiətli olmasını birdəfəlik müəyyənləşdirmək üçün həlledici bir təcrübənin qoyulmasına cəhdlər edilmişdi. Bizə indi məlumdur ki, bu və bundan sonrakı dövrlərdə aparılan həmin tipli təcrübələr qoyulan suala əslində heç bir cavab vermədi və verə də bilməzdi. Lakin buna baxmayaraq, həmin təcrübələrlə tanış olmaq və onların nə üçün "həlledici" olmadığını araşdırmaq faydalıdır.

Fuko tərəfindən təklif olunmuş və həyata keçirilmiş təcrübə işığın sınması qanunu (Snellius qanunu) üçün dalğa və korpuskul nəzəriyyəsindən alınmış düsturların müqayisəsinə əsaslanmışdır. İşığın vakuümdə və mühidə sürətləri arasındakı prinsiplial fərqi bilmədiyi üçün Fuko belə hesab edirdi ki, işığın təbiəti haqqında məsələni həll etmək üçün işığın hər hansı bir mühidə yayılma sürəti haqqında işığın sınma əmsalına əsasən mühakimə aparmaq əvəzinə, bu sürəti bilavasitə ölçmək lazımdır. Əgər bu ölçmə nəticəsində məlum olsa ki, işığın mühidə sürəti onun vakuümdəki sürətindən kiçikdir, onda dalğa nəzəriyyəsi, əks təqdirdə isə Nyutonun korpuskulyar nəzəriyyəsi doğrudur. Bu ideyaya əsaslanaraq Fuko işığın suda sürətini təcrübə yolu ilə ölçdü və məlum oldu ki, bu sürət işığın vakuümdəki sürətindən kiçikdir. Məhz bu nəticəyə əsaslanaraq Fuko belə fikir irəli sürdü ki, işığın dalğa təbiətinə malik olması birdəfəlik isbat edildi. Əlbəttə, indi məlumdur ki, bu, heç də belə deyildir. Sonralar Maykelson işığın suda və kükürlü karbonda (CS_2) sürətini onun havadakı sürəti (işığın havada yayılma sürəti praktik olaraq onun vakuümdəki sürətinə bərabərdir) ilə müqayisə etməyə imkan verən böyük dəqiqliyə malik olan analoji təcrübə qoydu. Bu təcrübə də göstərdi ki, işığın havadakı sürətinin onun sudakı sürətinə olan nisbəti 1,330 olub, Maykelsonun istifadə etdiyi sarı işıq üçün suyun sındırma əmsalına praktik olaraq bərabərdir. Əslində spektrin bu oblastı üçün suyun sındırma əmsalı 1,333-ə bərabərdir. Lakin 0,003 qədər fərqi təcrübənin xətası intervalında hesab etmək olar. Böyük sındırma əmsalına və yüksək dispersiyaya malik olan kükürlü karbon üçün isə nəticə başqa cür alındı: məlum oldu ki, CS_2 üçün sındırma əmsalı 1,63 olduğu halda, sürətlərin nisbəti üçün təcrübədən $1,76 \pm 0,02$ alınır. Beləliklə, təcrübə göstərdi ki, işığın kükürlü karbonda yayılma sürəti, dalğa nəzəriyyəsinin tələb etdiyi kimi, havadakından kiçikdir və eyni zamanda bu sürətlərin nisbəti işığın sınma əmsalına bərabər deyildir. Bu zahiri ziddiyyətin səbəbi ondan ibarətdir ki, Maykelson təcrübəsində və ümumiyyətlə, hər hansı təcrübə üsulla işığın

sürətini ölçərkən, bir qədər aşağıda görəcəyimiz kimi, faza sürətləri deyil, qrup sürətləri təyin olunur. Işığın sınma əmsalı isə faza sürətlərinin nisbətində bərabərdir. Havada və suda dispersiya ($dv_f/d\lambda$) çox kiçik olduğu üçün (12.76) düsturuna görə bu mühitlərdə işığın hər iki (faza və qrup) sürəti təqribən eynidir. Lakin kükürlü karbona dispersiya elə böyükdür ki, həmin mühitdə faza və qrup sürətləri arasındakı fərq hiss olunacaq dərəcədə böyük olur. Yuxarıda göstərdiyimiz kimi, işığın vakuumdakı sürətinin mühitdə v_{qr} qrup sürətinə olan nisbəti həmin mühitin n sındırma əmsalı ilə (12.82) düsturuna əsasən əlaqədardır. Maykelson təcrübəsinə görə kükürlü karbon üçün $c/v_{qr}=1,76$ olur. Digər tərəfdən kükürlü karbon üçün sındırma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılıq qrafikinə əsasən Maykelsonun istifadə etdiyi dalğa uzunluğu üçün $\lambda \frac{dn}{d\lambda} = -0,126$ alınır (mənfi işarəsi göstərir ki, dalğa uzunluğu böyüdükcə sınma əmsalı azalır). Beləliklə, (12.82) düsturuna əsasən

$$n = \frac{c}{v_{qr}} + \lambda \frac{dn}{d\lambda} = 1,76 - 0,126 \approx 1,63$$

alınır ki, bu da təcrübi faktla tam uyğun gəlir.

Yuxarıda deyilənləri başa düşmək üçün belə bir suala aydın cavab verilməlidir ki, təcrübədə işıq sürətini təyin edərkən faza sürəti ölçülür, yoxsa ki, qrup sürəti? Işıq sürətini təcrübədə ölçmək üçün istifadə edilən müxtəlif üsulların təhlili göstərir ki, bu üsulların heç biri faza sürətini təyin etməyə imkan vermir və onların hamısında məhz qrup sürəti ölçülür. Belə ki, Reley göstərmişdir ki, işıq sürətini təyin etmək üçün istifadə olunan məlum təcrübi metodlarda kəsilməz davam edən dalğadan yox, onun müəyyən üsulla bölünmüş kiçik parçalarından istifadə olunur. Fasiləlilik metodunda dişli çarx və digər arakəsicilər zəifləyən və güclənən işıq həyəcanlaşmaları, yəni dalğa qrupları verir. Ryomer metodunda da periodik tutulmalar nəticəsində işığın yayılmasında fasilələr alınır. Fırlanan güzgü metodunda da güzgü kifayət qədər döndükdə işıq müşahidəçiyə gəlib çatmır. Bütün bu hallarda biz dispersiyaedici mühitdə faza sürətini deyil, qrup sürətini ölçürük.

Reley belə hesab edirdi ki, işığın aberrasiyası metodunda işıq süni yolla kəsilmədiyi üçün biz bilavasitə faza sürətini ölçürük. Lakin Erenfest 1910-cu ildə göstərdi ki, işığın aberrasiyasının müşahidəsi Fizo metodundan prinsipcə fərqlənmir, yəni burada da işığın qrup sürəti ölçülür. Doğrudan da, aberrasiya təcrübəsini aşağıdakı kimi şərh etmək olar. Hər birində dəşik olan iki disk ümumi bir oxla bərkidilmişdir. Işıq bu deşikləri birləşdirən düz xətt üzrə göndərilir və müşahidəçiyə çatır. Bütün cihazı böyük sürətlə fırladaq. Onda, işığın sürəti sonlu olduğu üçün, işıq ikinci deşikdən keçməyəcəkdir. Işığın keçməsi üçün disklərdən birini digərinə nisbətən müəyyən bucaq qədər döndərmək lazımdır ki, bu bucağın da qiyməti disklərin və işığın sürətlərinin nisbəti ilə təyin olunur. Bu tipik aberrasiya təcrübəsi, göründüyü kimi, Fizo təcrübəsindən heç nə ilə fərqlənmir. Belə ki, Fizo təcrübəsində deşikləri olan iki fırlanan disk əvəzinə şüanı döndərmək üçün bir disk və güzgüdən, yəni əslində iki diskdən – real diskdən və onun tərpənməz güzgüdə xəyalından istifadə olunur. Deməli, aberrasiya metodu da, fasiləlilik metodu kimi, işığın qrup sürətini verir.

Deməli, işıq sürətini təyin etmək üçün işlədilən müxtəlif metodlarda ya müəyyən siqnalın (Ryomer metodunda Yupiterin peyklərinin tutulması), ya da məhdud sayda dalğalar çoxluğunun (Fizo metodunda fırlanan dişli çarxın dişləri arasından keçən dalğalar qrupunun) sürəti ölçülür. Lakin dalğaların hər bir məhdud çoxluğu (toplusu) Furye inteqralı vasitəsilə müstəvi monoxromatik dalğaların superpozisiyasının nəticəsi kimi göstərilə bilər. Bu isə o deməkdir ki, dalğaların hər bir məhdud çoxluğu dalğa paketidir və biz paketin sürətini, yəni qrup sürətini ölçürük.

Beləliklə, Maykelsonun həm su, həm də kükürlü karbonla apardığı təcrübələrdə faza sürətlərinin deyil, qrup sürətlərinin nisbəti ölçülmüşdür. Lakin yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, su üçün $dv_f/d\lambda$ elə kiçikdir ki, (12.76) düsturuna görə praktik olaraq $v_{qr}=v_f$ və buna görə də $c/v_{qr} \approx c/v_f = n$ alınır. Lakin kükürlü karbon üçün $dv_f/d\lambda$ böyükdür və (12.76) düsturuna görə $v_{qr} < v_f$ və $c/v_{qr} > c/v_f$ olur ki, Maykelson təcrübəsi də məhz bunu verir ($c/v_{qr}=1,76$, $c/v_f=1,63$). Kükürlü karbonun dispersiyasının dəqiq ölçülməsi göstərdi ki, sürətlər üçün Maykelsonun tapdığı nisbət həqiqətən (12.76) Reley düsturundan alınmış qrup sürətlərinin nisbətində uyğundur.

Beləliklə, işığın sınma əmsalı üçün təcrübədən tapılmış qiymətlərin nəzəri qiymətlərlə uyğun gəlməsi göstərir ki, "ışıq hissəcikləri"nin fotonlar hesab edildiyi korpuskulyar nəzəriyyədə də işığın mühitdəki faza sürəti onun vakuumdakı faza sürətindən kiçik olmalıdır. Bu isə o deməkdir ki, Fuzo təcrübəsinə oxşar olan təcrübələr işığın məhz hansı təbiətli, yəni dalğa, yoxsa korpuskulyar təbiətli olması haqqında suala prinsipcə cavab verə bilməz. Deməli, təsvir olunan təcrübələr, XIX əsrdə yaranmış fikirlərin ziddinə olaraq, işığın təbiəti haqqında məsələni həll edə bilmədilər. Çünki onlar işığın nə dalğa, nə də korpuskulyar təbiətli olmasına zidd deyildilər.

Deyilənlərdən aydın olur ki, faza sürəti bilavasitə ölçülməsi mümkün olmayan kəmiyyətdir. Lakin dispersiyaedici mühitdə fəzada məhdud olan dalğaların yayılması zamanı faza sürəti anlayışının da bilavasitə mənası itir. Çünki bu zaman bir faza haqqında deyil, hər biri öz sürəti ilə yayılan sonsuz sayda monoxromatik dalğaların fazaları haqqında danışmaq olar.

Yuxarıda deyilənlər enerjini udmayan dispersiyaedici mühitlərdə yayılan və çox da böyük olmayan spektral oblastı əhatə edən həyəcanlaşma (impuls) üçün, yəni dalğalar qrupu üçün doğrudur. Bir daha qeyd edək ki, dalğalar qrupu dedikdə elə çox kiçik spektral oblastı əhatə edən dalğa impulsu nəzərdə tutulur ki, bu oblastın daxilində v_f faza sürətinin artımı λ dalğa uzunluğunun uyğun artımı ilə, ω tezliyinin artımı isə k dalğa ədədinin uyğun artımı ilə kifayət qədər dəqiqliklə düz mütənəsb olsun, yəni xətti dispersiya qanunu ödəmiş olsun. Bu o deməkdir ki, baxılan spektral oblastın daxilində $v_f = v_f(\lambda)$ və $\omega = \omega(k)$ asılılıqları λ və k -nin xətti funksiyası kimi göstərilə bilər, yəni

$$v_f = v_f(\lambda_0) + \left(\frac{dv_f}{d\lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0} \cdot (\lambda - \lambda_0), \quad (12.84)$$

$$\omega = \omega(k_0) + \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{k=k_0} \cdot (k - k_0) \quad (12.85)$$

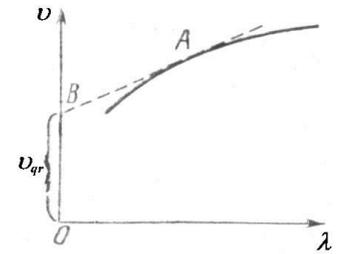
ifadələrini yazmaq olar. Burada λ_0 – baxılan dalğa qrupuna uyğun olan spektral oblastda yerləşən hər hansı bir dalğa uzunluğu, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ isə buna uyğun dalğa ədədidir. Belə aproksimasiya qəbul edildikdə həm də həyəcanlaşmanın formasının təqribən bərpa olması zamanı $\tau = d\lambda/dv_f$ və həyəcanlaşmanın (12.65) və ya (12.76) düsturu ilə təyin olunan v_{qr} qrup sürəti ilə yayılması haqqında danışmaq olar. $v_f = v_f(\lambda)$ asılılığının qrafikində (buna Erenfest diaqramı da deyilir) dalğalar qrupu üçün əyrinin yalnız təqribən düzxətli sayıla bilən və toxunanın uyğun parçası ilə əvəz edilə bilən hissəsi əsas rol oynayır (şəkil 12.9). Bu toxunanın ordinat oxundan kəsdiyi OB parçasının uzunluğu v_{qr} qrup sürətinə bərabər olur.

(12.84) və (12.85) ayrılışlarında iki və daha yüksək tərtibli hədlərin nəzərə alınması həyəcanlaşmanın yayılması xarakterində aşağıdakı kimi dəyişikliyin üzə çıxmasını müəyyən edir. Belə ki, həyəcanlaşma irəliyə doğru gedir, onun forması isə kəsilməz olaraq dəyişir. Lakin $\tau = d\lambda/dv_f$ zaman müddəti keçdikdən sonra həyəcanlaşma demək olar ki, ilkin formasını alır və özü də bu müddət ərzində o, $x = v_{qr} \cdot \tau$ məsafəsi qədər irəliləyir. Belə də demək olar ki, həyəcanlaşmanın enerjisinin v_{qr} qrup sürəti ilə ötürülməsi baş verir. Növbəti həmin τ zaman müddəti ərzində yenə də həmin proses təkrarlanır və s. Ümumiyyətlə, τ zaman müddəti ərzində $v_{qr} \cdot \tau$ məsafəsi qət edərək hər hansı $t + \tau$ zaman anında həyəcanlaşma özünün t zaman anında malik olduğu formasını azacıq təhrif olunmuş şəkildə bərpa edir. Lakin həyəcanlaşma kifayət qədər böyük zaman müddəti ərzində yayılarsa, onda ardıcıl τ zaman fasilələrində onun formasında baş verən dəyişikliklərin toplanması nəticəsində elə güclü təhrif olunma baş verə bilər ki, o, özünün ilkin formasına heç oxşamasın. Bunun üçün tələb olunan zaman müddətini tapmaq məqsədilə (12.85) ayrılışında ikinci tərtib həddi nəzərə alaq. Onda, (12.65) düsturuna əsasən $v_{qr} = d\omega/dk$ olduğundan

$$\omega = \omega(k_0) + (v_{qr})_{k=k_0} \cdot (k - k_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{dv_{qr}}{dk} \right)_{k=k_0} \cdot (k - k_0)^2 \quad (12.86)$$

yaza bilərik. $k - k_0$ fərqlinin maksimal qiyməti δk olarsa, kvadratik həddin olması sayəsində fazanın maksimal dəyişməsi $\frac{t}{2} \left| \frac{dv_{qr}}{dk} \right| \cdot (\delta k)^2$ olar. Əgər bu dəyişmə π -yə nisbətən xeyli az olarsa, onda o,

qrupa daxil olan sinusoidlərin (monoxromatik dalğaların) fazalar fərqlində az rol oynayacaq və kvadratik həddin olması sayəsində həyəcanlaşmanın (impulsun) forması az təhrif olunacaqdır. Beləliklə, t zaman intervalı ərzində impulsun ilkin formasının periodik bərpa olunmasının baş verməsi üçün



Şəkil 5.9.

$$t \ll \frac{2\pi}{|dv_{gr}/dk|(\delta k)^2} \quad (12.87)$$

şərtinin ödənməsi zəruridir. Dalğa uzunluğuna keçdikdə bu şərt aşağıdakı şəkllə düşür:

$$t \ll \frac{2\pi}{|dv_{gr}/d\lambda|(\delta\lambda)^2}. \quad (12.88)$$

Əgər t zaman intervalı (12.87) və ya (12.88) bərabərsizliyinin sağ tərəfinə təqribən bərabər və ya ondan böyükdürsə, onda impulsun ilkin formasının bərpa olunması haqqında danışmaq yersizdir.

Bu vaxta qədər biz hesab edirdik ki, dalğa impulsuna daxil olan müstəvi monoxromatik dalğaların hamısı eyni bir istiqamətdə (məsələn, x oxu boyunca) yayılır. İndi isə fərz edək ki, impulsa daxil olan monoxromatik dalğaların tezlikləri yenə də kiçik bir oblastı əhatə edir, lakin onlar dar konusun hüdudları daxilində müxtəlif istiqamətlərdə yayılırlar. Belə dalğa impulsu üçölçülü dalğa paketi adlanır və onu (12.66) düsturuna uyğun olaraq aşağıdakı üçqat integral vasitəsilə göstərmək olar:

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \int_{k_{0x}-\Delta k_x}^{k_{0x}+\Delta k_x} \int_{k_{0y}-\Delta k_y}^{k_{0y}+\Delta k_y} \int_{k_{0z}-\Delta k_z}^{k_{0z}+\Delta k_z} \vec{a}(\vec{k}) e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} dk_x dk_y dk_z. \quad (12.89)$$

(12.89) ifadəsini qısa şəkildə

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \int \vec{a}(\vec{k}) e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} d\vec{k} \quad (12.90)$$

kimi də yazmaq olar. Burada ω tezliyinə \vec{k} dalğa vektorunun funksiyası kimi baxmaq lazımdır və məlum olduğu kimi, bu funksiya dalğaların dispersiyası qanununu müəyyən edir. Əgər mühit izotropdursa, $\omega(\vec{k})$ funksiyası \vec{k} vektorunun istiqamətindən deyil, yalnız ədədi qiymətindən asılı olacaqdır. Lakin anizotrop mühitlərdə, məsələn kristallarda $\omega(\vec{k})$ funksiyası \vec{k} vektorunun həm ədədi qiymətindən və həm də istiqamətindən asılı olur. Məhz buna görə də $\omega(\vec{k})$ funksiyasının aşkar ifadəsini ümumi şəkildə yazmaq olmur və mühakimələr ümumi xarakter daşıyır. Hər bir konkret hal isə bu mühakimələrə uyğun surətdə araşdırılmalıdır.

$\omega = \omega_0 + \Delta\omega$, $\vec{k} = \vec{k}_0 + \Delta\vec{k}$ kimi götürərək $\Delta\omega$ kəmiyyətini aşağıdakı xətti ifadə şəklində yazaq:

$$\Delta\omega = \frac{\partial\omega}{\partial k_x} \Delta k_x + \frac{\partial\omega}{\partial k_y} \Delta k_y + \frac{\partial\omega}{\partial k_z} \Delta k_z = (\vec{v}_{gr}, \Delta\vec{k}). \quad (12.91)$$

Burada \vec{v}_{gr} – komponentləri

$$v_{gr.x} = \frac{\partial\omega}{\partial k_x}, v_{gr.y} = \frac{\partial\omega}{\partial k_y}, v_{gr.z} = \frac{\partial\omega}{\partial k_z} \quad (12.92)$$

olan vektordur. Bu vektoru simvolik olaraq

$$\vec{v}_{gr} = \frac{\partial\omega}{\partial\vec{k}} \quad (12.93)$$

kimi də yazırlar.

Uyğun ifadələri (12.90)-də yazdıqdan sonra

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \vec{A}(\vec{r}, t) e^{i(\omega_0 t - \vec{k}_0 \vec{r})} \quad (12.94)$$

alınır. Burada

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \int \vec{a}(\vec{k}) e^{i(\Delta\omega t - \Delta\vec{k}\vec{r})} d\vec{k} = \int \vec{a}(\vec{k}) e^{i(\vec{v}_{gr}, t - \vec{r}) \Delta\vec{k}} d\vec{k} \quad (12.95)$$

işarə edilmişdir. Buradan görünür ki, $\vec{r} = \vec{v}_{gr} t + \vec{r}_0$, ($\vec{r}_0 = const$) qanunu üzrə \vec{v}_{gr} sürəti ilə hərəkət edən M nöqtəsində amplitud sabit qalır. Bu nöqtədə

$$\vec{u} = \vec{A} e^{i(\omega_0 t - \vec{k}_0 \vec{r})} = \vec{A} e^{i[(\omega_0 - \vec{k}_0 \vec{v}_{gr}) t - \vec{k}_0 \vec{r}_0]} \quad (12.96)$$

harmonik rəqsləri baş verir və bu rəqslərin tezliyi $\omega_0 - \vec{k}_0 \vec{v}_{gr}$ kimi təyin olunur. τ zaman müddəti

ərzində bu rəqslərin fazası $(\omega_0 - \vec{k}_0 \vec{v}_{qr})\tau$ qədər dəyişir. Əgər fazanın bu dəyişməsi 2π -yə bərabədirsə, yəni

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega_0 - \vec{k}_0 \vec{v}_{qr}} \approx \frac{2\pi}{\omega - \vec{k} \vec{v}_{qr}} \quad (12.97)$$

şərti ödənilsə, onda hərəkət edən M nöqtəsində ixtiyari t zaman anında \vec{u} vektorunun qiyməti onun keçmiş $t - \tau$ zaman anındakı qiymətinə bərabər olar. Bu mühakimə \vec{r}_0 parametrinin ixtiyari qiyməti üçün doğru olduğundan, impulsun formasının τ periodu ilə periodik surətdə bərpa olunması baş verir və özü də bu τ zaman müddəti ərzində impuls $\vec{v}_{qr}\tau$ məsafəsi qədər irəliləyir. Beləliklə, biz yenə də dalğa impulsunun (12.93) düsturu ilə təyin olunan \vec{v}_{qr} qrup sürəti ilə yayılması haqqında nəticəyə gəlirik.

İzotrop mühitlərdə \vec{v}_{qr} və \vec{k} vektorları bir-birinə paraleldir. Bu halda (12.97) ifadəsindən yuxarıda istifadə edilən $\tau = \frac{d\lambda}{dv_f}$ alınır. Anizotrop mühitlərdə isə \vec{v}_{qr} və \vec{k} vektorları, ümumiyyətlə,

bir-birinə paralel olmur və ona görə də daha ümumi halda (12.93) və (12.96) ifadələrindən istifadə etmək lazımdır. (12.91) ayrılışında iki və daha yüksək tərtibli hədlər nəzərə alınmadığı üçün, τ zaman müddətindən sonra impulsun forması dəqiq surətdə deyil, yalnız təqribi şəkildə bərpa olunacaqdır, Belə ki, bu müddət ərzində impuls hiss olunacaq dərəcədə kiçik təhriflərə uğrayır. Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, böyük zaman müddəti keçdikdə bu təhriflər toplanaraq impulsun ilkin formasının tanınmaz dərəcədə dəyişməsinə səbəb olur.

Yuxarıda şərh olunan mülahizələr dispersiyaedici mühitlərdə spektrin qrup sürəti anlayışı tətbiq oluna bilən oblastlarında, yəni udulma zolağından uzaqda enerjinin və ya işıq siqnalının hərəkət sürəti haqqında məsələni asanlıqla həll etməyə imkan verir. Hər şeydən əvvəl onu qeyd edək ki, enerjinin hərəkət sürəti ilə faza sürəti arasında heç bir ümumilik yoxdur. Faza sürəti fazanın müxtəlif nöqtələrində rəqslərin fazaları arasında əlaqəni müəyyən edir. Aşağıdakı misaldan görüldüyü kimi, bu əlaqə enerji ötürülmədən də prinsipcə mövcud ola bilər.

Fərz edək ki, idmançılar bir düz xətt üzrə bir-birindən bərabər məsafələrdə düzülüşlər və onlar eyni bir gimnastik hərəkəti yerinə yetirirlər. Məsələn, onlar qollarını elə periodik hərəkət etdirirlər ki, qabaqda duran hər bir idmançı bu hərəkəti ondan bilavasitə arxada duran idmançıya nisbətən bir qədər gec başlayır. Bu gecikmə müddəti də bütün idmançılar üçün eyni olsun. Kənardan baxan müşahidəçiyə elə görünəcək ki, idmançıların düzüldüyü xətt boyunca müəyyən dalğa yayılır və bu dalğanın faza sürəti qonşu idmançılar arasındakı məsafədən və yuxarıda göstərdiyimiz gecikmə müddətindən asılıdır. Belə dalğanın olması, əlbəttə, heç də o demək deyildir ki, hər bir idmançı özündən qabaqda yerləşən idmançını hərəkətə gətirir. Bunun kimi də, mühitdə müstəvi monoxromatik dalğanın yayılmasının mümkün olması həmin mühitdə enerjinin faza sürətinə bərabər olan sürətlə daşınmasını söyləməyə əsas vermir.

Ciddi müstəvi monoxromatik dalğanın fəza və zaman üzrə nə sonu, nə də başlanğıcı olmadığı üçün, o, enerjinin ötürülməsini müşahidə etmək üçün yararlı deyildir. Enerjinin ötürülməsi haqqında məsələnin qoyuluşunun özü bu cür ideallaşdırmadan imtina olunmasını tələb edir. Belə ki, fəzada heç olmasa bir ucundan məhdudlaşmış, yəni ön cəbhəsindən irəlidə həyəcanlaşma olmayan dalğa impulsundan istifadə edilməsi lazım gəlir. Bu cür impulsa misal olaraq isə dalğalar qrupunu göstərmək olar. Əgər (12.88) şərti ödənilsə, bu qrupun daşdığı enerjinin orta hərəkət sürəti qrup sürətinə bərabər olur. Doğrudan da, t zaman anında qrupun malik olduğu forma sonrakı müəyyən $t + \tau$ zaman anında, demək olar ki, təhrifsiz bərpa olunur. Bu halda qrup həmin qrupda lokallaşmış enerji ilə birlikdə τ zaman müddəti ərzində $x = v_{qr} \cdot \tau$ məsafəsi qədər irəliyə doğru yerini dəyişir. Formanın belə bərpa olunması hər hansı bir ixtiyari t zaman anı üçün baş verdiyindən enerjinin qrup sürətinə bərabər sürətlə hərəkəti istənilən qədər uzun zaman müddəti ərzində baş verəcəkdir və özü də bu zaman müddəti ərzində dalğalar qrupu (impuls) öz formasını kəskin şəkildə dəyişə bilər.

Beləliklə, güclü udulma oblastından uzaqda dalğalar qrupunda enerjinin hərəkət sürəti qrup sürəti ilə eyni olur. Bu müddəə həm də daxilində $v_{qr} = v_{qr}(\lambda)$ qrup sürətinin dəyişməsi kiçik olan nisbətən geniş spektral oblastı əhatə edən dalğa impulsunda enerjinin hərəkət sürəti üçün də təqribən doğrudur. İmpulsun əhatə etdiyi spektral oblastın $\delta\lambda$ eni sıfıra yaxınlaşarsa, bu impuls limit halında monoxromatik dalğaya çevrilir. Ona görə də belə demək olar ki, monoxromatik dalğada enerjinin ötürülməsinin orta sürəti qrup sürətinə bərabərdir. Bu nəticə məhz yuxarıda deyilən mənada, yəni monoxromatik dalğaya qeyri-monoxromatik dalğanın limit halı kimi baxmaqla başa düşülməlidir.

Məsələnin belə abstrakt qoyuluşu zamanı real hadisələrlə əlaqə itir və ona görə də fizika baxımından o, mənasızdır.

İşıq sürətinin bilavasitə ölçülməsi üsulları müəyyən zaman müddəti ərzində işıq siqnalının keçdiyi məsafənin ölçülməsinə əsaslanır. Yuxarıda deyilənlərdən isə aydındır ki, bu üsullar praktik olaraq qrup sürətini təyin edir. Faza sürətini, daha dəqiq desək isə iki müxtəlif mühitdə faza sürətlərinin nisbətini həmin mühitlərin mütləq sındırma əmsallarının dalğa nəzəriyyəsinə əsasən tapılmış nisbətinə əsasən təyin etmək olar.

İndi isə dalğa impulsunun ön cəbhəsinin hərəkət sürəti haqqında məsələyə baxaq. Burada ondan irəlidə heç bir həyəcanlaşma olmayan ön cəbhə ilə kəskin məhdudlaşmış dalğadan söhbət gedir. Işıq dalğası üçün belə cəbhənin sürəti işığın vakuumdakı c sürətinə bərabər olur. Elektron nəzəriyyəsinin əsas təsəvvürlərinə əsaslanaraq buna asanlıqla inanmaq olar. Bu nəzəriyyəyə görə hər bir mühitə maddənin molekul və atomlarının düzüldüyü vakuum kimi baxmaq olar. Bu vakuumda işıq maddənin molekulları və atomları arasında həmişə c sürəti ilə yayılır. Işıq impulsu hər hansı bir atoma çatdıqda elektronlar və atomun nüvəsi rəqsə gəlir və onların özləri yeni elektromaqnit dalğalarını şüalandıran mərkəzlər olurlar. Bu ikinci dalğalar birinci dalğa ilə toplanır və bununla da mühitdə bütün dalğa sahəsini müəyyən edirlər. Lakin ətalət nəticəsində elektronlar və nüvələr dərhal rəqs etməyə başlamırlar. Elektronlar və nüvələr rəqsə başlamayıblarsa ikinci dalğalar şüalanmır və ona görə də birinci dalğa impulsunun yayılmasına təsir etmirlər. Buradan aydın olur ki, ön cəbhənin mühitdə yayılma sürəti onun vakuumdakı hərəkət sürətinə bərabər olmalıdır. Bəs onda mühitdə işıq sürətini ölçəndə nə üçün c deyil, başqa qiymət alınır? Bu sualın cavabı ondan ibarətdir ki, ön cəbhə çox az enerji daşıyır və ona görə də kifayət qədər həssas olmayan işıq qəbulediciləri onu hiss etmirlər. İlk dəfə Zommerfeldin və sonra L. Brillüenin apardığı ədədi hesablamalar göstərdi ki, bu, doğrudan da belədir.

XIII MÜHAZİRƏ

Lui-de-Broyl hipotezi

Məlumdur ki, "hissəcik (korpuskul) – dalğa" dualizmi işığın təbiətini öyrənərkən müəyyən edilmişdir. Belə ki, XX əsrin əvvəllərində optikada paradoks kimi görünən, lakin təcrübələrlə təsdiq olunan bir vəziyyət yaranmışdı: bir sıra hadisələr (interferensiya, difraksiya) zamanı işıq özünü dalğa, digər hadisələr (fotoeffekt, Kompton effekti və s.) zamanı isə hissəcik (korpuskul) kimi aparır. Bununla yanaşı işığın qayıtması və sınıması, Dopler effekti və s. kimi hadisələr həm dalğa nəzəriyyəsi, həm də korpuskulyar nəzəriyyə əsasında müvəffəqiyyətlə izah olunurdu. Bu isə işığın hansı təbiətə malik olması haqqında qəti fikir söyləməyə imkan vermirdi. "Korpuskul-dalğa" dualizmi ilə əlaqədar olaraq yaranmış bu çətin vəziyyətdən çıxmağa cəhd göstərərək fransa fiziki Lui-de-Broyl 1924-cü ildə belə bir cəsarətli hipotez irəli sürdü ki, dualizm yalnız işığa aid olmayıb, universal əhəmiyyət kəsb edir və materiyanın ümumi xüsusiyyətidir. De-Broyl məsələni belə qoyurdu: optikada yüz illərlə korpuskulyar təsəvvürlər nəzərə alınmamış və dalğa nəzəriyyəsinə üstünlük verilmişdir; maddənin nəzəriyyəsində isə əksinə olmuşdur, yəni "hissəcik" təsəvvürlərinə həddən artıq fikir verilmiş və dalğa mənzərəsi unudulmuşdur. Əgər işıq və elektromaqnit şüalanması üçün ümumiyyətlə kvant hadisələri dalğa xassələri ilə yanaşı korpuskulyar xassələrin də mövcud olmasından ibarətdirsə, onda maddənin hissəcikləri (elektronlar, protonlar, neytronlar, atomlar, molekullar) üçün kvant hadisələri korpuskulyar xassələrlə yanaşı dalğa xassələrinin də mövcud olmasından ibarətdir.

Maddənin korpuskulyar, atomar təbiəti çoxlu sayda hadisələr, xüsusi halda Broun hərəkəti vasitəsilə tam aydınlıqla isbat olunur. Bundan başqa Vilson kamerasında və ya müasir cihazlardan istifadə etməklə xüsusi fotoqrafik emulsiyalarda hissəciklərin izinin fotoşkilləri də maddənin korpuskulyar təbiətə malik olduğunu sübut edir. Çünki bütün bu fotoşkillər tam yəqinliklə göstərir ki, iz, uçan hissəcik tərəfindən yaradılmışdır. Lakin bütün bunlara baxmayaraq de-Broyl dalğa - korpuskul dualizminin maddənin mikrohissəciklərinə də aid olması haqqında fərziyyə irəli sürmüşdür.

Maddə hissəciklərinin dalğa xassəsinə malik olması haqqında hipotezi irəli sürərkən Lui-de-Broyl həm də aşağıdakı mülahizələrə əsaslanmışdır. XIX əsrin 20-ci illərində Hamilton həndəsi optika ilə mexanika arasında müəyyən oxşarlığın olmasını müəyyən etmişdir. Məlum olmuşdu ki, fizikanın bu iki müxtəlif oblastının əsas qanunları eyni riyazi formada ifadə oluna bilər. Bu, o deməkdir ki, potensial $u(x,y,z)$ olan sahədə maddi nöqtənin hərəkəti əvəzinə sındırma əmsalı uyğun şəkildə seçilmiş $n(x,y,z)$ olan optik qeyri-bircins mühitdə işıq şüasının yayılmasına baxmaq olar və əksinə. Lakin yaxşı məlumdur ki, həndəsi optika işığın heç də bütün xassələrini izah edə bilmir. İşığın interferensiya və difraksiya kimi xassələrini izah etmək üçün daha ümumi əhəmiyyət kəsb edən dalğa optikasından istifadə etmək lazım gəlir; həndəsi optika isə dalğa optikasının çox kiçik dalğa uzunluqlarına ($\lambda \rightarrow 0$) uyğun limit halıdır. Digər tərəfdən məlumdur ki, Nyuton mexanikasının da tətbiq oblastı məhduddur; məsələn, o, atom sistemlərində diskret enerji səviyyələrinin olmasını izah edə bilmir. De-Broylun ideyası isə ondan ibarət idi ki, mexanika ilə optika arasındakı oxşarlığı daha geniş mənada başa düşmək və dalğa optikasına oxşar olaraq dalğa mexanikasının da mövcud olduğunu qəbul etmək lazımdır. Özü də dalğa mexanikası klassik mexanikaya nisbətən daha ümumi olub, atomdaxili hərəkətlərə də tətbiq edilə bilməli və müəyyən şərt daxilində (sonralar görəcəyik ki, Plank sabitini sıfıra bərabər ($h \rightarrow 0$) götürdükdə) Nyuton mexanikasına keçməlidir.

Məlumdur ki, optikada dalğa ω tezliyi və λ dalğa uzunluğu ilə, foton isə E enerjisi və p impulsu ilə xarakterizə olunur. İşığın bir çox xassələrini (məsələn, işığın qayıtmasını, sınımasını və s.) həm dalğa, həm də foton (korpuskulyar) nəzəriyyəsinə əsasən izah etmək olur. Birinci halda ω və λ , ikinci halda isə E və p kəmiyyətlərindən istifadə edilir. Lakin əgər biz işığın korpuskulyar mənzərəsindən dalğa təbiətli olmasına keçmək istəyiriksə, onda həmin kəmiyyətlər arasında aşağıdakı məlum münasibətlərdən istifadə etməliyik.

$$E=h\omega \quad (13.1)$$

$$p = \frac{\hbar\omega}{c} = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} = \frac{h}{\lambda} = \hbar k. \quad (13.2)$$

Bu düsturlardan isə görünür ki, h Plank sabiti bir mənzərədən digərinə keçməyə imkan verən çevirici vuruq və ya açar rolunu oynayır. Maddə hissəciklərinin korpuskulyar xassələrlə yanaşı dalğa xassələrinə də malik olmasını fərz edərək, de-Broyl bir mənzərədən digərinə keçmək üçün optikada istifadə olunan (13.1) və (13.2) düsturlarının maddə hissəcikləri üçün də doğru olduğunu qəbul etdi. Bu, əslində həndəsi optika ilə klassik mexanika arasındakı oxşarlığın riyazi üsulla əsaslandırılması zamanı alınan düsturlarında öz əksini tapmışdır.

Fərz edək ki, kütləsi m olan maddə hissəciyi (məsələn, elektron) xarici sahə olmadıqda (sərbəst) düzxətli bərabərsürətli hərəkət edir. Korpuskulyar nəzəriyyə baxımından bir hissəcik E enerjisi və $p=mv$ impulsu (v – hissəciyin hərəkət sürətidir) ilə, dalğa xassələri baxımından isə həmin hissəcik ω tezliyi və λ dalğa uzunluğu ilə xarakterizə olunmalıdır. Əgər maddə hissəciyi həm dalğa, həm də korpuskul xassələrinə malikdirsə, yəni bu xassələr, eyni bir obyektin müxtəlif aspektləridirsə, onda həmin hissəciyi xarakterizə edən E , p və ω , λ kəmiyyətləri arasında (13.1) və (13.2) düsturları ilə ifadə olunan münasibət olmalıdır.

Optik hadisələr zamanı (13.2) düsturundan sükunət kütləsi sıfıra bərabər olan və c işıq sürətilə hərəkət edən fotonun impulsunu təyin etmək üçün istifadə edilir. Lui-de-Broyl belə hesab edirdi ki, (13.2) düsturu maddə hissəciklərinə uyğun tutulan müstəvi monoxromatik dalğaların uzunluğunu hesablamaq üçün də tətbiq oluna bilər:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}. \quad (13.3)$$

(13.3) düsturu ilə təyin olunan λ kəmiyyəti de-Broyl dalğasının uzunluğu adlanır. Burada sükunət kütləsi sıfıra bərabər olmayan hissəciklər üçün impulsun $p=mv$ olduğu nəzərə alınmışdır. Qeyd edək ki, kiçik sürətlər üçün m sabit kəmiyyət hesab oluna bildiyi halda, işıq sürəti ilə müqayisə oluna biləcək böyük sürətlər üçün o , relyativistik kütlədir və sürətdən asılıdır: $m = m_0\sqrt{1 - \beta^2/c^2}$.

Modulu $|\vec{k}| = k = \frac{2\pi}{\lambda}$ olan \vec{k} dalğa vektoru daxil etsək, (13.2) düsturuna əsasən

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}, \quad p_x = \hbar k_x, \quad p_y = \hbar k_y, \quad p_z = \hbar k_z \quad (13.4)$$

yaza bilərik. Ona görə də maddə hissəciklərinin (xarici sahə olmadıqda) hərəkətini təsvir edən üçölçülü müstəvi monoxromatik dalğanın düsturu aşağıdakı kimi olar:

$$\Psi = Ae^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} = Ae^{i(xk_x + yk_y + zk_z - \omega t)} = Ae^{\frac{i}{\hbar}(xp_x + yp_y + zp_z - Et)} = Ae^{\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{r} - Et)}. \quad (13.5)$$

Burada eksponentin üstü (12.26) ilə müqayisədə əks işarəyə malikdir ki, bunun da heç bir əhəmiyyəti yoxdur. Çünki, ψ funksiyasının yalnız modulunun kvadratı fiziki məna kəsb edir, yəni $|\Psi|^2 = \Psi^*\Psi = A^2$. Lakin kvant mexanikasında tarixən məhz (13.5) yazılış formasından istifadə edilmişdir.

Beləliklə, de-Broyl fərz etmişdir ki, sərbəst fəzada sabit v sürətilə hərəkət edən hissəciklə bu hissəciyin hərəkət istiqamətində yayılan (13.5) kimi hər hansı bir müstəvi monoxromatik dalğa əlaqədardır. Bu dalğanın təbiəti, yəni ψ funksiyasının fiziki mənası haqqında de-Broyl müəyyən bir fikir söyləyə bilməmişdi. (13.5) kimi təyin olunan dalğalar, faza dalğaları, maddənin dalğaları və ya de-Broyl dalğaları adlandırıldı.

(13.1)-(13.2) düsturlarına əsasən de-Broyl dalğalarının bəzi xassələrini nəzərdən keçirək. Artıq yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, de-Broyl dalğasının uzunluğu (13.3) ifadəsi ilə təyin olunur.

(13.1) və (13.2) düsturlarına əsasən de-Broyl dalğasının sürəti üçün

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{E}{p} \quad (13.6)$$

alırıq. Relyativistik nəzəriyyədə $E=mc^2$ və $p=mv$ olduğunu (13.6)-də nəzərə alsaq

$$v_f = \frac{c^2}{v} \quad (13.7)$$

olar. Burada v – hissəciyin sürəti, m – onun relyativistik kütləsi, c – işığın vakuumda sürətidir. Həmişə $v \leq c$ olduğundan, (13.7) düsturuna əsasən $v \geq c$ olur. Fotonlar üçün vakuumda $v = c$ olduğundan $v_f = c$ olur. Fotonun vakuumda c sürəti foton üçün de-Broyl dalğasının v_f faza sürətinə bərabərdir. Burada alınan $v \geq c$ kimi nəticə bizi narahat etməməlidir, çünki faza sürətinin qiymətinə heç bir məhdudiyət qoyulmur. Belə ki, bildiyimiz kimi, faza sürəti nə "siqnalın" sürətini, nə də enerjinin ötürülməsi (hərəkət) sürətini xarakterizə etmir və ona görə də c işıq sürətindən həm kiçik, həm də böyük ola bilər. Bundan başqa, müasir fizika təsəvvürlərinə əsasən de-Broyl dalğalarının faza sürəti sırf simvolik (rəmzi) əhəmiyyətə malikdir və məhz bu da bir daha sübut edir ki, faza sürətini müşahidə etmək prinsipcə mümkün deyildir. Prinsipcə müşahidə oluna bilən kəmiyyət de-Broyl dalğasının qrup sürətidir:

$$v_{qr} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{dE}{dp}. \quad (13.8)$$

Bu kəmiyyətdə heç bir qeyri-müəyyənlik yoxdur, çünki dP və dE kəmiyyətləri birqiymətli təyin olunmuşdur. İsbat etmək olar ki, dE/dp kəmiyyəti hissəciyin hərəkət sürətinə bərabərdir: $v = dE/dp$. Doğrudan da, \vec{F} qüvvəsinin təsiri altında $d\vec{S}$ yerdəyişməsi zamanı hissəciyin enerjisinin dəyişməsi $dE = \vec{F}d\vec{S}$ və eyni zamanda, $\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt}$ olduğundan

$$dE = \frac{d\vec{p}}{dt} d\vec{S} = d\vec{p} \cdot \frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{v}d\vec{p}$$

yaza bilərik. Lakin \vec{v} və \vec{p} vektorları eyni istiqamətdə yönəldiyindən $dE = vdp$ və deməli, $v = dE/dp$ olar. Deməli, (13.8) düsturuna əsasən

$$v_{qr} = v \quad (13.9)$$

alınır. Bu isə o deməkdir ki, de-Broyl dalğasının qrup sürəti hissəciyin hərəkət sürətinə bərabərdir. (13.7) düsturunda (13.9)-i nəzərə alsaq

$$v_f v_{qr} = c^2 \quad (13.10)$$

yazmaq olar.

İndi isə de-Broyl dalğasının ω tezliyi ilə \vec{k} dalğa vektorunun komponentləri arasında əlaqəni, yəni dispersiya qanununu tapaq. Bu məqsədlə relyativistik nəzəriyyədə impuls və enerji arasındakı əlaqəni müəyyən edən düsturdan istifadə edərək ümumi halda relyativistik hissəciklər üçün ω və \vec{k} arasında asılılığı müəyyən edək:

$$\frac{E^2}{c^2} = m_0^2 c^2 + \vec{p}^2 = m_0^2 c^2 + (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2). \quad (13.11)$$

(13.1) və (13.5) ifadələrini (13.11)-da nəzərə alsaq

$$\frac{\omega^2}{c^2} = \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} + (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (13.12)$$

olar. Burada

$$\omega_0 = \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \quad (13.13)$$

işarə etsək

$$\frac{\omega^2}{c^2} = \frac{\omega_0^2}{c^2} + (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (13.14)$$

yaza bilərik. (13.14) məhz axtarılan dispersiya qanunu üçün relyativistik düsturdur. Qeyd edək ki, sükunət kütləsi sıfıra bərabər olan hissəciklər üçün (13.13) düsturundan $\omega_0 = 0$ alınır və (13.14) aşağıdakı şəkllə düşür:

$$\frac{\omega^2}{c^2} = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2. \quad (13.15)$$

Bu isə fotonlara qarşı qoyulan elektromaqnit dalğaları üçün dalğa tənliyindən alınan məlum

ifadədir.

De-Broyl dalğasının uzunluğu üçün (13.3) ifadəsini Kompton dalğa uzunluğu üçün düstur ilə müqayisə etsək görürük ki, Kompton dalğa uzunluğu müəyyən mənada de-Broyl dalğasının uzunluğuna bərabərdir. Belə ki, de-Broyl dalğasına hissəciyin relyativistik nəzəriyyədə invariant

olan $m_0c = \sqrt{\left(\frac{E}{c}\right)^2 - p^2}$ kəmiyyətinə bərabər olan impulsu uyğun gəlir.

De-Broyl hissəciyə qarşı qoyulan dalğa (faza dalğası) təsəvvüründən istifadə edərək, birelektronlu atom üçün Borun müəmmalı kvantlanma şərtini əyani şəkildə izah etməyə cəhd göstərmişdir. O, atomda elektronun nüvə ətrafında hərəkətinə elektrona qarşı qoyulan dalğanın dairəvi orbit boyunca yayılması kimi baxmışdır. Əgər bu dalğanın λ uzunluğu orbitdə tam ədəd dəfə yerləşsə, onda dalğa nüvənin ətrafında dövr edərək hər dəfə ilkin nöqtəyə eyni faza və amplituda malik olmaqla qayıdacaqdır. Orbitin hər bir nöqtəsində zamana görə dəyişməyən rəqs rejimi qərarlaşacaq və şüalanma baş verməyəcəkdir. Bu halda stasionar orbit alınacaqdır. Əgər yuxarıda göstərilən şərt ödənməsə, nüvə ətrafında dövr edən dalğanın fazası və amplitudu öz ilkin qiymətini almayacaq və bu, stasionar hal olmayacaqdır. Bu mülahizələr əsasında de-Broyl orbitin stasionarlığı şərtini və ya kvantlanma qaydasını aşağıdakı kimi yazdı:

$$\frac{2\pi R}{\lambda} = n. \quad (13.16)$$

Burada R – dairəvi orbitin radiusu, n – tam ədəddir (baş kvant ədədidir). (13.3)-ə əsasən (13.16)-də $\lambda = h/p = 2\pi\hbar/p$ olduğunu yazsaq və $M = Rp = mvR$ elektronun impuls momenti olduğunu nəzərə alsaq $M = n\hbar$ olar ki, bu da kvantlanma şərtidir. Bu nəticənin alınmasını de-Broyl öz hipotezinin parlaq müvəffəqiyyəti hesab edirdi. Sonralar (13.16) şərti elliptik orbitlər üçün də ümumiləşdirildi. Bu zaman belə hesab olunurdu ki, elektronun trayektoriyası boyunca dalğanın λ uzunluğu dəyişir.

Qeyd edək ki, de-Broyl hipotezinin bu müvəffəqiyyəti əslində qeyri-realdır. Belə ki, de-Broylun mühakimələrində fərz olunur ki, dalğa fəzada deyil, müəyyən xətt, yəni elektronun stasionar orbiti boyunca yayılır. Belə ideallaşdırma isə həndəsi optikaya, yəni şüa optikasına uyğun gəlir. Belə yaxınlaşmadan isə λ dalğa uzunluğu elektronun orbitinin radiusuna nisbətən nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olan limit halında, yəni n baş kvant ədədinin çox böyük qiymətlərində istifadə etmək olar. Bu limit halında isə, bildiyimiz kimi, kvantlanma problemi öz əhəmiyyətini itirir. Həqiqətən mühüm bir yenilik almaq üçün isə həndəsi optikada dalğa optikası ilə əvəz etmək lazımdır ki, bunu da 1926-cı ildə E. Şredinger etmişdir.

Yuxarıda şərh olunanların hamısı sırf hipotetik xarakterli olub, müəyyən fərziyyələrə əsaslandığından onlar nəyi isə isbat etmək gücünə malik deyildir. Alınmış nəticələrin həqiqi isbatını və ya təkzib olunmasını yalnız təcrübə verə bilər. A. Puankarenin dediyi kimi, təcrübə nəzəriyyənin amansız hakimidir. Belə ki, hər hansı bir nəzəriyyə təcrübədə təsdiq olunmursa, həmin nəzəriyyənin yaşamağa haqqı yoxdur. Nəzəriyyə yalnız təcrübədə yoxlanıb təsdiq olunduqdan sonra yaşamaq hüququ qazanmış olur. De-Broyl hipotezindən dərhal sonra belə bir sual meydana çıxdı ki, əgər maddə həqiqətən dalğa xassələrinə malikdirsə, həmin xassələr hansı təbiət hadisələrində özünü büruzə verə bilər? Dalğaların fizika baxımından hansı təbiətə malik olmasından asılı olmayaraq belə hadisələr sırasına ilk növbədə interferensiya və difraksiyanı aid etmək olar. İnterferensiya və difraksiya zamanı bilavasitə müşahidə (təyin) oluna bilən kəmiyyət dalğa uzunluğudur. İstənilən hal üçün de-Broyl dalğasının uzunluğu (13.3) düsturu ilə təyin olunur. Hissəciklərin qeyri-relyativistik hərəkəti üçün, yəni klassik mexanika qanunları tətbiq oluna bilən hal üçün bu düstura əsasən de-Broyl dalğasının uzunluğunu tapaq.

Məlumdur ki, nisbətən kiçik u potensiallar fərqi ilə sürətləndirilmiş elektronların hərəkətinə klassik mexanika qanunlarını tətbiq etmək və

$$\frac{mv^2}{2} = eu$$

düsturunu yazmaq olar. Buradan elektronun $p = mv$ impulsunun $p = \sqrt{2meu}$ olduğunu bilərək elektron üçün de-Broyl dalğasının uzunluğunu (13.3) düsturuna əsasən

$$\lambda_e = \frac{h}{\sqrt{2meu}} \quad (13.17)$$

kimi təyin etmək olar. Burada $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ C.san, $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kq, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl qiymətlərini yazsaq

$$\lambda_e = \frac{1,2267}{\sqrt{U_{(B)}}} \text{ nm} \quad (13.18)$$

olar. Eyni qayda ilə protonlar üçün de-Broyl dalğasının uzunluğu

$$\lambda_p = \frac{0,02862}{\sqrt{U_{(B)}}} \text{ nm} \quad (13.19)$$

kimi təyin olunur.

İndi isə mütləq temperaturu T olan qaz molekulları (fərz olunur ki, qazın özü bütövlükdə sükunətdədir) üçün de-Broyl dalğasının uzunluğunu tapaq. Qaz molekullarının istilik hərəkətinin sürətləri Maksvel qanununa uyğun olaraq paylandığından burada məsələ bir qədər qeyri-müəyyən olur. Ona görə də v sürəti olaraq hər bir molekul üçün orta kvadratik sürəti $v = \sqrt{3kT/m}$ götürsək, onda molekulun impulsu $p = mv = \sqrt{3mkT}$ və molekul üçün de-Broyl dalğasının uzunluğu

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{3mkT}} \quad (13.20)$$

olar. Burada $k=1,38 \cdot 10^{-23} \text{ C/K}$ – Bolsman sabitidir. (13.20) düsturuna əsasən helium atomları üçün ($m_{\text{He}}=6,7 \cdot 10^{-27} \text{ kq}$)

$$\lambda_{\text{He}} = \frac{1,26}{\sqrt{T}} \text{ nm}, \quad (13.21)$$

hidrogen molekulları üçün ($m_{\text{H}_2}=0,33487 \cdot 10^{-26} \text{ kq}$)

$$\lambda_{\text{H}_2} = \frac{1,78}{\sqrt{T}} \text{ nm} \quad (13.22)$$

istilik neytronları üçün ($m_n=1,675 \cdot 10^{-27} \text{ kq}$) isə

$$\lambda_n = \frac{2,52}{\sqrt{T}} \text{ nm} \quad (13.23)$$

qiymətləri alınır.

Əgər hissəciyin sürəti çox böyükdürsə, onda Nyuton mexanikasının düsturlarından istifadə etmək olmaz və kütlənin sürətdən asılılığını ifadə edən relyativistik düzəliş nəzərə alınmalıdır. Məsələn, relyativistik halda elektronun impulsu üçün

$$p = \sqrt{\left(\frac{E}{c}\right)^2 - m_0^2 c^2} \quad (13.24)$$

ifadəsində elektronun E tam enerjisinin

$$E = E_k + m_0 c^2 = eu + m_0 c^2 \quad (13.25)$$

olduğunu nəzərə alaraq

$$p = \sqrt{2m_0 eu \left(1 + \frac{eu}{2m_0 c^2}\right)} \quad (13.26)$$

yaza bilərik. Burada m_0 – elektronun sükunət kütləsidir. Onda relyativistik elektronun de-Broyl dalğasının uzunluğu üçün aşağıdakı ifadəni yaza bilərik:

$$\begin{aligned} \lambda_e &= \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_0 eu}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{eu}{2m_0 c^2}}} \approx \frac{h}{\sqrt{2m_0 eu}} \left(1 - \frac{eu}{4m_0 c^2}\right) = \\ &= \frac{1,2267}{\sqrt{U_{(B)}}} (1 - 0,488 \cdot 10^{-6} U_{(B)}) \text{ nm}. \end{aligned} \quad (13.27)$$

Həmin qayda ilə relyativistik proton üçün

$$\lambda_r = \frac{0,02862}{\sqrt{U_{(B)}}} (1 - 0,266 \cdot 10^{-9} U_{(B)}) \text{ nm} \quad (13.28)$$

qiyməti alınır.

13.1 cədvəlində u potensiallar fərqi üçün müxtəlif qiymətlərdə elektronlar və protonlar üçün de-Broyl dalğasının uzunluğunun hesablanmış qiymətləri verilmişdir.

Cədvəl 13.1

Sürətləndirici potensial (V)	Dalğa uzunluğu (Å)		Sürətləndirici potensial (V)	Dalğa uzunluğu (Å)	
	Elektronlar	Protonlar		Elektronlar	Protonlar
10^9	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$7,3 \cdot 10^{-6}$	10^3	0,39	$9,0 \cdot 10^{-3}$
10^8	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-5}$	400	0,61	$1,4 \cdot 10^{-2}$
10^7	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$0,9 \cdot 10^{-4}$	200	0,86	$2,0 \cdot 10^{-2}$
10^6	$0,86 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$	50	1,7	$4,0 \cdot 10^{-2}$
10^5	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$9,0 \cdot 10^{-4}$	10	3,9	$0,9 \cdot 10^{-1}$
10^4	0,12	$2,9 \cdot 10^{-3}$			

Beləliklə, de-Broyl dalğasının uzunluğu üçün yuxarıda alınmış düsturlar göstərir ki, 100-10000 V potensiallar fərqi ilə sürətləndirilmiş elektronlar və protonların, otaq temperaturunda helium atomlarının, hidrogen molekullarının, istilik neytronlarının və digər "yavaş" hərəkət edən yüngül hissəciklərin de-Broyl dalğasının uzunluğu yumşaq rentgen şüalarının dalğa uzunluğu ilə eyni tərtibdədir. Ona görə də belə hissəciklərin difraksiyasını rentgen şüaları üçün tətbiq olunan metodlara oxşar olan metodlarla müşahidə etməyə cəhd göstərmək lazımdır. Lakin de-Broyl hipotezi o dövr üçün elə fantastik idi ki, nisbətən uzun müddət onu təcrübədə yoxlamağa heç kəs cəhd göstərmədi.

XIV MÜHAZİRƏ

Qeyri-müəyyənlik münasibətləri

Mikrohissəcik dedikdə, adətən elementar hissəciklər (elektronlar, protonlar, neytronlar, fotonlar və digər sadə hissəciklər), həm də nisbətən az sayda elementar hissəciklərdən təşkil olunmuş mürəkkəb hissəciklər (molekullar, atomlar, atomların nüvələri və s.) nəzərdə tutulur. "Mikrohissəcik" anlayışı bu obyektin yalnız bir cəhətini özündə əks etdirir. Əslində isə hər bir mikroobyekt (molekul, atom, elektron, proton və s.) özündə həm hissəcik, həm də dalğa xassələrini cəmləşdirən xüsusi növ qurumdur. Ona görə də onu ola bilsin ki, "hissəcik-dalğa" adlandırmaq düzgün olardı. Mikroobyekt bizim hiss üzvlərimizə bilavasitə təsir etmir, yəni görmək və toxunmaqla onu hiss etmək olmaz. Bizim qavradığımız aləmdə mikroobyektlərə oxşar heç nə yoxdur. Məşhur fizika alimi Feynmanın "Fizika üzrə Feynman mühazirələri" çoxcildliyinin üçüncü cildində göstəriləndiyi kimi "mikrocisimlər sizin nə vaxtsa gördüyünüz şeylərin heç birinə oxşamır. Atomların özlərini aparması bizim gündəlik təcrübəmizə oxşamadığı üçün, ona adət etmək çox çətinidir. Elmdə yeni olan adama da, təcrübəli fizikə də atomların özünü aparması özünəməxsus və dumanlı görünür. Hətta böyük alimlər də onu öz istədikləri dərəcədə başa düşə bilmirlər və bu da tamamilə təbiidir. Ona görə ki, insanın bütün təcrübəsi, onun bütün intuisiyası iri cisimlərə tətbiq olunmuşdur. İri cismin başına nə gələcəyini biz bilirik; ancaq, xırda cisimciklər özlərini belə aparmırlar. Ona görə də mikrohissəcikləri öyrənərkən müxtəlif növ abstraksiyalardan istifadə etmək, təsəvvürü gərginləşdirmək və onları bizim bilavasitə təcrübəmizlə əlaqələndirməyə çalışmamaq lazım gəlir."

Kvant fizikası yaranana qədər olan dövrdə "başə düşmək" o demək idi ki, biz obyektin və ya prosesin əyani obrazını özümüz üçün tərtib edə bilirik. Kvant fizikasını isə sözün bu mənasında başə düşmək olmaz. Hər bir əyani model labüd olaraq klassik fizika qanunları üzrə işləyəcək və buna görə də kvant proseslərini təmsil etmək üçün yararsızdır. Ona görə də ən düzgünü odur ki, kvant obyektlərinin özünü necə aparmasının əyani modellərini qurmaq cəhdlərindən imtina edilsin. Əyaniliyin olmaması əvvəlcə qeyri-məmnunluq hissi yaratsa da, zaman keçdikcə bu hiss ötəcək və hər şey öz yerini tapacaqdır.

Mikrohissəciklər özlərində dalğa və hissəcik xassələrini cəmləşdirməsinə baxmayaraq, Feynmanın dediyi kimi, "özlərini nə dalğa, nə də ki, hissəcik kimi aparmırlar." Mikrohissəciyin dalğadan fərqi ondan ibarətdir ki, o, həmişə bölünməz tam kimi müşahidə olunur. Məsələn, heç kim, heç vaxt elektronun yarısını müşahidə etməyib. Eyni zamanda, dalğanı hissələrə bölmək (məsələn, işıq dalğasını yarı şəffaf güzgünün üzərinə salmaqla) və sonra hər bir hissəni ayrılıqda qavramaq olar. Mikrohissəciyin bizim adət etdiyimiz makrohissəcikdən fərqi isə ondan ibarətdir ki, mikrohissəciyin koordinatlarını və bu koordinatlara uyğun olan impulslarını eyni zamanda dəqiq bilmək olmur və bunun da nəticəsində mikrohissəciyin trayektoriyası anlayışı öz mənasını itirmiş olur.

De-Broyl dalğalarının statistik mənası nəzəri yolla alınmış nəticələri faktlarla əlaqələndirməyə imkan verir. Lakin bu zaman mikroskopik obyektlərin (elektronların, fotonların və s.) təbiəti haqqında məsələ yenə də həll edilməmiş qalır. Burada əsas çətinlik ondan ibarətdir ki, təcrübə faktları təsvir etmək üçün gah hissəcik, gah da dalğa mənzərəsindən istifadə etmək lazım gəlir. Eyni bir obyektlər, məsələn, elektronlar Vilson kamerası ilə aparılan təcrübələrdə kəskin izlər qoyur, yəni özlərini müəyyən trayektoriya üzrə hərəkət edən mərmilər kimi aparır, mikrokristallik folqalardan keçərkən isə işıqlı və qara interferensiya həlqələri verir, yəni özlərini superpozisiya prinsipinə tabe olan dalğalar kimi aparırlar. Lakin hissəciklərin və dalğaların xassələri nəinki xeyli dərəcədə müxtəlif, həm də bir çox hallarda bir-birinə əks olduğundan, elektronlar isə şübhəsiz ki, vahid təbiətə malik olduğundan, belə çıxır ki, elektronlar əslində nə hissəcik, nə də dalğa deyildir. Çünki dalğa və hissəcik mənzərəsi bəzi hallarda uyğun gəlir, başqa hallarda isə uyğun gəlmir. Mikroərrəciklərin

xassələri o dərəcədə özünə məxsusdur və özlərini aparması adi həyatda bizi əhatə edən mikroskopik cisimlərin özlərini aparmasından elə fərqlidir ki, biz mikrozərrəciklər üçün bir nümunə tapa bilmirik. Lakin bir şey aydındır ki, eyni bir obyektləri təsvir edərkən həm dalğa, həm də korpuskul mənzərəsindən istifadə etdiyimiz üçün, bu obyektlərə biz artıq nə dalğaların bütün xassələrini nə də hissəciklərin bütün xassələrini aid edə bilmərik. Məsələn, elektronların dalğa xassələrinin mövcud olması sayəsində, bu mikrohissəciklərə klassik fizikada hissəciyi xarakterizə edən anlayışların tətbiq olunmasında hökmən hansısa bir məhdudliyin daxil olunması qaçılmazdır. Bu məhdudliyətlərin nədən ibarət olduğuna baxaq.

Klassik mexanikada hissəciklər aşağıdakı əsas xassələrə malikdir: Hər bir hissəcik istənilən zaman anında fəzada dəqiq müəyyən olunmuş bir yer tutur (özü də bu "yer" ağırlıq mərkəzinin koordinatları ilə təyin olunur) və müəyyən impulsa malik olur (sükunət kütləsi sıfırdan fərqli olan hissəciklər üçün $p=mv$ və müəyyən impulsa müəyyən v sürəti uyğun gəlir). Vəziyyətin və sürətin eyni zamanda dəqiq təyin olunmasının mümkünlüyü makroskopik hissəciklərin elə xarakteristik xassəsidir ki, klassik fizikada hissəciklər sisteminin halı bütün koordinatların və bu koordinatlara uyğun bütün impulsların verilməsi ilə xarakterizə olunur. Biz indi görəyik ki, elektronların dalğa xassəsinə malik olması mikrohissəciklər sisteminin halının belə təsvir olunması imkanını əsaslı şəkildə məhdudlaşdırır.

Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, klassik mexanikada maddi nöqtənin halı hər bir zaman anında onun vəziyyəti (koordinatları) və impulsu ilə xarakterizə olunur. Real mikrohissəciklər (elektronlar, protonlar, atomlar, molekullar və s) isə bu baxımdan daha mürəkkəb obyektir. Belə ki, mikrohissəciyin ani halını xarakterizə etmək üçün onun vəziyyətini və impulsunu eyni zamanda dəqiq təyin etmək olmaz. Buna səbəb odur ki, hər bir hissəcik həm korpuskul, həm də dalğa xassələrinə malikdir. Ona görə də əgər fəzanın bütün digər nöqtələrində dalğa sahəsi haqqında heç nə məlum deyilsə, onda demək olmaz ki, fəzanın müəyyən nöqtəsində dalğa uzunluğu λ -ya bərabərdir. Belə ki, dalğanın uzunluğu sinusoidanın xarakteristikasıdır, sinusoida isə sonsuz periodik əyridir. Əgər bu əyrinin kiçik bir hissəsini götürsək və bütün qalan hissələri nəzərə almasaq, onda bu kiçik hissə sinusoid üçün xarakteristik olan periodiklik xassəsinə malik olmayacaqdır. λ dalğa uzunluğuna nisbətən kiçik olan sinusoid hissəsi üçün dalğa uzunluğu anlayışı öz mənasını itirir. Aydındır ki, "fəzanın verilmiş x nöqtəsində dalğa uzunluğu λ -ya bərabərdir" və ya "verilmiş t zaman anında dalğanın tezliyi ω -ya bərabərdir" kimi ifadələrin heç bir mənası yoxdur, çünki, λ kəmiyyəti x -in, ω isə t -nin funksiyası deyildir.

Fərz edək ki, x oxu üzərində mikrohissəciyin vəziyyəti bizə müəyyən Δx xətası (qeyri-müəyyənliyi) ilə məlumdur, yəni belə hesab etmək olar ki, hissəcik x_0 ilə $x_0+\Delta x$ arasında haradasa yerləşmişdir. Xatırlayaq ki, atom fizikasının bütün faktları həm də dalğa mənzərəsi vasitəsilə də təsvir oluna bilər. Hissəciyin vəziyyətinin Δx dəqiqliyi (xətası) ilə məlum olması dalğa mənzərəsinə əsasən o deməkdir ki, dalğa funksiyasının amplitudu, yalnız uzunluğu təqribən Δx olan düz xətt parçası boyunca sıfırdan fərqlidir. Belə funksiya, bildiyimiz kimi, monoxromatik dalğaların superpozisiyası nəticəsində qurula bilər və onun özü heç də monoxromatik dalğa deyildir. Məhz buna görə də həmin dalğa üçün müəyyən ω və k qiymətlərini yazmaq mümkün deyildir. Fəzada məhdud olan dalğa funksiyası dalğa paketi adlanır. Paketi qurmaq üçün bir dənə sinusoida kifayət etmir. Bunun üçün fəzanın müəyyən oblastında müxtəlif tezlikli çoxlu sayda sinusoidlərin superpozisiyası tələb olunur. Əgər dalğa paketinin uzunluğu Δx (sadəlik nəminə biz hələlik bir ölçülü hala baxırıq) olarsa, bu paketi əmələ gətirən monoxromatik dalğaların (sinusoidlərin) k_x dalğa ədədlərinin kəsilməz olaraq dəyişdiyi Δk_x intervalı istənilən qədər kiçik ola bilməz. Ə5.3-də göstəriləndi kimi, paketin Δx uzunluğu ilə Δk_x intervalı arasında aşağıdakı düsturla ifadə olunan əlaqə vardır:

$$\Delta x \cdot \Delta k_x \geq 2\pi. \quad (14.1)$$

(14.1) düsturu sırf dalğa münasibətidir. Bu düsturdan görünür ki, qısa radiosiqnalda (kiçik Δx) həmişə λ -nın müxtəlif qiymətlərinə uyğun və hiss olunacaq intensivliyə malik olan monoxromatik dalğalar təmsil olunmuşlar. Bu cür siqnallar müxtəlif dalğa uzunluqlarına köklənmiş qəbuledicilər tərəfindən qəbul olunacaqlar. Əgər təqribən monoxromatik siqnalların (kiçik $\Delta \lambda$) qəbulu tələb olunursa, onda bu siqnallar kifayət qədər uzun (böyük Δx) olmalıdır.

Aşağıda göstərilən elementar mülahizələr əsasında da (14.1) düsturunu asanlıqla isbat etmək olar. Amplitudları eyni, k dalğa ədədləri isə ardıcıl olaraq sinusoiddən sinusoidə keçdikcə eyni bir kəmiyyət qədər artan sinusoidlər çoxluğuna baxaq. x nöqtəsində bu dalğaların fazaları $k_x x$ -dən $(k_x + \Delta k_x) \cdot x$ -ə qədər, yəni $x \cdot \Delta k_x$ kəmiyyəti qədər dəyişir. Əgər $x \cdot \Delta k_x = 2\pi$ olsa, bu nöqtədə bütün bu

sinusoidlər bir-birini söndürəcəkdir. Bu cür sönmənin baş verə biləcəyi ən yaxın $x+\Delta x$ nöqtəsini tapaq. Bu nöqtədə kənar sinusoidlər arasındakı fazalar fərqi aşağıdakı kimi olmalıdır:

$$(k_x + \Delta k_x)(x + \Delta x) - k_x(x + \Delta x) = x \cdot \Delta k_x + \Delta x \cdot \Delta k_x = 2\pi + \Delta x \cdot \Delta k_x.$$

Deməli, $\Delta x \cdot \Delta k_x = 2\pi$ olduqda ən yaxın növbəti sönmə baş verəcəkdir. Beləliklə, bütün dalğa həyəcanlaşması (impulsu) eyni uzunluğa malik olan elə Δx parçalarına bölünür ki, bu parçaların hər birinin uclarında dalğa sahəsi sıfıra bərabər olur. Belə nəticə ona görə alındı ki, bütün sinusoidlərin amplitudu eyni hesab edilmişdi. Lakin bütün mümkün olan amplitudlara malik olan sinusoidlər çoxluğu götürülsə, onda yalnız bir dənə Δx parçasında güclənmə, bu parçadan kənardakı oblastda hər yerdə isə sönmə alınır. Bu nəticə riyaziyyatdan məlum olan Furiye teoremindən, özü də (14.1) zəruri şərti ödəndikdə alınır. Biz gələcəkdə məhz bu halı nəzərdə tutacağıq.

İndi isə de-Broyl dalğalarından düzəldilmiş ölçüləri və dalğa ədədinin dəyişmə intervalı (14.1) şərtini ödəyən dalğa paketinə baxaq. Statistik şərhə görə hissəciyin müşahidə olunması ehtimalı yalnız paketin həddləri daxilində sıfırdan fərqli olacaqdır. Bəs hissəciyin impulsu nəyə bərabər olacaqdır? Dalğa ədədi \vec{k} olan hər bir de-Broyl dalğasına impulsun $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ qiyməti uyğun gəlir.

Deməli, bütün paket üçün müəyyən impuls yoxdur və yalnız $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ -dan $\vec{p} + \Delta \vec{p} = \hbar(\vec{k} + \Delta \vec{k})$ -ya qədər olan intervalda yerləşən impulslar toplusundan danışmaq olar. Ölçmə zamanı dalğa paketində hansı impulsun müşahidə olunacağı naməlumdur. Ən yaxşı halda bunun yalnız ehtimalını göstərmək olar: ölçmə zamanı impuls bu və ya digər ehtimalla $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ ilə $\vec{p} + \Delta \vec{p} = \hbar(\vec{k} + \Delta \vec{k})$ arasında müşahidə olunacaqdır. Ona görə də, $p_x = \hbar k_x$ olduğunu nəzərə alaraq, (14.1) ifadəsini aşağıdakı şəkildə yazma bilirik:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq 2\pi \hbar = h. \quad (14.2)$$

Bu ifadə hissəciyin koordinatı və bu koordinata uyğun impulsu üçün Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik münasibəti və ya prinsipi adlanır. (14.2) düsturu klassik fizikada hissəciyin halını xarakterizə etməyə imkan verən x koordinatının və p_x impulsunun Δx və Δp_x qeyri-müəyyənliyinin prinsipcə mümkün olan həddünü təyin edir. Doğrudan da, (14.2) düsturundan görünür ki, x və p_x eyni zamanda müəyyən qiymət ala bilməzlər. Əgər x müəyyəndirsə, yəni əgər $\Delta x = 0$ olursa, onda $\Delta p_x \rightarrow \infty$ olur və deməli p_x heç bir müəyyən qiymətə malik deyildir və əksinə. Əgər x və p_x kəmiyyətləri Δx və Δp_x intervalında qeyri-müəyyəndirsə, onda bu qeyri-müəyyənliklər arasında (14.2) münasibəti olmalıdır. Bu münasibətdən isə görünür ki, Δx kiçik olduqca, yəni hissəciyin vəziyyəti dəqiq lokallaşdıqca, Δp_x böyük olur, yəni impulsun uyğun proyeksiyasının qeyri-müəyyənliyi böyük olur.

Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik münasibətləri klassik anlayışların mikrohissəciklərə tətbiq olunmasının bu paraqrafın əvvəlində qeyd olunan məhdudiyyətlərini ifadə edir. Doğrudan da, yuxarıda qeyd edildiyi kimi, makroskopik hissəcik üçün hər bir zaman anında vəziyyətin və impulsun dəqiq təyin olunması xarakterikdir. (14.1) ifadəsi göstərir ki, mikroskopik hissəcik üçün halın belə təsvir olunması (yəni, vəziyyət və impulsun dəqiq təyini) öz mənasını itirir. Doğrudan da, (14.2) ifadəsindən görünür ki, Δx və Δp_x (eləcə də Δy və Δp_y , Δz və Δp_z) eyni zamanda sıfıra bərabər ola bilməz. Buradan aydın olur ki, x və p_x kəmiyyətlərinin eyni zamanda dəqiq qiymətlər alması haqqında danışmağın mənası yoxdur, çünki mikrohissəciklər üçün belə qiymətlər sadəcə olaraq mövcud deyildir. Başqa sözlə, Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik münasibətlərini belə mənada yazmaq olmaz ki, hissəcik üçün hər bir zaman anında x və p_x kəmiyyətlərinin dəqiq qiymətləri var, lakin biz bu qiymətləri (14.2) qeyri-müəyyənlik münasibətinin imkan verdiyi dəqiqlikdən böyük olan dəqiqliklə ölçə bilmərik. Məsələyə belə aqnostik baxış mövcud olmuşdur, lakin bu, öyrənilən mikroobyektlərin təbiətinə tamamilə uyğun gəlmir. (14.2) qeyri-müəyyənlik münasibətinin həqiqi mənası ondan ibarətdir ki, mikrohissəciklərin x və p_x kəmiyyətlərinin eyni zamanda dəqiq müəyyən qiymətlərinə uyğun gələn halları təbiətdə obyektiv olaraq mövcud deyildir.

Xüsusi halda Δp_x qeyri-müəyyənliyi olmaya da bilər, yəni $\Delta p_x = 0$. Buna misal olaraq müstəvi monoxromatik de-Broyl dalğasını göstərmək olar. Onda (14.2) qeyri-müəyyənlik münasibətinə görə $\Delta x = \infty$ olmalıdır, yəni hissəciyin lokallaşdığı yer haqqında heç nə demək olmaz: o, fəzanın istənilən nöqtəsində eyni ehtimalla müşahidə oluna bilər. Əksinə, $\Delta x = 0$ olduqda $\Delta p = \infty$ olur və bu halda dalğa funksiyası bir nöqtəyə cəmləşəcəkdir. Lokallaşma zamanı hissəcik müəyyən bir nöqtədə (məsələn, koordinat başlanğıcında) müşahidə olunacaqdır, lakin lokallaşmış hissəciyin impulsu haqqında yalnız müəyyən ehtimalla danışmaq olar. Göstərmək olar ki, bu halda hissəciyin impulsunun bütün qiymətləri eyni ehtimalla olacaqdır.

Üçölçülü halda klassik hissəcik üç dənə x, y, z dekart koordinatları və bu koordinatlara uyğun p_x, p_y, p_z impulsları ilə xarakterizə olunur. Bu hal üçün Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik münasibətləri aşağıdakı kimi üç dənə bərabərsizliklə ifadə olunur:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h, \Delta y \cdot \Delta p_y \geq h, \Delta z \cdot \Delta p_z \geq h. \quad (14.3)$$

Qeyri-müəyyənlik prinsipi Heyzenberq tərəfindən 1927-ci ildə tapılmışdır. Bu prinsip mikroaləmin qanunauyğunluqlarını şərh edilməsində və kvant mexanikasının qurulmasında mühüm addım olmuşdur.

Qeyd edək ki, bir koordinatın qeyri-müəyyənliyinin digər koordinata uyğun impulsun qeyri-müəyyənliyinə vurulmasından alınan $\Delta x \cdot \Delta p_y, \Delta y \cdot \Delta p_z$ və s. hasillərə (5.180) qeyri-müəyyənlik münasibətləri ilə ifadə olunan məhdudiyət qoyulmur. Belə ki, x və p_y, y və p_z və s. kəmiyyətləri eyni zamanda tamamilə dəqiq qiymətlər də ala bilər.

(14.3) qeyri-müəyyənlik münasibətləri üçün kvant mexanikasında kəmiyyətə daha dəqiq olan ifadələr tapılır. Belə ki, (14.3) düsturlarında Δx və Δp_x kəmiyyətləri özləri də dəqiq təyin olunmamışdır. Lakin ψ dalğa funksiyası koordinatın və impulsun orta qiymətini (\bar{x} və \bar{p}_x) tapmağa imkan verir. Bu qiymətlərə əsasən koordinat və impuls üçün orta qiymətdən meyllər (qeyri-müəyyənliklər), yəni $\Delta x = x - \bar{x}$ və $\Delta p_x = p_x - \bar{p}_x$ və bu meyllərin orta kvadratik qiymətləri $\overline{\Delta x^2}$ və $\overline{\Delta p_x^2}$ tapılır. Kvant mexanikasında isbat olunur ki, qeyri-müəyyənlik münasibətlərinin kəmiyyətə dəqiq ifadəsi aşağıdakı kimi olmalıdır:

$$\overline{\Delta x^2} \cdot \overline{\Delta p_x^2} \geq \frac{\hbar^2}{4}. \quad (14.4)$$

Lakin bütün prinsipial məsələlərdə $\Delta x \cdot \Delta p_x$ kəmiyyətinin dəqiq qiymətini deyil, yalnız tərtibini bilmək mühüm əhəmiyyət kəsb etdiyindən (14.3) və (14.4) ifadələrinin hər ikisindən eyni hüquqla istifadə etmək olar.

(14.3) qeyri-müəyyənlik münasibətlərini makroskopik cisimlərə də tətbiq etmək olar. Bu hal üçün həmin münasibətlərin doğru olub-olmadığını sübut edən heç bir təcrübə yoxdur. Lakin belə hesab olunur ki, qeyri-müəyyənlik münasibətləri təbiətin fundamental prinsiplərindən birinin ifadəsidir və ona görə də onlar universal olub, ümumi xarakter daşmalıdır. Buna əsaslanaraq biz məsələni belə qoya bilərik ki, makroskopik cisimlər üçün də qeyri-müəyyənlik münasibətləri doğrudursa, onda makroskopik cismin hərəkətində həmin münasibətlər özünü necə göstərir? Kütləsi $m=1$ q olan kiçik kürəcik götürək. Bu kürəciyin kütlə mərkəzinin vəziyyətini çox yüksək $\Delta x=10^{-8}$ sm, yəni atomun ölçüsü dəqiqliyi ilə təyin edək. Onda həmin kürəciyin impulsunun qeyri-müəyyənliyi $\Delta p_x \sim h/\Delta x \approx 6,62 \cdot 10^{-19}$ q·sm/s olar. Heç bir ölçmə zamanı belə dəqiqlik əldə etmək mümkün deyildir və ona görə də qeyri-müəyyənlik münasibətləri sayəsində klassik hərəkətdən kənara çıxmaların müşahidəsi eksperimentin imkanları hüdudundan çox uzaqdır.

Elektronun atomda hərəkəti zamanı isə məsələ tamamilə başqa cür olur. Bor orbiti üzrə elektronun klassik hərəkət etməsi haqqında danışmağın mənası varmı? Bu suala cavab vermək üçün, müəyyənlik naminə, hidrogen atomunda birinci Bor orbiti üzrə elektronun hərəkətinə baxaq. Bu hərəkətin mənasının olması üçün radiusun qiymətindəki Δr qeyri-müəyyənliyi orbitin $r = \hbar^2/mv^2$ radiusuna nisbətən kiçik olmalıdır. Lakin bu halda elektronun p_r radial impulsunun qeyri-müəyyənliyi

$$\Delta p_r = h/\Delta r \gg h/r = 2\pi \hbar / r = 2\pi p$$

olur ki, bu da elektronun $p = h/r$ impulsundan xeyli böyükdür. ($rp = n \hbar$ kvantlanma şərtindən $n=1$ olduqda $p = h/r$ alınır). Digər Bor orbitləri üçün də, kvant ədədinin çox da böyük olmayan qiymətlərində, buna bənzər nəticə alınır. Ona görə də belə hallarda elektronun klassik orbitlər üzrə hərəkəti haqqında təsəvvürün mənası qalmır. Məhz buna görə də elektronun atomda hərəkətini təsvir edərkən kvant mexanikası trayektoriya anlayışından imtina etdi, çünki bu anlayışa kvant mexanikasındakı real surətdə heç nə uyğun gəlmir. Digər elementar hissəciklərin də çox kiçik fəza oblastlarında hərəkəti zamanı yuxarıda söylənilənlər doğru olur.

Beləliklə, aydın olur ki, makroskopik hissəciklər üçün qeyri-müəyyənlik münasibətləri heç bir həlledici rol oynamadığı halda, atom sistemləri və elementar zərrəciklər üçün onlar həlledici rol oynayır.

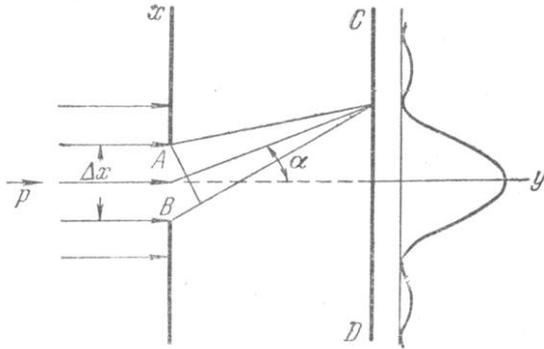
(14.2) və ya (14.3) qeyri-müəyyənlik münasibətləri, hissəciyin vəziyyətini və ya impulsunu dəqiq ölçməyə cəhd göstərilən bütün hallarda meydana çıxır. Məlum olur ki, hissəciyin vəziyyətinin dəqiqləşdirilməsi onun impulsunun qiymətindəki qeyri-müəyyənliyin artması ilə müşayiət olunur və

əksinə. Buna aid bir neçə misal göstərek.

Birinci misal. Yuxarıda qeyri-müəyyənlik münasibətlərinin, elektronun ikili təbiətə malik olmasına əsaslanaraq tapıldığını göstərdik. İndi isə elektronun koordinatını və impulsunu təyin etməyə imkan verən təcrübələrə baxaq. Bu zaman biz yenə də, təbii ki, mikrohissəciklərin təcrübədə şübhəsiz təsdiq olunmuş ikili (korpuskul-dalğa) təbiətinə malik olması faktına əsaslanacaq və mühakimələrimizin hər bir mərhələsində makroskopik cisimlər üçün yararlı olan təsvir üsulunu mikrohissəciklərə tətbiq edərkən, onların dalğa xassəsinə malik olmasının bu üsula hansı məhdudiyyətlər yaratdığını izləyəcəyik.

Mikrohissəciyin koordinat və impulsunu təyin etmək üçün istifadə olunan təcrübələrin müzakirəsi əyanilikdən başqa, həm də aşağıda göstərilən digər səbəbə görə də mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Doğrudan da, nəzəriyyə mikrohissəciyin koordinatının və bu koordinata uyğun impulsun eyni zamanda dəqiq qiymət ala bilməməsini göstərdiyi halda, bu kəmiyyətləri istənilən dəqiqliklə ölçməyə imkan verən, lakin texniki çətinliklər ucundan həyata keçirilməsi mümkün olmayan təcrübə vardsa, bu, həmin nəzəriyyənin daxili ziddiyyətə malik olması demək olardı.

Əvvəlcə, elektronun vəziyyətini birbaşa təyin etməyə imkan verən təcrübə qurğunu nəzərdən keçirək. Eni Δx olan AB yarığına malik qeyri-şəffaf ekran (bu ekranı biz diafraqma adlandıracağıq) üzərinə sol tərəfdən bu ekran müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə elektron düşür (şəkil 14.1).



Səkil

x oxunu diafraqma müstəvisinə paralel, y oxunu isə həmin müstəviyə perpendikulyar yönəldək. Əgər diafraqmadan sağ tərəfdə, flüoressensiyaedici CD ekranında yaratdığı ssintilyasiyaya və ya fotolövhdə yaratdığı ləkəyə görə, biz elektronu müşahidə etsək, onda deyə bilərik ki, elektron AB yarığından keçmişdir. Bu halda, aydındır ki, yarıqdan keçən anda "elektronun yeri", cihazın digər hissələrinə nisbətən yarığın vəziyyəti ilə təyin olunacaqdır. Doğrudan da, diafraqma kifayət qədər iridirsə və cihazın digər hissələrinə sərt bərkidilmişdirsə, onda yarığın vəziyyəti cihazla bağlı hesablama sisteminə nəzərən fiksə edilmiş olacaq, və deməli, yarıqdan keçən anda elektronun vəziyyəti yarığın eninə bərabər olan Δx qeyri-müəyyənliyi ilə məlum olacaqdır. Aydın ki, yarığı kiçildərək biz

elektronun vəziyyətini bu yolla daha böyük dəqiqliklə təyin edə bilərik və elektronun yerinin müəyyən edilməsi dəqiqliyinin bu cür artırılmasının heç bir məhdudiyyəti yoxdur. Bəs bu halda elektronun impulsu haqqında nə demək olar? İlk baxışdan elə görünə bilər ki, elektronun impulsu da tam müəyyənliklə bizə məlumdur. Doğrudan da, diafraqmadan sol tərəfdə elektronun hərəkət istiqaməti diafraqma müstəvisinə perpendikulyar olduğundan, ekrandan sol tərəfdə impulsun P_x toplananı sıfır, p_y toplananı isə p -yə bərabərdir ($p_x=0$, $p_y=p$), yəni impulsun qiyməti müəyyəndir. Lakin sərbəst elektronun hərəkətini təsvir edən müstəvi de-Broyl dalğası yarıqdan keçərkən difraksiyaya uğrayır. Buradan isə aşağıda təsvir olunan mənzərə alınır. Diafraqmadan y oxu istiqamətində keçən bir dənə elektron əvəzinə paralel elektron dəstəsinə baxaq. Onda fotolövhdə, y oxuna nəzərən simmetrik yerləşən və yayılmış şəkildə olan baş maksimumdan və bu baş maksimumun hər iki tərəfində yerləşən daha yüksək tərtibli maksimumlardan ibarət difraksiya mənzərəsi alınır (şəkil 14.1). Difraksiya mənzərəsinin formasına əsasən belə nəticəyə gəlmək olar ki, yarıqdan keçdikdən sonra dəstədəki elektronların əksəriyyəti əvvəlki istiqamətdə hərəkətini davam etdirir, yəni onlar üçün impulsun $p_x=0$ qiyməti qalır. Lakin öz hərəkət istiqamətini dəyişən və 14.1 şəklindəki əyrinin gedişinə uyğun gələn ehtimalla fotolövhenin müxtəlif nöqtələrinə düşən elektronlar da vardır.

Belə bir mühüm məsələyə nəzər yetirək ki, yuxarıda təsvir olunan difraksiya mənzərəsi yarıqdan eyni zamanda çoxlu sayda elektron keçdikdə alınır və buna əsasən düşünmək olar ki, difraksiya üçün böyük sayda elektronların iştirakı vacibdir; ayrıca götürülmüş bir elektron yəqin ki, özünü başqa cür aparar. Lakin bu, heç də belə deyildir. Optikada çoxdan məlumdur ki, difraksiya mənzərəsinin xarakteri işığın intensivliyindən tamamilə asılı deyildir. Elektronların difraksiyasından bəhs etdikdə isə, L.Biberman, N.Suşkin və V.Fabrikantın təcrübələri ilə müəyyən edilmişdir ki, elektronlar difraksiya yaradan sistemdən böyük zaman fasiləsi ilə bir-bir keçdikdə, və deməli, bir-birindən tam asılı olmadıqda, təcrübə kifayət qədər uzun müddət davam etdirildikdə yaranan difraksiya mənzərəsi, milyonlarla dəfə böyük intensivliyə malik olan elektron dəstəsinin verdiyi

difraksiya mənzərəsi ilə tam üst-üstə düşür. Bu isə göstərir ki, elektronun hərəkət istiqamətinin, xarakterik difraksiya mənzərəsinin yaranmasına səbəb olan dəyişməsi difraksiyanı yaradan sistemdən (baxılan halda diafraqmadan) hər bir elektronun fərqi keçməsi zamanı baş verir.

Belə sual yaranır ki, yarıqdan keçərkən bəzi elektronların öz hərəkət istiqamətini dəyişməsini korpuskul baxımından necə izah etmək olar? Aydınır ki, hissəcik–elektron yalnız yarığın kənarları ilə və ya bütövlükdə ekranla qarşılıqlı təsir nəticəsində öz hərəkət istiqamətini dəyişə bilər. Beləliklə, elektronu hissəcik hesab etdikdə, onun hərəkət istiqamətinin dəyişməsi, yarıqdan keçərkən elektronun x oxu istiqamətində Δp_x əlavə impuls qazanması nəticəsində baş verir. Diafraqmadan keçərkən öz hərəkət istiqamətini dəyişməyən və fotolövhəni maksimum qaraldığı yerə düşən elektronlar üçün bu əlavə Δp_x impulsu sıfıra bərabərdir. Lakin maksimumdan hər iki tərəfdə qaralma səlis şəkildə azaldığı üçün, fotolövhənin müxtəlif yerlərinə düşən elektronlar da vardır və deməli, belə elektronlar yarıqdan keçərkən sıfırdan fərqli əlavə Δp_x impulsu qazanmış olurlar. Aydınır ki, yarığın Δx eni elektronun bu yarıqdan keçən anda onun vəziyyətinin hansı qeyri-müəyyənliklə bizə məlum olduğunu xarakterizə etdiyi kimi, əlavə impulsun Δp_x qiyməti də impulsun p_x toplananının hansı qeyri-müəyyənliklə bizə məlum olduğunu xarakterizə edəcəkdir. Doğrudan da, difraksiya mənzərəsinin istənilən nöqtəsinə (praktik olaraq isə baş maksimumun həddləri daxilində) elektronun düşmə ehtimalı olduğundan, Δp_x əlavə impulsu da sıfırdan başlayaraq, difraksiya mənzərəsinin baş maksimumunun enindən asılı olan müəyyən limit qiymətinə qədər bütün mümkün qiymətləri ala bilər.

Qeyd edək ki, yuxarıda təsvir olunan qurğunu elə dəyişmək olar ki, onun vasitəsilə Δp_x kəmiyyətini təcrübədə təyin etmək mümkün olsun. Belə ki, diafraqmadan keçən hissəciyin bu diafraqma ilə qarşılıqlı təsirinə impulsun saxlanması qanununu tətbiq edərək həmin hissəciyin impulsunu təyin etmək olar. Yarıqdan keçərkən hissəcik diafraqmaya paralel, yəni x oxu istiqamətində əlavə impuls alır və diafraqmanın özü yarıqla birlikdə x oxu boyunca, lakin əks istiqamətdə geri təpməyə məruz qalır. Bu geri təpməni bilərək biz həm də Δp_x -i təyin etmiş oluruq. p_y toplananı dəyişmədiyindən biz, beləliklə, yarıqdan keçən anda elektronun impulsunu dəqiq ölçürük. Geri təpməni ölçmək üçün isə diafraqmanı kifayət qədər yüngül və mütəhərrik etmək lazımdır. Elektron keçən ana qədər diafraqma cihazın digər hissəsinə nisbətən sükunətdədirsə, elektron keçərkən bu diafraqmanın aldığı sürəti ölçərək və onun kütləsini bilərək, biz diafraqmanın və deməli, elektronun qazandığı əlavə Δp_x impulsunu tapmış olarıq.

Təsvir olunan təcrübənin texniki səbəblərə, məsələn, elektron ilə qarşılıqlı təsir nəticəsində hissəciyin sürəti ala bilən yüngül ekran əldə etməyin mümkün olmamasına görə həyata keçirilə bilməməsi, həmin təcrübə zamanı getməli olan prosesin gedişini göstərən mühakimələr əsasında alınmış nəticələrin düzgünlüyünə heç bir təsir etmir (Bu növ təcrübələri çox zaman fikri təcrübə də adlandırırlar). Doğrudan da, yuxarıdakı mühakimələr Kompton effektinin nəzəriyyəsi ilə heç nə ilə fərqlənmir və özü də mikrohissəciklərin toqquşması zamanı impulsun saxlanması qanununun tətbiqinin bu nəzəriyyədə qəbul olunan mümkünlüyü təcrübələrlə təsdiq olunur. Beləliklə, mütəhərrik diafraqması olan qurğu Δp_x və deməli, p kəmiyyətini istənilən dəqiqliklə təyin etməyə imkan verir. Lakin, əgər diafraqma mütəhərrikdirsə, onda elektron yarıqdan keçən anda belə diafraqma elektronun vəziyyətini təyin etmək üçün fiksə olunmuş hesablama sistemi kimi artıq götürülə bilməz, yəni elektronun vəziyyəti qeyri-müəyyən qalır.

Beləliklə, biz görürük ki, iki müxtəlif təcrübə mümkündür. Onlardan biri elektron yarıqdan keçən anda onun vəziyyətini təyin etməyə, başqa sözlə, elektronun məkan-zaman lokallaşmasını müəyyən etməyə imkan verir. Digər təcrübə isə impulsun və enerjinin saxlanması qanunlarından istifadə etməklə elektronun impulsunu dəqiq təyin etməyə imkan verir, lakin bu zaman elektronun məkan-zaman lokallaşmasının mümkünlüyündən imtina etmək lazım gəlir.

Tərpənməz diafraqma olan halda, gördüyümüz kimi, qurğu hissəciyin vəziyyətini istənilən qədər kiçik Δx qeyri-müəyyənliyi ilə təyin etməyə imkan verir. Lakin, diafraqma sərt bərkidilmiş olduqda elektron yarıqdan keçərkən diafraqmanın məruz qaldığı geri təpməni nəzərə ala bilmədiyimiz üçün, elektronun qazandığı əlavə impuls məlum Δp_x intervalında qeyri-müəyyən qalır. İsbat edək ki, bu Δx və Δp_x qeyri-müəyyənlikləri üçün (14.2) düsturu doğrudur. 14.1 şəkildən görünür ki,

$$\Delta p_x = p \sin \alpha = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} \cdot \sin \alpha. \quad (14.5)$$

Digər tərəfdən, belə hesab etsək ki, elektron fotolövhəyə yalnız baş maksimumun həddləri daxilində düşür, onda α bucağı, birinci difraksiya minimumuna doğru istiqamət ilə y oxu arasında qalan bucaq olacaqdır. Bu minimumun vəziyyəti isə belə şərtlə müəyyən olunur ki, yarığın alt və üst

kənarlarından difraksiya etmiş dalğaların yollar fərqi λ -ya bərabər olmalıdır. Onda 14.1 şəklinə əsasən

$$\Delta x \cdot \sin \alpha = \lambda \quad (14.6)$$

ifadəsini yazmaq olar. (14.5) və (14.6) ifadələrindən isə

$$\Delta x \cdot \Delta p_x = 2\pi\hbar \quad (14.7)$$

alırıq. Əgər əlavə maksimumları da nəzərə alsaq, onda (14.7) əvəzinə $\Delta x \cdot \Delta p_x = n \cdot 2\pi\hbar$ (n – maksimumun tərtibidir) və deməli, ümumiyyətlə

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \sim \hbar \quad (14.8)$$

alırıq ki, bu da (14.1) qeyri-müəyyənlik münasibətidir.

Klassik anlayışların mikrohissəciklərə tətbiqinin qeyri-müəyyənlik münasibətləri ilə təyin olunan məhdudluqlarını kəmiyyətcə qiymətləndirmək üçün p impulsunun v sürətilə $p = mv$ ifadəsindən istifadə etsək və (14.7) ifadəsini

$$\Delta v \sim \frac{\hbar}{m \cdot \Delta x} \quad (14.9)$$

kimi yazmaq əlverişlidir. $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34}$ C-san çox kiçik kəmiyyət olduğundan Δv kəmiyyəti əsasən \hbar və m -in ədədi qiymətlərinin nisbətindən asılı olacaqdır. Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, qeyri-müəyyənlik münasibətləri prinsipə istənilən kütləli cisimlər, o cümlədən makroskopik cisimlər üçün də doğru olmalıdır, çünki, isbat etmək olur ki, klassik mexanika kvant mexanikasının limit halıdır. Lakin (14.8) ifadəsindən görünür ki, makroskopik kütlələr üçün Δx -in qiyməti hər halda \hbar Plank sabitinin ədədi qiymətindən xeyli böyük olduğundan, kütlə böyüdükcə Δv kəmiyyəti sıfıra yaxınlaşmalıdır. Əksinə, kütləsinin qiyməti \hbar kəmiyyətinin qiyməti ilə eyni tərtibdə olan mikrohissəciklər üçün, vəziyyətin təyininin dəqiqliyindən, yəni Δx -dən asılı olaraq, Δv böyük qiymətlər ala bilər. Buna aid konkret ədədi misallar yuxarıda göstərilmişdir (kütləsi 1 q olan kürəcik və hidrogen atomunda elektron). Bu misallardan isə aydın olur ki, atom sistemlərində qeyri-müəyyənlik münasibətləri həlledici rol oynayır. Yuxarıda təsvir olunan fikri təcrübədə yarığın $\Delta x < \lambda$ ölçüsünü kiçildərək koordinatın qeyri-müəyyənliyini istənilən qədər kiçik etmək olar. Lakin $\Delta x < \lambda$ olduqda yarığın arxasındakı dalğa sahəsi müstəvi bircinsli de-Broyl dalğası olmayacaqdır. λ tərtibli və daha kiçik məsafədə sürətlə sönən qeyri-bircins dalğa alınır. Bu halda Δp_x kəmiyyətini qiymətləndirmək üçün yuxarıdakı üsulu tətbiq etmək olmaz. Lakin, buna baxmayaraq (14.7) qeyri-müəyyənlik münasibətləri öz qüvvəsində qalır.

Mikrozərrəciklər üçün Δx kəmiyyətinin tərtibinin mühüm rol oynaması faktı, Vilson kamerasında hissəciklərin özlərini zahirən paradoksal aparmasını izah etməyə imkan verir. Doğrudan da, hissəciklərin enerjisi kifayət qədər böyük olduqda burada biz ciddi düzxətli trayektoriyalar müşahidə edirik və dalğa xassələri ilə əlaqədar olaraq impulsun meydana çıxmalı olan qeyri-müəyyənliyi heç müşahidə olunmur. Bunu izah etmək üçün nəzərə almaq lazımdır ki, bu düzxətli trayektoriyalara mikroskop altında baxdıqda görünür ki, həmin trayektoriyalar dumanın kiçik damcılarından ibarət olan zəncirlərdir. Damcı mikrohissəciyin vəziyyətini qeyd edən "ölçü cihazı"dır. Damcıların ölçüləri 10^{-4} sm tərtibindədir, ona görə də baxılan halda $\Delta x = 10^{-6}$ m və elektron üçün $\Delta p \sim 10^{-28}$ kq·m/s tərtibində olur. Digər tərəfdən düzxətli trayektoriyalar mikrohissəciyin enerjisi yalnız çox böyük olan hallarda müşahidə olunduğundan, Δp kəmiyyəti p -yə nisbətən çox kiçik olacaqdır və bu dəqiqlik həddləri daxilində hissəcik özünü tamamilə klassik hissəcik kimi aparacaqdır. Ümumiyyətlə, hissəciyin enerjisi çox böyük olduqda onun de-Broyl dalğasının uzunluğu çox kiçik olacaqdır və optikada olduğu kimi, dalğa uzunluğunun çox kiçik qiymətlərində həndəsi optika tamamilə tətbiq oluna bilər. Belə ki, bu halda, difraksiyanı nəzərə almadan böyük xəyata yol vermədən optikada işıq şüalarından, mikrohissəciklər üçün isə trayektoriyadan danışmaq olar.

İkinci misal kimi, Heyzenberqin mikroskopla fikri təcrübəsinə baxaq. Bu təcrübə də göstərir ki, mikrohissəcik üçün koordinatın və bu koordinata uyğun impulsun eyni zamanda təyinindəki dəqiqlik müəyyən sərhəddi aşı bilməz.

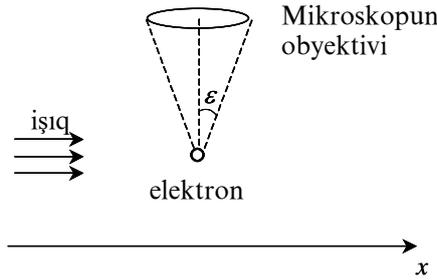
Fərz edək ki, biz elektronun hərəkətini öyrənmək məqsədilə onun vəziyyətini və impulsunu mikroskopla təyin etmək istəyirik. Bu təcrübənin sxemi 14.2 şəklində göstərilmişdir. Məlumdur ki, mikroskopun köməyi ilə x oxu boyunca məsafənin ölçülməsi dəqiqliyi tətbiq olunan işığın λ dalğa

uzunluğu ilə məhdudlaşmışdır və bu dəqiqliyin limiti $\frac{\lambda}{2 \sin \varepsilon}$ kimi təyin olunur. İlk baxışdan elə görünür ki, çox kiçik dalğa uzunluğuna malik olan işıqdan istifadə etməklə bu çətinliyi aradan qaldırmaq olar. Lakin bu zaman Kompton effekti ilə əlaqədar olan yeni çətinlik meydana çıxır.

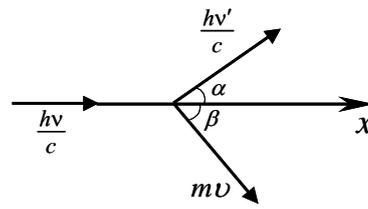
Əgər enerjisi $h\nu$ və impulsu $h\nu/c$ olan foton sükunətdə olan elektronla toqquşursa, onda bu toqquşmadan sonra foton $h\nu'$ enerjisinə və $h\nu'/c$ impulsuna malik olacaq və elektron $m\nu^2/2$ kinetik enerjisi və $m\nu$ impulsu qazanacaqdır. Burada m – elektronun relyativistik kütləsi, ν isə onun sürətidir. Foton və elektronun hərəkəti 14.3 şəklində təsvir edilmişdir. Enerjinin saxlanması qanununa görə

$$h\nu = h\nu' + \frac{m\nu^2}{2} \quad (14.10)$$

ifadəsini, impulsun saxlanması qanununa görə isə impulsun proyeksiyaları üçün



Şəkil 14.2



Şəkil 14.3

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \alpha + m\nu \cos \beta, \quad (14.11)$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \alpha - m\nu \sin \beta \quad (14.12)$$

yaza bilərik. (14.11) ifadəsinə görə elektronun impulsunun x oxu üzrə proyeksiyası $p_x = m\nu \cos \beta$ üçün

$$p_x = \frac{h}{c} (\nu - \nu' \cos \alpha) \quad (14.13)$$

düsturu alınır. (14.11) düsturundan görüldüyü kimi $\nu' < \nu$ olur. Bu isə o deməkdir ki, səpələn işığın dalğa uzunluğu düşən işığın dalğa uzunluğundan böyükdür. Lakin (14.13) düsturunda $\nu' = \nu$ yazsaq, elektronun impulsu üçün bizi kifayət qədər təmin edən dəqiqliklə qiymət ala bilərik (yəni hesab olunur ki, tezliyin dəyişməsi çox da böyük deyildir). Onda (14.13) düsturu aşağıdakı şəkllə düşür:

$$p_x = \frac{h}{\lambda} (1 - \cos \alpha) \quad (14.14)$$

Mikroskopda işığı bizim görməyimiz üçün, o, elektron tərəfindən elə istiqamətdə səpilməlidir ki, obyektivə düşsün, yəni α bucağı $90^\circ - \varepsilon$ ilə $90^\circ + \varepsilon$ arasında qiymətlər almalıdır. Elektrondan səpilmiş işığın obyektivin məhz hansı hissəsindən keçdiyini təyin etmək mümkün olmadığından, biz yalnız onu deyə bilərik ki, elektronun impulsunun x oxu üzrə proyeksiyası P_x , (14.13) düsturuna əsasən,

$$\frac{h}{\lambda} (1 - \sin \varepsilon) \leq p_x \leq \frac{h}{\lambda} (1 + \sin \varepsilon) \quad (14.15)$$

intervalında qiymətlər alır. Deməli, elektronun impulsunun təyində

$$\Delta p_x \sim \frac{h}{\lambda} \sin \varepsilon \quad (14.16)$$

qeyri-müəyyənliyi meydana çıxır. Mikroskopun ayırdetmə qüvvəsi sonlu olduğuna görə, elektronun vəziyyətinin təyində, yuxarıda qeyd olunduğu kimi, labüd olaraq

$$\Delta x \sim \frac{\lambda}{\sin \varepsilon} \quad (14.17)$$

qeyri-müəyyənliyi vardır. (14.16) və (14.17) düsturları ilə təyin olunan qeyri-müəyyənliklərin hasili $\Delta x \cdot \Delta p_x \sim h$ olur ki, bu da tətbiq olunan işığın dalğa uzunluğundan asılı deyildir. Beləliklə, elektronun vəziyyətinin təyinindəki dəqiqliyi artırmaq (qeyri-müəyyənliyi azaltmaq) üçün dalğa uzunluğu kiçik olan işıqdan istifadə cəhdi, elektronun impulsunun təyinindəki dəqiqliyi azaldır (qeyri-müəyyənliyi artırır).

Bu çətinlik ümumi xarakter daşıyır. Belə ki, bir-birinə qoşma iki kəmiyyəti eyni zamanda ölçmək üçün hansı təcrübə düşünülə də, dəqiqliyin həddü (14.2) düsturuna oxşar olan qeyri-müəyyənlik münasibətilə verilmiş olacaqdır. Heyzenberq belə hesab edirdi ki, bu nəticə təbiətin ümumi qanunu olan qeyri-müəyyənlik prinsipinin ifadəsidir.

Üçüncü misal olaraq, monoxromatik işığın hərəkət edən makroskopik cisimdən əks olunması zamanı tezliyin Dopler sürüşməsinə əsasən bu cismin sürətinin təyin olunmasına baxaq. Fərz edək ki, belə cisim olaraq öz səthinin normalı istiqamətində hərəkət edən ideal qaytarıcı müstəvi güzgü götürülmüşdür, işıq (foton) isə bu güzgünün hərəkət istiqamətində yayılaraq, onun səthinə normal boyunca düşür. Onda qayıdan foton əks istiqamətdə hərəkət edəcəkdir. Enerjinin və impulsun saxlanması qanunlarına əsasən

$$\hbar\omega_0 + \frac{m\nu_0^2}{2} = \hbar\omega + \frac{m\nu^2}{2}, \quad (14.18)$$

$$\frac{\hbar\omega_0}{c} + m\nu_0 = -\frac{\hbar\omega}{c} + m\nu \quad (14.19)$$

ifadələrini yaza bilərik. Burada m – cismin kütləsi, ν_0 və ν – foton əks olunana qədər və əks olunandan sonra cismin sürəti, ω_0 və ω isə düşən və əks olunan fotonun tezliyidir. (14.18) və (14.19) tənliklərini

$$m(\nu^2 - \nu_0^2) = 2\hbar(\omega_0 - \omega), \quad (14.20)$$

$$m(\nu - \nu_0) = \frac{\hbar}{c}(\omega_0 + \omega) \quad (14.21)$$

kimi yazaq və tərəf-tərəfə bölək. Onda

$$\nu + \nu_0 = 2c \cdot \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0 + \omega} \quad (14.22)$$

alırıq. Güzgünün m kütləsini fotonun kütləsinə nisbətən sonsuz böyük hesab etmək olar. Onda (14.22) düsturunu

$$\nu = \nu_0 = c \cdot \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0 + \omega} \quad (14.23)$$

kimi yazmaq olar. ω_0 və ω tezliklərini ölçərək, (14.23) düsturuna əsasən güzgünün ν sürətini hesablamaq olar. ω_0 tezliyini dəqiq ölçülmüş hesab etmək olar. Onda sürətin tapılmasındakı $\Delta\nu$ xətası yalnız ω tezliyinin ölçülməsindəki dəqiqsizliklə (xəta ilə) təyin olunacaqdır. ω -nı $\Delta\omega$ dəqiqliyi ilə ölçmək üçün, bu ölçməni aparmağa minimum Δt vaxtı tələb olunur. Aydındır ki, bu Δt vaxtı $\Delta\omega \Delta t \sim 2\pi$ şərtini ödəməlidir. Onda (14.22)-ə əsasən

$$\Delta\nu = -2c \cdot \frac{\omega_0 \cdot \omega}{(\omega_0 + \omega)^2} \approx -\frac{c\Delta\omega}{2\omega_0} \quad (14.24)$$

yaza bilərik. Fotonun əks olunma anı Δt xətası ilə məlum olduğundan, ν sürətinin təyinindəki $\Delta\nu$ dəqiqsizliyi güzgünün koordinatının təyinində

$$\Delta x \sim |\Delta\nu \cdot \Delta t| \sim \frac{c}{2\omega_0} |\Delta\omega \cdot \Delta t| \sim \frac{\pi c}{\omega_0} \quad (14.25)$$

xətasına səbəb olacaqdır. Lakin (14.22) düsturuna əsasən fotonla qarşılıqlı təsir zamanı güzgünün impulsu nəzarət oluna bilməyən $\Delta p_x \sim \frac{2\hbar\omega_0}{c}$ dəyişməsinə uğrayır. Deməli, yenə də (14.2) düsturu ilə

ifadə olunan $\Delta x \cdot \Delta p_x \sim 2\pi\hbar = h$ qeyri-müəyyənlik münasibəti alınır.

Yuxarıdakı misallar göstərir ki, kvant oblastında ölçmələr klassik ölçmələrdən prinsipə fərqlənir. Əlbəttə ki, hər iki halda ölçmələr müəyyən xətalara və müşayiət olunur. Lakin klassik fizikada hesab edilirdi ki, ölçmələrin metodikasını və texnikasını yaxşılaşdırmaq yolu ilə bu xətalara prinsipə istənilən qədər kiçildilə bilər. Kvant fizikasında isə, əksinə, ölçmələrin dəqiqliyinin prinsipə müəyyən həddü vardır. Bu, təbiətin öz xüsusiyyətidir və cihazların və ölçmə metodlarının

hər hansı bir təkmilləşdirilməsi ilə bu dəqiqlik hüdudunu aşmaq olmaz. Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik münasibətləri də bu hüdudlardan birini təyin edir. Ölçmə zamanı makroskopik ölçü cihazı ilə mikrohissəcik arasındakı qarşılıqlı təsiri prinsipcə istənilən qədər kiçik etmək olmaz. Əgər, məsələn, hissəciyin koordinatı ölçülürsə, onda bu ölçmə hökmən hissəciyin ilkin halının prinsipcə aradan qaldırılma bilməyən nəzarətdən kənar təhrif olunmasına və deməli, növbəti ölçmə zamanı impulsun qiymətində qeyri-müəyyənliyə gətirir. Əgər koordinat və impulsun ölçülməsi ardıcılığını dəyişsək, onda yenə də həmin şey baş verəcəkdir.

(14.2) və ya (14.3) qeyri-müəyyənlik münasibətlərindən çıxan bəzi nəticələri qeyd edək. Hər şeydən əvvəl görünür ki, hissəciyin tam sükunətdə yerləşməsi halı qeyri-mümkündür. Daha sonra, məlumdur ki, makroskopik cismin impulsu $p=mv$ düsturu ilə təyin olunur. v sürətini tapmaq üçün bir-birinə çox yaxın olan t_1 və t_2 zaman anlarında hissəciyin x_1 və x_2 koordinatları tapılır və sonra $t_2 \rightarrow t_1$ şərti daxilində $(x_2-x_1)/(t_2-t_1)$ nisbətinin limiti tapılır. Hissəciyin ani sürətini ölçmək üçün bu metod yaramır. Buna görə aydındır ki, hissəciyin heç bir halında onun ani sürətini yuxarıdakı limit keçidi ilə tapmaq olmaz. Lakin t_2-t_1 zaman müddətini böyük götürmək, x_1 və x_2 -ni isə kiçik dəqiqliklə təyin etmək olar. Onda hissəciyin sürətinin və $(x_2-x_1)/(t_2-t_1)$ kəsrinin qiymətində ölçmənin xətası özünü az göstərəcəkdir. Bu yolla tapılan sürət isə hissəciyin əsl sürəti olmayıb, t_2-t_1 zaman intervalında onun ancaq orta sürəti olacaqdır. Hissəciyin impulsunu, sürətləndirici elektrik sahəsində bu hissəciyin keçdiyi potensiallar fərqinə görə və ya onun de-Broyl dalğasının hər hansı uyğun difraksiya qurğusu ilə ölçülmüş λ uzunluğuna əsasən təyin etmək olar.

Kvant mexanikasında tam enerjinin kinetik və potensial enerjilərə bölünməsi öz mənasını itirir. Doğrudan da bu kəmiyyətlərdən biri impulslardan, digəri isə koordinatlardan asılıdır. Bu kəmiyyətlər isə eyni zamanda müəyyən qiymətə malik olmurlar. Ona görə də E enerjisi, kinetik və potensial enerjilərə bölünmədən, yalnız tam enerji kimi təyin olunmalı və ölçülməlidir.

Klassik nəzəriyyədə atomun ölçüsünü təyin edən parametr yox idi. Qeyri-müəyyənlik münasibətləri isə belə parametri müəyyən etməyə imkan verir. Məsələn, nüvəsinin yükü Ze olan hidrogenəbənzər atoma baxaq. Klassik fizika təsəvvürlərinə əsaslanaraq enerjinin saxlanması qanununu yazmaq ($SQSE$ sistemində):

$$\frac{p^2}{2m} - \frac{Ze^2}{r} = const. \quad (14.26)$$

Əgər başlanğıcda elektronun sonsuzluqda praktik olaraq sükunətdə yerləşdiyini fərz etsək, onda (14.25)-də $const=0$ götürməliyik. Onda p^2 kəmiyyətini buradan təyin edərək

$$p^2 r^2 = 2mZe^2 \cdot r \quad (14.27)$$

yaza bilərik. Qeyri-müəyyənlik münasibətləri üçün dəqiq ifadə olan (14.3) düsturundan istifadə edəcəyik. Hər halda $\Delta r < r$, $\Delta p < p$ olduğundan $p^2 r^2 > \frac{\hbar^2}{4}$ və ona görə də $2mZe^2 r > \frac{\hbar^2}{4}$ yaza bilərik.

Buradan isə

$$r > \frac{1}{Z} \cdot \frac{\hbar^2}{8me^2} = \frac{1}{Z} \cdot 0,66 \cdot 10^{-9} \text{ sm} \quad (14.28)$$

alırıq. Bu düstur atomun ölçüsünün tərtibini düzgün təyin edir. (14.28) düsturu yalnız qiymətləndirmə xarakteri daşdığından, həmin düstura daxil olan ədədi əmsala xüsusi əhəmiyyət vermək lazım deyildir. Xüsusi halda, bu qiymətləndirmə göstərir ki, nüvənin Kulon sahəsində elektronun nüvəyə düşməsi mümkün deyildir. Hətta, elektronun atom nüvəsinin daxilində yerləşməsi Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik münasibətləri ilə uyuşmur.

Belə qiymətləndirməni atom nüvəsinin ölçülərinin təyini üçün də tətbiq etmək istəsək, (14.28) düsturunda m -in yerinə protonun kütləsini yazmaq lazımdır. Bunun nəticəsində, nüvənin radiusu üçün (14.28) düsturundakına nisbətən təqribən 2000 dəfə kiçik qiymət alınardı ki, bu da çox böyükdür (xatırlayaq ki, nüvənin radiusu $\sim 10^{-13}$ sm tərtibindədir). Belə uyğunsuzluğun alınması göstərir ki, nüvənin yaranması üçün Kulon qüvvələri kifayət deyildir. Nüvədə Kulon qüvvəsindən təqribən 100 dəfə böyük olan daha güclü qüvvələr, yəni nüvə qüvvələri təsir etməlidir.

Dalğa nəzəriyyəsində (14.1) düsturu ilə yanaşı, həm də

$$\Delta t \cdot \Delta \omega \geq 2\pi \quad (14.29)$$

ifadəsi də çıxarılır. Bu ifadənin mənası ondan ibarətdir ki, zaman üzrə məhdudlaşmış dalğa prosesi monoxromatik ola bilməz. Əgər dalğa prosesi Δt zaman müddəti ərzində davam etmişdirsə, onda bu prosesə daxil olan dalğaların tezlikləri fərqi $\Delta \omega$ ən yaxşı halda (14.29) şərtini ödəyir. Ona görə də hətta monoxromatik prosesi müşahidə etmək üçün kiçik Δt zaman müddəti ayrılmışdırsa, onda prosesin tezliyi prinsipcə yaxşı halda (14.29) şərti ilə təyin olunan $\Delta \omega$ xətası ilə tapıla bilər.

Əgər ω tezliyinə $E = \hbar\omega$ enerjisinin uyğun gəldiyini nəzərə alsaq, onda (14.28) düsturu

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq 2\pi \hbar = h \quad (14.30)$$

şəklinə düşür. (14.30) düsturu zaman və enerji üçün Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik münasibəti adlanır.

(14.30) qeyri-müəyyənlik münasibətinin mənası ondan ibarətdir ki, hər hansı bir halın mövcud olma (yaşama) müddəti kiçik olduqca və ya həmin halı müşahidə etmək üçün ayrılmış zaman intervalı kiçik olduqca, bu halın enerjisinin təyinindəki dəqiqlik (qeyri-müəyyənlik) böyük olacaqdır. Əksinə, bu zaman müddəti böyük olduqca, halın enerjisi daha böyük dəqiqliklə təyin olunur. Əgər baxılan hal stasionar haldırsa, o, sonsuz uzun müddət mövcud ola bilər. Məhz bu səbəbdən də stasionar halın enerjisi tam müəyyən qiymətə malikdir. Buna əks misal olaraq, çox kiçik zaman müddəti (məsələn, $\sim 10^{-20}$ s) ərzində parçalanan qeyri-stabil hissəciyi göstərmək olar. Ona görə də bu zərrəciyin parçalanması prosesinə baxarkən enerjinin saxlanması şərtinin qoyulması tələb olunmur.

XV MÜHAZİRƏ

Şredinger tənliyi

Makroskopik hissəciklər mexanikasının ən mühüm xüsusiyyətlərindən biri diskret enerji səviyyələrinin olmasından ibarətdir. Bu diskretliyin postulat şəklində qəbul edilməsi, kvant fizikasının inkişafının hələ ilk mərhələsində zərurət kimi meydana çıxmışdı. Lakin klassik fizika çərçivəsində atom hallarının diskretliyi haqqında müddəə klassik fizikanın bütün təsəvvürlərinə zidd olan yad bir fikir idi. Biz görəcəyik ki, kvant mexanikasında enerjinin diskretliyi bu mexanikanın əsaslarına heç də zidd olmayıb, onun tənliklərindən, klassik mexanika tənliklərindən simin harmonik obertonlarının mövcud olmasının alındığı kimi, təbii qaydada alınır. Kvant mexanikasının inkişaf tarixində bu, ilk nəticələrdən biri olduğu üçün, o dövrdə daha təqdirə layiq idi. Lakin tezliklə məlum oldu ki, kvant mexanikasının əsas tənliyindən və bu tənliyin həllərinin mənasının şərhindən digər nəticələr də alınır ki, bunlar da kvantlanmadan heç də az əhəmiyyətli deyildir. Bu nəticələr bir sıra yeni hadisələri izah etməyə imkan verdi və kvant mexanikasının məhsuldar inkişafını təmin etdi. Nəticədə məntiqi cəhətdən müntəzəm olan və tamamilə özünə məxsus kvant mexanikası sistemi qurulmuş oldu. Bu sistemin mənimsənilməsinə asanlaşdırmaq üçün biz onu tarixi ardıcılığa uyğun olaraq şərh etməyə çalışacağıq. Belə ki, əvvəlcə kvant mexanikasının əsas tənliyini quracaq, bu tənliyin tətbiqinə aid bir sıra misallara baxacaq və sonra kvant mexanikasının əsasları ilə tanış olacağıq.

Plankın kvantlar nəzəriyyəsi, Bor postulatları və daha sonra de-Broyl hipotezi atom fizikasının nəzəri əsaslarının inkişafı prosesində mühüm mərhələlər olmuşdur. Lakin bunlar, dalğa xassələrini nəzərə almaqla elektronun hərəkətini təsvir edən əsas diferensial tənliyi tapmaq, həm də kvant xassələrini nəzərə almaqla onun şüalanması nəzəriyyəsinə qurmaq üçün yalnız ilkin mərhələlər hesab edilməlidir. Bu istiqamətdə əsaslı addım 1926-cı ildə avstriyalı fizik E. Şredinger tərəfindən atılmışdır. O, xüsusi törəməli elə diferensial tənlik təklif etmişdir ki, bu tənliyin köməyi ilə, bir qayda olaraq, qeyri-relyativistik ($v \ll c$) yüklü hissəciklərin hərəkətini, onların dalğa xassələrini nəzərə almaqla, təsvir etmək mümkün olur. Qeyd edək ki, Şredinger tənliyini, de-Broyl dalğasının uzunluğu sıfırdan fərqli olan hal üçün, klassik Hamilton-Yakobi tənliyinin ümumiləşməsi hesab etmək olar. Dalğa optikası həndəsi optikaya hansı nisbətdədirsə, Şredinger tənliyi də Hamilton-Yakobi tənliyinə təqribən həmin nisbətdədir.

Şredinger tənliyinin ən sadə üsulla necə alındığını göstərək. Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, bu tənliyin hər hansı ciddi və ya ümumi çıxarılışından danışmaq düz deyil. Çünki, ümumiyyətlə desək, ixtiyari yeni nəzəriyyəni köhnə təsəvvürlərə əsaslanaraq qurmaq olmaz. Ona görə də Şredinger tənliyini almaq üçün aşağıda şərh olunan mülahizələrə bu tənliyin çıxarılışı kimi yox, həmin tənliyin yalnız qurulması kimi baxılmalıdır. Fizikanın bütün əsas tənlikləri kimi (məsələn, mexanikada Nyuton tənlikləri və ya elektromaqnit sahəsi üçün Maksvel tənlikləri), Şredinger tənliyinin də ciddi çıxarılışı yoxdur. Bu tənlik çıxarılmır, o, müəyyən mülahizələr əsasında qurulur və onun doğru olması isə, həmin tənlik vasitəsilə alınan nəticələrin təcrübi faktlarla uyğun gəlməsi ilə təsdiq olunur. Şredinger tənliyini yazmaq üçün biz klassik elektrodinamikadan və ya optikadan məlum olan

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}, t) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (15.1)$$

dalğa tənliyini de-Broyl dalğalarının yayılması halı üçün ümumiləşdirəcəyik. Burada $\psi(\vec{r}, t) - v$

sürəti ilə yayılan dalğa prosesini təsvir edən funksiya, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – Laplas operatorudur.

Əgər dalğa monoxromatikdirsə, (15.1) tənliyinin həllini

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (15.2)$$

şəklində axtarmaq olar. Burada $\omega = 2\pi\nu$ – dairəvi tezlikdir və $\psi(\vec{r}) = \psi(x, y, z)$ funksiyası yalnız fəza koordinatlarından asılıdır.

(15.2) ifadəsini (15.1)-də nəzərə alaraq, $\psi(\vec{r}, t)$ dalğa funksiyasının fəza koordinatlarından asılı olan hissəsini tapmaq üçün aşağıdakı diferensial tənliyi alırıq:

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) + \frac{\omega^2}{v^2} \psi(\vec{r}) = 0. \quad (15.3)$$

(15.3) tənliyində ω və v kimi iki parametrin əvəzinə bir dənə parametr, yəni λ dalğa uzunluğunu daxil edə bilərik:

$$\lambda = \frac{2\pi v}{\omega}. \quad (15.4)$$

(15.4)-dən $\frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}$ olduğunu (15.3)-də yazsaq

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \psi(\vec{r}) = 0 \quad (15.5)$$

alırıq.

(15.5) tənliyi, ümumiyyətlə desək, universal xarakterə malik olan dalğa tənliyidir. Əgər biz elektronların dalğa xassəsinə uyğun olan hərəkətini təsvir etməyə imkan verən dalğa tənliyini almaq istəyırıksə, onda (15.5) ifadəsində λ -nın əvəzinə elektron üçün de-Broyl dalğasının

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{2\pi\hbar}{p} \quad (15.6)$$

uzunluğunu yazmalıyıq. Onda enerjinin saxlanması qanununun

$$E = \frac{p^2}{2m} + u(\vec{r}) = \text{const} \quad (15.7)$$

ifadəsindən $p = \sqrt{2m(E - u)}$ olduğunu (15.6)-da yazmaqla alınan ifadədən istifadə edərək

$$\frac{4\pi^2}{\lambda^2} = \frac{2m}{\hbar^2} (E - u) \quad (15.8)$$

alırıq. (15.8) ifadəsini isə (15.5)-də yazmaqla stasionar (yəni, zamandan asılı olmayan) Şredinger tənliyini almış oluruq:

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - u(\vec{r})] \psi(\vec{r}) = 0 \quad (15.9)$$

Qeyd edək ki, (15.9) stasionar Şredinger tənliyini başqa üsulla da qurmaq olar. Bu üsulun mahiyyəti aşağıdakıdan ibarətdir. Elektromaqnit dalğaları üçün dalğa tənliyi (yəni, fotonlara uyğun dalğa tənliyi) elektromaqnit sahəsinin əsas tənlikləri olan Maksvel tənliklərindən bilavasitə alınır. Bu dalğa tənliyində, onun müstəvi dalğa şəklində olan həllini yazaraq biz ω tezliyi ilə dalğa vektorunun k_x, k_y, k_z toplananları arasında elektromaqnit dalğasının təbiəti üçün xarakterik olan əlaqə düsturunu (yəni dispersiya qanununu) tapmış oluruq:

$$\frac{\omega^2}{c^2} = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2. \quad (15.10)$$

İndi isə biz bunun tərsini edəcəyik, yəni de-Broyl dalğaları üçün dispersiya qanunundan istifadə edərək, bu qanuna uyğun gələn diferensial tənliyi tapacağıq. De-Broyl dalğaları üçün aşağıdakı dispersiya qanunu müəyyən edilmişdir:

$$\frac{\omega^2}{c^2} = \frac{\omega_0^2}{c^2} + k_x^2 + k_y^2 + k_z^2. \quad (15.11)$$

Burada $\omega_0 = m_0 c^2 / \hbar$ işarə edilmişdir. (15.11) dispersiya qanunu impuls və enerji arasında relyativistik əlaqəni müəyyən edən aşağıdakı düsturdan istifadə edilməklə alınmışdır:

$$\frac{E^2}{c^2} = m_0^2 c^2 + (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2). \quad (15.12)$$

Bizi qeyri-relyativistik Şredinger tənliyi maraqlandırır və bu tənliyi almaq üçün impuls və enerji arasında (15.12) əvəzinə Nyuton mexanikasına əsasən yazılmış

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) \quad (15.13)$$

əlaqə düsturundan istifadə etməliyik. (15.13) ifadəsində məlum

$$E = \hbar \omega, p_x = \hbar k_x, p_y = \hbar k_y, p_z = \hbar k_z \quad (15.14)$$

kvant ifadələrini nəzərə alsaq və \hbar sabitinə ixtisar etsək,

$$\omega = \frac{\hbar}{2m} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (15.15)$$

düsturunu alırıq ki, bu da de-Broyl dalğaları üçün qeyri-relyativistik yaxınlaşmada dispersiya qanunudur.

İndi isə Şredinger tənliyini almaq üçün müstəvi de-Broyl dalğasının

$$\psi = A e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} = A e^{i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)}$$

ifadəsini zamana görə bir dəfə, bütün koordinatlara görə isə iki dəfə diferensiallayaq. Onda tapırıq ki,

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -i\omega \psi, \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -k_x^2 \psi, \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -k_y^2 \psi, \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -k_z^2 \psi.$$

Buradan ω , k_x , k_y və k_z -i taparaq, de-Broyl dalğaları üçün (15.15) dispersiya qanununda yerinə yazaraq

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t} = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right)$$

və ya

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi \quad (15.16)$$

tənliyini alırıq.

(6.16) tənliyinin həlli müstəvi monoxromatik dalğanı təsvir edən $\psi(x, y, z, t)$ funksiyasıdır. Bu həlli iki funksiyanın – yalnız koordinatlardan asılı olan $\psi(x, y, z)$ funksiyası ilə yalnız zamandan asılı olan

$e^{-i\omega t} = e^{-\frac{i}{\hbar} E t}$ funksiyasının hasili şəklində göstərmək olar:

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \cdot e^{-\frac{i}{\hbar} E t}. \quad (15.17)$$

Belə funksiya üçün (15.16) tənliyinin sol tərəfi

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = E \psi \quad (15.18)$$

şəklinə düşür. Ona görə də (15.17)-ni (15.16)-da yazaraq, (15.18)-i nəzərə alaraq və hər iki tərəfi zamandan asılı olan $e^{-\frac{i}{\hbar} E t}$ vuruğuna ixtisar edərək $\psi(x, y, z)$ funksiyasını tapmaq üçün

$$\nabla^2 \psi(x, y, z) + \frac{2mE}{\hbar^2} \psi(x, y, z) = 0 \quad (15.19)$$

tənliyini alırıq.

Qeyd edək ki, (15.16) ifadəsi sərbəst hissəcik üçün axtarılan Şredinger tənliyidir. Bu tənliyin həlli (15.17) kimi xüsusi şəkildədirsə, onda həmin həllin yalnız koordinatlardan asılı olan $\psi(x,y,z)$ hissəsi (15.19) tənliyini ödəyir. Zamandan asılı olan həlli tapmaq üçün isə $\psi(x,y,z)$ funksiyasını $e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$ funksiyasına vurmaq lazımdır.

(15.19) tənliyini biz sərbəst mikroskopik hissəcik üçün almışıq. Həmin tənliyi U potensial enerjisi ilə xarakterizə olunan xarici qüvvə sahəsində hərəkət edən hissəcik üçün ümumiləşdirək. Belə sahədə hissəciyin tam enerjisi $E=T+U$ kimi təyin olunur, yəni T kinetik enerjisi ilə U potensial enerjisinin cəminə bərabərdir. Sərbəst hissəcik üçün $U=0$ olduğundan E tam enerjisi T kinetik enerjisinə bərabər olur: $E=T$. Bizi maraqlandıran ümumiləşdirmə zamanı, belə sual meydana çıxır ki, hissəciyin xarici sahədə hərəkətinə baxdıqda, (15.19) tənliyindəki E kəmiyyəti tam enerjidir, yoxsa ki, kinetik enerji? Aydınır ki, E tam enerji hesab edilsə, onda ümumiləşmiş halda tənlikdə bu və ya digər sahəni təsvir edən hədd olmayacaqdır. Əksinə, əgər sərbəst hissəcik üçün biz E -nin yalnız kinetik enerji olduğunu başa düşsək, onda U potensial enerjisi ilə xarakterizə olunan xarici sahədə hərəkət üçün (15.19) tənliyində E -nin əvəzinə $T=E-U$ kinetik enerjisini yazmalıyıq. Onda (15.19) tənliyinin əvəzinə

$$\nabla^2\psi(\vec{r}) + \frac{2m}{\hbar^2}[E - U(\vec{r})]\psi(\vec{r}) = 0 \quad (15.20)$$

tənliyini alırıq ki, bu da xarici sahədə hərəkət edən hissəcik üçün kvant mexanikasının əsas tənliyi olan stasionar Şredinger tənliyidir və (15.9) tənliyi ilə üst-üstə düşür.

Qeyd edək ki, (15.9) tənliyindən dalğa funksiyasının fəza koordinatlarından asılı olan $\psi(\vec{r})$ hissəsini taparaq, ixtiyari monoxromatik dalğa üçün doğru olan (15.2) düsturundan istifadə etməklə, həm fəza koordinatlarından, həm də zamandan asılı olan tam dalğa funksiyasını tapa bilərik.

$\omega = \frac{E}{\hbar}$ olduğunu nəzərə alsaq, bu tam dalğa funksiyasını

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) \cdot e^{-\frac{i}{\hbar}Et} \quad (15.21)$$

kimi yazı bilərik.

(15.9) tənliyi konservativ sahədə, yəni elektronun potensial enerjisinin zamandan aşkar şəkildə asılı olmadığı halda /enerjinin (15.7) saxlanması qanunu ödəyən halda/ hərəkət edən elektron üçün stasionar Şredinger tənliyidir. Zamandan asılı olan Şredinger tənliyini isə ümumi şəkildə

$$\nabla^2\psi(\vec{r}, t) + \frac{2m}{\hbar^2}[E - U(\vec{r}, t)]\psi(\vec{r}, t) = 0 \quad (15.22)$$

kimi yazmaq olar. Konservativ sahədə, yəni potensial enerjinin zamandan aşkar şəkildə asılı olmadığı halda $[U(\vec{r}, t) \equiv U(\vec{r})]$ həmişə belə hesab etmək olar ki, $\psi(\vec{r}, t)$ funksiyasının zamandan asılılığını $e^{-i\omega t} = e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$ "monoxromatik vuruğu" ilə nəzərə almaq mümkündür. Bu halda (15.22) tənliyini

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi(\vec{r}, t) + U\psi(\vec{r}, t) = E\psi(\vec{r}, t) \quad (15.23)$$

kimi yazaraq və (15.21) düsturuna əsasən

$$i\hbar \frac{\partial\psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = E\psi(\vec{r}, t) \quad (15.24)$$

olduğunu nəzərə alaraq

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi(\vec{r}, t) + U\psi(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial\psi(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (15.25)$$

ifadəsini yazı bilərik.

(15.9) və (15.25) ifadələrində adətən

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U \quad (15.26)$$

işarə edərək, uyğun Şredinger tənliyini

$$\hat{H}\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \quad (15.27)$$

və ya

$$\hat{H}\psi(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (15.28)$$

kimi yazırlar. Burada \hat{H} – (15.26) ifadəsi ilə təyin olunur və xarici sahədə hərəkət edən bir dənə hissəcik üçün Hamilton operatoru adlanır. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, (15.27) – bir hissəcik üçün stasionar (zamandan asılı olmayan), (15.28) isə zamandan asılı olan ümumi Şredinger tənliyidir.

Nəhayət, bir məsələni də qeyd edək. Şredinger tənliyini qurarkən biz (15.1) tənliyinin (15.2) həllinin əvəzinə bu həllə kompleks qoşma olan

$$\psi^*(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) e^{i\omega t} \quad (15.29)$$

funksiyasını da götürə bilərdik. Onda (15.21)-(15.25) tənlikləri də uyğun qaydada dəyişməli və $\psi^*(\vec{r}, t)$ funksiyası üçün yazılmalıdır. Onda (15.28) tənliyi

$$\hat{H}\psi^*(\vec{r}, t) = -i\hbar \frac{\partial \psi^*(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (15.30)$$

kimi yazılmalıdır. Lakin bir qədər sonra görəcəyik ki, $\psi(\vec{r}, t)$ dalğa funksiyasının özünün fiziki mənası yoxdur, yalnız onun modulunun kvadratı, yəni $|\psi|^2 = \psi^* \psi$ kəmiyyəti fiziki məna kəsb edir. Ona görə də Şredinger tənliyinin $\psi(\vec{r}, t)$ və ya $\psi^*(\vec{r}, t)$ funksiyası üçün yazılmasının heç bir fərqi yoxdur.

Şredinger tənliyi ümumi tənlik olmalıdır, yəni o, yalnız xüsusi məsələlərin deyil, bütün məsələlərin həlli üçün yararlı olmalıdır. Ona görə də bu tənliyə hərəkətin xüsusi növlərini ayıran parametrlərin qiymətləri (məsələn, başlanğıc şərtlər, qüvvə sahələrinin konkret növü və s) daxil olmamalıdır. Həmin tənliyə dünyəvi sabitlər (məsələn, Plank sabiti), hissəciklərin kütlələri və impulsları daxil ola bilər, lakin onların ədədi qiymətləri konkretləşdirilməməlidir. Hissəciyin hərəkətinin baş verdiyi qüvvə sahələri də Şredinger tənliyində ümumi şəkildə təmsil olunmalıdır. Bir sözlə, Şredinger tənliyi də, klassik mexanikanın və elektrodinamikanın yalnız xüsusi məsələlərini deyil, bütün məsələlərini həll etmək üçün yararlı olan Nyuton və Maksvel tənlikləri kimi ümumi tənlik olmalıdır. Bundan başqa, tələb edilir ki, Şredinger tənliyi ψ funksiyasına nəzərən xətti və bircinsli olmalıdır. Bu tələb isə, maddə dalğalarının interferensiya və difraksiyasının diktə etdiyi superpozisiya prinsipinin ödənməsi zəruriliyindən doğur. Göründüyü kimi, (15.9) və (15.25) və ya (15.27) və (15.28) Şredinger tənliyi bu şərtlərin hamısını ödəyir.

(15.25) və ya (15.28) ümumi Şredinger tənliyində maddənin ikili, yəni korpuskul-dalğa xassəsi qeyri-aşkar şəkildə artıq nəzərə alınmışdır. Belə ki, ψ dalğa funksiyasının şərhinə görə hissəcik lokallaşmamışdır və deyildi ki, fəzada müəyyən ehtimalla "yayılmışdır". İlk baxışdan elə görünə bilər ki, (15.25) və ya (15.28) tənliyini yazarkən bu vəziyyət lap əvvəldən nəzərə alınmalı idi, yəni u kəmiyyəti, hissəciyin bütün mümkün olan hallarının və bu halların ehtimallarının nəzərə alınması ilə yazılan potensial enerji olmalı idi. Əslində isə həmin tənliklərdə u kəmiyyəti heç də belə nəzərdə tutulmur. Belə ki, (15.25) və ya (15.28) tənliklərində $u(\vec{r}, t)$ potensial funksiyasına, klassik fizikada olduğu kimi, qüvvə sahəsində lokallaşmış, xüsusi halda isə nöqtəvi hissəciyin potensial enerjisi kimi baxılır. Məsələn, hidrogen atomunda nüvənin yaratdığı Kulon sahəsində elektronun potensial enerjisi üçün $u(r) = -e^2/r$ götürülür, yəni belə hesab edilir ki, hər iki hissəcik lokallaşmışdır.

Şredinger tənliyi zamana görə birinci tərtib diferensial tənlikdir. Buradan görünür ki, bütün fəzada hər hansı zaman anında (məsələn, başlanğıc kimi götürülən zaman anında) $\psi(\vec{r}, t)$ funksiyasının verilməsi ilə həmin funksiya bütün sonrakı zaman anlarında da bütün fəzada verilmiş olur. Lakin bu müddəaya kvant mexanikasında səbəbiyyət prinsipinin ifadəsi kimi baxmaq olmaz, çünki bu müddəa ilə ifadə olunan "səbəbiyyət prinsipi" yalnız ψ dalğa funksiyasına aiddir. ψ dalğa funksiyası isə real müşahidə olunan obyektlərlə ehtimal münasibətləri ilə əlaqədardır. Məhz buna görə də kvant mexanikası heç olmasa özünün müasir formasında, prinsipcə statistik nəzəriyyədir.

(15.25) və ya (15.28) Şredinger tənliyi doğrudursa, onda bu tənlikdən xüsusi limit halı kimi klassik mexanikadan məlum olan (5.115) Hamilton-Yakobi tənliyi alınmalıdır. Bu limit halında elektronun dalğa xassəsi yox olmalıdır, yəni elektron üçün de-Broyl dalğasının uzunluğu $\lambda \rightarrow 0$ olmalıdır. Məlumdur ki, $\lambda \rightarrow 0$ olduqda dalğanın φ fazası $\varphi \rightarrow \infty$ şərtini ödəyir. Digər tərəfdən, (5.125) düsturundan göründüyü kimi, $\varphi = s/\hbar$ və $\varphi \rightarrow \infty$ olması üçün $\hbar \rightarrow 0$ olmalıdır. Bu nəticəni (5.133)

düsturundan da dərhal almaq olar. $\lambda \rightarrow 0$ olması üçün $\hbar \rightarrow 0$ olmalıdır. Deməli, bir sözlə, kvant mexanikasıdan klassik fizikaya keçid üçün limit şərti $\hbar \rightarrow 0$ olur. Bu müddəanın doğruluğuna inanmaq üçün Şredinger tənliyinin həlli olan (15.10) funksiyasının

$$\psi(\vec{r}, t) = A e^{i\varphi(\vec{r}, t)} \quad (15.31)$$

ifadəsində, (5.125) düsturuna əsasən $\varphi(\vec{r}, t) = \frac{s(\vec{r}, t)}{\hbar}$ yazaraq yeni $s(\vec{r}, t)$ funksiyasına keçək:

$$\psi(x, y, z, t) = A e^{\frac{i}{\hbar} s(x, y, z, t)}. \quad (15.32)$$

Burada $\varphi(\vec{r}, t) \equiv \varphi(x, y, z, t)$ dalğanın fazası, $s(x, y, z, t)$ isə (5.107) düsturu ilə təyin olunan təsir integralıdır.

(15.32) funksiyasını (15.23) Şredinger tənliyində yazaraq və bu tənliyə daxil olan ikinci tərtib törəmələri taparaq:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{i}{\hbar} A \frac{\partial s}{\partial x} e^{\frac{i}{\hbar} s} \quad (15.33)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{i}{\hbar} A \left[\frac{\partial^2 s}{\partial x^2} + \frac{i}{\hbar} \left(\frac{\partial s}{\partial x} \right)^2 \right] e^{\frac{i}{\hbar} s} \quad \text{və s.} \quad (15.34)$$

Beləliklə, aydın olur ki,

$$\nabla^2 \psi = -\frac{1}{\hbar^2} (\nabla s)^2 \psi + \frac{i}{\hbar} (\nabla^2 s) \psi. \quad (15.35)$$

(15.35) ifadəsini (15.23)-də nəzərə alsaq və hər iki tərəfi ψ vurduğuna ixtisar etsək

$$\frac{1}{2m} (\nabla s)^2 - \frac{i\hbar}{2m} \nabla^2 s + u = E \quad (15.36)$$

və ya $\hbar \rightarrow 0$ olduqda

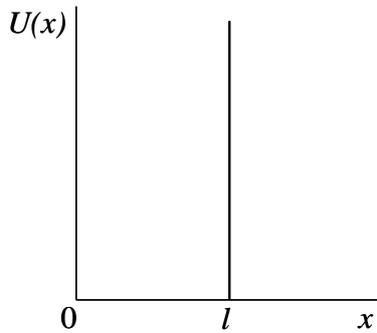
$$(\nabla s)^2 = 2m(E - u) \quad (15.37)$$

alırıq ki, bu da Hamilton-Yakobi tənliyi ilə üst-üstə düşür. Qeyd edək ki, (15.36) tənliyi Şredinger tənliyinə tam ekvivalentdir. Əgər biz (15.36) tənliyini dəqiq həll edə bilsək, onda (15.32) düsturuna əsasən $\psi(\vec{r}, t)$ funksiyasının da dəqiq ifadəsini tapmış oluruq.

XVI MUHAZİRƏ

Sonsuz dərin düzbucaqlı potensial çuxurda hissəciyin hərəkəti

Hissəcik üçün keçilməz olan sonsuz hündür divarlarla hüdudlanmış fəza oblastı sonsuz dərin potensial çuxur adlanır. Sadəlik naminə əvvəlcə birölçülü sonsuz dərin düzbucaqlı potensial çuxurda hərəkət edən hissəcik üçün Şredinger tənliyinin necə həll edildiyinə baxaq. fərz edək ki, hissəcik x oxu boyunca hərəkət edir və onun hərəkət oblastı $x=0$ və $x=l$ sonsuz hündür və keçilməz divarlarla məhdudlaşmışdır (şəkil 16.1). Bu halda hissəciyin hərəkəti $0 \leq x \leq l$ oblastında baş verir və onun potensial enerjisi aşağıdakı kimi təyin olunur:



Səkil

$$u(x) = \begin{cases} 0, & 0 < x < l, \\ \infty, & x \leq 0, x \geq l \end{cases} \quad (16.1)$$

Sonsuz dərin potensial çuxurun sərhədlərində hissəciyə elə böyük qüvvələr təsir edir ki, o, kənara çıxıb bilmir və həmişə potensial çuxurun daxilində qalır. Qeyd etmək lazımdır ki, belə potensial çuxur təbiətdə mövcud deyildir (yəni, o, ideal modeldir), lakin bir sıra kvant effektlərini izah etmək üçün o, yaxşı misaldır. Bundan başqa, bir sıra sistemləri, məsələn, metalda elektronları və ya atom nüvəsində nuklonları təqribi təsvir etmək üçün potensial çuxur modelindən müvəffəqiyyətlə istifadə etmək olur.

Hissəciyin x oxu boyunca birölçülü hərəkəti üçün Şredinger tənliyi $\hat{H}\psi = E\psi$ aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + u(x) \right] \psi(x) = E\psi(x). \quad (16.2)$$

Bu tənliyi iki hal üçün, yəni potensial çuxurdan kənarda və potensial çuxurun daxilində hissəcik üçün həll etmək lazımdır. Bu məqsədlə (16.2) tənliyini

$$\frac{1}{\psi} \frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{2m}{\hbar^2} (u - E) \quad (16.3)$$

kimi yazmaq əlverişlidir. Potensial çuxurdan kənarda $u(x) = \infty$ olduğundan (16.3) tənliyi $\frac{1}{\psi} \frac{d^2\psi}{dx^2} = \infty$

şəklinə düşür və buradan $\psi = 0$ alınır, yəni potensial çuxurdan kənarda hissəciyin dalğa funksiyası sifra bərabərdir. Bu nəticə əslində dalğa funksiyasının belə bir xassəsinin isbatıdır ki, hissəciyin potensial enerjisi sonsuzluğa bərabər olan fəza oblastında dalğa funksiyası sifra bərabər olur. Dalğa funksiyası kəsilməz olduğu üçün potensial çuxurun divarları üzərindəki nöqtələrdə də o, sifra bərabər olmalıdır, yəni

$$\psi(0) = \psi(l) = 0 \quad (16.4)$$

şərtləri ödənməlidir.

Qeyd edək ki, (16.4) ifadələri potensial çuxurun daxilində hissəcik üçün Şredinger tənliyini həll etməkdən ötrü sərhəd şərtləridir. (16.1)-ə görə potensial çuxurun daxilində $u(x)=0$ olduğundan hissəcik üçün (16.3) Şredinger tənliyi

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k^2\psi = 0 \quad (16.5)$$

şəklinə düşür. Burada

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \quad (16.6)$$

işarə edilmişdir. Aydındır ki, (16.5) tənliyinin ümumi həlli

$$\psi(x) = A\sin kx + B\cos kx \quad (16.7)$$

kimi yazılmalıdır. Lakin (16.4) sərhəd şərtinə görə $\psi(0)=0$ olması üçün (16.7)-də $B=0$ olmalıdır, yəni (16.5) tənliyinin həlli

$$\psi(x) = A\sin(kx + \alpha) \quad (16.8)$$

şəklində axtarılmalıdır. Burada α -başlangıç faza, A -normallaşdırıcı vuruqdur. (16.4) sərhəd şərtlərinə görə $\psi(0) = A\sin\alpha = 0$ və $\alpha=0$ olur. Onda (16.8) həlli

$$\psi(x) = A\sin kx \quad (16.9)$$

şəklinə düşür. (16.4)-dəki ikinci sərhəd şərtinə görə $\psi(l) = A\sin kl = 0$ alınır ki, bu bərabərliyin də ödənməsi üçün

$$kl = \pm n\pi, \quad k = \pm \frac{n\pi}{l}, \quad n=1,2,3,\dots \quad (16.10)$$

olmalıdır. Deməli, birölçülü sonsuz dərin potensial çuxurun daxilində hərəkət edən hissəcik üçün (16.5) Şredinger tənliyinin həlli

$$\psi_n(x) = A\sin \frac{n\pi}{l}x, \quad n=1,2,3,\dots \quad (16.11)$$

olur. Qeyd edək ki, burada $n=0$ ola bilməz, çünki bu, o demək olardı ki, fəzanın hər yerində $\psi(x)=0$ olur; yəni hissəcik heç yerdə mövcud deyildir. Bu isə məsələnin şərtinə ziddir.

(16.11)-də A əmsalı $\psi_n(x)$ funksiyasının normallıq şərtinə əsasən tapılır:

$$1 = \int_0^l [\psi_n(x)]^2 dx = A^2 \int_0^l \sin^2 \frac{n\pi}{l}x dx = \frac{A^2}{2} \int_0^l \left(1 - \cos \frac{2\pi n}{l}x\right) dx = \frac{A^2 l}{2}.$$

Buradan $A = \sqrt{\frac{2}{l}}$ alınır. Beləliklə, ortonormallıq şərtini ödəyən (16.11) funksiyaları aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{\pi n}{l}x, \quad (16.12)$$

$$\int_0^l \psi_n(x) \psi_m(x) dx = \delta_{nm}. \quad (16.13)$$

(16.6) və (16.10) düsturlarına əsasən hissəciyin enerjisi üçün

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} \cdot n^2, \quad n=1,2,3,\dots \quad (16.14)$$

ifadəsini alırıq. Buradan görünür ki, potensial çuxurun daxilində hissəciyin enerjisi yalnız

$$E_1 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2}, \quad E_2 = 4E_1, \quad E_3 = 9E_1, \quad E_4 = 16E_1, \dots \quad (16.15)$$

diskret qiymətlərini ala bilər, yəni kvantlanır. Qeyd etmək vacibdir ki, enerjinin kvantlanması təbii şəkildə, yəni heç bir əlavə fərziyyə olmadan meydana çıxır. Baxdığımız halda enerjinin kvantlanması inteqrallama oblastının uclarında dalğa funksiyasının üzərinə qoyulmuş sərhəd şərtlərindən bilavasitə alınan nəticədir.

(16.14) düsturundan görünür ki, sonsuz dərin birölçülü potensial çuxurda hissəciyin ən kiçik enerjisi, yəni $n=1$ olan halın enerjisi həmişə sıfırdan fərqlidir: $E_1 \neq 0$. Bu isə klassik fizika təsəvvürlərinə bir növ ziddir. Çünki potensial çuxurun daxilində $u(x)=0$ olduğundan hissəciyə qüvvə təsir etmir və klassik fizikaya görə belə halda hissəcik sükunətdə də ola bilər. Sonsuz dərin potensial çuxurda hissəciyin minimal enerjisinin sıfırdan fərqli olması Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik prinsipinə də tam uyğun gəlir. Doğrudan da potensial çuxurda hissəciyin koordinatının qeyri-müəyyənliyi $\Delta x \sim l$ olduğundan onun impulsunun qeyri-müəyyənliyi $\Delta p_x \sim \frac{\hbar}{l}$ olar. Lakin $p \geq \Delta p$

olduğundan hissəciyin enerjisi üçün $E = \frac{p^2}{2m} \geq \frac{\hbar^2}{2ml^2}$ alınır ki, bu da E_1 enerjisi ilə eyni tərtiblidir.

Hissəciyin mümkün olan ən kiçik enerjili halına onun əsas və ya normal halı deyilir. Digər bütün mümkün olan hallar isə həyəcanlanmış hallar adlanır.

(16.12) və (16.14) ifadələrindən görünür ki, sonsuz dərin birölçülü potensial çuxurda hərəkət edən hissəciyin enerji spektri cırlaşmamışdır, yəni enerjinin hər bir E_n qiymətinə bir dənə ψ_n dalğa funksiyası uyğun gəlir.

Hissəciyin enerjisinin aldığı (16.15) diskret qiymətləri simvolik olaraq üfqi düz xətlər şəklində göstərilir və enerji səviyyələri adlanır. (16.14) düsturundan istifadə etməklə iki qonşu səviyyənin enerjiləri fərqi tapılır:

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (2n+1) \quad (16.16)$$

Buradan görünür ki, hissəciyin m kütləsi və onun hərəkət oblastının l ölçüsü kiçik olduqca enerji səviyyələri arasındakı fərq böyüyür, yəni enerjinin diskretliyi (kvantlanması) özünü daha yaxşı büruzə verir və əksinə. Məsələn, $l=5 \cdot 10^{-8}$ sm ölçülü fəza oblastında yerləşən elektron üçün ($m \sim 10^{-27}$ q) $\Delta E \sim 1$ eV olduğu halda, kütləsi $m \sim 10^{-23}$ q olan və $l \sim 10$ sm ölçülü oblastda hərəkət edən molekul üçün enerji səviyyələri arasındakı fərq $\Delta E \sim 10^{-20}$ eV olur. Bu fərq isə, məsələn $kT=0,025$ eV ilə müqayisədə o qədər kiçikdir ki, molekulun enerjisini praktik olaraq kəsilməz dəyişən kəmiyyət hesab etmək olar.

İndi isə $\frac{\Delta E_n}{E_n}$ nisbətini taparaq. (16.14) və (16.16) düsturlarına əsasən

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = \frac{2n+1}{n^2} \quad (16.17)$$

alınır ki, buradan da

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\Delta E_n}{E_n} = 0 \quad (16.18)$$

olduğu görünür. Deməli, n kvant ədədinin çox böyük qiymətlərində enerji səviyyələri arasındakı fərq sıfıra yaxınlaşır ($\Delta E_n \rightarrow 0$), yəni enerji səviyyələri elə bil ki, bir-birinə qovuşur və enerjinin diskretliyi onun kəsilməz dəyişməsi ilə əvəz olunur.

Nəhayət, sonsuz dərin birölçülü potensial çuxurun daxilində hissəciyin müşahidə olunması ehtimalının sıxlığını dW/dx həm klassik mexanikaya, həm də kvant mexanikasına görə taparaq. Aydındır ki, hissəciyin dx intervalında müşahidə olunması ehtimalı klassik mexanikaya görə hissəciyin həmin intervalda olması müddəti dt ilə düz mütənasibdir:

$$dW_{kl} \sim dt.$$

Digər tərəfdən, hissəciyə qüvvə təsir etmədikdə $v = \frac{dx}{dt} = const$ olduğundan

$$dW_{kl} \sim \frac{1}{v} dx = c dx$$

yaza bilərik. Yəni dW_{kl} ehtimalı dx intervalı ilə düz mütənasibdir. Lakin $0 \leq x \leq l$ intervalında hissəciyin müşahidə olunması ehtimalı 1-ə bərabər olduğundan

$$W_{kl} = \int_0^l dW_{kl} = c \int_0^l dx = cl = 1$$

və buradan $c = \frac{1}{l}$ alırıq. Onda klassik mexanikaya görə ehtimal sıxlığı

$$\frac{dW_{kl}}{dx} = \frac{1}{l} = const \quad (16.19)$$

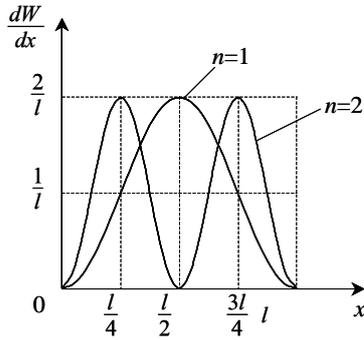
olur və deməli, potensial çuxurun daxilində x -dən asılı olmayan sabit kəmiyyətdir. Deməli, klassik mexanikaya görə sonsuz dərin birölçülü potensial çuxurun daxilində hərəkət edən hissəciyin bütün nöqtələrdə olması ehtimalı eynidir (16.2 şəklində düz xətt).

İndi isə kvant mexanikasına görə ehtimal sıxlığını tapaq. Məlumdur ki,

$$dW_{kv} = |\psi_n(x)|^2 dx \quad (16.20)$$

kəmiyyəti hissəciyin dx intervalında yerləşməsi ehtimalını təyin edir. Onda (16.12)-yə əsasən kvant mexanikasına görə ehtimal sıxlığı

$$\frac{dW_{kv}}{dx} = |\psi_n(x)|^2 = \frac{2}{l} \sin^2 \frac{n\pi}{l} x \quad (16.21)$$



Səkil

kimi təyin olunur. Deməli, kvant mexanikasına görə sonsuz dərin birölçülü potensial çuxurun daxilində hərəkət edən hissəciyin müşahidə olunması ehtimalı sabit kəmiyyət olmayıb x koordinatından asılıdır. 16.2 şəklindəki qrafikdən görünür ki,

$\frac{dW_{kv}}{dx}$ ehtimal sıxlığı maksimum və minimum qiymətlərə

malikdir və özü də maksimumların sayı n kvant ədədinə bərabərdir. n kvant ədədinin böyük qiymətlərində maksimumların sayı artır ki, bu da x -dən asılı olaraq güclü ossilyasiya əyrisinə uyğun gəlir. Bu isə o deməkdir ki, $n \rightarrow \infty$ olduqda kvant mexanikasına görə hesablanmış ehtimal sıxlığı

$(\frac{dW_{kv}}{dx})$ klassik mexanika təsəvvürlərinə əsasən tapılmış ehtimal

sıxlığına $(\frac{dW_{kl}}{dx})$ uyğun gəlir. Doğrudan da $\sin^2 \frac{n\pi}{l} x$

funksiyasını istənilən sonlu interval üzrə inteqrallama zamanı $1/2$ ilə əvəz etmək olar.

Beləliklə, sonsuz dərin birölçülü potensial çuxurda hissəciyin hərəkəti kimi sadə kvantmexaniki məsələnin həlli aşağıdakı nəticələri çıxarmağa imkan verir:

1. Potensial çuxurda hərəkət edən hissəciyin enerjisi diskret qiymətlər alır (kvantlanır);
2. Hətta ən kiçik $E=E_1$ enerjili halda (əsas halda) hissəcik kinetik enerjisi sıfıra bərabər olan tam sükunətdə olmur;
3. Hissəciyin kütləsi və onun hərəkətinin baş verdiyi fəza oblastının ölçüləri kiçik olduqca enerjinin diskretliyi (kvantlanması) özünü daha yaxşı büruzə verir;
4. Kvant ədədinin böyük qiymətlərində kvantmexaniki ifadələr klassik fizika düsturlarına keçir ki, bu da ümumi uyğunluq prinsipinin xüsusi halıdır.

Növbəti paragraflarda görəcəyik ki, bu nəticələr yalnız sonsuz dərin birölçülü potensial çuxurda hissəciyin hərəkətinə aid olmayıb, tamamilə ümumi xarakter daşıyır. Bundan başqa, halların kvantlanması üçün sistemin keçilməz olan divarlarla hüdudlanması heç də məcburi deyildir (məsələn, harmonik ossilyator, rotator, hidrogenəbənzər atom və s.). Həm də elə təsəvvür yaranmamalıdır ki, diskret enerji səviyyələrinin mövcudluğu kvantmexaniki sistemlərin vacib əlamətidir. Bəzi hallarda (məsələn, sərbəst hissəcik) kvantmexaniki sistemlər də kəsilməz enerji spektrinə malik olur.

İndi isə daha mürəkkəb olan hala, yəni hissəciyin sonsuz dərin üçölçülü potensial çuxurda hərəkəti üçün Şredinger tənliyinin həllinə baxaq. Belə potensial çuxur riyazi olaraq aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$u(x, y, z) = \begin{cases} 0; & 0 < x < l_1; & 0 < y < l_2; & 0 < z < l_3 \\ \infty; & x \leq 0, x \geq l_1; & y \leq 0, y \geq l_2; & z \leq 0, z \geq l_3. \end{cases} \quad (16.22)$$

Bu halda Şredinger tənliyi (16.3)-ə oxşar olaraq

$$\frac{1}{\psi(x, y, z)} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \psi(x, y, z) = \frac{2m}{\hbar^2} [u(x, y, z) - E] \quad (16.23)$$

kimi yazılır. (16.22)-yə görə potensial çuxurdan kənarda $u(x,y,z)=\infty$ olduğundan, (16.23) tənliyinə əsasən $\psi(x,y,z)=0$ alınır. Dalğa funksiyası kəsilməz olduğu üçün sonsuz dərin üçölçülü potensial çuxurun divarları üzərindəki nöqtələrdə də dalğa funksiyası sıfır bərabər olmalıdır, yəni

$$\begin{aligned}\psi(0,y,z) &= \psi(l_1,y,z) = 0, \\ \psi(x,0,z) &= \psi(x,l_2,z) = 0,\end{aligned}\quad (16.24)$$

$$\psi(x,y,0) = \psi(x,y,l_3) = 0$$

şərtləri ödənməlidir. (16.24) ifadələri üçölçülü sonsuz dərin potensial çuxurun daxilində ($u=0$) hissəcik üçün

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k^2 \psi = 0 \quad (16.25)$$

Şredinger tənliyini həll edərkən istifadə olunacaq sərhəd şərtləridir. Burada k –(16.6) kimi təyin olunur. (16.25) tənliyini dəyişənlərin ayrılması üsuluna əsasən həll edəcəyik. Bunun üçün həmin tənliyin həlli olan $\psi(x,y,z)$ funksiyasını bir-birindən asılı olmayan üç dənə funksiyanın hasilində göstərik:

$$\psi(x,y,z) = \psi_1(x)\psi_2(y)\psi_3(z) \quad (16.26)$$

(16.26)-i (16.25)-də yazaraq alınan tənliyi $\psi_1\psi_2\psi_3$ hasilinə bölsək və k üçün (16.6) ifadəsini nəzərə alsaq

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\psi_1} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\psi_2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial y^2} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\psi_3} \frac{\partial^2 \psi_3}{\partial z^2} = E \quad (16.27)$$

yaza bilərik. Sol tərəfdəki hədlər bir-birindən asılı olmadığına görə (16.27) bərabərliyinin ödənməsi üçün həmin hədlərin hər biri müəyyən sabitə bərabər olmalıdır:

$$\begin{aligned}-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\psi_1} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2} &= E_1, \\ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\psi_2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial y^2} &= E_2, \\ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\psi_3} \frac{\partial^2 \psi_3}{\partial z^2} &= E_3.\end{aligned}\quad (16.28)$$

Aydındır ki, (16.27) və (16.28) ifadələrində

$$E = E_1 + E_2 + E_3 \quad (16.29)$$

şərti ödənməlidir.

Deməli, (16.25) tənliyi bir-birindən asılı olmayan üç dənə (16.28) tənliklərinə parçalanır və özü də bu tənliklərin hər biri sonsuz dərin birölçülü potensial çuxurda hərəkət edən hissəcik üçün (16.5) Şredinger tənliyinə oxşardır. Ona görə də həmin tənliklərin (16.24) sərhəd şərtlərinə tabe olan və ortonormallıq şərtini ödəyən həlləri (16.12) və (16.14) ifadələri ilə təyin olunur:

$$\begin{aligned}\psi_{n_1}(x) &= \sqrt{\frac{2}{l_1}} \sin \frac{\pi n_1}{l_1} x, E_{n_1} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml_1^2} n_1^2 \\ \psi_{n_2}(y) &= \sqrt{\frac{2}{l_2}} \sin \frac{\pi n_2}{l_2} y, E_{n_2} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml_2^2} n_2^2 \\ \psi_{n_3}(z) &= \sqrt{\frac{2}{l_3}} \sin \frac{\pi n_3}{l_3} z, E_{n_3} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml_3^2} n_3^2.\end{aligned}\quad (16.30)$$

Beləliklə, sonsuz dərin üçölçülü potensial çuxurun daxilində hərəkət edən hissəciyin tam dalğa funksiyası və enerjisi (16.26), (16.29) və (16.30) düsturlarına əsasən aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\begin{aligned}\psi_{n_1 n_2 n_3}(x, y, z) &= \psi_{n_1}(x) \psi_{n_2}(y) \psi_{n_3}(z) = \\ &= \sqrt{\frac{8}{l_1 l_2 l_3}} \sin \frac{n_1 \pi x}{l_1} \sin \frac{n_2 \pi y}{l_2} \sin \frac{n_3 \pi z}{l_3},\end{aligned}\quad (16.31)$$

$$E_{n_1 n_2 n_3} = E_{n_1} + E_{n_2} + E_{n_3} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m} \left(\frac{n_1^2}{l_1^2} + \frac{n_2^2}{l_2^2} + \frac{n_3^2}{l_3^2} \right).\quad (16.32)$$

Burada n_1, n_2, n_3 kvant ədədləri sıfırdan fərqli müsbət tam qiymətlər alır.

(16.31) və (16.32) ifadələrindən görünür ki, sonsuz dərin birölçülü potensial çuxurda hərəkət edən hissəciyin enerji səviyyələrindən fərqli olaraq (16.32) düsturu ilə təyin olunan enerji səviyyələri cırlaşmışdır. Belə ki, ümumiliyi pozmadan (16.1) və (16.32)-də sadəlik naminə $l_1=l_2=l_3$ götürsək, hissəciyin enerjisi

$$E_{n_1 n_2 n_3} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (n_1^2 + n_2^2 + n_3^2)\quad (16.33)$$

düsturu ilə təyin olunur. Buradan isə görünür ki, enerjinin eyni bir qiyməti n_1, n_2 və n_3 kvant ədədlərinin müxtəlif kombinasiyalarına uyğun gəlir. Deməli, enerjinin eyni bir $E_{n_1 n_2 n_3}$ qiymətinə bir-birindən n_1, n_2, n_3 kvant ədədlərinin müxtəlif kombinasiyaları ilə fərqlənən bir neçə (16.31) dalğa funksiyası uyğun gəlir.

Misal olaraq

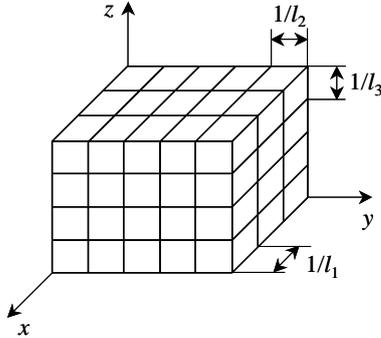
$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} \cdot 6\quad (16.34)$$

enerji səviyyəsinə baxaq. (16.33) və (16.34) ifadələrinin müqayisəsindən görünür ki, $n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = 6$ olmalıdır. n_1, n_2 və n_3 kvant ədədlərinin hər biri sıfırdan böyük qiymətlər aldığı üçün bu bərabərliyi həmin kvant ədədlərinin aşağıdakı kimi üç müxtəlif kombinasiyası ödəyə bilər:

- 1) $n_1=2, n_2=1, n_3=1$;
- 2) $n_1=1, n_2=2, n_3=1$;
- 3) $n_1=1, n_2=1, n_3=2$.

Beləliklə, (16.34) enerji səviyyəsinə (16.3) ilə təyin olunan üç dənə müxtəlif ψ_{211}, ψ_{121} və ψ_{112} məxsusi funksiya uyğun gəlir, yəni bu səviyyənin cırlaşma tərtibi 3-ə bərabərdir.

Sonsuz dərin üçölçülü potensial çuxurda hərəkət edən hissəciyin enerjisinin mümkün olan qiymətlərini və bu qiymətlərə uyğun olan hallarını əyani şəkildə göstərmək üçün aşağıdakı kimi həndəsi qurmadan istifadə etmək əlverişlidir. Hər bir elementar özəyi tilləri $1/l_1, 1/l_2, 1/l_3$ olan düzbucaqlı paralelepiped formasında olan fəza qəfəsinə baxaq (şəkil



Şəkil

16.3). Belə elementar özəyin həcmi $\frac{1}{l_1 l_2 l_3}$ olar. Hissəciyin hər

bir halı n_1, n_2, n_3 tam ədədlər yığımı ilə xarakterizə olunduğundan bu fəza qəfəsinin $n_1/l_1, n_2/l_2, n_3/l_3$ koordinatlarına malik olan düyünü bu hala uyğun gələcəkdir.

Həmin hala uyğun gələn enerjini isə, koordinat başlanğıcı ilə bu halı təsvir edən düyün nöqtəsini birləşdirən \vec{A} vektoru vasitəsilə ifadə etmək olar. Belə ki, bu \vec{A} vektorunun kvadratı

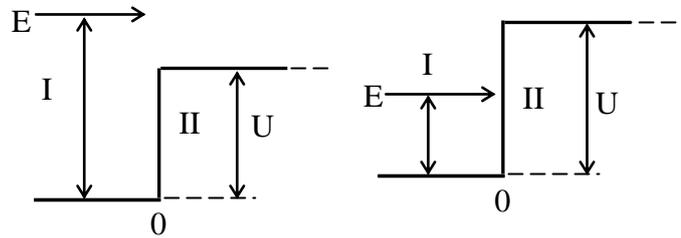
$A^2 = n_1^2/l_1^2 + n_2^2/l_2^2 + n_3^2/l_3^2$ kimi təyin olunduğundan (16.32) düsturuna əsasən $E_{n_1 n_2 n_3} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m} \cdot A^2$ yazıla bilər.

Əgər $l_1=l_2=l_3$ olsa, baxılan fəza qəfəsi kub şəkilli olacaqdır və bu qəfəsin müxtəlif düyün nöqtələrinə həmişə müxtəlif hallar ($\psi_{n_1 n_2 n_3}$ dalğa funksiyaları) uyğun gələcəkdir ki, bu halların da bəziləri eyni bir $E_{n_1 n_2 n_3}$ enerjisinə malik ola bilər. Məsələn, enerjiyə üç müxtəlif hal (düyün nöqtəsi) uyğun gəlir. Əlavə olaraq daha iki misala baxaq. Fərz edək ki, $n_1=1, n_2=1, n_3=1$. Bu halda $n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = 3$ olur. Kvadratlarının cəmi 3-ə bərabər olan başqa üç dənə tam ədəd olmadığından,

ψ_{111} halına enerjinin yalnız bir dənə $E = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} \cdot 3$ qiyməti uyğun gəlir. İndi əgər $n_1=1, n_2=2, n_3=3$ qiymətlərini götürsək, $n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = 14$ alınır ki, buna uyğun enerji (16.33)-yə görə $E = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} \cdot 14$ olur. Lakin enerjinin bu qiymətinə 6 dənə müxtəlif hal uyğun gəlir: $\psi_{123}, \psi_{132}, \psi_{321}, \psi_{231}, \psi_{213}$. Deməli, E_{123} enerji səviyyəsinin cırlaşma tərtibi altıya bərabərdir.

Sonsuz enə malik olan potensial çəpərdən hissəciyin qayıtması və keçməsi

Şredinger tənliyinin tətbiqinə aid digər bir misal olaraq, hissəciyin sonsuz enə malik olan potensial çəpərdən qayıtması və keçməsi üçün bu tənliyin həllinə baxaq. Fərz edək ki, fəzanın I və II oblastlarında hissəciyin potensial enerjisi bir-birindən sonlu kəmiyyət qədər fərqlənən sabit qiymətlər alır. Real şəraitdə rast gəlinən hallara uyğun olaraq fərz edək ki, fəzanın I və II oblastlarının sərhəddində hissəciyin potensial enerjisi sıçrayışla dəyişir (şəkil 16.4 və 16.5).



Şəkil 16.4

Şəkil 16.5

II oblastı I oblastına nəzərən potensial çəpər adlanır. Potensial enerji $u(x)$ pilləli xətt ilə təsvir olunduğundan bu, pilləli potensial çəpər də adlandırılı bilər. Koordinat sistemini elə seçək ki, x oxu hissəciyin hərəkət istiqamətinə paralel olsun. Onda ψ yalnız x -dən asılı funksiya olacaq və Şredinger tənliyi birözlü hal üçün yazılmalıdır:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - u) \psi = 0. \quad (16.35)$$

Burada hissəciyin u potensial enerjisi 16.4 və 16.5 şəkillərinə uyğun olaraq aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$u(x) = \begin{cases} 0, & x \leq 0, \text{ I oblast} \\ u_0 = \text{const}, & x \geq 0, \text{ II oblast} \end{cases} \quad (16.36)$$

Bu, o deməkdir ki, hissəciyə fəzanın yalnız II oblastında qüvvə təsir edir, I oblastda o, sərbəst hərəkət edir.

Ümumiyyətlə, məsələnin həlli üçün $u(x)$ funksiyasını (16.35) Şredinger tənliyində yazmaq və alınan tənliyi inteqrallamaq lazımdır. Lakin baxdığımız halda $u(x)$ funksiyası kəsilməz olmadığı üçün (sıçrayışla dəyişir) bu üsuldən istifadə etmək olmaz. Ona görə də I və II oblastın hər birində Şredinger tənliyini ayrıca yazmaq və hər bir hal üçün bu tənliyi həll edərək ψ_1 və ψ_2 funksiyalarını tapmaq lazımdır. ψ funksiyası bütün fəzada kəsilməz olmalıdır tələbinə uyğun olaraq potensialın sıçrayışla dəyişdiyi sərhəddə ψ_1 və ψ_2 funksiyaları bir-birinə bərabər götürülməlidir. ψ funksiyasının həm də birinci tərtib törəməsinin kəsilməz olması xassəsi tələb edir ki, ψ_1 və ψ_2 -nin birinci tərtib törəmələri də həmin sərhəddə bir-birinə bərabər olmalıdır. ψ funksiyasının özünün və birinci tərtib törəməsinin kəsilməzliyi şərti məsələni axıra qədər həll etməyə imkan verir.

Beləliklə, (16.36)-ü (16.35)-də nəzərə almaqla I və II oblast üçün Şredinger tənliyini yazaq:

$$\frac{d^2 \psi_1}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2} \psi_1 = 0, \quad (16.37)$$

$$\frac{d^2\psi_2}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - u_0)\psi_2 = 0. \quad (16.38)$$

Burada

$$k_1 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE} = \frac{m v_1}{\hbar} = \frac{2\pi}{\lambda_1}, \quad (16.39)$$

$$k_2 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - u_0)} = \frac{m v_2}{\hbar} = \frac{2\pi}{\lambda_2} \quad (16.40)$$

işarələrini qəbul etsək I və II oblastda Şredinger tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər.

$$\frac{d^2\psi_1}{dx^2} + k_1^2\psi_1 = 0, \quad (16.41)$$

$$\frac{d^2\psi_2}{dx^2} + k_2^2\psi_2 = 0. \quad (16.42)$$

(16.39) və (16.40) ifadələrində λ_1 və λ_2 – uyğun olaraq, I və II oblastda hissəciyin de-Broyl dalğasının uzunluğudur.

(16.41) və (16.42) – sabit əmsallı diferensial tənliklərdir və onların xüsusi həlləri $e^{\pm ik_1x}$ və $e^{\pm ik_2x}$ kimidir. Aydındır ki, bu xüsusi həllər, uyğun olaraq, I və II oblastında hissəciyin müstəvi de-Broyl dalğasını təsvir edir. Doğrudan da, bu həllərdən hər hansı birini, məsələn $e^{\pm ik_1x}$ funksiyasını götürsək və onu zamandan asılı olan $e^{-\frac{i}{\hbar}Et} = e^{-i\omega t}$ "monoxromatik" vuruq ilə ifadə etsək $e^{ik_1x} \cdot e^{-i\omega t} = e^{i(k_1x - \omega t)}$ alarıq ki, bu da I oblastda x oxunun müsbət istiqamətində yayılan müstəvi dalğanı təsvir edir.

Məlumdur ki, (16.41) və (16.42) tənliklərinin ümumi həlləri

$$\psi_1 = a_1 e^{ik_1x} + b_1 e^{-ik_1x} \quad (16.43)$$

$$\psi_2 = a_2 e^{ik_2x} + b_2 e^{-ik_2x} \quad (16.44)$$

kimi yazıla bilər.

Baxılan məsələdə maraqlı cəhət hissəciyin I oblastdan II oblasta hansı şərtlər ödəndikdə keçə bilməsini müəyyən etməkdən ibarətdir. Bu məsələni iki hal üçün araşdıraq: 1) hissəciyin E tam enerjisi II oblastda onun u_0 potensial enerjisindən böyükdür (şəkil 16.4) $E > u_0$ və 2) $E < u_0$ (şəkil 16.5).

1. $E > u_0$ olduqda klassik mexanika qanunlarına tabe olan hissəcik tam yəqinliklə, yəni hökmən I oblastdan II oblasta keçəcəkdir. Doğrudan da, məsələn, baxılan hissəcik elektrik yükünə malikdirsə və I oblastda soldan sağa doğru hərəkət edirsə, I və II oblastların sərhəddində o, ləngidici sahənin təsirinə üstün gələrək öz hərəkətini II oblastda kiçilmiş $E - u_0$ kinetik enerjisi ilə davam etdirir.

Lakin kvant mexanikası qanunlarına, yəni Şredinger tənliyinə tabe olan hissəcik, məsələn, elektron, aşağıdakı mülahizələrdən göründüyü kimi, özünü tamamilə başqa cür aparır. Elektronun hərəkəti müstəvi de-Broyl dalğası ilə təsvir olunur. İki oblastın potensialın qəflətən (sıçrayışla) dəyişməsinin baş verdiyi sərhəddində bu dalğa özünü sındırma əmsalı müxtəlif olan iki oblastın sərhəddində işıq dalğasına bənzər aparacaqdır. Başqa sözlə, I və II oblastların sərhəddində de-Broyl dalğası qismən I oblasta qayıdacaq və qismən də II oblasta keçəcəkdir. Biz həm də belə deyə bilərik ki, elektronun müəyyən qayıtma ehtimalı və II oblasta müəyyən keçmə ehtimalı vardır. Baxılan məsələdə əsas məqsəd də məhz bu ehtimalları tapmaqdan ibarətdir. Bunun üçün hər şeydən qabaq qeyd edək ki, e^{ik_1x} xüsusi həlli x oxunun müsbət istiqamətində (soldan sağa) yayılan, yəni düşən dalğaya, e^{-ik_1x} xüsusi həlli isə qayıdan (əks olunan) dalğaya uyğundur. I oblastda həm düşən, həm də qayıdan dalğa yayıldığından bu oblastda ümumi həllin (16.43) düsturu ilə verilməsi vacibdir və özü də burada a_1^2 -düşən, b_1^2 isə qayıdan dalğanın intensivliyidir. II oblastda isə yalnız bu oblasta keçən dalğa yayılır və ona görə də həmin oblastda ümumi həlli tapmaq üçün (16.44)-də $b_2=0$ götürmək lazımdır. Beləliklə, (16.43) və (16.45) ümumi həllərinin əvəzinə

$$\psi_1 = a_1 e^{ik_1x} + b_1 e^{-ik_1x} \quad (16.45)$$

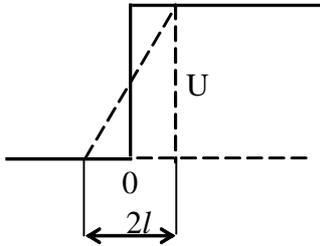
$$\psi_2 = a_2 e^{ik_2x}$$

funksiyalarını alırıq.

İndi düşən dalğanın a_1 amplitudunun 1-ə bərabər olduğunu fərz edərək digər iki b_1 və a_2 amplitudlarını hesablayaq. Bunun üçün biz "sərhəd şərtləri"ndən istifadə edəcəyik. Baxılan məsələ üçün sərhəd şərtləri ondan ibarətdir ki, I və II oblastın sərhəddində ψ dalğa funksiyasının özü və onun birinci tərtib törəməsi kəsilməzdir.

$$\psi_1(0) = \psi_2(0), \quad (16.46)$$

$$\left. \frac{d\psi_1}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\psi_2}{dx} \right|_{x=0}. \quad (16.47)$$



Şəkil 16.6.

Baxılan halda funksiyanın özü kəsilməzdirsə, onun birinci tərtib törəməsinin də kəsilməz olması aşağıdakı mülahizələrdən görünür. Fərz edək ki, 16.4 və 16.5.8 şəkillərində I və II oblastın sərhəddi olan şaquli xətt 16.6 şəklindəki kimi mail qırıq xətlə əvəz edilmişdir. Fərz edək ki, keçid oblastının eni $2l$ -ə bərabərdir və bu oblastda potensial 0-dan u_0 -a qədər dəyişir. (16.39) və (16.40) işarələmələrini nəzərə almaqla (16.41) və (16.42) tənliklərinin hər ikisini

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -k^2\psi \quad (16.48)$$

kimi yazmaq. Burada k' əmsalı $(-l, +l)$ intervalında kəsilməz olaraq $k'=k_1$ -dən $k'=k_2$ -yə qədər dəyişir. Aydındır ki, bu interval üçün

$$\int_{-l}^l \frac{d^2\psi}{dx^2} dx = \left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x=l} - \left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x=-l} \quad (16.49)$$

yaza bilərik. Digər tərəfdən (16.48)-in sağ tərəfinə orta qiymət haqqında teoremi tətbiq edərək

$$\int_{-l}^l k^2\psi dx = 2l \overline{k^2\psi} \quad (16.50)$$

yaza bilərik. (16.48)-(16.50) ifadələrinə əsasən

$$\left. \frac{d\psi_1}{dx} \right|_{x=l} - \left. \frac{d\psi_2}{dx} \right|_{x=-l} = -2l \overline{k^2\psi} \quad (16.51)$$

olduğu görünür. (16.51)-də $l \rightarrow 0$ şərti ilə limitə keçsək

$$\left. \frac{d\psi_1}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\psi_2}{dx} \right|_{x=0}$$

alırıq ki, bu da (16.47)-ə uyğundur.

Funksiyanın (16.46) kəsilməzlik şərtinə əsasən (16.45) ifadələrindən $a_1=1$ olduqda

$$1 + b_1 = a_2 \quad (16.52)$$

alınır. Eyni qayda ilə (16.47) və (16.56) ifadələrinə əsasən tapırıq ki,

$$1 - b_1 = \frac{k_2}{k_1} a_2. \quad (16.53)$$

(16.52) və (16.53) tənliklərini birgə həll edərək b_1 və a_2 kəmiyyətlərini tapırıq:

$$b_1 = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}, a_2 = \frac{2k_1}{k_1 + k_2}. \quad (16.54)$$

İndi isə optika ilə yuxarıda göstərdiyimiz oxşarlıqdan istifadə edərək R qayıtma və D şəffaflyq əmsalını tapa bilərik. Optikadan məlumdur ki, qayıtma əmsalı R qayıtdan və düşən dalğaların amplitudlarının kvadratları nisbətində bərabərdir ($R = \frac{b_1^2}{a_1^2}$). Lakin bizim qəbul etdiyimiz şərtə görə

$a_1=1$ olduğunu və (16.54)-ni nəzərə alsaq

$$R = b_1^2 = \left(\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2 \quad (16.55)$$

olar. D şəffaflyq əmsalını hesablayarkən keçən və düşən dalğaların amplitudlarının kvadratlarının nisbətini hissəciyin uyğun sürətlərinin nisbətinə vurmaq lazımdır. Bunun səbəbi aşağıdakı mülahizələrdən aydın olur. Şəffaflyq əmsalı sərhəddən keçən hissəciklər selinin düşən hissəciklər selinə olan nisbətində bərabərdir. Oturacağıın sahəsi 1 sm^2 , hündürlüyü isə hissəciklərin v sürətinə bərabər olan silindr götürək. Bu silindrdə hissəciklərin sıxlığı ρ olarsa, onda həmin silindrdəki hissəciklərin ümumi sayı ρv olar və bu hissəciklərin hamısı silindrin oturacağından 1 san ərzində keçər. Deməli, hissəciklər seli ρv -yə bərabərdir və onda şəffaflyq əmsalı

$$D = \frac{\rho_2 \cdot v_2}{\rho_1 \cdot v_1} \quad (16.56)$$

olar. Lakin hissəciklərin ρ sıxlığı de-Broyl dalğasının amplitudunun kvadratı ilə düz mütənasib, (16.39) və (16.40) ifadələrinə əsasən sürətlərin nisbəti isə

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_2}{p_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{k_2}{k_1} \quad (16.57)$$

olduğundan, (16.56) ifadəsini

$$D = \frac{a_2^2}{a_1^2} \cdot \frac{k_2}{k_1} = a_2^2 \cdot \frac{k_2}{k_1} \quad (16.58)$$

kimi yazmaq olar. a_2 üçün (16.54) düsturundan istifadə etsək

$$D = \frac{4k_1 k_2}{(k_1 + k_2)^2} \quad (16.59)$$

olar.

Korpuskulyar nəzəriyyə baxımından R və D əmsallarını belə mənalandırmaq olar ki, $R - I$ və II oblastın sərhəddində hissəciyin qayıtmaya (əks olunmaya) məruz qalması ehtimalını, D isə hissəciyin II oblasta keçməsi və ya deyildiyi kimi, potensial çəpəri dəf etməsi ehtimalını göstərir.

(16.55) və (16.56) ifadələrinə əsasən

$$R + D = 1 \quad (16.60)$$

olduğunu tapırıq ki, bu da ehtimalların toplanması teoreminə tam uyğun gəlir. Belə ki, tam yəqinliklə hökm etmək olar ki, I və II oblastlarının sərhəddində hissəcik ya əks olunur, ya da ki, bu sərhəddi keçib gedir.

İndi isə qayıtma və buraxma (şəffaflyq) əmsallarını hissəciyin E tam enerjisi və potensial çəpərin u_0 hündürlüyü vasitəsilə ifadə edək. Bu məqsədlə (16.39) və (16.40) ifadələrinə əsasən

$$k_1 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE} = \frac{p_1}{\hbar}, \quad k_2 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - u_0)} = \frac{p_2}{\hbar}$$

olduğunu (16.55) və (16.59)-də nəzərə almaq lazımdır:

$$R = \left(\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2 = \left(\frac{p_1 - p_2}{p_1 + p_2} \right)^2 = \left(\frac{1 - \sqrt{1 - u_0/E}}{1 + \sqrt{1 - u_0/E}} \right)^2, \quad (16.61)$$

$$D = 1 - R = 4 \cdot \frac{\sqrt{1 - u_0/E}}{(1 + \sqrt{1 - u_0/E})^2}. \quad (16.62)$$

16.1 cədvəlində R və D kəmiyyətlərinin bəzi ədədi qiymətləri verilmişdir. Bu cədvəldən görünür ki, hissəciyin E enerjisi "potensial pillənin" u_0 hündürlüyündən iki dəfə çox olduqda qayıtma ehtimalı tamamilə hiss oluna bilən qiymətə (3%-ə yaxın) malik olur. $u_0 = E$ olduqda isə hissəciyin II oblasta daxil olması ümumiyyətlə qeyri-mümkündür. Halbuki, klassik mexanikaya görə bu halda və həm də cədvəldə baxılan digər hallarda hissəcik tam yəqinliklə II oblasta keçir, lakin $u_0 = E$ olan halda II oblastda hissəciyin kinetik enerjisi sıfıra bərabər olur.

u_0/E	R	D	E/u_0
---------	-----	-----	---------

0.1	0.0007	0.9993	10
0.5	0.0296	0.9704	2
0.8	0.1459	0.8541	1.25
0.9	0.2700	0.7300	1.11
1.0	1.0000	0.0000	1.00

Adi makroskopik təcrübələrdə bu kvant qayıtmasının müşahidə olunmamasının səbəbi ondan ibarətdir ki, sərhəddə potensial 16.4 şəklindəki kimi qəflətən artmayıb "makroskopik" kəmiyyət intervalında dəyişir. Lakin, əgər, keçid oblastının eni atom ölçüləri ($1-10 \text{ \AA}$) qədər olsa, bu effekt baş verir və onu nəzərə almaq vacibdir.

2. $E < u_0$ olduqda klassik mexanikaya görə I oblastından II oblastına keçid qeyri-mümkündür. Çünki klassik nəzəriyyəyə görə hissəcik fəzanın yalnız u potensial enerjisinin E tam enerjindən kiçik olduğu nöqtələrində ola bilər. Bu, onunla əlaqədardır ki, hissəciyin kinetik enerjisi $\frac{mv^2}{2} = E - u$ həmişə müsbət kəmiyyət olmalıdır. $u_0 > E$ oblastında (potensial çəpər) isə hissəciyin kinetik enerjisi mənfi, sürəti və ya impulsu isə xəyali ədəd olur və buna görə də klassik fizika təsəvvürlərinə görə hissəciyin həmin oblastda olması tamamilə yol verilməzdir.

Kvant mexanikası təsəvvürlərinə görə isə məsələ başqa cürdür. Bunu göstərmək məqsədilə $E < u_0$ halı üçün R qayıtma əmsalını kvant mexaniki üsulla hesablayaq. Hər şeydən qabaq onu qeyd edək ki, (16.40) ifadəsindən görüldüyü kimi, $E < u_0$ olduqda k_2 kəmiyyəti sırf xəyali olur:

$$k_2 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - u_0)} = i \cdot \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(u_0 - E)} = i\chi. \quad (16.63)$$

Burada $i = \sqrt{-1}$ xəyali vahiddir və

$$\chi = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(u_0 - E)}, u_0 > E \quad (16.64)$$

işarə edilmişdir. Ona görə də (16.56) düsturuna əsasən R -i hesablamaq üçün $b_1 = \frac{k_1 - i\chi}{k_1 + i\chi}$

kəmiyyətinin modulunun kvadratını tapmaq lazımdır. Onda yuxarıdakı mülahizələrə əsasən $E < u_0$ halı üçün

$$R = b_1 \cdot b_1^* = |b_1|^2 = \left| \frac{k_1 - i\chi}{k_1 + i\chi} \right|^2, D = 1 - R = 0 \quad (16.65)$$

yazmaq olar.

Deməli, $E < u_0$ olan halda qayıtma əmsalı $R=1$ olur, yəni tam qayıtma baş verir. Görüldüyü kimi, bu, gözlənilən nəticəyə uyğundur. Lakin indi görəcəyimiz kimi, burada gözlənilməz olan odur ki, əks olunmanın tam qayıtma olmasına baxmayaraq, hissəciyin II oblastda olması ehtimalı vardır. Başqa sözlə, qayıtma I və II oblastların hökmən sərhəddində baş vermir, bəzi hissəciklər, sonradan I oblastda qayıtmaq şərtilə, II oblasta daxil olur. Doğrudan da, $E < u_0$ olduqda k_2 əmsalı sırf xəyali olduğundan II oblastda Şredinger tənliyinin həlli

$$\psi_2 = a_2 e^{ik_2 x} = a_2 e^{-\chi x} \quad (16.66)$$

və ona görə də hissəciyin vahid uzunluqda müşahidə olunması ehtimalı

$$\psi_2 \cdot \psi_2^* = |\psi_2|^2 = a_2^2 e^{-2\chi x} = a_2^2 \cdot e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(u_0 - E)} x} \quad (16.67)$$

kimi təyin olunur. Bu isə o deməkdir ki, hissəciyin II oblastda olması ehtimalı vardır. (16.67)-dən görünür ki, x artdıqca bu ehtimal eksponensial olaraq (yəni, böyük sürətlə) azalır, lakin sıfıra bərabər deyildir. Deməli, mikroskopik hissəciklər makroskopik hissəciklər üçün "qadağan" olunmuş oblasta nüfuz edə bilərlər.

Misal olaraq, $u_0 - E = 1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ olduqda elektronun sərhəddən $x = 1 \text{ \AA}$ məsafədə olmasının nisbi ehtimalını tapaq:

$$\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(u_0 - E)} \cdot x = \frac{2}{1,05 \cdot 10^{-34}} \sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \cdot 10^{-10} = 1,023,$$

$$e^{-1,023} = 0,29.$$

Göründüyü kimi, bu ehtimal $\sim 30\%$ olub, çox böyükdür. $x=5 \text{ \AA}$ olduqda həmin ehtimal $e^{-5,2}=0,005$, yəni $\sim 0,5\%$ olub, nisbətən kiçikdir, lakin sıfırdan hələ xeyli böyükdür. Lakin $x=10 \text{ \AA}$ olduqda bu ehtimal $e^{-10,45}=4,54 \cdot 10^{-8}$ nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olur.

Yuxarıda alınan nəticələrin dalğa nəzəriyyəsi baxımından şərhli o qədər də çətin deyildir. Belə ki, $E < u_0$ halı optikadan məlum olan tam daxili qayıtma halına oxşardır. Doğrudan da, həndəsi optikadan məlumdur ki, işıq optik sıxlığı çox olan mühitdən optik sıxlığı az olan mühitə düşdükdə, düşmə bucağı tam daxili qayıtmanın limit bucağından böyükdürsə, o, optik sıxlığı az olan mühitə daxil ola bilmir. Lakin dalğa optikasında isbat olunur və təcrübədə də təsdiq olunur ki, düşmə bucağının hətta limit bucağından böyük qiymətlərində də optik sıxlığı az olan mühitdə amplitudu eksponensial qanunla azalan dalğa sahəsi mövcuddur. Özü də amplitudun bu azalması $e^{-2\pi x/\lambda}$, intensivliyin azalması isə $e^{-4\pi x/\lambda}$ vuruğu ilə təyin olunur. Bu isə, göründüyü kimi, $E < u_0$ halında $|\psi|^2$ ehtimal sıxlığının (16.67) azalması qanununa tam oxşardır. Hesablamalar göstərir ki, işığın ikinci mühitə nüfuz etməsinə baxmayaraq Umov-Poyntinq vektorunun (enerji selinin) iki mühiti ayıran sərhəddə perpendikulyar olan toplananının kifayət qədər böyük zaman müddəti ərzində orta qiyməti sıfıra bərabər olur. Bu, o deməkdir ki, enerjinin birinci mühitdən ikinci mühitə bir istiqamətdə axını (hərəkəti) mövcud deyildir. Bu hadisənin A.A.Eyxenvald tərəfindən ətraflı təhlili göstərdi ki, tam daxili qayıtma zamanı Umov-Poyntinq vektorunun xətləri əyri olur. Belə ki, bu xətlər ikinci mühitə daxil olur və sonra yenidən birinci mühitə qayıdırlar; ikinci mühitdə də sahənin olmasına baxmayaraq işığın qayıtması tam qayıtma olaraq qalır. Buna uyğun olaraq, bizim baxdığımız halda da R qayıtma əmsalı 1-ə, buraxma əmsalı isə sıfıra bərabərdir: hissəciklər II oblasta daxil olaraq müəyyən məsafə qədər ora nüfuz edir və sonra yenidən I oblasta qayıdırlar.

Hissəciklərin "qadağan" olunmuş oblasta daxil olması dalğa nəzəriyyəsi baxımından belə çox sadə şəkildə izah olunmasına baxmayaraq, korpuskulyar nəzəriyyə baxımından bu hadisə ilk baxışda başa düşülmür. Doğrudan da, potensial çəpərdən sağ tərəfdə (II oblast) hissəciyin olması ehtimalı yalnız sıfırdan fərqlidirsə, deməli hissəciyi orada müşahidə etmək olar. Lakin yuxarıda qeyd olunduğu kimi, klassik mexanika baxımından hissəciyin II oblastda müşahidə etmək qeyri mümkündür, çünki $E < u_0$ olduqda hissəciyin I oblastdan II oblasta keçməsi enerjinin saxlanması qanununun pozulması demək olardı. Lakin kvant mexanikası təsəvvürlərinə görə burada heç bir paradoks yoxdur. Çünki daim yadda saxlamaq lazımdır ki, qeyri-müəyyənlik münasibətlərinə görə, mikroskopik hissəciyin x koordinatı və p impulsu eyni zamanda dəqiq qiymət ala bilməz. Ona görə də mikrohissəciyin tam enerjisinin saxlanması, yəni koordinatın funksiyası olan potensial enerji ilə impulsun funksiyası olan kinetik enerjinin eyni zamanda müəyyən qiymət alması haqqında danışığın mənası yoxdur. Bundan başqa, hissəciyin II oblastda müşahidə olunması o deməkdir ki, biz hissəciyin həmin oblastda x koordinatını ölçməliyik. Bununla əlaqədar olaraq isə qeyd etmək lazımdır ki, II oblastda (aydındır ki, $E < u_0$ olduqda hissəcik bu oblasta daxil olsa, onun E tam enerjisi u potensial enerjisindən kiçik olar: $E < u$) koordinatı ölçmək üçün heç də hər hansı üsul yaramır və əgər belə yararlı üsul varsa, onda bu üsulu tətbiq etdikdə hissəcik ölçü cihazı tərəfindən elə bir əlavə enerji (impuls) payı alır ki, bunun da nəticəsində enerjinin saxlanması qanunu pozulmamış olur.

Bu məsələni bir qədər ətraflı şərh edək. Fərz edək ki, hər hansı üsulla biz hissəciyin koordinatını təqribi olaraq ölçə bilmişik və məlum olmuşdur ki, hissəcik potensial çəpərdən (I və II oblastları ayıran sərhəddən) sağ tərəfdə l məsafəsi hüdudunda yerləşmişdir. Başqa sözlə, hissəciyin koordinatının ölçülməsi zamanı qeyri-müəyyənlik l -ə bərabərdir: $\Delta x = l$. Onda qeyri-müəyyənlik münasibətlərinə görə hissəciyin impulsunun qeyri-müəyyənliyi

$$\Delta p \geq \frac{\hbar}{l} \quad (16.68)$$

olar. Bəs bu əlavə Δp impulsu necə yaranır? Hissəciyin sərhəddən sol tərəfdə deyil, məhz sağ tərəfdə yerləşdiyini inamla söyləmək üçün hissəciyin koordinatını təyin etmək məqsədilə istifadə olunan optik cihazın ayırma qüvvəsi kifayət qədər yüksək olmalıdır. Bunun üçün isə, optikadan məlum olduğu kimi, hissəciyin üzərinə göndərilən işığın dalğa uzunluğu uyğun şəkildə kiçik olmalıdır. Lakin belə olan halda işığın səpilməsi nəticəsində hissəcik Kompton təpəsinə məruz qalır ki, bu da impulsun Δp qeyri-müəyyənliyini yaradır. İmpulsun bu Δp qeyri-müəyyənliyinə uyğun olan

$\Delta E = (\Delta p)^2 / 2m$ enerji qeyri-müəyyənliyini tapaıq. (16.67) düsturuna görə x artdııca hissəciyin II oblastda müşahidə olunması ehtimalı eksponensial surətdə azaldığından, hissəciyi sərhəddən olan ələ məsafələrdə axtarmağın mənası olar ki, bu məsafələrdə e -nin üstü vahid tərtibində olsun:

$$\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(u_0 - E)} \cdot l \sim 1. \quad (16.69)$$

Buradan tapırıq ki,

$$l \sim \frac{\hbar}{2\sqrt{2m(u_0 - E)}}. \quad (16.60)$$

Onda (16.68)-ə əsasən impulsun qeyri-müəyyənliyi

$$\Delta p \geq \sqrt{2m(u_0 - E)}$$

və deməli, tam inamla

$$\Delta p > \sqrt{2m(u_0 - E)} \quad (16.71)$$

olar. Buradan

$$(\Delta p)^2 > 2m(u_0 - E)$$

və

$$\Delta E = \frac{(\Delta p)^2}{2m} > u_0 - E \quad (16.72)$$

alınır. Bu isə o deməkdir ki, I oblastda yerləşən hissəciyin enerjisinin qeyri-müəyyənliyi onun E enerjisinin potensial çəpərin u_0 hündürlüyündən olan fərqiindən böyükdür. Beləliklə, hissəciyin koordinatını ölçərkən bu hissəciyin aldığı əlavə enerji $E < u_0$ olan halda onun kinetik və potensial enerjilərinin fərqiindən böyük olur və ona görə də hissəciyin potensial çəpərdən sağ tərəfdə müşahidə olunmasının mümkünlüyü enerjinin saxlanması qanununa zidd deyildir.

Hidrogenəbənzər atomlar üçün Şredinger tənliyinin həlli

Əvvəlki paraqraflarda baxdığımız sadə misallarda biz bir sıra ümumi kvant mexaniki qanunauyğunluqlarla tanış olduq. İndi elektronların real sistemlərdə, yəni kimyəvi elementlərin atomlarında hərəkətini öyrənməyə başlamaq olar.

Qeyd etdiyimiz kimi, hissəciyin mərkəzi sahədə hərəkətinə aid ən mühüm misal olaraq atomda nüvənin yaratdığı Kulon sahəsində bir dənə elektronun hərəkətini göstərmək olar. Nüvədən və bir dənə elektrondan ibarət olan belə ən sadə atom sisteminə hidrogenəbənzər atom deyilir. Hidrogen atomu və istənilən atomun yalnız bir elektronu qalan $(z-1)$ qat müsbət ionu (z -atomun sıra nömrəsidir) hidrogenəbənzər atom hesab oluna bilər. Başqa bir misal olaraq protondan və mənfi yüklü mezondan ibarət olan mezohidrogen atomunu göstərmək olar.

Nüvədən və elektrondan ibarət olan sistemin hərəkəti haqqında məsələ, kütləsi, gətirilmiş kütləyə bərabər olan bir hissəciyin Kulon sahəsində hərəkətinə gətirilir. Hissəciyin mərkəzi sahədə hərəkəti üçün Şredinger tənliyi ümumi şəkildə araşdırılmış və göstərilmişdir ki, bu tənliyin həlli bir-birindən asılı olmayan $R(r)$ radial və $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ sferik funksiyalarının hasili kimi yazıla bilər. $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ sferik funksiyaları impuls momentinin kvadratı operatorunun (\hat{M}^2) məxsusi funksiyaları olub, bütün mərkəzi sahələr üçün eynidir. Şredingen tənliyi həll etməkdən ötrü mərkəzi sahədə hissəciyin $u(r)$ potensial enerjisinin aşkar ifadəsini bilmək tələb olunur. Hidrogenəbənzər atomlarda elektronun nüvə ilə qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisi üçün aşkar ifadə məlumdur, yəni

$$u(r) = -\frac{ze^2}{r}. \quad (16.73)$$

Burada $+ze$ -nüvənin, $-e$ isə elektronun yükü, r -nüvədən elektrona qədər olan məsafədir.

Beləliklə, hidrogenəbənzər atomlar üçün Şredinger tənliyinin radial hissəsini araşdıraraq aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E + \frac{ze^2}{r} - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2} \right] R = 0. \quad (16.74)$$

(16.74) tənliyində

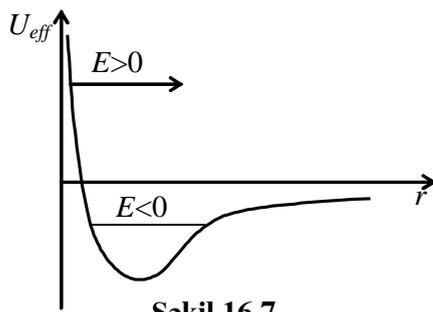
$$m = \frac{M \cdot m_e}{M + m_e} \quad (16.75)$$

kəmiyyəti kütlələri uyğun olaraq, M və m_e olan nüvə və elektrondan ibarət sistemin gətirilmiş kütləsidir. Xüsusi qeydlər yoxdursa, biz bu paraqrafda və gələcəkdə belə hesab edəcəyik ki, nüvə hərəkət etmir, yəni nüvənin M kütləsi elektronun m_e kütləsinə nisbətən sonsuz böyükdür. Əslində, dəqiq desək, sistemin yalnız kütlə mərkəzi tərpənməz (sükunətdə) qala bilər. Lakin ən yüngül olan hidrogen atomunda nüvənin (protonun) kütləsi elektronun kütləsindən 1840 dəfə böyük olduğundan ($M \approx 1840 m_e$), aydındır ki, kütlə mərkəzindən nüvəyə qədər olan məsafə, elektrona qədər olan məsafədən 1840 dəfə kiçik olar və ona görə də birinci, yaxınlaşmada belə hesab etmək olar ki, kütlə mərkəzi nüvə ilə üst-üstə düşür. Onda koordinat başlanğıcını kütlə mərkəzində (nüvədə) götürsək, belə koordinat sistemində kütlə mərkəzi, yəni atomun nüvəsi sükunətdə olar. Bu isə $M \rightarrow \infty$ şərtinə uyğun gəlir və (16.75) ifadəsindən görünür ki, bu halda gətirilmiş kütlə elektronun kütləsinə bərabər olur: $m = m_e$. Məhz bu mənada adətən deyirlər ki, (16.74) tənliyində m -elektronun kütləsidir. Nüvənin hərəkəti ilə əlaqədar olan düzəlişləri nəzərə almaq üçün (16.74) tənliyində və buradan alınan bütün düsturlarda m kütləsinin əvəzinə (16.75) düsturu ilə təyin olunan gətirilmiş kütləni yazmaq lazımdır.

Atom nüvəsinin yaratdığı Kulon sahəsində bir dənə elektronun hərəkətinin kvant mexanikası vasitəsilə tədqiqi, yəni hidrogenəbənzər atomlar üçün Şredinger tənliyinin həlli ümumiyyətlə atomun quruluşunun öyrənilməsi üçün yol açır. Hidrogenəbənzər atomlar üçün kvant nəzəriyyəsi riyazi baxımdan planetlərin Günəş ətrafında hərəkəti (Kepler problemi) üçün, klassik nəzəriyyənin bir növ kvant ümumiləşməsidir. Bu, həm də metodik cəhətdən mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Belə ki, harmonik ossilyator və rotator üçün olduğu kimi, hidrogenəbənzər atomlar üçün də Şredinger tənliyi dəqiq həll oluna bilər. Bu isə atom sistemlərində ümumi kvant mexaniki qanunauyğunluqları aşkar etməyə imkan verir. Belə ki, çoxelektronlu atomların da nəzəriyyəsi hidrogenəbənzər atomların kvant nəzəriyyəsinə əsaslanır. Nəinki mürəkkəb atomların, həm də molekulların dalğa funksiyalarını tapmaq üçün hidrogenəbənzər atomların dalğa funksiyalarından bir başlanğıc kimi istifadə olunur.

Göründüyü kimi, (16.74) tənliyi

$$u_{eff.} = -\frac{ze^2}{r} + \frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{l(l+1)}{r^2} \quad (16.76)$$



Şəkil 16.7

effektiv potensialına malik olan xarici sahədə hissəciyin bir ölçülü hərəkəti üçün Şredinger tənliyidir. Lakin hissəciyin bu birölçülü hərəkəti düz xəttin yalnız $r > 0$ oblastında baş verir. Elə bil ki, $r = 0$ nöqtəsində sonsuz hündür potensial çəpər (divar) yerləşmişdir. (16.76) ifadəsində birinci hədd Kulon qarşılıqlı təsirinin, ikinci hədd isə mərkəzdənqaçma təsirinin enerjisidir.

(16.76) potensial enerjisinə uyğun olan qrafik (potensial əyri) 16.7 şəklinə göstərilmişdir. r -in kiçik qiymətlərində (16.76)-də ikinci hədd daha böyük qiymətlər alır və $u_{eff} > 0$ olur, əksinə, r -in böyük qiymətlərində birinci hədd üstünlük təşkil edir, $u_{eff} < 0$ olur və $r \rightarrow \infty$ olduqda isə $u_{eff} \rightarrow 0$ olur. 16.7

şəkildən göründüyü kimi, elektronun tam enerjisi $E < 0$ olan halda potensial əyrinin forması elədir ki, elektron "potensial çuxurda" hərəkət edir, yəni bu halda elektronun hərəkəti finitdir və enerjisi də kvantlanır. $E > 0$ olan halda isə absis oxundan enerjiyə bərabər məsafədə üfqi istiqamətdə çəkilmiş düz xətt potensial əyrini yalnız bir nöqtədə kəsir və bu, o deməkdir ki, hərəkət yalnız bir tərəfdən potensial çəpərlə məhdudlanmışdır; sonsuzluqdan bu potensial çəpərə doğru sağdan sola hərəkət edən hissəcik həmin çəpərdən əks olunur və yenidən sonsuzluğa gedir. Bu halda enerji kvantlanmır, yəni $E > 0$ olduqda enerji operatorunun spektri diskret olmayıb kəsilməzdir. Biz burada $E < 0$ olan hala baxmaqla kifayətlənəcəyik. $E > 0$ halı toqquşmalar, məsələn elektronların səpilməsi haqqında

məsələlərə uyğundur ki, bu da həm nəzəri, həm də praktik baxımdan böyük əhəmiyyət kəsb edir. Belə məsələlərin həllinə kvant mexanikasının xüsusi bölmələrində baxılır.

Qeyd edək ki, $E < 0$ olan hal üçün (16.74) tənliyini sadələşdirmək məqsədi ilə aşağıdakı kimi əvəzləmələr etmək məqsədəuyğundur:

$$n^2 = -\frac{mz^2 e^4}{2\hbar^2 E}, \quad (16.77)$$

$$\rho = \frac{2mze^2}{n\hbar^2} \cdot r = \frac{2z}{na_0} \cdot r, \quad (16.78)$$

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2}. \quad (16.79)$$

Göründüyü kimi, bu əvəzləmələr (16.74) tənliyində E və r kəmiyyətlərindən adsız n və ρ dəyişənlərinə keçməyə imkan verir. (16.79) düsturu ilə təyin olunan a_0 kəmiyyəti uzunluq vahidi ilə ölçülür. ($a_0 = 0,529 \cdot 10^{-10} m$) və sonra görəcəyimiz kimi birinci Bor orbitinin radiusuna bərabərdir. (16.77) və (16.78) ifadələrini (16.74) tənliyində yazaraq lazımı çevirmələr apardıqdan sonra

$$\frac{d^2 R(\rho)}{d\rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{dR(\rho)}{d\rho} + \left[-\frac{1}{4} + \frac{n}{\rho} - \frac{l(l+1)}{\rho^2} \right] R(\rho) = 0 \quad (16.80)$$

tənliyini alırıq.

(16.76) kimi təyin olunan u_{eff} potensial enerjisi üçün 16.7 şəklindəki qrafikə əsasən (16.74) və ya (16.80) tənliyinin həllinin ümumi xarakteri haqqında fikir söyləmək olar. Aydınır ki, potensial çuxurun daxilində, yəni $r_{min} < r < r_{maks}$ şərti ödəndikdə bu həll rəqs xarakterli, potensial çuxurdan kənarında ($r \rightarrow 0$ və $r \rightarrow \infty$) isə həm sonsuz artan və həm də sonsuz azalan olacaqdır. Sonsuz artan həlləri aradan çıxarmağa imkan verən şərtlərin seçilməsi zəruridir. Harmonik ossilyator üçün olduğu kimi, bu tələb elektronun diskret enerji səviyyələrinin tapılmasına gətirməlidir. Bütün bunları müəyyən etmək üçün isə (16.80) tənliyinin əvvəlcə asimptotik həllərini tapmaq lazımdır. 16.7 şəklindən göründüyü kimi, potensial çuxur simmetriyaya malik olmadığı üçün (16.80) tənliyinin $\rho \rightarrow 0$ və $\rho \rightarrow \infty$ hallarında asimptotik həllərini ayrılıqda axtarmaq lazımdır.

Əvvəlcə $\rho \rightarrow \infty$ halı üçün (16.80) tənliyinin asimptotik həlli olan $R_\infty(\rho)$ funksiyasını tapaq. $\rho \rightarrow \infty$ (və deməli, $r \rightarrow \infty$) olduqda (16.80) tənliyində $1/\rho$ və $1/\rho^2$ daxil olan hədləri nəzərə almamaq olar. Onda bu hal üçün (16.80) tənliyi

$$\frac{d^2 R_\infty}{d\rho^2} - \frac{1}{4} R_\infty = 0 \quad (16.81)$$

şəklinə düşür. Bu tənliyin həlli isə

$$R_\infty(\rho) = C_1 e^{-\rho/2} + C_2 e^{\rho/2} \quad (16.82)$$

kimi axtarıla bilər. Lakin burada ikinci hədd dalğa funksiyasının sonlu olması xassəsinə uyğun gəlmir ($\rho \rightarrow \infty$ olduqda eksponensial qanunla sonsuz artır) və ona görə də nəzərə alınmamalıdır. Bu məqsədlə (16.82)-də $C_2 = 0$ götürülməlidir. C_1 sabiti dalğa funksiyasının ümumi normallaşdırıcı vuruğuna daxil edilə bilər və ona görə də burada onu 1-ə bərabər götürürük. Beləliklə,

$$R_\infty(\rho) = e^{-\rho/2} \quad (16.83)$$

alırıq.

İndi isə $\rho \rightarrow 0$ asimptotik halına baxaq. $\rho \rightarrow 0$ olduqda (16.80) tənliyində orta mütərizədə $l(l+1)/\rho^2$ həddi digər iki həddə nisbətən çox böyük olduğu üçün həmin hədləri nəzərə almamaq olar. Onda bu hal üçün (16.80) tənliyinin asimptotik həllini $R_0(\rho)$ ilə işarə edərək

$$\frac{d^2 R_0}{d\rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{dR_0}{d\rho} - \frac{l(l+1)}{\rho^2} R_0 = 0 \quad (16.84)$$

yaza bilərik. Bu tənliyin həllini $R_0(\rho) = \rho^q$ kimi axtaraq. Burada q -tam ədəddir. Onda q -nü tapmaq üçün (16.84)-ya əsasən

$$q(q+1) - l(l+1) = 0 \quad (16.85)$$

kvadrat tənliyini alırıq. Bu tənliyin həllindən

$$q_1=l, q_2=-(l+1)$$

kökləri tapılır. Deməli, (16.84) tənliyinin ümumi həlli

$$R_0(\rho)=C_1\rho+C_2\rho^{(l+1)} \quad (16.86)$$

olur. Lakin $\rho \rightarrow 0$ olduqda $\rho^{(l+1)}$ funksiyası sonsuz artır və bu, dalğa funksiyasının sonlu olması şərtinə ziddir. Ona görə də (16.86)-da $C_2=0$ götürməklə bu uyğunsuzluğu aradan qaldırmaq lazımdır. Bir qədər əvvəl qeyd etdiyimiz kimi, burada da $C_1=1$ qəbul etmək olar. Onda

$$R_0(\rho)=\rho \quad (16.87)$$

alınır.

Beləliklə, dalğa funksiyasının sonlu olması şərti tələb edir ki, $\rho \rightarrow \infty$ və $\rho \rightarrow 0$ asimptotik hallarında (16.80) tənliyinin həlləri (16.83) və (16.87) kimi təyin olunmalıdır. Onda (16.80) tənliyinin ümumi həllini

$$R(\rho)=R_0(\rho)R_\infty(\rho)u(\rho)=\rho^l e^{-\rho/2} u(\rho) \quad (16.88)$$

şəklində axtarmaq olar. Burada $u(\rho)$ —sonlu və kəsilməz naməlum funksiyadır. Bu funksiyayı tapmaq üçün tənlik almaq məqsədilə (16.88)-i (16.80)-də yazmaq və lazımı çevirmələr aparaq. Onda

$$\rho \frac{d^2 u}{d\rho^2} + (2l+2-\rho) \frac{du}{d\rho} + (n-l-1)u = 0 \quad (16.89)$$

alınır. Burada

$$\beta=2l+1, \alpha=n+l \quad (16.90)$$

işarə etsək

$$\rho \frac{d^2 u}{d\rho^2} + (\beta+1-\rho) \frac{du}{d\rho} + (\alpha-\beta)u = 0$$

tənliyini alırıq ki, bu da birləşmiş Laqer polinomunun $L_\alpha^\beta(\rho)$ ödədiyi tənlik ilə eynidir. Beləliklə, aydın olur ki, (16.89) tənliyinin həlli olan $u(\rho)$ funksiyası birləşmiş Laqer polinomudur:

$$u(\rho)=L_{n+l}^{2l+1}(\rho) \quad (16.91)$$

Deməli, hidrogenəbənzər atomlar üçün Şredinger tənliyinin radial hissəsi olan (16.74) tənliyinin ümumi həlli (16.88) və (16.91) düsturlarına əsasən aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$R_{nl}(r)=C_{nl}\rho^l e^{-\rho/2} L_{n+l}^{2l+1}(\rho), \quad \rho = \frac{2z}{na_0} \cdot r. \quad (16.92)$$

Burada C_{nl} —normallaşdırıcı vuruqdur və $R_{nl}(r)$ funksiyasının normallıq şərtindən tapılır:

$$\int_0^\infty [R_{nl}(r)]^2 r^2 dr = 1. \quad (16.93)$$

(16.92)-ü (16.93)-də nəzərə alsaq

$$1 = \int_0^\infty [R_{nl}(r)]^2 r^2 dr = C_{nl}^2 \int_0^\infty \rho^{2l} e^{-\rho} [L_{n+l}^{2l+1}(\rho)]^2 r^2 dr \quad (16.94)$$

olar. Burada $r = \frac{na_0}{2z} \rho$ olduğunu nəzərə alsaq və (16.90) ifadəsindən istifadə etsək

$$1 = C_{nl}^2 \left(\frac{na_0}{2z} \right)^3 \int_0^\infty \rho^{2l+2} e^{-\rho} [L_{n+l}^{2l+1}(\rho)]^2 d\rho = C_{nl}^2 \left(\frac{na_0}{2z} \right)^3 \cdot \frac{2n \cdot [(n+l)!]^3}{(n-l-1)!} \quad (16.95)$$

alınır. Deməli, hidrogenəbənzər atomların dalğa funksiyasının normallaşdırılmış radial hissəsi (16.92) və (16.95)-yə əsasən

$$R_{nl}(r) = -\sqrt{\left(\frac{2z}{na_0} \right)^3 \cdot \frac{(n-l-1)!}{2n \cdot [(n+l)!]^3}} \rho^l e^{-\rho/2} L_{n+l}^{2l+1}(\rho) \quad (16.96)$$

kimi təyin olunur. Burada kvadrat kök mənfi işarə ilə götürülmüşdür ki, bu da funksiyanın müsbət işarəli olmasını təmin edir.

(16.89) tənliyinin sonlu, birqiymətli və kəsilməz həllinin alınması üçün $n-l-1$ müsbət tam ədəd olmalıdır. Burada l kvant ədədi $l=0, 1, 2, \dots$ müsbət tam qiymətlər ala bildiyindən aydın olur ki, n ədədi yalnız $n=1, 2, 3, \dots$ tam qiymətlərini ala bilər. Deməli, $n=0$ ola bilməz! Bundan başqa, $L_\alpha^\beta(\rho)$ birləşmiş Laqer polinomunun ifadəsində $\beta \leq \alpha$ şərti ödənməlidir. Bu isə o deməkdir ki, n və l kvant ədədləri bir-biri ilə əlaqəli olan qiymətlər almalıdır, yəni $n \geq l+1$ olmalıdır. Deməli, n kvant ədədinin verilmiş qiymətində l kvant ədədi yalnız $l=0, 1, 2, \dots, n-1$ qiymətlərini ala bilər.

Yuxarıda deyilənlərdən və (16.77) ifadəsindən görünür ki, hidrogenəbənzər atomlarda elektronun enerjisi diskret mənfi qiymətlər almalı, yəni kvantlanmalıdır:

$$E_n = -\frac{mz^2 e^4}{2\hbar^3 n^2}, n=1, 2, 3, \dots, \infty. \quad (16.97)$$

Göründüyü kimi, kvant mexanikasında Şredinger tənliyinin həllinə əsasən hidrogenəbənzər atomlarda elektronun enerjisi üçün alınmış (16.97) ifadəsi Bor-Zommerfeld nəzəriyyəsi vasitəsilə tapılmış düsturu ilə eynidir.

Hidrogenəbənzər atomların dalğa funksiyalarını

$$\psi_{nlm}(r, \theta, \varphi) = R_n(r) Y_{lm}(\theta, \varphi) \quad (16.98)$$

kimi yazmaq olar. Burada $R_n(r)$ və $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ funksiyaları, uyğun olaraq, (16.96) ifadəsi ilə təyin olunur.

Hidrogenəbənzər atomların normalanmış $R_n(r)$ radial funksiyaları üçün (16.96) düsturuna əsasən tapılmış bəzi ifadələr isə aşağıdakı kimidir ($n \geq l+1, \rho = \frac{z}{a_0} r$):

n	l	$R_n(r)$
1	0	$2 \left(\frac{z}{a_0} \right)^{3/2} e^{-\rho}$
2	0	$\frac{1}{2\sqrt{2}} \left(\frac{z}{a_0} \right)^{3/2} (2-\rho) e^{-\rho/2}$
2	1	$\frac{1}{2\sqrt{6}} \left(\frac{z}{a_0} \right)^{3/2} \rho e^{-\rho/2}$
3	0	$\frac{2}{81\sqrt{3}} \left(\frac{z}{a_0} \right)^{3/2} (27-18\rho+2\rho^2) e^{-\rho/3}$
3	1	$\frac{4}{81\sqrt{6}} \left(\frac{z}{a_0} \right)^{3/2} (6\rho-\rho^2) e^{-\rho/3}$
3	2	$\frac{4}{81\sqrt{30}} \left(\frac{z}{a_0} \right)^{3/2} \rho^2 e^{-\rho/3}$

(16.99)

(16.98) və (16.99) düsturlarından istifadə edərək hidrogenəbənzər atomların normalanmış dalğa funksiyalarının aşkar ifadəsini yazmaq olar.

Belə ifadələrin bəziləri aşağıda verilmişdir ($\rho = \frac{z}{a_0} r$):

n	l	m	$\psi_{nlm}(r, \theta, \varphi) = R_n(r) Y_{lm}(\theta, \varphi)$
1	0	0	$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{z}{a_0} \right)^{3/2} e^{-\rho}$
2	0	0	$\frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{z}{a_0} \right)^{3/2} (2-\rho) e^{-\rho/2}$

$$\begin{aligned}
2 \quad 1 \quad 0 & \quad \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} \rho e^{-\rho/2} \cdot \cos\theta \\
2 \quad 1 \quad \pm 1 & \quad \frac{1}{8\sqrt{\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} \rho e^{-\rho/2} \cdot \sin\theta e^{\pm i\varphi} \\
3 \quad 0 \quad 0 & \quad \frac{1}{81\sqrt{2\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} (27-18\rho+2\rho^2) e^{-\rho/3} \\
3 \quad 1 \quad 0 & \quad \frac{1}{81\sqrt{2\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} (6\rho-\rho^2) e^{-\rho/3} \cdot \cos\theta \\
3 \quad 1 \quad \pm 1 & \quad \frac{1}{81\sqrt{2\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} (6\rho-\rho^2) e^{-\rho/3} \cdot \sin\theta e^{\pm i\varphi} \\
3 \quad 2 \quad 0 & \quad \frac{1}{81\sqrt{6\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} \rho^2 e^{-\rho/3} (3\cos^2\theta-1) \\
3 \quad 2 \quad \pm 1 & \quad \frac{1}{81\sqrt{\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} \rho^2 e^{-\rho/3} \sin\theta \cos\theta e^{\pm i\varphi} \\
3 \quad 2 \quad \pm 2 & \quad \frac{1}{162\sqrt{\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} \rho^2 e^{-\rho/3} \sin^2\theta e^{\pm 2i\varphi}
\end{aligned} \tag{16.100}$$

Atom fizikasında bir çox hallarda hidrogenəbənzər atomların (16.98) kompleks dalğa funksiyaları əvəzinə həqiqi dalğa funksiyalarından istifadə etmək əlverişli olur. (16.98) kompleks dalğa funksiyalarından fərqli olaraq həqiqi dalğa funksiyalarının bucaqdan asılı hissəsi həqiqi sferik funksiyalardır. Biz həqiqi sferik funksiyaları $S_{lm}(\theta, \varphi)$ kimi işarə edəcəyik. Həqiqi sferik funksiyalar $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ kompleks sferik funksiyaların aşağıdakı xətti kombinasiyalarından alınır:

$$S_{l|m|}(\theta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}} [Y_{l|m|}(\theta, \varphi) + Y_{l-|m|}(\theta, \varphi)] = \frac{1}{\sqrt{\pi}} N_{l|m|}(\cos\theta) \cdot \cos|m|\varphi, \tag{16.101}$$

$$S_{l-|m|}(\theta, \varphi) = \frac{1}{i\sqrt{2}} [Y_{l|m|}(\theta, \varphi) - Y_{l-|m|}(\theta, \varphi)] = \frac{1}{\sqrt{\pi}} N_{l|m|}(\cos\theta) \cdot \sin|m|\varphi, \tag{16.102}$$

$$S_{l0}(\theta, \varphi) = Y_{l0}(\theta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} N_{l0}(\cos\theta). \tag{16.103}$$

Bu ifadələri yazarkən $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ funksiyaları üçün

$$e^{im\varphi} = \cos m\varphi + i \sin m\varphi \tag{16.104}$$

olduğu nəzərə alınmışdır.

Qeyd edək ki, (16.101)-(16.103) ifadələrini birləşdirərək

$$S_{lm}(\theta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{(1+\delta_{m0})\pi}} N_{l|m|}(\cos\theta) \cdot \begin{cases} \cos|m|\varphi, & m \geq 0 \\ \sin|m|\varphi, & m < 0 \end{cases} \tag{16.105}$$

kimi yazmaq olar.

Təyininə görə görünür ki, $S_{lm}(\theta, \varphi)$ həqiqi sferik funksiyaları impuls momentinin kvadratı operatorunun məxsusi funksiyalarıdır, lakin impuls momentinin üstün istiqamət üzrə proyeksiyası operatorunun (\hat{M}_z) məxsusi funksiyaları deyildir, yəni

$$\hat{M}^2 S_{lm}(\theta, \varphi) = \hbar^2 l(l+1) S_{lm}(\theta, \varphi). \tag{16.106}$$

Həqiqi sferik funksiyalar da ortonormallıq şərtini ödəyirlər:

$$\int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} S_{lm}(\theta, \varphi) S_{l'm'}(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi = \delta_{ll'} \delta_{mm'}. \quad (16.107)$$

Burada δ_{kk} –Kronekerin δ -simvoludur.

Beləliklə, hidrogenəbənzər atomların həqiqi dalğa funksiyaları

$$u_{nlm}(r, \theta, \varphi) = R_n(r) S_{lm}(\theta, \varphi) \quad (16.108)$$

kimi təyin olunur (ψ_{nlm} kompleks funksiyalarından fərqləndirmək üçün həqiqi funksiyaları u_{nlm} kimi işarə edəcəyik).

(16.105) düsturuna əsasən $S_{lm}(\theta, \varphi)$ həqiqi sferik funksiyaları üçün tapılmış bəzi ifadələr aşağıda verilmişdir:

l	m	$S_{lm}(\theta, \varphi)$
0	0	$\frac{1}{\sqrt{4\pi}}$
1	0	$\sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \theta$
1	1	$\sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sin \theta \cos \varphi$
1	-1	$\sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sin \theta \sin \varphi$
2	0	$\sqrt{\frac{5}{16\pi}} (3 \cos^2 \theta - 1)$
2	1	$\sqrt{\frac{15}{16\pi}} \sin 2\theta \cos \varphi$
2	-1	$\sqrt{\frac{15}{16\pi}} \sin 2\theta \sin \varphi$
2	2	$\sqrt{\frac{15}{16\pi}} \sin^2 \theta \cos 2\varphi$
2	-2	$\sqrt{\frac{15}{16\pi}} \sin^2 \theta \sin 2\varphi$
3	0	$\sqrt{\frac{63}{16\pi}} \left(\frac{5}{3} \cos^3 \theta - \cos \theta \right)$
3	1	$\sqrt{\frac{21}{32\pi}} (5 \cos^2 \theta \sin \theta - \sin \theta) \cos \varphi$
3	-1	$\sqrt{\frac{21}{32\pi}} (5 \cos^2 \theta \sin \theta - \sin \theta) \sin \varphi$
3	2	$\sqrt{\frac{105}{16\pi}} \sin^2 \theta \cos \theta \cos 2\varphi$
3	2	$\sqrt{\frac{105}{16\pi}} \sin^2 \theta \cos \theta \sin 2\varphi$
3	3	$\sqrt{\frac{35}{32\pi}} \sin^3 \theta \cos 3\varphi$
3	-3	$\sqrt{\frac{35}{32\pi}} \sin^3 \theta \sin 3\varphi$

(16.109)

(16.108), (16.99) və (16.109) ifadələrinə əsasən hidrogenəbənzər atomların bəzi həqiqi dalğa funksiyaları üçün tapılmış ifadələr aşağıdakı kimidir ($\rho = \frac{z}{a_0} r$):

n	l	m	$u_{nlm}(r, \theta, \varphi) = R_{nl}(r)S_{lm}(\theta, \varphi)$
1	0	0	$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} e^{-\rho}$
2	0	0	$\frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} (2-\rho) e^{-\rho/2}$
2	1	0	$\frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} \rho e^{-\rho/2} \cos\theta$
2	1	1	$\frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} \rho e^{-\rho/2} \sin\theta \cos\varphi$
2	1	-1	$\frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} \rho e^{-\rho/2} \sin\theta \sin\varphi$
3	0	0	$\frac{1}{81\sqrt{3\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} (27-18\rho+2\rho^2) e^{-\rho/3}$
3	1	0	$\frac{1}{81\sqrt{2\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} (6\rho-\rho^2) e^{-\rho/3} \cos\theta$
3	1	1	$\frac{1}{81\sqrt{2\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} (6\rho-\rho^2) e^{-\rho/3} \sin\theta \cos\varphi$
3	1	-1	$\frac{1}{81\sqrt{2\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} (6\rho-\rho^2) e^{-\rho/3} \sin\theta \sin\varphi$
3	2	0	$\frac{1}{81\sqrt{6\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} \rho^2 e^{-\rho/3} (3\cos^2\theta-1)$
3	2	1	$\frac{1}{81\sqrt{2\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} \rho^2 e^{-\rho/3} \sin 2\theta \cos\varphi$
3	2	-1	$\frac{1}{81\sqrt{2\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} \rho^2 e^{-\rho/3} \sin 2\theta \sin\varphi$
3	2	2	$\frac{1}{81\sqrt{2\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} \rho^2 e^{-\rho/3} \sin^2\theta \cos 2\varphi$
3	2	-2	$\frac{1}{81\sqrt{2\pi}} \left(\frac{z}{a_0}\right)^{3/2} \rho^2 e^{-\rho/3} \sin^2\theta \sin 2\varphi$

(16.110)

Qeyd edək ki, (16.96) düsturu ilə təyin olunan normalanmış $R_{nl}(r)$ radial funksiyaları həm də aşağıdakı ortoqonallıq şərtini ödəyirlər.

$$\int_0^{\infty} R_{nl}(r)R_{n'l'}(r)r^2 dr = \delta_{nn'} \delta_{ll'} \delta_{mm'} \quad (16.111)$$

(16.107) və (16.111) ifadələrinə əsasən deyə bilərik ki, hidrogenəbənzər atomların (16.98) kompleks və (16.108) həqiqi dalğa funksiyaları ortonormallıq şərtini ödəyirlər, yəni

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \psi_{nlm}^*(r, \theta, \varphi) \psi_{n'l'm'}(r, \theta, \varphi) r^2 dr \sin\theta d\theta d\varphi = \delta_{nn'} \delta_{ll'} \delta_{mm'} \quad (16.112)$$

$$\int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} u_{nlm}(r, \theta, \varphi) u_{n'l'm'}(r, \theta, \varphi) r^2 dr \sin \theta d\theta d\varphi = \delta_{nn'} \delta_{ll'} \delta_{mm'}. \quad (16.113)$$

Hidrogenəbənzər atomların (16.98) və ya (16.108) dalğa funksiyalarının ifadələrinə daxil olan n, l və m ədədləri, uyğun olaraq, baş, orbital və maqnit kvant ədədləri adlanır. Bu kvant ədədləri dalğa funksiyasının ödəməli olduğu təbii (standart) şərtlərin (sonlu, birqiymətli, kəsilməz) tələbinə uyğun olaraq meydana çıxır. n baş kvant ədədi (16.97) düsturuna əsasən hidrogenəbənzər atomda elektronun enerjisini, l orbital kvant ədədi elektronun impuls (orbital) momentini, m maqnit kvant ədədi isə elektronun orbital momentinin üstün istiqamət üzrə proyeksiyasını təyin edir. Həm də belə demək olar ki, bu kvant ədədləri nüvənin yaratdığı mərkəzi sahədə hərəkət edən elektronun tam enerjisinin, impuls momentinin və bu momentin üstün istiqamət üzrə proyeksiyasının saxlanması qanunlarının elə bil ki, kvant mexanikasında ifadəsidir. Hidrogenəbənzər atomlar üçün Şredinger tənliyinin həlli zamanı, dalğa funksiyasının xassələrinə uyğun surətdə, riyazi olaraq, alınır ki, n, l və m kvant ədədləri bir-biri ilə əlaqəli şəkildə aşağıdakı tam qiymətləri alır: $n=1, 2, 3, \dots, \infty$; n baş kvant ədədinin verilmiş qiymətində $l=0, 1, 2, \dots, n-1$; l orbital kvant ədədinin verilmiş qiymətində $m=-l, -l+1, \dots, 0, \dots, l-1, l$, yəni $2l+1$ sayda qiymət. Məsələn,

$$\begin{aligned} n &= 3 \\ l &= 0, 1, 2; \\ l=0; & \quad m=0; \\ l=1; & \quad m=-1, 0, 1; \\ l=2; & \quad m=-2, -1, 0, 1, 2. \end{aligned}$$

(16.97), (16.98) və (16.108) düsturlarından görünür ki, hidrogenəbənzər atomlarda elektronun enerjisi E_n yalnız baş kvant ədədindən asılı olduğu halda dalğa funksiyası n, l və m kvant ədədlərinin üçündən də asılıdır. Bu isə o deməkdir ki, hidrogenəbənzər atomlarda hər bir E_n enerji səviyyəsi müəyyən tərtibdən cırlaşmışdır, yəni enerjinin eyni bir E_n qiymətinə bir-birindən l və m kvant ədədləri ilə fərqlənən müxtəlif hallar (dalğa funksiyaları) uyğun gəlir. Bu halların sayı cırlaşma tərtibi adlanır. n baş kvant ədədinin verilmiş qiymətində $l=0, 1, 2, \dots, n-1$ qiymətlərini, l -in hər bir qiymətində isə m kvant ədədi $2l+1$ sayda qiymətlər aldığından hidrogenəbənzər atomlarda E_n enerji səviyyəsinin cırlaşma tərtibi üçün

$$g_n = \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = 1+3+5+\dots+(2n-1) = n^2 \quad (16.114)$$

alırıq. Deməli, hidrogenəbənzər atomlarda hər bir E_n enerji səviyyəsi n^2 tərtibdən cırlaşmışdır. Məsələn, yuxarıda verilmiş misaldan görünür ki, $n=3$ olduqda cırlaşma tərtibi 9-a bərabərdir. Elektronun spinini də nəzərə aldıqda hidrogenəbənzər atomda E_n enerji səviyyəsinin cırlaşma tərtibi $2n^2$ olur.

m maqnit kvant ədədi üzrə cırlaşma sferik simmetriyaya malik olan mərkəzi sahədə hərəkətin ümumi xassəsidir. Lakin Kulon sahəsində hərəkət edən elektronun enerji səviyyələri həm də l orbital kvant ədədinə görə cırlaşmışdır. Qüvvələr qanununu bir balaca dəyişən kimi, enerji l kvant ədədindən də asılı olur və bu cırlaşma, yəni enerjinin l kvant ədədindən asılı olmaması təsadüfi cırlaşma adlanır.

Kulon sahəsi olmayan digər mərkəzi-simmetrik sahələrdə l üzrə cırlaşma olmur, yəni n -in verilmiş qiymətinə uyğun enerji səviyyəsi l -in müxtəlif qiymətlərinə uyğun gələn n sayda alt səviyyəyə parçalanır. Məsələn, xüsusi halda, hətta hidrogenəbənzər atomda relyativistik effektlərin, nüvənin həcmnin və ya vakuüm düzəlişlərinin nəzərə alınması l üzrə cırlaşmanı aradan qaldırır. Buna oxşar olaraq, atomlarının xarici elektron təbəqəsində bir dənə elektron olan qələvi metallarda daxili təbəqələrdəki elektronların təsiri nəticəsində spektrdə l üzrə cırlaşma aradan qalxmış olur. Əgər sistem həm də onun mərkəzi-simmetriyasını pozan xarici sahədə (məsələn, maqnit sahəsində) yerləşdirilsə, m kvant ədədi üzrə cırlaşma da aradan qalxır, yəni E_n enerji səviyyəsi n^2 sayda alt səviyyəyə parçalanır.

Hidrogenəbənzər atomlarda elektronun enerjisi üçün Şredinger tənliyinin həlli zamanı alınmış (16.97) düsturu Bor-Zommerfeld nəzəriyyəsinə əsasən tapılmış düsturundan fərqlənmədiyindən, hidrogen atomunun ($z=1$) enerji səviyyələrinin (16.97)-ə əsasən qurulmuş sxemi də Bor nəzəriyyəsinə əsasən qurulmuş sxemlə tamamilə üst-üstə düşür. Hidrogen atomunun spektrində şüalanma tezlikləri və müxtəlif seriyalar da kvant mexanikasına əsasən Bor nəzəriyyəsinə tapılmış düsturlara tam oxşar olan düsturlarla təsvir olunur. Məhz buna görə də onları burada təkrar etməyə lüzum

yoxdur. Lakin həmin düsturların Bor nəzəriyyəsinə və kvant mexanikasına əsasən şərhindəki fərqləri göstərmək mühüm əhəmiyyət kəsb edir.

Bor nəzəriyyəsində belə hesab olunur ki, elektronun nüvə ətrafında hərəkəti müstəvi orbitlər üzrə baş verir və deməli, sferik simmetrik ola bilməz. Kvant mexanikasında isə elektronların orbit üzrə hərəkəti haqqında danışmağın mənası yoxdur və ona görə də atomun sferik simmetrik hallarının reallaşması üçün heç bir əngəl ola bilməz. Sferik simmetriyadan görünür ki, klassik mexanikada impuls momenti adlanan kəmiyyət sıfıra bərabər ola bilər. Bor nəzəriyyəsində isə yalnız atomun radiusu boyunca hərəkət edən elektronun impuls momenti sıfıra bərabər ola bilər və bu halda da, o, atomun nüvəsi ilə toqquşa bilər. Bor nəzəriyyəsi bu çətinliyi aradan qaldıra bilən qənaətbəxş çıxış yolu tapa bilmədiyindən, nüvə ilə toqquşmanı aradan qaldırmaq üçün elektronun radial hərəkətini sadəcə olaraq qeyri mümkün hesab edir. Kvant mexanikasında isə bu və buna bənzər süniliklərə ehtiyac qalmır. Belə ki, qeyd etdiyimiz kimi, kvant mexanikasında elektronun hər hansı trayektoriya üzrə hərəkəti haqqında danışmaq, yəni elektronun koordinatını zamandan asılı olan funksiya kimi göstərmək olmaz. Bu, kvant mexanikasında mikrohissəciyin hərəkətinin ehtimal xarakterli təsvirinin ümumi xüsusiyyətləri ilə əlaqədardır. Ona görə də elektronun müəyyən orbit üzrə hərəkəti haqqında təsəvvür əvəzinə elektronun hərəkət halı anlayışından istifadə edilir ki, bu hal da müəyyən dalğa funksiyası ilə təsvir olunur. Başqa sözlə, deyirlər ki, elektron bu və ya başqa halda yerləşmişdir. Elektronun hərəkət halının həтта təqribi də olsa klassik analoqu yoxdur. Məsələn, $l=0$ olduqda elektronun impuls momenti sıfıra bərabərdir. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, klassik mexanika baxımından bu, atomda elektronun radius boyunca hərəkətinə uyğun gəlir, yəni belə hərəkət zamanı elektron nüvənin yerləşdiyi oblastdan keçməlidir. Klassik mexanikada bu, qeyri mümkündür. Kvant mexanikasına görə isə orbital momentin sıfıra bərabər olduğu hərəkət halı mümkündür.

Bor nəzəriyyəsi izah edə bilmir ki, nə üçün $n=0$ ola bilməz. (16.97) düsturunda isə $n=0$ qiyməti təbii surətdə aradan çıxır. Çünki dalğa funksiyasının ödəməli olduğu təbii şərtlər tələb edir ki, $n-l-1$ tam müsbət ədəd olmalıdır və $l=0, 1, 2, \dots$ olduğu üçün n baş kvant ədədinin ən kiçik qiyməti $n=1$ olmalıdır.

Digər mühüm fərq hərəkətin xarakterinin və kvant keçidlərinin şərhilə əlaqədardır. Bor nəzəriyyəsində belə hesab edilir ki, elektron klassik mexanikaya görə tapılmış trayektoriyadan demək olar ki, fərqlənməyən orbit üzrə hərəkət edir. Fərq yalnız ondan ibarətdir ki, təcillə hərəkət etməsinə baxmayaraq, elektron şüa buraxmır. Bundan başqa başa düşülmür ki, elektron nə üçün digər orbit üzrə deyil, məhz bu klassik orbit üzrə hərəkət edir (Borun kvantlanma şərti). Bor nəzəriyyəsinə görə şüalanma elektronun bir orbitdən digərinə keçməsi zamanı baş verir. Kvant mexanikasına görə isə bir orbitdən digərinə keçid elektronun bir haldan digər hala keçidinə uyğun gəlir. Bor nəzəriyyəsinə və kvant mexanikasına görə şərhlərdəki fərq ondan ibarətdir ki, elektronun bir orbitdən digərinə keçidi onun fəzada yerdəyişməsi kimi başa düşüldüyü halda, elektronun bir haldan digər hala keçməsi onun fəzada hər hansı konkret hərəkəti ilə əlaqədar deyildir.

Kvant mexanikası təsəvvürlərinə görə hidrogenəbənzər atomda halı $\psi_{nlm}(r, \theta, \varphi)$ dalğa funksiyası ilə təsvir olunan elektronun koordinatları r, θ, φ olan nöqtəni əhatə edən sonsuz kiçik həcm elementində olması ehtimalı

$$dW_{nlm}(r, \theta, \varphi) = |\psi_{nlm}(r, \theta, \varphi)|^2 dV = |R_{nl}(r)Y_{lm}(\theta, \varphi)|^2 r^2 dr \sin \theta d\theta d\varphi \quad (16.115)$$

kimi təyin olunur. Bu ifadəni θ və φ sferik bucaqlarının bütün qiymətləri üzrə inteqrallasaq və $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ sferik funksiyalar üçün ortonormallıq şərtini nəzərə alsaq elektronun $(r, r+dr)$ sferik qatında olması ehtimalı üçün

$$dW_{nl}(r) = [R_{nl}(r)]^2 r^2 dr, \quad (16.116)$$

bu ehtimalın sıxlığı üçün isə

$$\omega_{nl}(r) = \frac{dW_{nl}}{dr} = [R_{nl}(r)]^2 r^2 \quad (16.117)$$

alırıq.

(16.117) ifadəsi müxtəlif kvant hallarında yerləşən elektronun nüvədən r məsafəsində yerləşməsi ehtimalının sıxlığını təyin edir. Məsələn, hidrogenəbənzər atomun əsas halı üçün $n=1$ olduğundan bu halı təsvir edən radial funksiya $R_{10}(r)$ olur. (16.99)-yə əsasən $R_{10}(r)$ funksiyasının ifadəsini (16.117)-də nəzərə alsaq

$$\omega_{10}(r) = \frac{4z^3}{a_0^3} e^{-\frac{2z}{a_0}r} \cdot r^2 \quad (16.118)$$

yaza bilərik. Göründüyü kimi, bu ehtimal sıxlığı bütün fəzada sıfırdan fərqlidir. Lakin nüvədən uzaqlaşdıqca, yəni r böyüdükcə $\omega_{10}(r)$ və $\omega_{10}^H(r)$ ehtimal sıxlığı dəyişir və $r \rightarrow \infty$ olduqda sıfıra qədər azalır. $\omega_{10}^H(r)$ funksiyasının maksimum qiymətinə uyğun gələn r məsafəsini tapaq. Bunun üçün $\frac{d\omega_{10}^H}{dr} = 0$ şərtindən istifadə etmək lazımdır:

$$\frac{d\omega_{10}^H}{dr} = -\frac{8}{a_0^4} e^{-\frac{2r}{a_0}} \cdot r^2 + \frac{8}{a_0} e^{-\frac{2r}{a_0}} \cdot r = 0.$$

Buradan görünür ki, $r=a_0$ olduqda $\omega_{10}^H(r)$ ehtimal sıxlığı maksimum olur. a_0 kəmiyyəti (16.79) düsturu ilə təyin olunur və birinci Bor orbitinin radiusu adlanır. Deməli, kvant mexanikası təsəvvürlərinə əsasən hidrogen atomunun əsas halında elektron, Bor nəzəriyyəindən fərqli olaraq, nüvədən prinsipcə istənilən məsafədə yerləşə bilər və bu zaman onun $r=a_0$ məsafəsində olması ehtimalı ən böyükdür.

Hidrogen atomunun həyəcanlanmış halları üçün $\omega_n^H(r)$ ehtimal sıxlığını tədqiq edərkən belə bir qanunauyğunluq meydana çıxır ki, $\omega_n^H(r)$ funksiyalarının hər biri bir neçə maksimum qiymətlər alır və özü də r artdıqca hər bir funksiya üçün maksimumun qiyməti artır. R -in bəzi qiymətlərində $\omega_n^H(r)$ funksiyası sıfıra bərabər olur. Bu düyün nöqtələrinin sayı $R_n(r)$ funksiyasına daxil olan Laqer polinomundakı hədlərin sayına, yəni $(n-l)$ -ə bərabər olur. $\omega_n(r)$ funksiyasının maksimumlarının sayı da $(n-l)$ -dir.

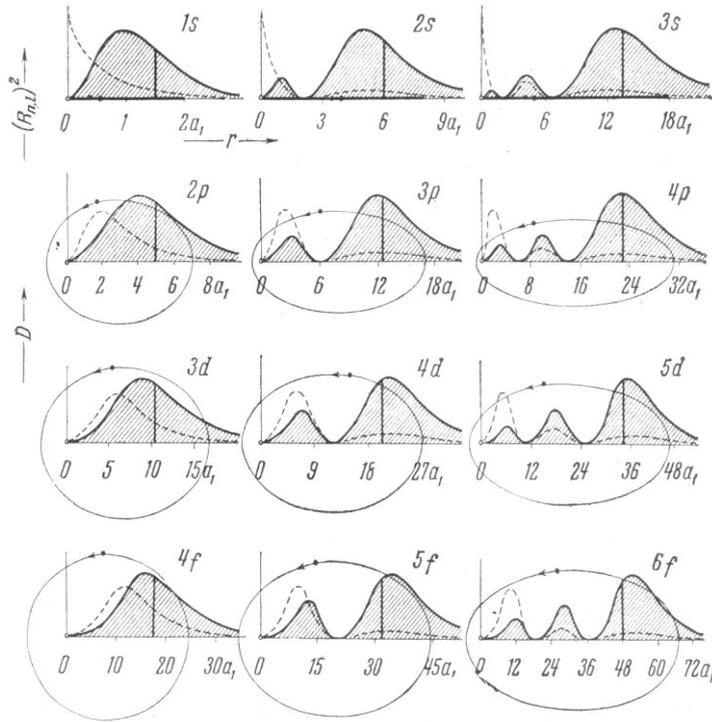
(16.117) düsturu ilə təyin olunan $\omega_n(r)$ funksiyasının r -dən asılılıq qrafikləri ehtimal sıxlığının radial paylanması ayrıləri adlanır. Hidrogen atomunun bəzi halları üçün radial paylanma ayrıləri 16.8 şəklində verilmişdir. Bu şəkildən görünür ki, elektronun hidrogenəbənzər atomda müşahidə olunması ehtimalının radial sıxlığı kürənin daxilində durğun dalğaya oxşar şəkildə paylanmışdır və özü də nüvəyə doğru getdikcə bu ehtimal sıxlığının maksimum qiymətləri tədricən kiçilir.

(16.96) və (16.78) ifadələrinə əsasən aydın olur ki, $R_n(r)$ radial funksiyası

$$R_n(r) \sim e^{-\frac{2z}{na_0}r} \left(\frac{2zr}{na_0} \right)^{n-1} + \dots \quad (16.119)$$

şəklində göstərilə bilər. Bu funksiya vasitəsilə (16.117)-a əsasən hesablanmış ehtimal sıxlığı $r \sim \frac{na_0}{z}$

məsafəsində kəskin azalır. Buradan deyə bilərik ki, $\frac{na_0}{z}$ kəmiyyəti atomun ölçüsünü xarakterizə edir. Çünki bundan böyük əsafələrdə elektronun müşahidə olunması ehtimalı çox kiçikdir.



Şəkil

Yuxarıda deyilənlərdən aydın olur ki, elektronun hidrogenəbənzər atomda müşahidə olunmasının ehtimal sıxlığı nüvədən uzaqlaşdıqca əvvəlcə artaraq müəyyən maksimum qiymətə çatır və sonra monoton olaraq azalır. Atomun quruluşunun bu mənzərəsi Bor-Zommerfeld nəzəriyyəsiindən alınan nəticələrdən kəskin şəkildə fərqlənir. Belə ki, Bor-Zommerfeld nəzəriyyəsinə görə elektron, məsələn, hidrogen atomunun əsas halında a_0 radiuslu dairəvi orbitdə yerləşməlidir. Bundan başqa, məlum olur ki, kvant mexanikasına görə atomun radiusunu və ölçüsünü ümumiyyətlə dəqiq təyin etmək olmaz. Doğrudan da, adətən maddi obyektin radiusu dedikdə, maddənin (baxılan halda elektronun) müşahidə olunduğu yerin mərkəzdən olan maksimum məsafəsi başa düşülür. Lakin hidrogenəbənzər atom üçün bu məsafə sonsuzluğa bərabərdir, çünki ehtimal paylanması radial sıxlığı $\omega_n(r)$ asimptotik olaraq sıfıra yaxınlaşır. Onda atomun radiusu olaraq bu ehtimal sıxlığının maksimum olduğu məsafəni götürmək məcburiyyətində qalırıq. Məhz bu mənada biz deyə bilərik ki, məsələn, hidrogen atomunun radiusu birinci Bor orbitinin radiusu a_0 tərtibindədir. Beləliklə, hər bir maddi obyektin dəqiq daxili xarakteristikaları olan enerji və impuls momentindən fərqli olaraq atomun radiusu anlayışı şərtidir.

Bir çox hallarda hidrogenəbənzər atomlar üçün r^ν kəmiyyətinin ($\nu=2, 1, -1, -2, -3, -4$) orta qiymətini hesablamaq lazım gəlir:

$$\langle r^\nu \rangle = \int \psi_{nlm}^*(r, \theta, \varphi) r^\nu \psi_{nlm}(r, \theta, \varphi) dV. \quad (16.120)$$

(16.98) ifadəsini (16.120)-da nəzərə alsaq

$$\langle r^\nu \rangle = \int_0^\infty r^{\nu+2} [R_{nl}(r)]^2 dr \quad (16.121)$$

olar. Qeyd edək ki, hər bir konkret hal üçün (16.121) inteqralını hesablamaq məqsədi ilə $R_{nl}(r)$ radial funksiyalarının (16.99) ifadələrindən istifadə etmək olar. Lakin (16.121) inteqralını $\nu=2, 1, -1, -2, -3, -4$ qiymətlərinin hər biri üçün ümumi şəkildə hesablamaq və analitik ifadə tapmaq mümkündür. Bu məqsədlə (16.78) və (16.96)-i (16.121)-də yazmaq:

$$\langle r^\nu \rangle = C_{nl}^2 \left(\frac{na_0}{2z} \right)^{\nu+3} \int_0^\infty \rho^{\nu+2} \rho^{2l} e^{-\rho} [L_{n+l}^{2l+1}(\rho)]^2 d\rho. \quad (16.122)$$

Burada

$$C_{nl} = \sqrt{\left(\frac{2z}{na_0}\right)^3 \frac{(n-l-1)!}{2n \cdot [(n+l)!]^3}} \quad (16.123)$$

kəmiyyəti (16.96)-dəki normallaşdırıcı vuruqdur. (16.122)-də

$$\alpha=n+l, \beta=2l+1 \quad (16.124)$$

əvəz edərək

$$\langle r^{\nu} \rangle = C_{nl}^2 \left(\frac{na_0}{2z}\right)^{\nu+3} \int_0^{\infty} \rho^{\nu+1} \rho^{\beta} e^{-\rho} L_{\alpha}^{\beta}(\rho) L_{\alpha}^{\beta}(\rho) d\rho \quad (16.125)$$

kimi yazaq. Sonuncu inteqralı hesablamq üçün $L_{\alpha}^{\beta}(\rho)$ birləşmiş normallanmış Laqer polinomların

$$L_{\alpha}^{\beta}(\rho) = \frac{d^{\beta} L_{\alpha}(\rho)}{d\rho^{\beta}} = \frac{d^{\beta}}{d\rho^{\beta}} \left[e^{\rho} \frac{d^{\alpha}}{d\rho^{\alpha}} (\rho^{\alpha} e^{-\rho}) \right] \quad (16.126)$$

şəklində yazaq. Onda (16.125) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşür:

$$\begin{aligned} \langle r^{\nu} \rangle &= C_{nl}^2 \left(\frac{na_0}{2z}\right)^{\nu+3} \sum_{k=0}^{\alpha-\beta} \frac{(-1)^{k+\beta} (\alpha!)^2}{k! (\beta+k)! (\alpha-\beta-k)!} \times \\ &\times \int_0^{\infty} \rho^{\nu+\beta+1+k} e^{-\rho} \frac{d^{\beta}}{d\rho^{\beta}} \left[e^{\rho} \frac{d^{\alpha}}{d\rho^{\alpha}} (\rho^{\alpha} e^{-\rho}) \right] d\rho. \end{aligned} \quad (16.127)$$

(16.127) ifadəsinə daxil olan

$$G = \int_{-\infty}^{+\infty} u \frac{d^n v}{dv^n} dx = \int_{-\infty}^{+\infty} u v^{(n)} dx \quad (16.128)$$

kimi inteqralı hesablamq üçün törəmənin "keçirilməsi" haqqında teoremə əsasən

$$G = \int_{-\infty}^{+\infty} u v^{(n)} dx = (-1)^n \int_{-\infty}^{+\infty} u^{(n)} v dx \quad (16.129)$$

düsturundan istifadə etmək əlverişlidir. Bu teoremə görə əgər

$$\left[u v^{(n-1)} \right]_{-\infty}^{+\infty}, \left[u^{(1)} v^{(n-2)} \right]_{-\infty}^{+\infty}, \dots, \left[u^{(n-1)} v \right]_{-\infty}^{+\infty} \quad (16.130)$$

ifadələri sıfıra bərabər olarsa, (16.129) şərti ödənilir. Doğrudan da, (16.128) ifadəsində n dəfə hissə-hissə inteqrallama apararaq (16.130) ifadələrinin sıfıra bərabər olduğunu nəzərə alsaq (16.129) düsturu alınır. Diskret spektr üçün dalğa funksiyası sonsuzluqda eksponensial qanun üzrə sıfıra qədər azaldığından (16.130) ifadələri həmişə sıfıra bərabər olur. Kəsilməz spektr (sərbəst hərəkət) üçün isə həmin ifadələr periodiklik sayəsində sıfıra bərabər olur. (16.130) ifadələrinin sıfıra bərabər olması fizika baxımından o deməkdir ki, sonsuzluqda hissəciklər və cərəyanlar yoxdur.

(16.129)-i (16.127)-də nəzərə aldıqdan sonra

$$\frac{d^n}{dx^n} (x^q e^{-x}) = e^{-x} \sum_{s=0}^n \frac{(-1)^s n! q!}{s! (n-s)! (q-n+s)!} x^{q-n+s} \quad (16.131)$$

ifadəsindən istifadə etsək, (16.129)-i bir dəfə də tətbiq edərək

$$\frac{d^i x^n}{dx^i} = \frac{n!}{(n-i)!} x^{n-i}, \quad (n > i) \quad (16.132)$$

$$\int_0^{\infty} x^k e^{-ax} dx = \frac{k!}{a^{k+1}}, \quad (k \geq 0, a > 0) \quad (16.133)$$

düsturlarını nəzərə alsaq $\langle r^{\nu} \rangle$ kəmiyyəti üçün aşağıdakı analitik ifadəni tapırıq:

$$\begin{aligned} \langle r^\nu \rangle = C_{nl}^2 \left(\frac{na_0}{2z} \right)^{\nu+3} \sum_{k=0}^{\alpha-\beta} \sum_{s=0}^{\beta} \frac{(-1)^{k+s+\alpha} (\alpha!)^2}{k!(\beta+k)!(\alpha-\beta-k)!} \times \\ \times \frac{\beta!(\nu+1+\beta+k)!(\nu+1+k+s)!}{s!(\beta-s)!(\nu+1+k+s-\alpha)!}, \quad \nu+1+k+s-\alpha \geq 0. \end{aligned} \quad (16.134)$$

Burada C_{nl} , α və β , uyğun olaraq, (16.123) və (16.124) kimi təyin olunur və yalnız $\nu+1+k+s-\alpha \geq 0$ şərti ödəndikdə $\langle r^\nu \rangle \neq 0$ olur. Müvafiq hesablamalar apararaq müəyyən edilmişdir ki,

$$\langle r^2 \rangle = \left(\frac{a_0}{z} \right)^2 \cdot n^4 \left\{ 1 + \frac{3}{2} \left[1 - \frac{l(l+1)-1/3}{n^2} \right] \right\}, \quad (16.135)$$

$$\langle r \rangle = \frac{a_0}{z} \cdot n^2 \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[1 - \frac{l(l+1)}{n^2} \right] \right\}, \quad (16.136)$$

$$\langle r^{-1} \rangle = \frac{z}{a_0} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (16.137)$$

$$\langle r^{-2} \rangle = \left(\frac{z}{a_0} \right)^2 \frac{1}{n^3(l+1/2)}, \quad (16.138)$$

$$\langle r^{-3} \rangle = \left(\frac{z}{a_0} \right)^3 \frac{1}{n^3(l+1/2)(l+1)}, \quad (16.139)$$

$$\langle r^{-4} \rangle = \left(\frac{z}{a_0} \right)^4 \frac{3n^2 - l(l+1)}{2n^5(l-1/2)l(l+1/2)(l+1)(l+3/2)}. \quad (16.140)$$

$\langle r^{-3} \rangle$ və $\langle r^{-4} \rangle$ kəmiyyətlərini hesablayarkən nəzərdə tutulur ki, $l \neq 0$ olmalıdır. $\nu=2$ olan hal diamaqnetizmi öyrənərkən, $\nu=-1$ halı potensial enerjini hesablayarkən, $\nu=-3$ isə spin-orbital qarşılıqlı təsiri tədqiq edərkən meydana çıxır. Bundan başqa kinetik enerjini, dipol momentinin qeyri-diaqonal matris elementlərini (şüalanma ehtimalını) hesablamaq və funksiyaların ortoqonallığını göstərmək üçün də (16.135)-(16.140) ifadələrindən istifadə edilir.

XVII MÜHAZİRƏ

Qələvi metal atomlarının spektral seriyaları

Hidrogen atomu və hidrogenəbənzər ionlar ən sadə atom sistemləri olduğundan onlar üçün Şredinger tənliyi dəqiq həll olunur. Lakin nüvənin yaratdığı Kulon sahəsində bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmaqla hərəkət edən elektronlardan ibarət olan mürəkkəb sistemlər üçün bu məsələnin həlli xeyli mürəkkəbləşir və ona görə də təqribi və ədədi hesablama metodlarından istifadə etmək lazım gəlir. Lakin bir qrup elə çoxelektronlu atomlar vardır ki, onların spektral xassələri hidrogenəbənzər atomlar üçün Şredinger tənliyinin həlli metodundan azacıq fərqlənən təqribi metod vasitəsilə çox yaxşı izah oluna bilər. Bunlar Mendeleev cədvəlində birinci qrupda yerləşən qələvi metal atomlarıdır: Li, Na, K, Rb, Cs, Fr. Bu atomların spektrlərində hidrogen atomunun spektrindəki s -, p -, d -, f -seriyalar müşahidə olunur (şəkil 17.1).

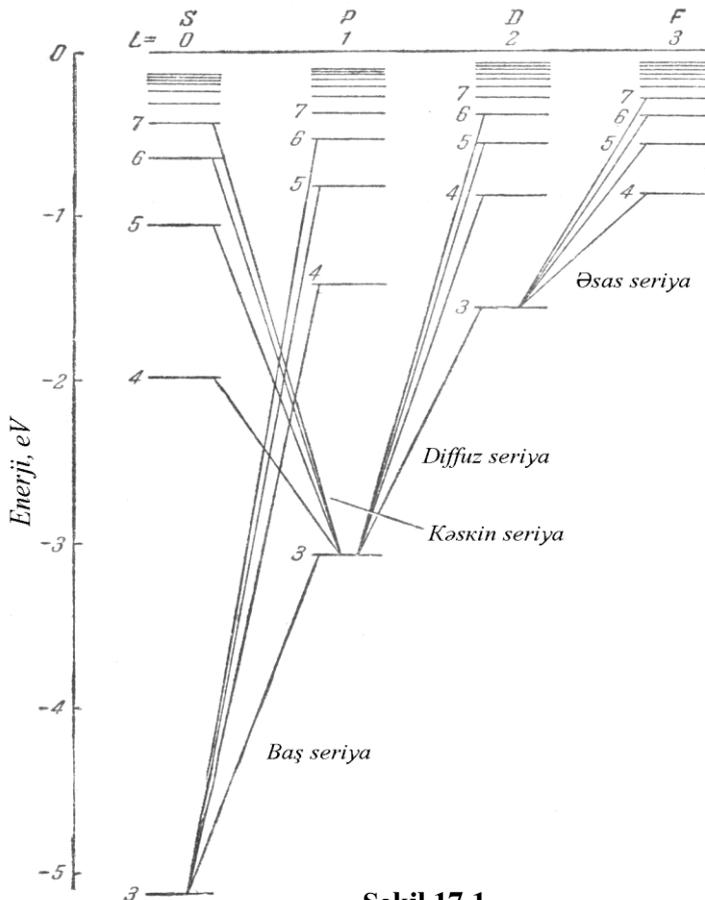
Lakin qələvi metal atomlarının spektrləri ilə hidrogenəbənzər atomların spektrləri arasında mühüm fərq də vardır. Belə ki, hidrogen atomunun (həm də hidrogenəbənzər ionların) spektrindəki seriyalar R/k^2 kimi eyni növ termlərin kombinasiyalarından ibarət olub, ümumi şəkildə

$$\nu = \frac{R}{m^2} - \frac{R}{n^2} \quad (17.1)$$

kimi yazıla bilər. Burada m –sabit, n isə dəyişən sabit ədəddir. Qələvi metal atomlarının spektral seriyaları isə R/k^2 terminə oxşar olan, lakin onunla eyni olmayan termlərin kombinasiyası şəklində göstərilə bilər. Belə ki, empirik faktları təhlil edərək Ridberq müəyyən etmişdi ki, mürəkkəb atomların termlərinin birinci yaxınlaşmada ümumi ifadəsi

$$T_n = \frac{R}{(n + \sigma)^2} \quad (17.2)$$

kimidir. Burada $R=109737,31 \text{ sm}^{-1}$ – həmin Ridberq sabiti, n –tam ədəd, σ isə müəyyən düzəlişdir. Müəyyən edildi ki, spektral xətlərin müşahidə olunan bütün seriyalarını düsturlar şəklində yazmaq üçün R/n^2 termlərinin bir ardıcılığından deyil, (8.136) tipli bir neçə ardıcılıqdan istifadə etmək lazımdır və özü də termlərin hər bir ardıcılığının daxilində σ düzəlişi eyni bir qiymətə malik olur.



Şəkil 17.1

Qələvi metalların atomlarının bu xüsusiyyətlərini artıq Bor nəzəriyyəsinə əsasən şüalandıran elektron modeli vasitəsilə izah etmək olurdu. Belə ki, Mendeleev cədvəlində qələvi metal atomları həmişə təsirsiz qaz atomlarından sonra yerləşir. Məsələn, litium, heliumdan, natrium neondan,

kalium arqondan sonra və s. gəlir. Özü də hər bir növ qələvi metal atomunda özündən əvvəl gələn təsirsiz qaz atomundakına nisbətən bir dənə artıq elektron vardır ki, bu da valent elektronudur. Təsirsiz qaz atomları yüksək dayanıqlığa malikdir; onları ionlaşdırmaq üçün nisbətən böyük enerji tələb olunur. Qələvi metal atomları isə əksinə, asanlıqla ionlaşırlar. Məsələn, helium atomunun əsas halında bir elektronu qoparmaq üçün tələb olunan enerji (birinci ionlaşma potensialı) $24,58 eV$ olduğu halda litium atomu üçün $5,39 eV$, neon atomu üçün $21,56 eV$ olduğu halda natrium atomu üçün $5,14 eV$ -dur və s.

z sayda elektronu olan qələvi metal atomuna baxaq. Biz deyə bilirik ki, ilk $z-1$ sayda elektron təsirsiz qaz atomunun dayanıqlı quruluşunu (məsələn, litium atomunun ilk iki elektronu helium atomunun, natrium atomunun ilk 10 elektronu neon atomunun və s. elektron örtüyünü) təşkil edir, sonuncu elektron isə atomun nüvəsi ilə zəif rabitəlidir. Bu halda ümumi mənfi yükü $-(z-1)e$ olan $z-1$ sayda daxili elektronlar $+ze$ yükünə malik olan nüvə ilə birlikdə yükü $+e$ olan nüvəni xatırladan dayanıqlı "gövdə" əmələ gətirir. Bu "effektiv nüvənin" yaratdığı sahədə zəif rabitəli elektron hərəkət edir. Həmin elektron atomun kimyəvi valentliyini və optik spektrlərini müəyyən etdiyi üçün, o, bəzən valent elektronu və ya optik elektron adlanır.

Beləliklə, biz nüvəsi $+e$ yükünə və bir elektrona malik olan hidrogen atomunu xatırladan atom sistemi almış oluruq. Lakin bu atomun enerji halları hidrogenəbənzər atomunkundan ümumiyyətlə, və bəzən də kəskin şəkildə fərqlənir. Bu fərqin səbəbi ümumi mülahizələrə əsasən aşağıdakından ibarətdir. Hidrogenəbənzər ionun (məsələn, He^+ , Li^{2+} , Be^{3+} və s.) nüvəsi nuklonlardan ibarət sistem olsa da, bu sistemdə hissəciklər (nuklonlar) arasında təsir edən qüvvələr xeyli böyük olduğundan, həmin sistemi tamamilə sərt hesab etmək olar. Nüvənin orta ölçüsü ($\sim 10^{-13} sm$) elektronun nüvədən olan orta məsafəsinə ($\sim 10^{-8} sm$) nisbətən çox kiçik olduğundan, hidrogenəbənzər atomda elektron praktik olaraq nüvənin nöqtəvi yükünün Kulon sahəsində yerləşmiş olur. Qələvi metalların atomlarında isə, yuxarıda qeyd edildiyi kimi, optik elektron nüvədən digər $z-1$ sayda elektron vasitəsilə ekranlanmışdır, yəni bu elektronun hərəkət etdiyi sahə elektrik yüklərinin daha mürəkkəb sistemi tərəfindən yaradılır və özü də bu sistemin xətti ölçüləri optik elektronun nüvədən olan orta məsafəsi ilə eyni tərtiblikdir. Ona görə də təbiidir ki, qələvi metalların atomlarında "effektiv nüvənin" yaratdığı sahəni ümumi halda nöqtəvi yükün Kulon sahəsi hesab etmək olmaz. Digər tərəfdən, nöqtəvi yükün sahəsində hərəkət edən elektronun enerji səviyyələri cırlaşmışdır. Məsələn, hidrogen atomunda baş kvant ədədinin $n=2$ qiymətinə bir dənə deyil, eyni enerjiyə malik olan iki dənə ($l=0, 1$), $n=3$ qiymətinə isə üç dənə ($l=0, 1, 2$) və s. enerji səviyyəsi uyğun gəlir. Lakin enerji səviyyələrinin belə cırlaşması yalnız Kulon sahəsi üçün xarakterikdir. Yüklərin daha mürəkkəb sisteminin yaratdığı sahədə enerji səviyyələri həyəcənlanır və üst-üstə düşən səviyyələr ayrılır. Qələvi metal atomlarının bir neçə növ termlərinin mövcudluğunun da səbəbi elə bundan ibarətdir.

Yuxarıda keyfiyyətə şərh olunmuş mənzərədən istifadə etməklə təqribi kəmiyyət nəzəriyyəsinin qurulmasına baxaq. Qələvi metal atomunda gövdə ümumiyyətlə nöqtəvi yük deyil, yüklərin mürəkkəb sistemi olduğundan, optik elektron ilə bu sistem arasındakı Kulon qarşılıqlı təsirin potensial enerjisini aşağıdakı sıra şəklində göstərmək olar.

$$u = -\frac{e^2}{r} - c_1 \frac{e^2}{r^2} - c_2 \frac{e^2}{r^3} - \dots \quad (17.3)$$

Burada bütün cəmin bircinsli olması üçün c_1, c_2, \dots əmsalları, müvafiq olaraq, sm, sm^2, \dots vahidinə malik olmalıdır. (17.3) cəmində birinci hədd $+e$ nöqtəvi yükünün elektrik sahəsində elektronun potensial enerjisinin, ikinci hədd dipolun sahəsində elektronun orta potensial enerjisinin ($e \cdot \frac{el}{r^2}$, burada el -dipol momentidir) və s. göstərir. Birinci yaxınlaşmada (17.3) sırasında ilk iki həddə kifayətlənmək və

$$u(r) = -\frac{e^2}{r} - c_1 \frac{e^2}{r^2} \quad (17.4)$$

yazmaq olar. Bu yaxınlaşmanın fiziki mənası aşağıdakı kimi başa düşülməlidir. Valent elektronu gövdəyə təsir edərək onun yükünün və elektrik sahəsinin paylanmasını təhrif edir. Birinci yaxınlaşmada gövdənin sahəsinə atomun mərkəzində yerləşmiş $(z-1)e$ nöqtəvi yükünün və nöqtəvi dipolun elektrik sahələrinin cəmi kimi baxmaq olar. Bu halda dipolun oxu valent elektronuna doğru yönəlmişdir. Ona görə də valent elektronunun hərəkəti elə baş verir ki, gövdənin sahəsi təhrif olunmuşdursa da, elə bil ki, sferik simmetrik olaraq qalmışdır. Bu sahəyə uyğun potensial enerji isə (8.138) kimi təyin olunur. Onda $\hat{H}\psi = E\psi$ və ya

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + u(r) \right] \psi = E \psi$$

Şredinger tənliyini sferik koordinat sistemində aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{r} + c_1 \frac{e^2}{r^2} \right) \psi = 0. \quad (17.5)$$

Bu tənliyin həllini

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R(r) \cdot Y(\theta, \varphi) \quad (17.6)$$

şəklində axtaraq. (17.6)-ı (17.5)-də yazaraq alınan tənliyi $R(r) \cdot Y(\theta, \varphi)$ hasilinə bölsək və dəyişənləri ayırma sabitini $l(l+1)$ ilə işarə etsək, (17.5) əvəzinə aşağıdakı kimi iki dənə tənlik alırıq:

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} + l(l+1)Y = 0, \quad (17.7)$$

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E + \frac{e^2}{r} + c_1 \frac{e^2}{r^2} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} \right] R = 0. \quad (17.8)$$

(17.5) tənliyinin həlli olan (17.6) funksiyasının bucaqdan asılı hissəsi $Y(\theta, \varphi)$, hidrogenəbənzər atomların dalğa funksiyalarının bucaqdan asılı hissəsi olan $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ kompleks sferik funksiyalarla eynidir. Bu işə o deməkdir ki, hidrogenəbənzər atomların $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ funksiyaları ilə təsvir olunan xassələri, xüsusi halda s -, p -, d -, f - enerji səviyyələri qələvi metalların atomlarında da olduğu kimi qalır. Lakin (17.8) radial tənliyi enerji səviyyələrinə uyğun olan qiymətlər də bir-birindən fərqli olacaqdır. (17.8) tənliyini

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} + \frac{2m}{\hbar^2} \left\{ E + \frac{e^2}{r} - \frac{\hbar^2}{2mr^2} \left[l(l+1) - c_1 \frac{2me^2}{\hbar^2} \right] \right\} R = 0 \quad (17.9)$$

kimi yazsaq və burada

$$l'(l'+1) = l(l+1) - c_1 \frac{2me^2}{\hbar^2} \quad (17.10)$$

işarə etsək, görərik ki, (17.8) və (17.9) tənlikləri, formal olaraq eynidir.

(17.10) kvadrat tənliyini l' -ə nəzərən həll edərək

$$l' = -\frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} + l^2 + l - c_1 \frac{2me^2}{\hbar^2}}$$

olduğunu tapırıq. Burada l' -in mənfi işarəli qiyməti, $r \rightarrow 0$ olduqda dalğa funksiyası üçün sonsuz böyük qiymət verdiyindən, götürülməməlidir. Beləliklə,

$$l' = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{(2l+1)^2 - c_1 \frac{2me^2}{\hbar^2}} = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} (2l+1) \sqrt{1 - c_1 \frac{2me^2}{(2l+1)^2 \hbar^2}} \quad (17.11)$$

yazmaq olar. c_1 daxil olan hədd sahənin təhrif olunmasını nəzərə alır. Ona görə də bu təhrif olunma azdırsa, həmin hədd də kiçik olur və (17.11) əvəzinə təqribi olaraq

$$l' = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left[(2l+1) - \frac{4me^2 \cdot c_1}{\hbar^2 (2l+1)} \right] = l - \frac{me^2}{\hbar^2 (l+1/2)} \cdot c_1 \quad (17.12)$$

alırıq.

(17.10) əvəzləməsini (17.9)-də yazaraq alınan tənliyi eynilə (17.9) tənliyi kimi həll etmək olar. Bu zaman n baş kvant ədədi əvəzinə yeni n^* kvant ədədi meydana çıxır. Doğrudan da, (8.61) tənliyində $n-l-1$ vuruğu əvəzinə

$$n^* - l' - 1 = n^* - l - 1 + c_1 \frac{me^2}{\hbar^2 (l+1/2)} = n - l - 1$$

yazılmalıdır ki, burada da

$$n^* = n - c_1 \cdot \frac{me^2}{\hbar^2(l + 1/2)} = n + \sigma(l), \quad (17.13)$$

$$\sigma = -c_1 \cdot \frac{me^2}{\hbar^2(l + 1/2)} \quad (17.14)$$

işarə edilmişdir. Qeyd edək ki, (17.13) kimi təyin olunan n^* tam ədəd deyildir və effektiv baş kvant ədədi adlanır. Baxılan yaxınlaşmada qələvi metal atomunda optik elektronun enerjisini (16.97)-ə uyğun olaraq

$$E_{n^*l} = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^{*2}} = -\frac{me^4}{2(n + \sigma)^2 \hbar^2} \quad (17.15)$$

kimi, buna uyğun olan termi isə

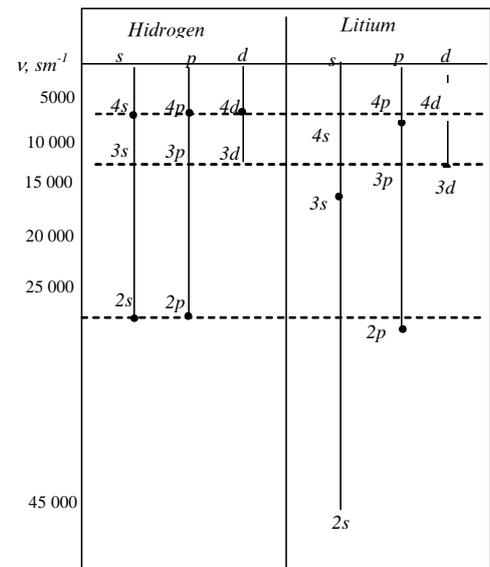
$$(n^*l) = \frac{me^4}{2\hbar^3 n^{*2}} = \frac{R}{(n + \sigma)^2} \quad (17.16)$$

kimi yazı bilərik. Göründüyü kimi, (17.15) ifadəsi termlər üçün Ridberqin təklif etdiyi (17.2) düsturu ilə eynidir.

(17.14) ifadəsindən görünür ki, σ düzəlişi l orbital kvant ədədindən asılıdır. Ona görə də n baş kvant ədədinin verilmiş qiymətində $l=0, 1, 2, \dots$ qiymətlərinə uyğun gələn ns, np, nd, \dots termləri artıq eyni qiymətə malik olmayacaq və cırlaşma aradan qalxacaqdır. Doğrudan da, (17.15) ifadəsində enerji iki kvant ədədindən, yəni n^* effektiv baş kvant ədədindən və l orbital kvant ədədindən asılıdır. Enerjinin orbital kvant ədədindən də asılı olması qələvi metal atomlarının enerji səviyyələrinin hidrogenəbənzər atomların enerji səviyyələrindən prinsipial fərqi göstərir. Belə ki, qələvi metal atomlarının enerji səviyyələri sxemini yalnız baş kvant ədədinin funksiyası kimi göstərmək olmaz: baş kvant ədədinin eyni bir qiymətinə, lakin orbital kvant ədədinin bir neçə müxtəlif qiymətinə uyğun gələn enerji səviyyələri bir-biri ilə üst-üstə düşür və deməli, l kvant ədədinə görə cırlaşma olur.

(17.14) ifadəsindən görünür ki, σ düzəlişi l orbital kvant ədədindən asılıdır. Bu asılılığın səbəbi Bor nəzəriyyəsi baxımından xüsusilə aydın görünür. Belə ki, bu nəzəriyyəyə görə l kvant ədədinin maksimum qiymətinə dairəvi, minimum qiymətinə isə ən uzunsov elliptik orbit uyğun gəlir. Uzunsov elliptik orbit üzrə hərəkət edən valent elektronu atom gövdəsinin dərinliklərinə nüfuz edir və onun sahəsini güclü təhrif edir. Dairəvi orbit halında isə belə nüfuz etmə olmadığından həmin təhrif də az olur. Əyani klassik trayektoriyaları prinsipcə rədd edən kvant mexanikasına görə də əslində həmin izah alınır. Kvant mexanikası baxımından bu izahat ondan ibarətdir ki, atom gövdəsinin dərinliklərində valent elektronunun müşahidə olunması ehtimalı l -in kiçik qiymətlərində daha böyükdür. Doğrudan da, l -in böyük qiymətlərində elektronun müşahidə olunması ehtimalının sıxlığının paylanması sferik simmetriyaya daha çox yaxındır. $l=n-1$ maksimal qiymətlərində isə bu paylanma sadəcə olaraq sferik simmetrik olur. l -in kiçik qiymətlərində isə bu, heç də belə deyildir.

17.2 şəklində qələvi metallardan biri olan litiumun termlərinin hidrogen atomunun termləri ilə müqayisəsi verilmişdir. Enerji səviyyələri (termlər) kiçik dairələrlə göstərilmişdir. Hidrogen atomunda $2s$ və $2p$; $3s$, $3p$ və $3d$; $4s$, $4p$, $4d$, $4f$ səviyyələri öz aralarında üst-üstə düşür. Litium atomunda isə $2s$ və $2p$ səviyyələri bir-birindən kəskin fərqlənir; $3s$ -, $3p$ - və $3d$ - səviyyələri isə bir-birindən az fərqlənir (xüsusilə $3p$ və $3d$) və hidrogen atomunun uyğun səviyyələrinə çox yaxın yerləşir; nəhayət, litium atomunun $4p$ və $4d$ səviyyələri demək olar ki, öz aralarında və hidrogen atomunun uyğun səviyyələri ilə üst-üstə düşür. Təcrübələrlə müəyyən edilmişdir ki, qələvi metal atomlarının şüalanma spektrləri hidrogen atomunun spektrinə oxşar olaraq bir neçə seriyadan ibarətdir (şəkil 17.1). Bu seriyalardan ən böyük intensivliyə malik olanlar baş, kəskin, diffuz və



Şəkil 17.2.

əsas seriya adlandırılmışlar. Əsas seriyaya bəzən Berqman seriyası da deyilir. Bu adların hər birinin müəyyən mənşəyi vardır. Baş seriya ona görə belə adlandırılmışdır ki, o, həm də udulma zamanı müşahidə olunur. Deməli, baş seriya atomun əsas hala keçidlərinə uyğundur. Kəskin və diffuz seriyalar, uyğun olaraq, kəskin və yayılmış (diffuz) xətlərdən ibarətdir. Berqman seriyası hidrogen seriyalarına oxşadığına görə əsas (fundamental) seriya adlandırılmışdır.

Məsələn, Na atomunun seriyalarının xətlərini 17.1 şəklində verilmiş enerji səviyyələrinin arasında keçidlər kimi göstərmək olar. Bu sxem hidrogen atomu üçün olan sxemdən onunla fərqlənir ki, burada n baş kvant ədədinin verilmiş qiymətinə uyğun gələn enerji səviyyələri eyni hündürlükdə yerləşir. Bu fərqə baxmayaraq, yuxarıda deyildiyi kimi, hər iki sxem bir-birinə çox oxşayır. Məhz bu oxşarlıq qələvi metal atomlarının buraxma spektrlərinin optik və ya valent elektronu adlanan xarici elektronun bir səviyyədə digərinə keçməsi sayəsində yaranmasını fərz etməyə imkan verir.

Atomun tam orbital momenti bu atoma daxil olan bütün elektronların orbital momentlərinin həndəsi cəminə bərabərdir və L tam orbital kvant ədədi ilə xarakterizə olunur. 17.1 şəklində enerji səviyyələrinin hər bir sütununa L -in müəyyən qiyməti uyğun gəlir. Bu şəkildə istifadə olunan S, P, D, F işarələri isə yuxarıda göstərilən spektral seriyaların ingiliscə adlarının ilk hərfləridir: *sharp*–kəskin, *prinsipal*–baş, *diffuse*–yayılmış, *fundamental*–əsas. Hər bir seriya uyğun sütuna mənsub olan enerji səviyyələrindən keçidlər sayəsində yaranır. Enerji səviyyələrinin müxtəlif sıralarının (sütunlar) L kvant ədədinin qiyməti ilə bir-birindən fərqlənməyini ayırd edəndən sonra S, P, D, F (və ya s, p, d, f), işarələrindən, L və ya l -in uyğun qiymətinə mənsub olan halın işarələnməsi üçün spektroskopiyada istifadə edilməsi qəbul olunmuşdur.

Qələvi metal atomlarının ionlarının optik spektrlərinin tədqiqi göstərdi ki, atom qalığının (gövdənin), yəni ionlaşma nəticəsində valent elektronu qopduqdan sonra qalan $z-1$ sayda elektronlardan və nüvədən ibarət olan sistemin tam orbital momenti sifra bərabərdir. Deməli, qələvi metal atomunun tam orbital momenti bu atomun valent elektronunun orbital momentinə bərabərdir, yəni atom üçün L , valent elektronunun l orbital kvant ədədinə bərabərdir. Qələvi metal atomunun valent elektronunun l orbital kvant ədədi üçün də hidrogen atomundakı elektronun l kvant ədədi üçün mövcud olan seçmə qaydası öz qüvvəsində qalır. Qələvi metal atomunu həyəcanlandırdıqda və sonra o, şüa buraxanda yalnız valent elektronunun halı dəyişir. Ona görə də qələvi metal atomunun enerji səviyyələri sxemini valent elektronunun enerji səviyyələrinin sxemi ilə eyni hesab etmək olar.

Qələvi metal atomunun şüalanması optik elektronun bir enerji səviyyəsindən digərinə keçməsi nəticəsində baş verir. Lakin heç də bütün keçidlər mümkün olmur. Belə ki, seçmə qaydaları ödəməyən keçidlər baş verə bilər. Yuxarıda deyilənlərə əsasən aydın olur ki, qələvi metal atomu üçün bu seçmə qaydaları hidrogenəbənzər atomlar üçün olan ilə eyni olmalıdır.

$$\Delta n = \text{ixtiyari ədəd}, \Delta l = \pm 1. \quad (17.17)$$

Yəni n baş kvant ədədinin dəyişməsi ixtiyari ola bilər, l orbital kvant ədədi isə yalnız ± 1 qədər dəyişə bilər. Bu isə o deməkdir ki, yalnız l üzrə qonşu olan səviyyələr, yəni s - və p - hallar, p - və d - hallar, d - və f - hallar arasında keçidlər mümkündür (şəkil 17.1).

Bolsman paylanması uyğun olaraq ən aşağı enerjili halda yerləşən atomların sayı daha çoxdur. Natrium atomu üçün ən aşağı enerjili halda optik elektron $3s$ -halında yerləşir (şəkil 17.1). Ən yaxın həyəcanlanmış hal isə $3p$ -dir. Bolsman paylanması əsasən bu halda yerləşən həyəcanlanmış atomların sayı daha çox olmalıdır. Ona görə də gözləmək olar ki, $3p$ -haldan $3s$ -hala keçidlər hesabına şüalanma xəttinin intensivliyi də böyük olmalıdır. Bundan başqa, şüalanma spektrində xəttin intensivliyi uyğun keçidin ehtimalından asılıdır. Adətən atomun əsas halı ilə ilk həyəcanlanmış hal arasında keçid nəticəsində alınan xəttin intensivliyi ən böyük olur.

Qələvi metal atomlarının spektrlərində kvant mexanikası yaranandan xeyli əvvəl empirik yolla müəyyən edilmiş spektral seriyaları ətraflı nəzərdən keçirək.

Baş seriya. Bu seriya asanlıqla alınır. Qələvi metalın (litium, natrium və s.) soyuq buxarının içindən ağ işıq (bütöv spektr) buraxdıqda baş seriyanın udulma xətlərini də almaq olar. Ona görə də deyirlər ki, baş seriya həm də udulmada alınır. Natriumun $\lambda=5890 \text{ \AA}$ dalğa uzunluğuna malik sarı xətti (bu xətt əslində dubletdir) baş seriyanın ən məşhur nümayəndəsidir. Natriumun baş seriyası məhz bu xətlə başlayır və ona görə də, bu seriyanın baş xətti adlanır. Növbəti xətt ($\lambda=3302 \text{ \AA}$) ultrabənövşəyi oblastda yerləşir, sonra isə dalğa uzunluğu $\lambda=2853 \text{ \AA}$ olan xətt gəlir və s.

Qələvi metalların soyuq buxarlarında udulma zamanı baş seriyanın asanlıqla müşahidə olunması göstərir ki, bu seriyanın yaranmasında iştirak edən termlərdən biri, yəni udulma üçün başlanğıc, şüalanma üçün isə son olan term normal və ya həyəcanlanmamış hala uyğundur. Yuxarıda qeyd

edildi ki, qələvi metallar üçün başlanğıc hal ns ($l=0$) tiplidir. Müxtəlif qələvi metallar üçün isə əsas halda n baş kvant ədədi müxtəlifdir. Li, Na, K, Rb, Cs atomları üçün normal halda, uyğun olaraq, $n=2,3,4,5,6$ olur. (17.17) seçmə qaydalarından görünür ki, baş kvant ədədinin müxtəlif qiymətlərində l -in eyni qiymətinə uyğun olan hallar arasında keçidlər ($\Delta l=0$), məsələn, $2s-3s$, $2s-4s$, $2p-3p$, $3d-4d$ və s. baş verməməlidir. Qeyd edək ki, (17.17) seçmə qaydaları yalnız dipol şüalanmasına aiddir. Ona görə də bəzən termlərin $\Delta l=2$ dəyişməsinə uyğun gələn kombinasiyaları müşahidə oluna bilər, lakin spektrdə bunlara uyğun xətlər, bir qayda olaraq, çox zəif olurlar. Bu seçmə qaydaları sırf empirik yolla müəyyən edilmişdir. Lakin kvant mexanikasında həmin qaydalar ciddi şəkildə tam izah edilir.

Baş seriya üçün əsas termin ns olduğunu və (17.17) seçmə qaydalarını nəzərə alsaq aydın olur ki, baş seriya yalnız s və p hallar arasında keçidlər nəticəsində yaranır. Məsələn, litium atomu üçün baş seriyanın düsturu

$$\nu=2s-np, n=2,3,4,\dots, \quad (17.18)$$

natrium atomu üçün

$$\nu=3s-np, n=3,4,5,\dots \quad (17.19)$$

kimidir və s. Bu düsturları (17.2) Ridberq termləri vasitəsilə aşkar şəkildə yazmaq olar. Bu zaman, sadəlik naminə, σ düzəlişini baxılan seriyanın termlərinin işarəsinə uyğun olan hərflə işarə etmək qəbul olunmuşdur. Onda (17.18) və (17.19) düsturlarını aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$\nu = \frac{R}{(2+s)^2} - \frac{R}{(n+p)^2}, n=2,3,4,\dots$$

$$\nu = \frac{R}{(3+s)^2} - \frac{R}{(n+p)^2}, n=3,4,5,\dots$$

Enerji səviyyələrinin sxemi və mümkün olan keçidlər 17.1 şəkildə göstərilmiş sxemə uyğun surətdə qurulur və spektroskopiyada bu sxem Qrottrian diaqramı adlanır.

Qeyd edək ki, qələvi metalların spektrlərində əsas s -term ilə ona ən yaxın yerləşən p -term arasında keçidlər nəticəsində yaranan xətlər xüsusi maraq kəsb edir (məsələn, litiumda $2s-2p$, natriumda $3s-3p$ və s.). Aydındır ki, bu xətləri almaq üçün tələb olunan həyəcanlaşma enerjisi ən kiçikdir. Bundan başqa, həmin xətlərə uyğun gələn keçidlərin ehtimalı daha böyükdür və ona görə də bu xətlər böyük intensivliyə malik olması ilə seçilir. Məsələn, əgər natrium buxarını bütöv spektrə malik olan işıqla (ağ işıq) şüalandırısaq, natrium atomlarında $3s-3p$ keçidləri daha böyük ehtimalla baş verəcəkdir ki, buna da $\lambda=5890 \text{ \AA}$ udulma xətti uyğun gəlir. Bu həyəcanlanmış atomlar əsas hala qayıdanda dalğa uzunluğu 5890 \AA olan xətt (natriumun D sarı xətti) şüalandırırlar. Belə xətlər üçün udulan və buraxılan dalğa uzunluğu eyni olduğundan, onlar rezonans xətləri adlanır.

Metalların buxarlarının rezonans şüalanması buxarların flüoroessensiyasının bir növüdür. Rezonans şüalanması dəfələrlə çox ciddi şəkildə öyrənilmişdir. Məsələn, Vud natrium buxarının rezonans şüalanmasını öyrənərək göstərmişdir ki, bu buxarı $3s-4p$ keçidinə uyğun gələn $\lambda=3302,34 \text{ \AA}$ ultrabənövşəyi xətti ilə şüalandırıqda həmin $\lambda=3302,34 \text{ \AA}$ dalğa uzunluğuna malik olan xətdən başqa həmişə sarı rezonans xətti də müşahidə olunur. Bunu aşağıdakı kimi izah etmək olar. Həyəcanlanaraq $4p$ səviyyəsinə keçmiş atom birbaşa $3s$ normal hala keçə bilər və bu zaman dalğa uzunluğu $3s-4p = 3302,34 \text{ \AA}$ olan xətt buraxılır. Lakin atom $4p$ səviyyəsindən $3s$ səviyyəsinə $4p-4s$, $4s-3p$ və nəhayət, $3p-3s$ pillələri ilə də keçə bilər. Axırncı pillə sarı rezonans xəttinin, əvvəlki iki pillə isə infraqırmızı oblastda yerləşən xətlərin buraxılmasına uyğun gəlir.

Kəskin seriya. Bu seriya üçün əsas term np -dir (məsələn, Li atomunda $2p$, Na atomunda $3p$, K atomunda $4p$ və s.). s -səviyyələrindən aşağı np səviyyəsinə keçidlər ($\Delta l=1$) nəticəsində kəskin seriyanın xətləri alınır. Li atomunda bu seriyanın düsturu $2p-ns$ ($n=3,4,5,\dots$), Na atomunda $3p-ns$ ($n=4,5,6,\dots$) və s. kimidir. Kəskin seriyayı bəzən ikinci əlavə seriya da adlandırırlar.

Diffuz seriya. Diffuz seriya üçün də əsas term kəskin seriyadakı kimi np -dir. Diffuz seriyanın xətləri d -səviyyələrdən aşağı np səviyyəsinə keçidlər ($\Delta l=-1$) sayəsində alınır. Li atomu üçün bu seriyanın düsturu $2p-nd$ ($n=3,4,5,\dots$), Na atomu üçün $3p-nd$ ($n=4,5,6,\dots$) və s. kimidir. Diffuz seriyaya bəzən birinci əlavə seriya da deyilir.

Əsas seriya (Berqman seriyası). Bu seriya üçün əsas term nf -dir. Əsas seriyanın xətləri f -hallardan aşağı nd halına keçidlər ($\Delta l=-1$) nəticəsində alınır. Li, Na və s. atomlar üçün əsas seriyanın düsturu, uyğun olaraq, $3d-nf$ ($n=4,5,6,\dots$), $4d-nf$ ($n=5,6,7,\dots$) kimidir. Əsas seriya spektrin infraqırmızı hissəsində yerləşir.

Baş seriyadan başqa digər seriyalar adı şəraitdə yalnız buraxma (şüalanma) xətlərinin toplusu kimi müşahidə olunur. Əsas termi həyəcanlanmış haldan (məsələn, $2p$, $3p$ və s.) ibarət olan xətlərin soyuq buxarın udma spektrində müşahidə olunması qeyri-mümkündür. Çünki qələvi metalların soyuq buxarında atomlar praktik olaraq yalnız əsas (normal) halda yerləşirlər. Həyəcanlanmış atomların lazımi konsentrasiyası xüsusi şəraitdə yaradıla bilər. Aydın ki, qələvi metal atomları üçün digər seriyaları da qurmaq olar.

Nəhayət, qeyd edək ki, qələvi metalların spektrlərində yuxarıda təsvir olunmuş seriyalardan başqa (17.7) seçmə qaydaları ilə qadağan olunmuş bəzi xətlər də müstəsna hal kimi müşahidə olunur. Məsələn, Li atomunda $2s-3d$, Na atomunda $3s-3d$ keçidi nəticəsində alınan $\lambda_1=3195,6 \text{ \AA}$ və $\lambda_2=3427,1 \text{ \AA}$ xətləri göstərmək mümkündür. Bunu belə izah etmək mümkündür ki, seçmə qaydaları yalnız işığın dipol şüalanmasına və dipol udulmasına aid olub, atomlarda baş verə biləcək digər proseslərə şamil edilmir. Məsələn, toqquşma (zərbə) nəticəsində atom hər hansı s -səviyyəsindən d -, f -, g - və s. səviyyəsinə keçə bilər. Lakin bu zaman atomun dipol momenti dəyişməmiş və "qadağan olunmuş" keçidlər spektral xətlərin buraxılması ilə müşayiət olunur. Bu isə atomun dipol momentinin dəyişməsi sayəsində baş verən dipol şüalanması olmayıb, atomun, məsələn, kvadrupol və ya oktopol momentinin dəyişməsi nəticəsində yaranan kvadrupol və ya oktopol şüalanmasıdır ki, buna da $\Delta l=\pm 1$ seçmə qaydası aid deyildir. Bir daha qeyd edək ki, n baş kvant ədədinin dəyişməsinə heç bir məhdudiyət qoyulmur.

Ştern-Herlax təcrübəsi. Maqnit-mexaniki effektlər

Elektronun spinə və spin maqnit momentinə malik olmasına bilavasitə inanmaq üçün xarici maqnit sahəsinin elektrona təsirini təcrübədə müşahidə etmək və araşdırmaq lazımdır. Bu məqsəd üçün ən əlverişli obyekt hidrogen atomu və Mendeleev cədvəlinin birinci qrupuna daxil olan elementlərin atomlarıdır. Hidrogen atomu nüvədən (kütləsi elektronun kütləsindən 1836 dəfə böyük olan protondan) və bir dənə elektrondan ibarət olan neytral sistemdir. Atom nüvəsinin maqnit momenti elektronların maqnit momentinə nisbətən $\sim 10^3$ dəfə kiçikdir. Ona görə də hidrogen atomunun maqnit momentini ölçərkən alınan qiymət əslində elektronun maqnit momentini təyin edir ki, bu da baxılan halda mühüm əhəmiyyətə malikdir. Birinci qrup elementlərinin atomları hidrogen atomuna nisbətən daha böyük kütləyə malikdir və hidrogen atomu kimi onların da bizi maraqlandıran təcrübə üçün çox mühüm olan bir xüsusiyyəti vardır. Belə ki, birinci qrup atomlarının həyəcanlanmamış halı s -halıdır və ona görə də bu halda atomun orbital momenti (və deməli, orbital maqnit momenti) sıfıra bərabər olur. Beləliklə, əgər təcrübə göstərsə ki, hidrogen atomu və ya birinci qrupa mənsub olan hər hansı bir atom əsas halda mexaniki momentə və maqnit momentinə malikdir, onda bu momentlərin məhz valent elektronunun məxsusi xassələri olduğunu qəbul etmək lazımdır.

Fərz edək ki, yuxarıda göstərilən elementlərdən birinin atomlar dəstəsi maqnit sahəsindən keçir. Əgər maqnit sahəsi bircinslidsə, onda bu dəstədə biz heç bir dəyişiklik müşahidə edə bilməyəcəyik. Belə ki, bircinsli maqnit sahəsi dipoluna yalnız cüt qüvvə ilə təsir edərək onun maqnit yönəlməsini dəyişir, yəni döndərir. Bu dönmə isə atom dəstəsinin konfigurasiyasını dəyişmədiyi üçün onu qeyd etmək mümkün olmur. Atom dəstəsini parçalamaq üçün maqnit sahəsi qeyri-bircins olmalıdır. Əgər maqnit sahəsinin qeyri-bircinsliyi dipolun uzunluğuna bərabər olan məsafədə özünü biruzə versə, onda bu dipolun qütblərinə təsir edən qüvvələr bir-birindən fərqli olacaq və nəticədə dipolu bu və ya digər tərəfə sürüşdürən qüvvə yaranacaqdır. Bu qüvvənin qiyməti isə həm maqnit momentinin qiymətindən və həm də maqnit sahəsinin qeyri-bircinsliyindən asılıdır. Həmin qüvvəni

$$\vec{F} = -\text{grad}E = \text{grad}(\vec{\mu}\vec{H}) \quad (17.20)$$

kimi yazmaq olar. z oxunu maqnit sahəsi istiqamətində yönəltsək, \vec{F} qüvvəsinin $F_z=F$ proyeksiyası üçün

$$F = \mu_x \frac{\partial H_z}{\partial x} + \mu_y \frac{\partial H_z}{\partial y} + \mu_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \quad (17.21)$$

ifadəsini alırıq. Lakin dəstədəki atomlara bu qüvvədən başqa həm də maqnit dipollarını sahə istiqamətində yönəltməyə çalışan cüt qüvvə təsir edəcəkdir. Bu qüvvənin təsiri altında hər bir atom maqnit sahəsinin istiqaməti ətrafında (baxılan halda z oxu ətrafında) Larmor presessiyası edəcəkdir.

Maqnit sahəsi z oxu boyunca yönəldikdə bu presessiya nəticəsində $\bar{\mu}$ maqnit momentinin μ_x və μ_y proyeksiyaları gah müsbət, gah da mənfi işarəli qiymətlər alacaq və onların orta qiyməti sıfıra bərabər olacaqdır: $\bar{\mu}_x = \bar{\mu}_y = 0$. μ_z proyeksiyası isə dəyişməyəcəkdir. Deməli, maqnit dipoluna təsir edən qüvvənin orta qiyməti (17.21) düsturuna əsasən

$$\bar{F} = \mu_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \quad (17.22)$$

kimi təyin olunur.

(17.22) düsturunu kvant mexanikası baxımından da əsaslandırmaq olar. Doğrudan da, atomun z oxu boyunca yönəlmiş güclü maqnit sahəsində yerləşdirilməsi nəticəsində alınan halda atom maqnit momentinin yalnız bir dənə müəyyən μ_z proyeksiyasına malik olur. Maqnit momentinin digər iki μ_x və μ_y proyeksiyaları isə bu halda müəyyən qiymət ala bilmir. Belə ki, bu halda ölçmələr zamanı μ_x və μ_y müxtəlif qiymətlər alır və özü də onların orta qiyməti sıfıra bərabər olur. Deməli, kvant mexanikası təsəvvürlərinə görə də (17.21)-dən (17.22) alınır.

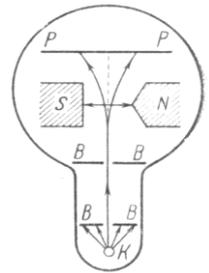
(17.22) düsturundan görünür ki, z oxu boyunca yönələn və bircinsli olmayan maqnit sahəsində maqnit dipoluna təsir edən qüvvə maqnit sahəsinin $\partial H_z / \partial z$ qeyri-bircinsliyi və maqnit momentinin μ_z proyeksiyası ilə düz mütənasibdir.

(17.22) düsturu həm klassik fizika, həm də kvant mexanikası baxımından eyni olsa da, təcrübələr zamanı klassik fizika və kvant mexanikası təsəvvürlərinə görə bu düstura əsasən müxtəlif nəticələrin alınması gözlənilir. Doğrudan da, əgər klassik nəzəriyyənin tələb etdiyi kimi, μ_z kəmiyyəti ixtiyari kəsilməz qiymətlər alırsa, \bar{F} qüvvəsi də kəsilməz qiymətlər almalı və maqnit sahəsinin təsiri nəticəsində atom dəstəsinin yalnız eni artmalıdır. Kvant mexanikasına görə isə başqa nəticə gözlənilir. Belə ki, maqnit momentinin μ_z proyeksiyası mexaniki momentin M_z proyeksiyası ilə düz mütənasib olduğundan və M_z kəmiyyəti də kvantlandığı üçün məhdud sayda qiymətlər aldığından, maqnit sahəsindən keçən atom dəstəsi M_z -in ala bildiyi mümkün qiymətlərin sayı qədər hissəyə parçalanmalıdır; atomlar dəstəsinin yayılma istiqamətinə perpendikulyar qoyulmuş fotolövhədə isə bu sayə bərabər miqdarda nazik zolaqlar alınmalıdır. Çünki μ_z kvantlandığı üçün (17.22) düsturu ilə təyin olunan və atom dəstəsinə təsir edən \bar{F} qüvvəsi də kvantlanmalı, yəni seçilmiş diskret qiymətlər almalıdır. Əgər atomun kvant ədədi l -ə bərabədirsə, onda maqnit sahəsindən keçən atom dəstəsi kvant nəzəriyyəsinə görə $2l+1$ sayda hissəyə (m_l kvant ədədinin ala bildiyi qiymətlərin sayı) parçalanmalıdır. Beləliklə, l kvant ədədinin qiymətindən asılı olaraq atom dəstəsinin 1,3,5,... sayda hissəyə parçalanması gözlənilir. Göründüyü kimi, atom dəstəsi həmişə tək sayda hissələrə parçalanmalıdır.

Belə təcrübələr ilk dəfə 1921-ci ildə Ştern və Herlax tərəfindən aparılmışdır. Bu təcrübələrin aparıldığı qurğunun sxemi 17.3 şəklində verilmişdir. İçərisində yüksək vakuum yaradılmış qabın içində K qızdırıcısı və gümüşün kiçik parçası yerləşdirilmişdir. Qızdırıcının təsiri nəticəsində gümüş buxarlanır və onun atomları saniyədə bir neçə yüz metrə bərabər olan sürətlə mümkün olan bütün istiqamətlərdə hərəkət edirlər. Bir neçə BB yarıqları vasitəsilə gümüş atomlarının nazik dəstəsi (atom şüası) ayrı-ayrılıqda SN elektromaqnitinin qütbləri arasındakı qeyri-bircins maqnit sahəsindən keçir və PP lövhəsinə düşür. Bu lövhə üzərinə düşən atomların izini müşahidə etmək olur. Bu təcrübənin əsas çətinliyi bir atomun en kəsiyi daxilində, yəni $\sim 10^{-8}$ sm məsafə boyunca qeyri-bircins maqnit sahəsi yaratmaqdan ibarət idi. Lakin maqnit sahəsinə yaradan elektromaqnit qütblərindən biri (N) "bıçaq" (bir tili iti olan prizma), digəri (S) isə içərisində nov açılmış tircik şəklində götürülərək güclü qeyri-bircins maqnit sahəsi almaq mümkün oldu.

İlk dəfə gümüş atomları ilə aparılan bu təcrübə sonralar digər maddələrin (hidrogen, qələvi metal) atomları üçün də aparıldı. Hidrogen atomları ilə aparılan təcrübə ona görə xüsusi maraq kəsb edir ki, hidrogen atomu bir dənə elektronu olan ən sadə sistemdir.

Ştern və Herlax təcrübələri göstərdi ki, hidrogen, gümüş və qələvi metal atomlarından ibarət olan dəstə qeyri-bircins maqnit sahəsindən keçdikdən sonra fotolövhə üzərində maqnit sahəsi olmadıqda verdikləri zolağa nəzərən simmetrik yerləşən iki zolaq verir. Bu isə o deməkdir ki, bircins olmayan maqnit sahəsindən keçərkən atom dəstəsi əks istiqamətlərə eyni qədər meyli edən iki dəstəyə parçalanır, yəni maqnit sahəsində M_z proyeksiyası qiymətcə bərabər, işarəcə əks olan iki



Şəkil 17.3

qiymət ala bilər. Bu nəticənin mənasını düzgün başa düşmək üçün xatırlayaq ki, bu təcrübələrdə istifadə olunan hidrogen, litium və gümüş atomlarının ən aşağı enerjiliyə malik olan s -haldır və bu halda M orbital moment və onun M_z proyeksiyası sıfıra bərabərdir. Başqa sözlə, parçalanma atomun orbital maqnit momenti ilə əlaqədar olsaydı, onda gərək bu halda parçalanma olmayaydı. Əgər həmin atomlar s -halda olmayıb, p -, d -, f - həyəcanlanmış hallarında olsaydılar onda gərək atom dəstəsi 3,5,7,... yerə parçalanaydı. Deməli, Ştern-Herlax təcrübələrində atom dəstəsinin parçalanmasını elektronun spinə malik olması ilə izah etmək olar. Belə ki, müşahidə olunan parçalanma onunla əlaqədardır ki, elektron l kvant ədədi ilə xarakterizə olunan orbital momentdən başqa, həm də məxsusi momentə – spinə malikdir. $l=0$ olduqda üç və daha çox sayda deyil, yalnız iki dənə zolağın alınması göstərir ki, sahə istiqamətində spinin proyeksiyası yalnız iki dənə qiymət ala bilər. Parçalanmanın qiymətini, sahənin intensivliyini, sahənin qeyri-bircinslik dərəcəsini və təcrübə qurğusunun lazımi həndəsi parametrlərini bilərək atomun maqnit momentini də hesablamaq olar. Doğrudan da, belə hesablama aparılmış və μ üçün M_B Bor maqnetonuna bərabər qiymət tapılmışdır.

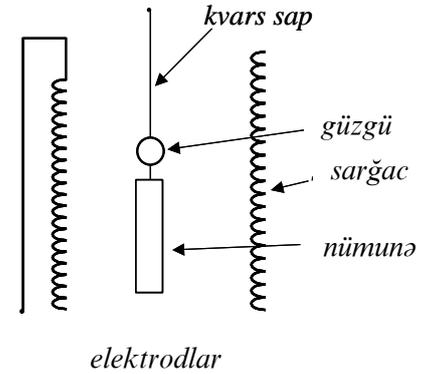
Qeyd etmək lazımdır ki, Ştern-Herlax təcrübəsi materiyanın çox mühüm xassələrindən birini aşkar etməyə imkan verdiyi üçün öz əhəmiyyətinə görə atom fizikasının sayı o qədər də çox olmayan əsas təcrübələri sırasına daxildir. Əslində Ştern və Herlax təcrübəsi spin haqqında hipotezdən dörd il əvvəl, yəni 1921-ci ildə həyata keçirilmişdir. Bu təcrübənin nəticələrini əvvəlcə onlar maqnit sahəsinə istiqamətin kvantlanması bilavasitə təcrübə yolu ilə isbatı kimi qiymətləndirmişlər.

Maraqlıdır ki, elektronun spinə malik olması həm də əvvəlcədən məlum olan və maqnit mexaniki effektlər adlanan digər təcrübə faktlarından da bir nəticə kimi alınır. Belə təcrübələrə misal olaraq qiromaqnit nisbətə təyininə həsr olunmuş Eynşteyn və de-Qaaz, həm də Barnet təcrübələrini göstərmək olar.

Maqnit momenti ilə mexaniki moment arasında əlaqənin olmasını ilk dəfə Riçardson 1908-ci ildə söyləmişdi. Bu əlaqə isə 1915-ci ildə Eynşteyn və de-Qaaz təcrübəsində müşahidə olunmuşdu. Lakin bu təcrübənin nəticəsi o dövrdə anlaşılmaz qalmışdı və yalnız elektronun spinə malik olması müəyyən edildikdən sonra başa düşüldü.

Eynşteyn və de-Qaaz təcrübələrində mətil sarğacın daxilində onun oxu boyunca diametri təqribən 3 mm, uzunluğu isə 10 sm olan silindr şəkilli nümunə nazik kvars sapdan asılmışdır və silindr güzgü bərkidilmişdir (şəkil 17.4). Nümunə kimi ya ferromaqnit maddələr (məsələn, dəmir), ya da paramaqnit duzlar tədqiq olunurdu. Sarğacdən cərəyan buraxdıqda silindr şəkilli nümunə maqnitlənir və dönmür.

Nümunənin maqnitlənməsi o deməkdir ki, onun daxilində olan elementar maqnitlər sahənin istiqaməti üzrə düzülür. Sarğacda cərəyanın istiqamətini dəyişdikdə isə silindr maqnitləşir və əks istiqamətdə dönmür. Silindrin dönməsi güzgüdə əks olunmuş şüanın köməyi ilə müşahidə olunur. Kvarts sapdan asılmış silindrin dönməsini belə izah etmək olar ki, sarğacdən cərəyan keçərkən yaranan maqnit sahəsində paramaqnit maddənin daxilində maqnit momenti sahə istiqamətində yönəlmiş elektronların enerjisi, maqnit momenti sahənin əksi istiqamətində yönəlmiş elektronların enerjisindən az olur. Elektronlar qəfəslə toqquşarkən onların enerjisi azalır və əsasən aşağı enerjili hala keçirlər. Beləliklə, maqnit momenti sahə istiqamətində yönələn elektronların sayı əks istiqamətdə yönəlmiş maqnit momentinə malik olan elektronların sayından çoxdur. Deməli, elektronlar müəyyən yekun maqnit momenti və deməli, həm də yekun mexaniki moment qazanmış olurlar. Sərbəst cismin tam impuls momentini sabit qaldığından (saxlandığından), paramaqnit silindr maqnitlənməklə yanaşı, həm də elektronların fırlanmasının əksi istiqamətində təpə momenti almalıdır. Paramaqnit maddələr üçün müşahidə olunan effekt çox kiçik olduğundan təcrübələr zamanı rezonansdan istifadə edilirdi. Sarğacda cərəyanın dəyişmə tezliyini silindrik nümunənin burulma rəqslərinin məxsusi tezliyinə bərabər seçdikdə, bu rəqslərin amplitudu kəskin artır və silindrin dönməsi asanlıqla müşahidə olunur. Ferromaqnit nümunələrin dönməsini müşahidə etmək daha asan olur. Yaranan impuls momentinin istiqamətinə görə müəyyən edildi ki, nümunənin maqnitlənməsi mənfə yüklərin, yəni elektronların hərəkəti nəticəsində baş verir. Bu təcrübələrin nəticələrindən istifadə edərək μ maqnit momentinin M mexaniki momentə nisbətini (qiromaqnit nisbət) hesablamaq mümkündür. Bu nisbət ümumiyyətlə



Şəkil 17.4

$$\frac{\mu}{M} = g \frac{e}{2mc} \quad (17.23)$$

kimi təyin olunur. Əgər nümunənin daxilindəki elementar maqnitlər elektronun orbital momenti ilə əlaqədardırsa, (17.23)-də $g=1$ olmalı idi. Lakin Eynşteyn və de-Qaaz təcrübəsində $g=2$ alınır.

Barnet əks təcrübə qoyaraq göstərdi ki, ferromaqnit silindrləri böyük sürətlə döndərdikdə elementar maqnitlərin qiroskopik xassələri nəticəsində onlar maqnitlənir və maqnitlənmiş nümunəni əks istiqamətdə kəskin döndərdikdə isə, o maqmitsizləşir. Bu, Barnet effekti adlanır. Qeyd edək ki, Barnet təcrübələri də qiromaqnit nisbət üçün gözlənildiyindən iki dəfə böyük olan qiymət verdi.

Qiromaqnit nisbət üçün o dövrdə anomal sayılan belə qiymətin alınmasının səbəbi yalnız elektronun spini kəşf olunduqdan sonra izah edildi. Məlum oldu ki, elementar maqnitlər heç də dairəvi elektron orbitlərindən ibarət deyildir və elektronların özləri öz təbiətinə görə eyni zamanda həm elementar maqnitlər, həm də kiçik "fırfıra"lardır.

Nəhayət, qeyd edək ki, spinə malik olmaq yalnız elektrona xas olan müstəsna xüsusiyyət deyildir. Müasir dövrdə məlumdur ki, protonlar, neytronlar və digər elementar zərrəciklər də spinə malikdir. Belə ki, spininin qiyməti 0-dan $11/2$ -ə qədər olan mikrozərrəciklər məlumdur.

XVIII MÜHAZİRƏ

Klassik nəzəriyyə baxımından atomda orbit üzrə hərəkət edən elektron qapalı elektrik cərəyanı yaradır. Elektrodinamikadan məlumdur ki, qapalı elektrik cərəyanı maqnit momentinə malikdir, yəni maqnit sahəsində o, özünü maqnit dipolu kimi aparmalıdır. Digər tərəfdən qapalı orbit üzrə hərəkət edən elektron həm də impuls momentinə malik olmalıdır ki, bu da çox vaxt orbital mexaniki moment adlanır. Müəyyən edilmişdir ki, atomda elektronun $\vec{\mu}$ orbital maqnit momenti ilə \vec{l} orbital mexaniki momenti arasında əlaqə vardır:

$$\mu = \frac{e}{2mc} l \quad (18.1)$$

Fərz edək ki, birelektronlu atom xarici maqnit sahəsində yerləşmişdir. Yuxarıda deyilənlərə uyğun olaraq bu atom müəyyən orbital maqnit momentinə malikdir və ona görə də xarici maqnit sahəsində o, özünü maqnit kimi aparmalıdır, yəni onun maqnit momenti ya xarici maqnit sahəsi boyunca, ya da onun əksinə yönəlməlidir. Lakin atomun özünü fırfıra kimi aparması, yəni orbital mexaniki momentə (impuls momentinə) malik olması buna mane olur. Buradan aydın olur ki, xarici maqnit sahəsində atom özünü Yerin cazibə sahəsində adi fırfıra kimi aparacaq, yəni atom xarici maqnit sahəsinin istiqaməti ətrafında presessiya hərəkəti edəcəkdir. Sükunətdə olan koordinat sisteminə nəzərən elektronun orbiti bu halda bir müstəvi üzərində yerləşməyib, ümumiyyətlə mürəkkəb bir formada olacaqdır. Lakin orbitlə birlikdə presessiya edən hərəkətdə olan koordinat sistemi daxil etdikdə məsələ xeyli sadələşir. Belə ki, bu koordinat sistemində orbit öz formasını saxlayır və presessiyanın yalnız bucaq sürətini təyin etmək lazım gəlir.

Aşağıdakı kimi iki dənə koordinat sistemi daxil edək. Birincisi, \vec{H} xarici maqnit sahəsi ilə bağlı və sükunətdə olan koordinat sistemi və ikincisi, elektronun orbiti ilə bağlı və sükunətdə olan koordinat sisteminə nəzərən presessiya edən hərəkətdə olan koordinat sistemi. Bu zaman presessiya oxu xarici maqnit sahəsinin istiqaməti ilə üst-üstə düşür. Presessiyanın bucaq sürətini Ω , orbit üzrə hərəkət edən elektronun sükunətdə olan koordinat sisteminə nəzərən sürətin v , hərəkətdə olan koordinat sisteminə nəzərən sürətini isə v' ilə işarə edək.

Hərəkətdə olan koordinat sistemində elektrona tarazlaşdırıcı ətalət qüvvələri, yəni $m\vec{v}\Omega^2$ –mərkəzdənqaçma və $\vec{F}_k = 2m[\vec{v}'\vec{\Omega}]$ –Koriolis qüvvəsi təsir edir. Burada r –elektronun presessiya oxundan olan məsafəsidir. Presessiya hərəkəti nəticəsində elektronun malik olduğu xətti sürətin presessiya olmadıqda onun xətti sürətindən çox kiçik olduğuna ($r\Omega \ll v$) görə biz \vec{F}_k Koriolis qüvvəsinə nisbətən mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsini nəzərə almaya bilərik. Bu yaxınlaşma hüdudunda biz Koriolis qüvvəsinin ifadəsindəki v' sürətini də sükunətdə olan koordinat sisteminə nəzərən v sürəti ilə əvəz edə bilərik. Onda

$$\vec{F}_k = 2m[\vec{v}\vec{\Omega}] \quad (18.2)$$

yazmaq olar. Digər tərəfdən, maqnit sahəsində \vec{v} sürətilə hərəkət edən elektrona

$$\vec{F} = -\frac{e}{c}[\vec{v}\vec{H}] \quad (18.3)$$

qüvvəsi təsir edir. Burada mənfi işarəsi elektronun yükünün işarəsi ilə əlaqədar olaraq yazılmışdır. Əgər \vec{H} maqnit sahəsinin istiqaməti presessiya oxunun istiqaməti ilə eynidirsə, onda vektorial hasildən alınan vektorun istiqamətini təyin etmək üçün məlum qaydadan istifadə etməklə göstərmək olar ki, \vec{F}_k və \vec{F} qüvvələri bir-birinin əksi istiqamətində yönəlmişdir. Ona görə də elektronun orbitinin ölçülərinin və formasının saxlanması üçün bu qüvvələr ədədi qiymətcə də bir-birinə bərabər olmalıdır: $\vec{F}_k = -\vec{F}$. Deməli, (18.2) və (18.3) ifadələrinə əsasən

$$2m\Omega \sin(\vec{v} \wedge \vec{\Omega}) = \frac{e}{c} v H \sin(\vec{v} \wedge \vec{H}) \quad (18.4)$$

yazmaq olar. \vec{H} vektoru presessiya oxu istiqamətində yönəldiyindən

$$\sin(\vec{v} \wedge \vec{\Omega}) = \sin(\vec{v} \wedge \vec{H})$$

olur və (12.4)-dən

$$\Omega = \frac{e}{2mc} H \quad (18.5)$$

alınır. Bu nəticəni belə ifadə etmək olar ki, zəif maqnit sahəsində elektronun bu maqnit sahəsinə nəzərən

$$\Omega = \frac{e}{2mc} H$$

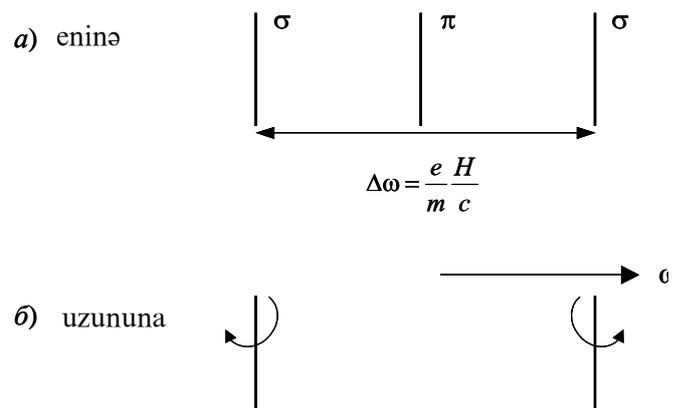
tezliyi ilə presessiya edən koordinat sistemində orbiti maqnit sahəsi olmayan halda onun orbiti ilə eynidir. Bu müddəə Larmor teoremi, (18.5) kimi təyin olunan Ω kəmiyyəti Larmor tezliyi, həmin tezliklə baş verən presessiya isə Larmor presessiyası adlanır.

Beləliklə, maqnit sahəsində yerləşən atomda elektronun orbiti (18.5) düsturu ilə təyin olunan Ω bucaq sürəti ilə bu maqnit sahəsinə nəzərən Larmor presessiyası edir.

Normal Zeyeman effekti

Fizika tarixindən məlumdur ki, Faradey ömrünün son illərində elektromaqnit sahəsi ilə işıq arasında əlaqəni göstərən hadisələri aşkar etməyə çalışırdı. Özünün obrazlı ifadə etdiyi kimi, Faradey "qüvvə xətlərini işıqlandırmaq və işığı maqnitləndirmək" istəyirdi. O, maqnit sahəsində işığın polarizasiya müstəvisinin fırlanmasını (Faradey effekti) kəşf etməklə "ışığın maqnitlənməsini" müşahidə edə bilmişdi. Bundan sonra o, maqnit sahəsinin spektral xətlərə təsirini müəyyən etmək üçün 1862-ci ildə cəhd göstərmiş, lakin onun bu cəhdi uğursuz olmuşdu. Lakin 34 il sonra, yəni 1896-cı ildə Zeyeman nisbətən güclü maqnit sahəsinin və xeyli həssas spektral cihazlar vasitəsilə müşahidə edə bildi ki, işıq mənbəyini elektromaqnitin qütbləri arasında yerləşdirdikdə bu mənbədən alınan spektral xətlər parçalanmaya məruz qalır. Zeyeman natrium alovu saçan şamı elektromaqnitin qütbləri arasında yerləşdirdikdə gördü ki, kifayət qədər güclü maqnit sahəsində natriumun D -xətti genişlənir və özü də bu genişlənmiş xəttin kənarları polarizəlanmış olur. Deməli, Zeyeman spektral xəttin parçalanmasını əslində görməmişdi; burada ən mühüm cəhət ondan ibarət idi ki, genişlənən spektral xəttin kənarları Lorensin klassik elektron nəzəriyyəsinə uyğun sürətdə polarizəlanmış olur. Əgər Zeyeman daha güclü maqnit sahəsindən və böyük ayırdetmə qabiliyyətinə malik spektral cihazlardan istifadə etmiş olsaydı, natriumun D -xəttinin də parçalanmasını müşahidə edə bilərdi; bu halda, Lorensin göstərdiyi kimi, sadə triplet deyil, parçalanmadan daha mürəkkəb mənzərə alınır.

O dövrdə elektron nəzəriyyəsinin inkişaf etdirən Q. A. Lorens Zeyemanın müşahidə etdiyi hadisəni dərhal izah etdi. Lorens nəzəriyyəsinə görə maqnit sahəsinin istiqamətinə perpendikulyar istiqamətdə (eninə) müşahidə apardıqda spektral xətt üç komponentə parçalanmalı və özü də kənar xətlər orta xəttə nəzərən simmetrik yerləşməlidir (şəkil 18.1a). Orta xətdən kənar xətlərin hər birinə qədər olan məsafə isə tezlik şkalası üzrə



Səkil 18.1.

$$\Delta\omega = \frac{e}{2mc} H \quad (18.6)$$

olmalıdır. Parçalanmadan alınan üç xətdən ortadakı sahə istiqamətində, kənardakılar isə sahəyə perpendikulyar istiqamətdə polarizə olunmalıdır. Sahə istiqamətində uzununa müşahidə apardıqda isə spektral xətt iki komponentə parçalanmalı, yəni orta xətt olmamalıdır və özü də bu xətlər bir-birinin əksinə dairəvi polarizə olunmalıdır (şəkil 18.1b)

Nəzəriyyənin qabaqcadan verdiyi bu nəticələr bir çox hallarda təcrübələrdə yüksək dəqiqliklə müşahidə olunurdu. Bununla yanaşı, əksər hallarda parçalanma mənzərəsinin xeyli mürəkkəb olduğu da müşahidə edilirdi. Belə ki, bu hallarda komponentlərin sayı ücdən çox olur, onların bir-birinə nəzərən sürüşməsi isə $\Delta\omega$ kəmiyyəti ilə sadə şəkildə əlaqədar olsa da, onunla, üst-üstə düşmürdü. Spektral xətlərin maqnit sahəsində Lorens nəzəriyyəsinə uyğun sürətdə parçalanması normal və ya sadə Zeyeman effekti adlanır.

Spektral xətlərin qalan bütün hallarda maqnit sahəsində parçalanması mənzərəsi anomal və ya mürəkkəb Zeyeman effekti adlandırılmışdır.

Bu paraqrafda normal və ya sadə Zeyeman effektinin klassik elektron nəzəriyyəsi baxımından izahı verilir. Anomal Zeyeman effekti isə növbəti paraqrafda nəzərdən keçiriləcəkdir.

Atomda dairəvi orbit üzrə hərəkət edən elektrona baxaq. Sadəlik naminə fərz edək ki, bu, $+e$ yüklü nüvəyə malik olan hidrogen atomundakı elektrondur. Maqnit sahəsi elektronun orbit müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yönəlmişdir (şəkil 18.2).

Elektronu orbitdə saxlayan qüvvənin ədədi qiyməti

$$F = \frac{e^2}{r^2} \quad (18.7)$$

düsturu ilə təyin olunur. Bu F qüvvəsi mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsinə bərabərdir:

$$\frac{e^2}{r^2} = m\omega_0^2 r \quad (18.8)$$

Burada ω_0 –maqnit sahəsi olmadıqda elektronun orbit üzrə fırlanma tezliyidir. Maqnit sahəsi olduqda isə elektrona (18.7) Kulon qüvvəsindən başqa $\frac{e}{c}[\vec{v}\vec{H}]$ Lorens qüvvəsi də təsir edir. Məlum sol əl qaydasından istifadə edərək görmək olar ki, bu Lorens qüvvəsi radius boyunca mərkəzə doğru yönəlmişdir. Lakin, buna baxmayaraq, maqnit sahəsinin təsiri heç də orbitin radiusunu artırmaqdan və ya azaltmaqdan ibarət olmayıb, elektronun orbit üzrə fırlanma hərəkətinin bucaq sürətini dəyişdirməkdən ibarətdir. Bu müddəa ilk baxışdan inandırıcı olmasa da, onu aşağıdakı kimi ciddi riyazi üsulla isbat etmək mümkündür.

Maksvelin ikinci tənliyinin inteqral şəklinə (ümumiləşmiş elektromaqnit induksiya qanunu) uyğun olaraq, \vec{H} maqnit sahəsinin dəyişməsi zamanı oxu \vec{H} istiqamətində yönələn burulğanlı $\vec{\varepsilon}$ elektrik sahəsi yaranır və özü də

$$\oint \varepsilon_s ds = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt} = -\frac{1}{c} \pi r^2 \frac{dH}{dt} \quad (18.9)$$

şerti ödənilir. Maqnit sahəsi 0-dan H -a qədər artan müddət ərzində elektron n sayda dövr edirsə və həm də H maqnit sahəsi bərabərsürətlə artırsa, onda

$$\frac{dH}{dt} = \frac{H}{nT} \quad (18.10)$$

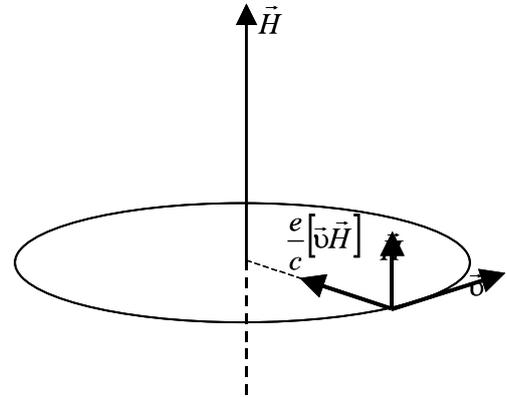
yaza bilərik. Burada T –elektronun orbit üzrə fırlanma periodudur. Bir dövr ərzində sahənin elektron üzərində gördüyü iş

$$\frac{\Delta W}{n} = e \oint \varepsilon_s ds$$

olar. (18.9) və (18.10) ifadələrini nəzərə alsaq

$$\frac{\Delta W}{n} = \frac{e}{c} \frac{H}{nT} \pi r^2$$

və ya



Səkil 18.2.

$$\Delta W = \frac{e H}{c T} \pi r^2 = \frac{e}{2c} H \omega r^2 \quad (18.11)$$

yaza bilərik. Burada $\omega = 2\pi/T$ olduğu nəzərə alınmışdır.

(18.11) işi elektronun kinetik enerjisinin artmasına və əgər orbitin radiusu dəyişirsə, həm də elektronun potensial enerjisinin artmasına sərf olunur. Ona görə

$$\frac{e}{2c} H \omega r^2 = \Delta E_k + \Delta E_p \quad (18.12)$$

bərabərliyini yazmaq olar. Lakin

$$\begin{aligned} E_k &= \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m \omega^2 r^2, \\ \Delta E_k &= m(r^2 \omega \Delta \omega + \omega^2 r \Delta r), \\ E_p &= -\frac{e^2}{r}, \quad \Delta E_p = \frac{e^2}{r^2} \Delta r \end{aligned} \quad (18.13)$$

olduğundan

$$\frac{e}{2c} H \omega r^2 = m(r^2 \omega \Delta \omega + \omega^2 r \Delta r) + \frac{e^2}{r^2} \Delta r$$

alırıq. Mərkəzdənqaçma qüvvəsi ilə Kulon cazibə qüvvəsinin bir-birinə qiymətə bərabər olduğunu nəzərə alsaq

$$\frac{e}{2c} H \omega r^2 = m(r^2 \omega \Delta \omega + 2\omega^2 r \Delta r)$$

olar. Bu ifadəni $m\omega^2 r^2$ -na bölərək

$$\frac{e}{2mc} \frac{H}{\omega} = \frac{\Delta \omega}{\omega} + 2 \frac{\Delta r}{r} \quad (18.14)$$

yaza bilərik. Daha sonra, halın çox ləng (adiabatik) dəyişməsi zamanı hər bir an üçün elektrona təsir edən qüvvənin (yəni, Kulon cazibə qüvvəsi+Lorens qüvvəsi) mərkəzdənqaçma qüvvəsinə bərabər olduğunu nəzərə alaraq

$$m(r + \Delta r)(\omega + \Delta \omega)^2 = \frac{e^2}{(r + \Delta r)^2} + \frac{e}{c} H r \omega \quad (18.15)$$

və ya hər iki tərəfi $(r + \Delta r)^2$ -na vuraraq

$$m(r + \Delta r)^3 (\omega + \Delta \omega)^2 = e^2 + \frac{e}{c} H r \omega (r + \Delta r)^2$$

bərabərliyini yazmaq olar. Sadə çevirmələrdən sonra bu ifadə aşağıdakı şəkllə düşür:

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} + \frac{3}{2} \frac{\Delta r}{r} = \frac{e}{2mc} \frac{H}{\omega} \quad (18.16)$$

(18.16) və (18.14) ifadələrinin müqayisəsindən tapırıq ki,

$$\Delta r = 0,$$

$$\Delta \omega = \frac{e}{2mc} H \quad (18.17)$$

Beləliklə, isbat etdik ki, maqnit sahəsi ləng (adiabatik) artdıqda elektronun orbitinin radiusu dəyişmir, elektronun yalnız fırlanma sürəti (tezliyi) dəyişir.

Yuxarıdakı hesablamaları aparmadan da müəyyən fiziki mülahizələr əsasında bu nəticəyə gəlmək olar. Elektromaqnit dövrəyə qoşduqda onun yaratdığı maqnit sahəsi özünün son qiymətini dərhal deyil, müəyyən zaman müddətindən sonra alır. Elektronun orbit üzrə fırlanma perioduna nisbətən həmin zaman müddəti elə böyükdür ki, maqnit sahəsinin 0-dan H -a qədər artması prosesini çox ləng, yəni termodinamikadakı adiabatik prosesə oxşar hesab etmək olar. Ona görə də hər bir zaman anında elektrona təsir edən Kulon cazibə qüvvəsi ilə Lorens qüvvəsinin cəmi mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsinə bərabər olur. Lakin Faradeyin elektromaqnit induksiya qanununa görə maqnit sahəsinin artması simmetriya oxu bu maqnit sahəsinin istiqaməti ilə eyni olan burulğanlı (dəyişən) elektrik sahəsi doğurduğundan, elektrona təsir edən mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsi tədricən dəyişəcəkdir. Çünki məhz bu dəyişən elektrik sahəsi elektrona təsir edərək onu sürətləndirir və ya

yavaşdır. Lorens qüvvəsi isə elektronun hərəkət istiqamətinə perpendikulyar yönəldiyi üçün heç bir iş görmür və elektronun fırlanma tezliyini dəyişdirə bilmir.

Elektrona təsir edən Kulon cazibə və Lorens qüvvələrinin cəminin mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsinə bərabər olması şərti bütün zaman anlarında və deməli, maqnit sahəsi özünün qərarlaşmış H qiymətini aldıqdan sonra da ödənəcəkdir. Bu halda elektronun bucaq sürətini ω ilə işarə edərək $v = \omega r$ və $\sin(\vec{v}\vec{H}) = 1$ olduğunu nəzərə alaraq Lorens qüvvəsinin ədədi qiyməti üçün $\frac{e}{c}\omega rH$ yazıla bilər. Burada maqnit sahəsinin orbit müstəvisinə perpendikulyar ($\vec{v} \perp \vec{H}$) olduğu nəzərə alınmışdır. Onda qüvvələrin yuxarıda qeyd olunan bərabərliyi şərti

$$\frac{e^2}{r^2} + \frac{e}{c}\omega rH = m\omega^2 r \quad (18.18)$$

kimi yazıla bilər. (18.8)-ü burada nəzərə alsaq

$$m\omega_0^2 r + \frac{e}{c}\omega rH = m\omega^2 r \quad (18.19)$$

olar ki, buradan da

$$\omega^2 - \frac{e}{mc}H\omega - \omega_0^2 = 0 \quad (18.20)$$

tənliyi alınır. Göründüyü kimi, bu tənlikdə ω -nın əmsalı (18.5) düsturu ilə təyin olunan $\Omega = \frac{e}{2mc}H$ Larmor tezliyinin iki mislinə bərabərdir. Onda (18.20) tənliyi

$$\omega^2 - 2\Omega\omega - \omega_0^2 = 0 \quad (18.21)$$

şəklinə düşür. Bu kvadrat tənliyi ω -ya görə həll edərək

$$\omega = \Omega \pm \sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2} \quad (18.22)$$

alırıq. Ω kəmiyyəti ω_0 -a nisbətən çox kiçikdir. Doğrudan da, əksər hallarda yaradılan maqnit sahəsinin ən böyük intensivliyi $\sim 10^7$ *ersted* olduğundan

$$\Omega = \frac{1}{2} \frac{e}{mc} H = 0,5 \cdot 1,76 \cdot 10^7 \cdot 10^7 = 8,8 \cdot 10^{13} \text{ san}^{-1}$$

alınır. Spektrin görünən və ya ultrabənövşəyi hissəsində yerləşən spektral xətlər üçün $\omega_0 \sim 10^{15} \text{ san}^{-1}$ olur. Deməli, $(\Omega/\omega_0)^2 \sim 10^{-3}$ olur ki, buna görə də (18.22)-də ω^2 ilə müqayisədə Ω^2 -ni nəzərə almamaq və

$$\Omega = \Omega \pm \omega_0, \quad \omega_1 = \omega_0 + \Omega, \quad \omega_2 = -\omega_0 + \Omega \quad (18.23)$$

yazmaq olar.

Beləliklə, maqnit sahəsinin \vec{H} intensivlik vektorunun ucundan baxdıqda orbit üzrə saat əqrəbinin əksi istiqamətində fırlanan elektronun fırlanma tezliyi Ω qədər artır, əks istiqamətdə fırlanan elektronun fırlanma tezliyi isə Ω qədər azalır. Başqa sözlə, maqnit sahəsinin təsiri nəticəsində elektronun orbit üzrə fırlanma tezliyinin dəyişməsi

$$\Delta\omega = \pm\Omega = \pm \frac{e}{2mc} H, \text{ san}^{-1} \quad (18.24)$$

olur ki, bu da (18.7) və (18.17) Lorens düsturu ilə eynidir.

Yuxarıda biz xarici maqnit sahəsinin atomda elektronun orbitinə təsirinə xüsusi halda, yəni maqnit sahəsinin istiqamətinin orbit müstəvisinə perpendikulyar olduğu halda baxdıq. Bu halda gördük ki, elektronun fırlanma tezliyinin dəyişməsi məhz Ω Larmor tezliyinə bərabərdir. Bu isə spektral xəttin maqnit sahəsində parçalanmasına uyğun gəlir ki, Zeyeman da məhz bu hadisəni müşahidə etmişdi.

Özünün ilk təcrübələrində Zeyeman müşahidə etmişdi ki, maqnit sahəsinə perpendikulyar istiqamətdə müşahidə apardıqda spektral xətt xətti polyarizəlanmış üç komponentə parçalanır. Orta xətt sürüşməmiş qalır, kənar xətlər isə əks istiqamətlərdə eyni $\Delta\omega$ qədər sürüşmüş olur və özü də bu sürüşmə maqnit sahəsinin \vec{H} intensivliyi ilə düz mütənəsbdir. Orta komponentdə elektrik vektoru maqnit sahəsinə paralel yönəlmişdir

(belə xətlər π -komponent adlanır, şəkil 18.1a), kənar komponentlərdə isə elektrik vektorunun istiqaməti maqnit sahəsinə perpendikulyardır (belə xətlər σ -komponentlər adlanır, şəkil 18.1a). π -komponentin intensivliyi ilkin xəttin intensivliyindən 2, σ -komponentlərin hər birinin intensivliyi isə 4 dəfə azdır.

Maqnit sahəsi istiqamətində müşahidə apardıqda isə orta komponent olmur, iki komponent arasındakı məsafə yenə də həmin qədər olur (şəkil 18.1b). Bu halda hər bir komponentin intensivliyi ilkin xəttin intensivliyindən 2 dəfə az olur. Hər iki komponent bir-birinə əks dairəvi polyarizəlanmışdır və onları da σ -komponentlər adlandırmaq qəbul olunmuşdur. Əgər işıq maqnit sahəsinin istiqamətində yayılırsa, kiçik tezliyə ($\omega - \Delta\omega$) malik olan σ -komponent sağ, böyük tezliyə ($\omega + \Delta\omega$) malik olan σ -komponent isə sol dairəvi polyarizəlanmış olur. Maqnit sahəsinin istiqamətini əksinə dəyişdikdə isə hər iki komponentin dairəvi polyarizasiyası da əksinə dəyişir.

Zeyeman təcrübələrində müşahidə olunan və yuxarıda təsvir edilən mənzərə həm baxdığımız xüsusi halda, həm də ümumi şəkildə klassik Lorens nəzəriyyəsi vasitəsilə izah olunur. Bu nəzəriyyəyə görə atomda elektrona kvazielastik qüvvə təsir edir və şüalandıran mərkəzlər harmonik ossilyatorlardır. Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, bir çox hadisələr kimi, Zeyeman effekti də yalnız kvant mexanikası təsəvvürlərinə əsasən tam izah oluna bilər.

İndi isə sadə Zeyeman effekti üçün ümumi Lorens nəzəriyyəsinə baxaq. Fərz edək ki, $-e$ yükünə malik olan elektron nüvə ilə kvazielastik qüvvə vasitəsilə rabitədədir, yəni elə bil ki, müsbət yükü koordinat başlanğıcında tərpənməz yerləşən dipola baxırıq. Bu halda elektronun sərbəst, yəni xarici maqnit sahəsi olmadıqda rəqslərinin tənliyi

$$m\ddot{\vec{r}} + k\vec{r} = 0 \quad (18.25)$$

kimi olar. Burada m -elektronun kütləsi, k -kvazielastik qüvvəni xarakterizə edən əmsaldır.

Atom maqnit sahəsində olduqda isə elektrona $k\vec{r}$ kvazielastik qüvvəsindən başqa $-\frac{e}{c}[\vec{v}\vec{H}]$

Lorens qüvvəsi də təsir edir. Onda (18.25) əvəzinə

$$m\ddot{\vec{r}} + k\vec{r} = -\frac{e}{c}[\vec{v}\vec{H}]$$

alınır ki, burada hər iki tərəfi m -ə bölsək və

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m} \quad (18.26)$$

işarə etsək

$$\ddot{\vec{r}} + \omega_0^2\vec{r} = -\frac{e}{mc}[\vec{v}\vec{H}] \quad (18.27)$$

tənliyini alırıq. Fərz edək ki, maqnit sahəsi z oxu istiqamətində yönəlmişdir. Onda

$H_x=H_y=0$, $H_z=H$ olar. (18.5) düsturuna əsasən $\frac{e}{mc}H = 2\Omega$ olduğunu nəzərə alsaq (Ω -

Larmor tezliyidir) və (18.27) vektor tənliyini dekart proyeksiyaları üçün yazsaq, aşağıdakı kimi üç tənlik alırıq:

$$\begin{aligned} \ddot{x} + \omega_0^2x + 2\Omega\dot{y} &= 0 \\ \ddot{y} + \omega_0^2y - 2\Omega\dot{x} &= 0 \\ \ddot{z} + \omega_0^2z &= 0. \end{aligned} \quad (18.28)$$

(18.28)-dəki axırıncı tənlikdən görünür ki, maqnit sahəsi elektronun bu sahə boyunca hərəkətinə təsir etmir. Bu da aydındır. Çünki belə hərəkət zamanı maqnit sahəsi tərəfindən elektrona təsir edən Lorens qüvvəsi sıfır bərabər olur.

(18.28)-dəki x və y üzrə diferensial tənliklərin həllini

$$x = ae^{i\omega t}, y = be^{i\omega t} \quad (18.29)$$

kimi axtaraq. Burada a və b amplitudları ümumi halda kompleks ədədlərdir. (18.29)-u (18.28)-də nəzərə alsaq

$$\begin{aligned} a(\omega^2 - \omega_0^2) + 2i\Omega\omega b &= 0, \\ b(\omega^2 - \omega_0^2) - 2i\Omega\omega a &= 0 \end{aligned} \quad (18.30)$$

olar. Bu isə a və b naməlum kəmiyyətlərini tapmaq üçün xətti bircinsli tənliklər sistemidir. Məlumdur ki, belə tənliklər sisteminin sıfırdan fərqli həllinin olması üçün məchulların əmsallarından düzəldilmiş determinant sıfıra bərabər olmalıdır:

$$\begin{vmatrix} \omega_0^2 - \omega^2 & 2i\omega\Omega \\ -2i\omega\Omega & \omega_0^2 - \omega^2 \end{vmatrix} = 0. \quad (18.31)$$

Bu determinantı açaraq

$$(\omega_0^2 - \omega^2)^2 = 4\Omega^2 \omega^2 \quad (18.32)$$

alırıq. Buradan isə aşağıdakı kimi iki dənə kvadrat tənlik alınır:

$$\omega_0^2 - \omega_1^2 = 2\Omega\omega_1, \quad \omega_0^2 - \omega_2^2 = -2\Omega\omega_2. \quad (18.33)$$

Bu tənliklərin yalnız müsbət həlləri fiziki mənaya malikdir:

$$\omega_1 = -\Omega - \sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2}, \quad \omega_2 = -\Omega + \sqrt{\omega_0^2 + \Omega^2} \quad (18.34)$$

Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, $\Omega \ll \omega_0$ olduğunu burada nəzərə alsaq

$$\omega_1 = \omega_0 - \Omega, \quad \omega_2 = \omega_0 + \Omega, \quad \Delta\omega = \omega_2 - \omega_1 = 2\Omega = eH/mc \quad (18.35)$$

olar. Beləliklə, maqnit sahəsinin \vec{H} intensivlik vektoruna perpendikulyar olan x və y oxları boyunca baş verən rəqslərin tezlikləri (18.7) Lorens düsturu ilə təyin olunan $\Delta\omega$ qədər sürüşmüş olur.

Biz sürüşmüş hər iki komponentin polyarizasiya halını da müəyyən edə bilərik. (18.30)-dan görünür ki,

$$\frac{a}{b} = -i \frac{2\Omega\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (18.36)$$

Burada $\omega = \omega_1$, yəni qırmızı tərəfə ($\omega_1 < \omega_0$) sürüşmüş komponentin tezliyini yazsaq və (18.35)-dəki birinci tənliyə əsasən $\omega_0^2 - \omega_1^2 = 2\Omega\omega_1$ olduğunu nəzərə alsaq

$$\frac{a}{b} = -i \quad \text{və ya} \quad a = -ib = be^{\frac{i\pi}{2}} \quad (18.37)$$

olar. Bu isə o deməkdir ki, x oxu boyunca rəqs y oxu üzrə rəqsdən fazaca $\pi/2$ qədər geri qalır. Hər iki rəqs çevrə üzrə fırlanmaya uyğundur və həm də, onların fazalarının indicə göstərdiyimiz əlaqəsini nəzərə alsaq, bu fırlanma saat əqrəbi istiqamətindədir, yəni sağ dairəvi polyarizasiyalıdır.

Bu deyilənləri əyani şəkildə başa düşmək üçün maqnit sahəsi olmadıqda elektronun hərəkətini iki hərəkətə ayırmaq: z oxu boyunca harmonik rəqs və xy müstəvisində hərəkət, xy müstəvisindəki hərəkəti də öz növbəsində iki çevrə üzrə əks istiqamətlərdə eyni ω_0 bucaq sürətilə baş verən iki hərəkətə ayırmaq. Onda: z oxu boyunca yönəlmiş sabit maqnit sahəsində bu ox üzrə rəqsi hərəkət dəyişməz qalır. Dairəvi hərəkətlərin hər ikisinin də tezliyi isə eyni bir Ω kəmiyyəti qədər dəyişir: fırlanma saat əqrəbinin əksi istiqamətində baş verirsə, tezlik artır, saat əqrəbi istiqamətində baş verirsə, tezlik azalır.

Yuxarıdakına oxşar olaraq (18.36)-da $\omega = \omega_2$, yəni bənövşəyi tərəfə ($\omega_2 > \omega_0$) sürüşmüş komponentin tezliyini yazsaq və (18.35)-dəki ikinci tənliyi nəzərə alsaq

$$\frac{a}{b} = i \quad \text{və ya} \quad a = ib = be^{\frac{i\pi}{2}} \quad (18.38)$$

olar. Bu isə o deməkdir ki, ω_2 tezliyinə malik olan rəqs sol dairəvi polyarizasiyaya malikdir.

(18.28)-dəki üçüncü tənlik göstərir ki, z oxu boyunca rəqsin tezliyi maqnit sahəsində dəyişmiş, yəni bu rəqs xətti polyarizasiyaya malikdir. Lakin maqnit sahəsinin qüvvə xətləri boyunca (uzununa istiqamət) baxan müşahidəçi bu üçüncü komponenti görmür, çünki rəqslər istiqamətində dipolun şüalanması baş vermir.

Lorens nəzəriyyəsi yuxarıda alınan nəticələri, yəni spektral xətlərin maqnit sahəsində parçalanmasını aşağıdakı kimi izah etmək olar. Rəqs edən elektron elektromaqnit dalğası şüalandırmalıdır. Özü də elektronun təcili istiqamətində şüalanma baş vermir, təcilin istiqamətinə perpendikulyar olan istiqamət üzrə isə şüalanma maksimum olur. Klassik nəzəriyyəyə görə şüalanmanın tezliyi elektronun rəqs tezliyinə bərabərdir. Lakin maqnit sahəsi daxil etdikdə elektronun rəqs tezliyi dəyişdiyindən, şüalanan işığın da

tezliyi dəyişməlidir. Maqnit sahəsinin istiqaməti boyunca müşahidə apardıqda həmin istiqamətdə rəqs şüalanma vermir. Şüalanma elektronun yalnız dairəvi fırlanmaları sayəsində yaranır. Nəticədə tezlikləri $\omega_0 + \Omega$ və $\omega_0 - \Omega$ olan və dairəvi polyarizasiyaya malik iki dənə σ -komponent yaranır. Əgər işıq \vec{H} vektoru istiqamətində yayılırsa, birinci xətt sol, ikinci xətt isə sağ dairəvi polyarizasiyaya malik olur. Maqnit sahəsinin istiqamətini əksinə çevirdikdə isə hər bir komponentin dairəvi polyarizasiyası da əksinə dəyişir. Maqnit sahəsinin \vec{H} istiqamətinə perpendikulyar istiqamətdə müşahidə apardıqda isə elektronun \vec{H} vektoruna paralel rəqsləri maksimum şüalanma verir. Bu rəqslərə isə sürüşməmiş π -komponenti uyğun gəlir ki, onun da elektrik vektoru \vec{H} vektoruna paraleldir. Hər iki dairəvi hərəkət isə \vec{H} vektoruna perpendikulyar müstəvidə baş verir. Bu hərəkətlərin hər birini müşahidə xətti boyunca və ona perpendikulyar istiqamətdə harmonik rəqslərə ayıraq. Bu zaman yalnız müşahidə xəttinə perpendikulyar olan rəqslər şüalanma ilə müşayiət olunur və tezlikləri $\omega_0 + \Omega$ və $\omega_0 - \Omega$ olan iki dənə σ -komponent verir ki, bu xətlərdə də elektrik vektoru \vec{H} -a perpendikulyardır. Zeyemanın ilk təcrübələrində spektral xətlərin müşahidə olunan parçalanmasının izahı məhz bundan ibarətdir. Maqnit sahəsi olmadıqda elektronun bütün hərəkət istiqamətlərinin eynihüquqlu olduğunu nəzərə alsaq, bu təcrübələrdə spektral xətlərin yuxarıda qeyd olunan nisbi intensivliklərini də izah etmək çətin olmaz.

Zeyeman effektində spektral xətlərin parçalanması çox incə bir hadisə olduğundan, onu müşahidə etmək üçün ayırdetmə qabiliyyəti ω_0/Ω -dan kiçik olmayan spektral cihazlar, yəni difraksiya qəfəsləri və ya interferensiya spektroskopları tələb olunur. İlk dövrlərdə isə prizmalı spektroskoplardan istifadə olunurdu.

Uzununa normal Zeyeman effektində xətlərin polyarizasiyasının xarakterini tədqiq edərək bu effekti doğuran yüklərin işarəsini təyin etmək olar. Müəyyən edildi ki, bu işarə mənfidir. Spektral xəttin parçalanmasını kəmiyyətcə ölçərək, xüsusi yükü təyin etmək olar. Məlum oldu ki, bu nisbət elektronun yükünün onun kütləsinə olan nisbətinə bərabərdir: $1,76 \cdot 10^{11} \frac{Kl}{\kappa q}$. Buradan belə nəticə çıxarmaq olur ki, atomların optik xassələrini müəyyən edən yüklü hissəciklər heç şübhəsiz ki, elektronlardır.

Yuxarıda deyilənlərdən aydın olur ki, spektral xətlərin maqnit sahəsində Zeyeman tərəfindən müşahidə olunmuş parçalanmasını, yəni normal Zeyeman effektini, elektron nəzəriyyəsinə əsasən Lorens izah etdi. Bu hadisəni yarımklassik Bor nəzəriyyəsi də qənaətbəxş şəkildə izah edə bilər. Belə ki, Bor nəzəriyyəsinə görə göstərmək olur ki, elektronun bir stasionar orbitdən digərinə keçməsi sayəsində yaranan spektral xətt \vec{H} maqnit sahəsinin təsiri nəticəsində müəyyən qayda ilə polyarizələnmiş üç dənə komponentə parçalanır. Ortadakı komponentin (spektral xəttin) tezliyi ilkin xəttin tezliyi ilə üst-üstə düşür, digər iki komponent isə ona nəzərənmə simmetrik olaraq sola və sağa sürüşmüş olur. Tezlik şkalasında bu sürüşmə

$$\Delta \nu = \frac{e}{4\pi mc} H, \quad (18.39)$$

dalğa ədədi şkalasında

$$\Delta \tilde{\nu} = \frac{e}{4\pi mc^2} H, \quad (18.40)$$

dalğa uzunluğu şkalasında isə

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda_0^2}{4\pi mc^2} H \quad (18.41)$$

olur.

Bu hadisəni Bor nəzəriyyəsinə görə izah etmək üçün nəzərə almaq lazımdır ki, atomda l orbital kvant ədədi ilə xarakterizə olunan halda yerləşən elektron, düsturu ilə təyin edilən

$$\vec{\mu} = \frac{e}{2mc} \vec{l} = \frac{M_B}{\hbar} \vec{l}$$

orbital maqnit momenti yaradır. Burada M_B Bor maqnetonudur. Bu orbital maqnit momentinin xarici \vec{H} maqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsiri

$$\Delta E = \mu H \cos(\vec{l} \wedge \vec{H}) = \frac{M_B}{\hbar} H |\vec{l}| \cos(\vec{l} \wedge \vec{H}) = \frac{M_B}{\hbar} H l_H$$

enerjisinin yaranmasına səbəb olur. Burada $l_H = \vec{l} \cdot \vec{H}$ orbital mexaniki momentin \vec{H} maqnit sahəsinin istiqaməti üzrə proyeksiyasıdır. Bu proyeksiya kvantlanır və

$$l_H = \hbar m$$

qiymətlərini alır: $m = -l, -l+1, \dots, 0, \dots, l-1, l$. Beləliklə, ΔE əlavə enerjisi də kvantlanır və onun mümkün olan qiymətləri

$$\Delta E = m M_B H \quad (18.42)$$

düsturu ilə təyin olunur. Buradan görüldüyü kimi, atomda enerji səviyyəsinin xarici maqnit sahəsində parçalanması n baş və l orbital kvant ədədlərindən asılı deyildir: (18.42) düsturuna əsasən spektral xəttin tezliyinin $\Delta \nu$ dəyişməsi üçün

$$\Delta \nu = \frac{\Delta E_1}{h} - \frac{\Delta E_2}{h} = \Delta m \cdot \frac{M_B}{h} H$$

alınır. Burada $M_B = \frac{e\hbar}{2mc}$ olduğunu nəzərə alsaq

$$\Delta \nu = \Delta m \cdot \frac{e}{4\pi mc} H \quad (18.43)$$

olar.

Seçmə qaydalarına görə m maqnit kvant ədədi ya dəyişmir ($\Delta m = 0$), ya da ki, ± 1 qədər dəyişə bilər ($\Delta m = \pm 1$). Beləliklə, (18.43)-ə əsasən, $\Delta m = 0$ olduqda π -komponent, $\Delta m = \pm 1$ olduqda isə σ -komponent yaranır. Beləliklə, Bor nəzəriyyəsini tətbiq etməklə də Lorensin klassik elektron nəzəriyyəsinə əsasən aldığı nəticələrə gəlmək olur.

Sonrakı təcrübələr göstərdi ki, yuxarıda təsvir olunan Zeyeman hadisəsi heç də həmişə spektral xətlərin bir dənə π - və iki dənə σ -komponentdən ibarət olan Lorens tripletinə və ya dairəvi polarizasiyaya malik iki dənə σ -komponentdən ibarət dubletə parçalanması kimi müşahidə olunmur. Sadə və ya normal Zeyeman hadisəsi adlanan bu effekti praktik olaraq monoxromatik olan sinqlet spektral xətlər verir. Klassik elektron nəzəriyyəsi və yarımklassik Bor nəzəriyyəsi sadə Zeyeman effektini düzgün izah edərkən elektronun spini, yəni spektral xəttin multiplet quruluşu nəzərə alınmır. Məsələn, Zeyemanın müşahidələrində istifadə olunan spektral cihazların ayırdetmə qabiliyyətinin kiçik olması sayəsində natriumun sarı xəttinin üç komponentə parçalanması güman edilirdi. Əslində isə bu sarı xətt dubletdir və bir-birinə çox yaxın yerləşən iki dənə $\lambda_1 = 589,5930 \text{ nm}$ və $\lambda_2 = 588,96963 \text{ nm}$ dalğa uzunluqlu D_1 və D_2 komponentindən ibarətdir. D_2 xəttinin intensivliyi D_1 -ə nisbətən iki dəfə çoxdur. İndi məlumdur ki, bu komponentlər $^2s_{1/2} - ^3p_{1/2}$ və $^2s_{1/2} - ^3p_{3/2}$ keçidləri nəticəsində yaranır və onlar üçün elektronun spinini nəzərə almamaq olmaz. Əslində isə bu xətlər də əksinə digər spektral xətlər kimi üçdən çox sayda komponentlərə parçalanırlar ki, bu da anomal və ya mürəkkəb Zeyeman effekti adlanır. Bu onunla əlaqədardır ki, maqnit sahəsində multiplet xətlərin parçalanması mənzərəsi normal Zeyeman effektindəkinə nisbətən xeyli mürəkkəbdir. Məsələn, natriumun D_1 xətti 4 dənə komponentə parçalanır ki, onlardan ortadakı ikisi π -, kənardakı ikisi isə σ -komponentlərdir; D_2 xətti ortadakı ikisi π -, kənardakı dördü isə σ -komponentlər olmaqla 6 dənə xəttə parçalanır. Beləliklə, natriumun D -dubleti 10 komponentə parçalanır. Multiplet xətlərin bundan da xeyli mürəkkəb olan parçalanma mənzərələri müşahidə olunur. Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, belə parçalanma üçün "anomal" deyil, məhz "mürəkkəb" effekt adı daha uyğun gəlir; çünki, sadə effekt deyil, məhz mürəkkəb effekt istisna olmayıb, qaydaya uyğundur (anomal deyildir).

Yuxarıda qeyd etdik ki, normal Zeyeman effekti sinqlet spektral xətlər, yəni spin momentləri sıfıra bərabər olan enerji səviyyələri arasında keçidlər nəticəsində yaranan xətlər üçün müşahidə olunur. Hidrogenəbənzər atomlarda spin orbital qarşılıqlı təsiri bu

atomların spektral xətlərinin incə quruluşunu verir. Müşahidələr göstərir ki, zəif maqnit sahələrində hidrogenəbənzər atomun spektral xətlərinin Zeyeman parçalanması bu xətlərin incə quruluşu ilə eyni tərtibli olduqda, sadə parçalanma növünə uyğun gəlmir. Belə ki, sadə Zeyeman effekti, yəni Lorens tripleti yalnız güclü maqnit sahəsində alınır, zəif maqnit sahəsində isə o, yalnız sinqlet xətlər üçün yaranır. Məsələn, hidrogenəbənzər atomlar üçün zəif maqnit sahəsində komponentlərin sayı və $\Delta\omega$ sürüşməsi də başqa cürdür. Belə ki, bu $\Delta\omega$ sürüşməsi Lorens parçalanması ilə sadə münasibətlə əlaqədar olsa da, ümumiyyətlə, onunla eyni deyildir. Yalnız güclü maqnit sahələrində, yəni spin-orbital qarşılıqlı təsiri nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olduqda hidrogenəbənzər atomun spektral xətlərinin parçalanması sadə Zeyeman effektinə uyğun gəlir. Beləliklə, Zeyeman effektinin elektronun spinini nəzərə almayan nəzəriyyəsi, enerji səviyyəsinin spini sifra bərabər olduqda və ya spin-orbital qarşılıqlı təsir nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olduqda özünü doğruldur.

Sadə Zeyeman effektini kvant mexanikası təsəvvürlərinə görə izah etmək məqsədilə xarici maqnit sahəsində yerləşmiş atom üçün Şredinger tənliyini həll etmək lazımdır. Bu tənliyin həlli isə klassik nəzəriyyə ilə müqayisədə yeni heç nə vermir. Bunun isə səbəbi ondan ibarətdir ki, Şredinger tənliyində elektronun çox mühüm bir xassəsi, yəni onun məxsusi mexaniki momentə (spinə) və məxsusi maqnit momentinə (spin maqnit momentinə) malik olması nəzərə alınmır.

Sadə Zeyeman effekti klassik nəzəriyyə baxımından qənaətbəxş şəkildə izah olunsa da, mürəkkəb Zeyeman effekti spini və spin maqnit momentini nəzərə almaqla, yalnız kvant mexanikası təsəvvürlərinə əsasən izah edilə bilər. Maraqlıdır ki, mürəkkəb Zeyeman effektinin kvant nəzəriyyəsindən sinqlet spektral xətlər üçün sadə Zeyeman parçalanması xüsusi hal kimi alınır.

XIX MÜHAZİRƏ

Atomun momentləri. Momentlər toplanması. Anomal Zeeman effekti

Kulon sahəsində (məsələn, hidrogenəbənzər atomda) hərəkət edən elektronun qeyri-relyativistik yaxınlaşmada bütün enerji səviyyələri cırlaşmışdır, yəni elektronun enerjisi yalnız n baş kvant ədəmindən asılı olub, l orbital və m_l maqnit kvant ədədlərindən asılı deyildir. Məhz bu səbəbdən də hidrogen atomunun və hidrogenəbənzər atomların bütün spektral xətləri sinqletdirlər. Qələvi metal atomlarına da birelektronlu atom kimi baxmaq olar, lakin burada valent elektronu Kulon sahəsində deyil, mərkəzi simmetrik (sferik simmetrik) sahədə hərəkət edir. Ona görə də qələvi metal atomlarında valent elektronunun enerjisi yalnız n kvant ədəmindən deyil, həm də l kvant ədəmindən asılı olur, yəni valent elektronunun enerji səviyyələrinin l orbital kvant ədədinə görə cırlaşması aradan qalxır. Qələvi metalların spektral seriyalarının mənşəyi də məhz bununla əlaqədardır. Spin-orbital qarşılıqlı təsirin mövcud olması sayəsində isə spektral xətlərin incə quruluşu meydana çıxır. Spin-orbital qarşılıqlı təsiri nəzərə aldıqda enerji səviyyələri J tam kvant ədədi ilə xarakterizə olunur və bu səviyyələrin enerjisi M_J maqnit kvant ədəmindən asılı olmur. Çünki xarici maqnit sahəsi (üstün istiqamət) olmadıqda fəzada bütün istiqamətlər bir-birinə ekvivalent olur və J kvant ədədinin verilmiş ədədi qiyməti ilə xarakterizə olunan hər bir enerji səviyyəsi M_J kvant ədədinə nəzərən $2J+1$ tərtibdən cırlaşmış olur. Atom xarici maqnit sahəsində yerləşdikdə isə bu cırlaşma da aradan qalxmış olur, yəni hər bir enerji səviyyəsi $2J+1$ sayda alt səviyyəyə parçalanır. Klassik nəzəriyyə baxımından ətraflı şərh olunan Zeyeman effekti də məhz bununla izah olunur. Lakin elektronun spinə malik olduğu kəşf edilənə qədər klassik nəzəriyyə və həm də kvant nəzəriyyəsi, seçmə qaydalarından istifadə etməklə, yalnız sadə Zeyeman effektini izah edə bilirdi. Sonralar elektronun spinini nəzərə almaqla mürəkkəb Zeyeman effektini də izah etmək mümkün oldu.

Yalnız bir dənə şüalandırıcı elektronu olan atomlar, yəni hidrogen atomu (H), hidrogenəbənzər atomlar (He^+ , Li^{2+} , Be^{3+} və s.) və həm də qələvi metal atomları zəif maqnit sahəsində yerləşdikdə mürəkkəb Zeyeman effekti müşahidə olunur. Məlum olduğu kimi, sadə Zeyeman effekti ondan ibarətdir ki, maqnit sahəsinə perpendikulyar istiqamətdə müşahidə apardıqda spektral xəttin üç, maqnit sahəsi boyunca müşahidə apardıqda isə iki komponentə parçalanması görünür. Bu zaman komponentlərin əsas xəttə nəzərən sürüşməsi $\Delta\nu$ (18.39)-(18.41) Lorens düsturları ilə təyin olunur. Təcrübələr göstərirdi ki, yalnız sinqlet, yəni incə quruluşa malik olmayan spektral xətlər belə parçalanma verir. Dublet, triplet və daha mürəkkəb multiplet (incə) quruluşa malik olan xətlər üçün isə bir qayda olaraq mürəkkəb Zeyeman effekti müşahidə olunur: komponentlərin sayı çox, həm də cüt ədəd olur, parçalanmanın qiyməti (sürüşmə) isə normal Zeyeman effektindəki Lorens parçalanmasına bərabər olmur. Məsələn, təcrübədə müşahidə olunurdu ki, sinkin sinqlet xətti normal Zeyeman effekti, triplet xətti üçün mürəkkəb Zeyeman effekti (18 komponent), natriumun D dublet xətti üçün mürəkkəb Zeyeman effekti (10 komponent) alınır və s. Mürəkkəb Zeyeman effektində parçalanmanın qiyməti üçün maraqlı bir qanunauyğunluq vardır: mürəkkəb Zeyeman effektində spektral xəttin parçalanması normal effektindəki Lorens sürüşməsinin rəşional kəsriə hasilinə bərabərdir.

Əgər (12.39) normal Lorens sürüşməsinə ν_L ilə işarə etsək natriumun D dublet xəttinin parçalanmasından alınan komponentlər üçün sürüşmənin aşağıdakı qiymətləri alınır:

$${}^2s_{1/2}-{}^2p_{1/2}; \quad \pm \frac{2}{3}\nu_L, \pm \frac{4}{3}\nu_L;$$

$${}^2s_{1/2}-{}^2p_{3/2}; \quad \pm \frac{1}{3}\nu_L, \pm \frac{3}{3}\nu_L, \pm \frac{5}{3}\nu_L.$$

Göründüyü kimi, bütün hallarda kəsriə məxrəci eyni olub, 3-ə bərabərdir. Sinkin triplet

xəttinin parçalanmasından alınan komponentlərin sürüşməsinə ifadə edən kəsr üçün xarakterik olan məxrəc 2-dir:

$$\frac{1}{2}v_L, \frac{2}{2}v_L(=v_L), \frac{3}{2}v_L \text{ və s.}$$

Elektronun spinə malik olduğunu nəzərə almaqla mürəkkəb Zeyeman effektini izah etmək mümkündür. Bu məqsədlə atomun vektor modelindən istifadə etmək əlverişlidir. Məlumdur ki, Rassel-Saunders əlaqəsi mövcud olduqda atomun tam maqnit momenti üçün

$$\mu_J = M_B g_J \sqrt{J(J+1)} = \frac{e}{2mc} g_J |\vec{J}| \quad (19.1)$$

kimi təyin olunur. Burada g_J – Lande vuruğu, M_B isə Bor maqnetonudur. g_J Lande vuruğu mürəkkəb Zeyeman effektinin nəzəriyyəsində həlledici rol oynayır. Ona görə də birelektronlu atomların bütün halları üçün $S=1/2$ olduğunu nəzərə almaqla Lande vuruğunu hesablayaraq 19.1 cədvəlini əvvəlcədən tərtib etmək əlverişlidir (belə atomlar üçün $L=J$ olur).

Xarici maqnit sahəsi olmadıqda atomun \vec{J} tam mexaniki momenti saxlanır. Atomu intensivliyi \vec{H} olan xarici maqnit sahəsində yerləşdirdikdə isə onun \vec{J} tam mexaniki momenti saxlanmır, yəni qiyməti sabit qalsa da \vec{J} vektoru \vec{H} vektorunun ətrafında presessiya edir. Əgər bu presessiya spin-orbital qarşılıqlı təsiri ilə əlaqədar olan presessiyaya nisbətən ləng baş verirsə, onda maqnit sahəsi zəif sahə hesab olunur. Başqa sözlə, zəif maqnit sahəsi elə sahədir ki, onun təsiri nəticəsində spektral xəttin Zeyeman parçalanmasından alınan komponentlər arasındakı məsafə spin-orbital qarşılıqlı təsir nəticəsində həmin xəttin özünün incə quruluş komponentləri arasındakı məsafəyə nisbətən kiçik olur. Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, məhz bu halda mürəkkəb Zeyeman effekti alınır. Sinqlet xətlər üçün bu şərt heç zaman ödənmir, istənilən maqnit sahəsi onlar üçün güclü sahə olur və bu xətlər üçün həmişə sadə Zeyeman effekti müşahidə olunur.

Zəif maqnit sahəsində atomun qazandığı əlavə enerji (18.44) nəzərə alınmaqla hesablanabilir. Onda atomun enerjisi

$$\begin{aligned} E &= E_0 + \Delta E = E_0 - (\vec{\mu}_J \vec{H}) = E_0 - \mu_J H \cos(\vec{J} \wedge \vec{H}) = \\ &= E_0 + \frac{e}{2mc} g_J H |\vec{J}| \cos(\vec{J} \wedge \vec{H}) = E_0 + g_J \cdot \frac{e}{2mc} H \cdot \hbar M_J. \end{aligned} \quad (19.2)$$

Burada \vec{J} tam momentin maqnit sahəsinin istiqaməti üzrə proyeksiyasına bərabər olan $|\vec{J}| \cos(\vec{J} \wedge \vec{H})$ kəmiyyətinin fəza kvantlanması uyğun olaraq kvantlanması və M_J maqnit kvant ədədi ilə təyin olunan qiymətlərə malik olması nəzərə alınmışdır:

$$J_z = |\vec{J}| \cos(\vec{J} \wedge \vec{H}) = \hbar M_J \quad (19.3)$$

Cədvəl 19.1

Term	S	l	j	g_j
2S	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	2
2P	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$ $\frac{3}{2}$	$\frac{2}{3}$ $\frac{4}{3}$
2D	$\frac{1}{2}$	2	$\frac{3}{2}$ $\frac{5}{2}$	$\frac{4}{5}$ $\frac{6}{5}$
2F	$\frac{1}{2}$	3	$\frac{5}{2}$ $\frac{7}{2}$	$\frac{6}{7}$ $\frac{8}{7}$

Beləliklə, aydın olur ki, atomun zəif maqnit sahəsində malik olduğu əlavə $\Delta E = E - E_0$ enerjisi M_J kvant ədədinin ala bildiyi $2J+1$ sayda $M_J = J, J-1, \dots, -J+1, -J$, qiymətlərə uyğun şəkildə diskret qiymətlər alır, yəni kvantlanır:

$$\Delta E = g_J M_J M_B H = g_J M_J \frac{e\hbar}{2mc} H \quad (19.4)$$

Deməli, xarici maqnit sahəsində atomun hər bir enerji səviyyəsi bir-birinə çox yaxın

yerləşmiş $2J+1$ sayda alt səviyyəyə parçalanır. Belə ki, məsələn, ${}^2S_{1/2}$ səviyyəsi iki ($J=1/2$, $M_j=+1/2, -1/2$), ${}^2P_{1/2}$ səviyyəsi də iki, ${}^2P_{3/2}$ səviyyəsi isə dörd alt səviyyəyə parçalanır və s.

İndi isə maqnit sahəsində şüalananan tezlikləri hesablayaq. Borun tezliklər şərtinə görə

$$\hbar(\omega+\Delta\omega)=(E_1+\Delta E_1)-(E_2+\Delta E_2) \quad (19.5)$$

yazmaq olar. Burada ω -xarici maqnit sahəsi olmadıqda tezlikdir. $\hbar\omega=E_1-E_2$ olduğunu və (19.4)-ni nəzərə alsaq, (19.5) aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\hbar\Delta\omega = \Delta E_1 - \Delta E_2 = (g_1M_1 - g_2M_2)M_B = (g_1M_1 - g_2M_2)\frac{e\hbar}{2mc} \cdot H. \quad (19.6)$$

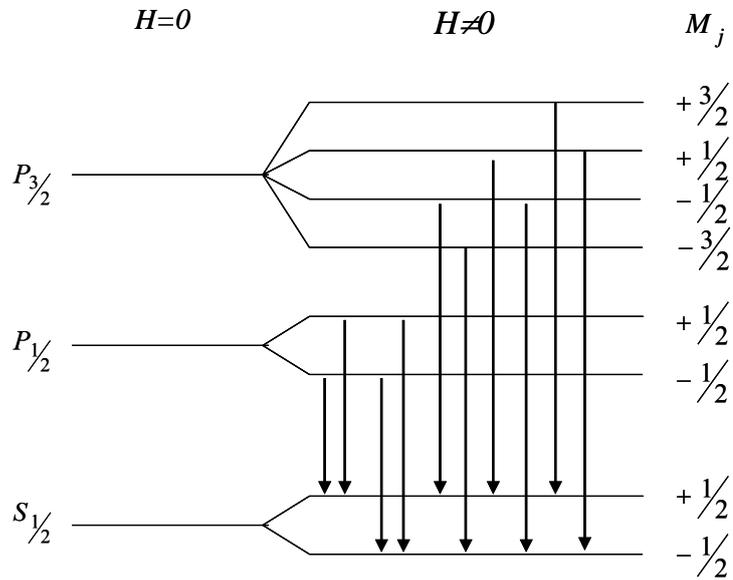
Burada sm^{-1} ilə ölçülən $\Delta\nu$ sürüşməsinə keçmək üçün hər iki tərəfi $\hbar c$ -yə bölmək lazımdır.

$$\Delta\nu = (g_1M_1 - g_2M_2)\frac{e}{2mc^2} \cdot H. \quad (19.7)$$

Adətən spektral xətlərin maqnit sahəsində parçalanmasını normal Zeyeman effektindəki

$$\nu_L = \frac{e}{2mc^2} H, \quad sm^{-1} \quad (19.8)$$

sürüşmə vahidi ilə ifadə edirlər. Onda bu vahidlərdə (19.7) daha sadə formaya malik olur:



Şəkil 19.1.

$$\Delta\nu = g_1M_1 - g_2M_2. \quad (19.9)$$

(19.9)-mürəkkəb Zeyeman effektində spektral xətlərin parçalanmasını təyin edən düsturdur. Lakin bu düsturdan istifadə edərək spektral xətlərin maqnit sahəsində parçalanmasını hesablayarkən hökmən nəzərə alınmalıdır ki, heç də ixtiyari iki alt səviyyənin kombinasiyasını götürmək olmaz. Belə ki, enerji səviyyələrinin maqnit sahəsində parçalanmasından alınan alt səviyyələr arasında icazə verilən (mümkün olan) keçidlər M maqnit kvant ədədi üçün $\Delta M=0, \pm 1$ seçmə qaydalarına uyğun surətdə baş verə bilər.

Qeyd edək ki, (19.9) düsturu həm mürəkkəb, həm də sadə Zeyeman effektini başa düşməyə imkan verən əsas düsturdur.

Misal olaraq natrium atomunun

$$\lambda_1 = 589,5930 \text{ nm}, \quad {}^2P_{1/2} - {}^2S_{1/2} \quad (19.10)$$

$$\lambda_2 = 588,96963 \text{ nm}, \quad {}^2P_{3/2} - {}^2S_{1/2}$$

komponentlərindən ibarət olan D -dublet xəttinin mürəkkəb Zeyeman effektinə uyğun parçalanmasını hesablayaq. Qeyd edək ki, Zeyeman parçalanmasının xarakteri baş kvant ədədindən asılı olmadığı üçün bu hesablamaların nəticələri ixtiyari qələvi metal atomunun (${}^2P_{1/2}$, ${}^2P_{3/2}$) dublet səviyyəsindən ${}^2S_{1/2}$ sinqlet səviyyəsinə keçidə uyğun dublet spektral

xəttinin maqnit sahəsində parçalanmasını da təsvir edir. Bu hesablama zamanı Lande vuruğunun qiymətlərini 19.1 cədvəlindən götürəcəyik. (19.4) düsturundan görünür ki, hər bir səviyyənin parçalanması gM ilə təyin olunur. Ona görə də əvvəlcə baxılan səviyyə üçün gM hasilərini hesablamaq, sonra isə $\Delta M=0, \pm 1$ seçmə qaydalarına uyğun gələn $g_1M_1-g_2M_2$ fərqi hesablamaq lazımdır. Bizim baxdığımız misal üçün gM hasilərinin qiyməti 19.2 cədvəlində verilmişdir. Bu cədvəldən istifadə edərək ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$, ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ dubletinin zəif maqnit sahəsində parçalanmasının hesablanmasından alınan nəticələr 19.3 cədvəlində, spektral keçidlərin bu cədvələ uyğun sxemi isə 19.3 şəklində verilmişdir. Bu sxemdə sol tərəfdə, maqnit sahəsi olmadıqda ($\vec{H}=0$) ${}^2S_{1/2}$, ${}^2P_{1/2}$, ${}^2P_{3/2}$ enerji səviyyələri göstərilmişdir.

Bir qədər sağ tərəfdə isə \vec{H} zəif maqnit sahəsində bu səviyyələrin parçalanmasından alınan alt səviyyələrin sxemi və həmin alt səviyyələr arasında baş verən və baxılan halda mürəkkəb Zeyeman effektinin mənzərəsini yaradan keçidlərin sxemi göstərilmişdir. Göründüyü kimi, (19.10)-dakı 1-ci xətt ($P_{1/2}-S_{1/2}$) dörd komponentə parçalanır və özü də kənardakı komponentlər σ -, ortadakılar isə π -komponentlər olur. İkinci xətt ($P_{3/2}-S_{1/2}$) isə altı komponentə parçalanır; ortadakı iki xətt σ -, digər dörd xətt isə π -komponentlərdir.

Komponentlər arasındakı məsafə Larmor tezliyi $\left(\omega_L = \frac{eH}{2mc}\right)$ vahidlərində göstərilmişdir:

$$\Delta\omega/\Omega = \Delta\omega/\omega_L.$$

Cədvəl 19.2

$P_{3/2}$	M_J	-3/2	-1/2	+1/2	+3/2
	$g_J M_J$	-2	-2/3	+2/3	+2
$P_{1/2}$	M_J		-1/2	+1/2	
	$g_J M_J$		-1/3	+1/3	
$S_{1/2}$	M_J		-1/2	+1/2	
	$g_J M_J$		-1	+1	

Deməli, natriumun D -xətti zəif maqnit sahəsində 10 dənə komponentə parçalanır. 19.3 cədvəlində sonuncu sütunda bu komponentlərin nömrəsi tezliyin artmasına uyğun surətdə göstərilmişdir.

Cədvəl 19.3

$M_J^{(1)} \rightarrow M_J^{(2)}$ keçidləri	Polyarizasiya	$g_1M_1-g_2M_2$	Komponenti n nömrəsi
$P_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$ xəttinin parçalanması			
-1/2 \rightarrow +1/2	σ	-1/3-1=-4/3	1
-1/2 \rightarrow -1/2	π	-1/3-(-1)=2/3	3
+1/2 \rightarrow +1/2	π	1/3-1=-2/3	2
+1/2 \rightarrow -1/2	σ	1/3-(-1)=4/3	4
$P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}$ xəttinin parçalanması			
-3/2 \rightarrow +1/2	Keçid qadağandır		
-3/2 \rightarrow -1/2	σ	-2-(-1)=-1	6
-1/2 \rightarrow +1/2	σ	-2/3-1=-5/3	5
-1/2 \rightarrow -1/2	π	-2/3+1=1/3	8
+1/2 \rightarrow +1/2	π	2/3-1=-1/3	7
+1/2 \rightarrow -1/2	σ	2/3+1=5/3	10
+3/2 \rightarrow +1/2	σ	2-1=1	9
+3/2 \rightarrow -1/2	Keçid qadağandır		

Beləliklə, mürəkkəb Zeyeman effekti üçün xarakterik xüsusiyyət spektral xətlərin maqnit sahəsində çoxlu sayda komponentlərə parçalanması və özü də bu komponentlərin sürüşməsinin sadə Zeyeman effektindəki sürüşmənin rəşional kəsre hasilə kimi olmasıdır.

Məsələn, natriumun dublet D -xətti üçün, 19.3 cədvəlindən görüldüyü kimi,

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_L} = \frac{5}{3}, \frac{4}{3}, \frac{3}{3}, \frac{2}{3}, \frac{1}{3}, -\frac{1}{3}, -\frac{2}{3}, -\frac{3}{3}, -\frac{4}{3}, -\frac{5}{3} \quad (19.11)$$

alınır. Bir daha qeyd edək ki, mürəkkəb Zeyeman effekti çox da güclü olmayan maqnit sahəsində alınır.

Əgər atomun tam spini sıfıra bərabədirsə ($S=0$), onda $J=L$ və $g_J=1$ alınır. Onda (19.9) düsturuna əsasən

$$\Delta\nu = M_1 - M_2 = \Delta M = 0, \pm 1$$

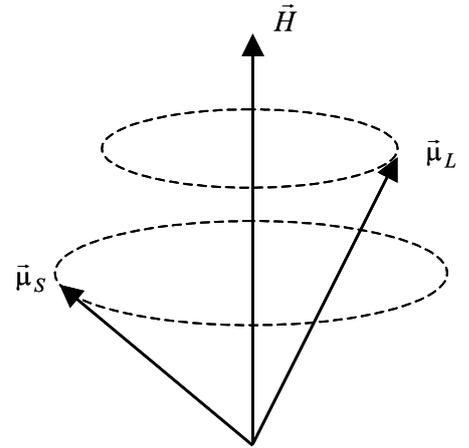
yazmaq olar ki, bu da

$$\Delta\nu = +\nu_L, 0, -\nu_L$$

deməkdir. Başqa sözlə, bu halda hər bir spektral xətt üç dənə komponentə parçalanır və özü də parçalanmanın qiyməti normal Zeyeman parçalanmasına bərabər olur. Bildiyimiz kimi, spektral xətlərin maqnit sahəsində bu cür Lorens tripletinə parçalanması normal Zeyeman effekti adlanır. Deməli, normal (sadə) Zeyeman effekti anomal (mürəkkəb) Zeyeman effektinin xüsusi halıdır və özü də tam spini sıfıra bərabər olan atomlar üçün, xətləri sinqlet olan spektrlərdə baş verir. (19.4)-(19.9) düsturlarında $g_J M_J$ kəmiyyətləri kiçik rasional ədədlərdir. Ona görə də mürəkkəb Zeyeman effektinin mənzərəsini təsvir edən 19.3 şəklindən Runqenin empirik yolla müəyyən etdiyi aşağıdakı qayda bilavasitə görünür: maqnit sahəsində spektral xətlərin mürəkkəb Zeyeman effektinə uyğun surətdə parçalanması nəticəsində alınan komponentlər arasındakı məsafə, həmin maqnit sahəsində normal Lorens parçalanması ($\nu_L = \Omega$) vahidlərində, çox da böyük olmayan rasional ədəddir. Runqe bu qaydanı mürəkkəb Zeyeman effektinin fiziki təbiətinin hələ məlum olmadığı vaxt təklif etmişdi.

Mürəkkəb Zeyeman effektinin nəzəriyyəsi yaranana qədər Preston empirik yolla digər bir qayda da müəyyən etmişdir. Preston qaydası ondan ibarətdir ki, eyni bir seriya işarələnməsinə malik olan spektral xətlərin maqnit sahəsində parçalanması, baş kvant ədədlərinin qiymətindən asılı olmayaraq, eynidir. Seriya işarələnməsi dedikdə məsələn $^2P_{3/2}^2 D_{5/2}$ kimi ifadə başa düşülür. Burada $^2D_{5/2}$ radiasiya (şüalanma) keçidinin hansı haldan, $^2P_{3/2}$ isə bu keçidin hansı hala baş verdiyini göstərir. Bu zaman atomun başlanğıc və son halında baş kvant ədədi ixtiyari qiymətlər ala bilər. Preston qaydasına görə qələvi metalların baş seriyasında $^2S_{1/2}^2 P_{1/2}$ dubletinin komponentləri zəif maqnit sahəsində baş kvant ədədlərinin qiymətindən və qələvi metal atomunun növündən asılı olmayaraq eyni cür parçalanmalıdır. Bu qayda qələvi metalların kəskin və diffuz seriyalarının multipletlərinə də eynilə aiddir. Preston qaydasından kənara çıxmalar ya (LS) əlaqənin pozulması, ya da multipletin komponentləri arasındakı məsafənin maqnit sahəsində baş verən parçalanmaya nisbətən kiçik və ya ona bərabər olması, yəni multiplet quruluşun çox dar olması ilə əlaqədar olaraq baş verir.

Yuxarıda qeyd etdik ki, mürəkkəb Zeyeman effekti zəif maqnit sahəsində, yəni atomun $\bar{\mu}$ maqnit momentinin \bar{H} maqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsir enerjisi spin orbital qarşılıqlı təsirin enerjisindən kiçik olduqda baş verir. Lakin maqnit sahəsinin \bar{H} intensivliyi kifayət qədər böyük olduqda, atomun maqnit momentinin xarici maqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsir enerjisi spin-orbital qarşılıqlı təsirin enerjisindən böyük olur ki, bunun da sayəsində atomun $\bar{\mu}_L$ tam orbital maqnit momenti ilə $\bar{\mu}_S$ tam spin maqnit momenti arasında əlaqə qırılır. Nəticədə atomun spin maqnit momenti və orbital maqnit momenti xarici maqnit sahəsi ilə müstəqil surətdə qarşılıqlı təsirdə olur, yəni onların hər biri xarici maqnit sahəsinin ətrafında



Səkil 19.2

müstəqil olaraq presessiya edir (şəkil 19.2). Güclü maqnit sahəsində spin-orbital əlaqənin qırılması Peşen-Bak effekti adlanır. Deməli, bu halda \vec{L} və \vec{S} vektorları birinci yaxınlaşmada bir-birindən asılı olmur və ona görə də $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ tam moment vektoru öz mənasını itirir.

Atomun orbital maqnit və spin maqnit momenti xarici maqnit sahəsi ilə müstəqil sürətdə qarşılıqlı təsirdə olduğundan, atomun maqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsirinin enerjisi onun orbital və spin maqnit momentlərinin hər birinin bu maqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsir enerjilərinin cəminə bərabər olmalıdır. Onda (19.1) düsturunun əvəzinə

$$E = E_0 - (\vec{\mu}_L \vec{H}) - (\vec{\mu}_S \vec{H}) \quad (19.12)$$

yazmaq olar. Burada $-(\vec{\mu}_L \vec{H})$ – atomun $\vec{\mu}_L$ orbital maqnit momentinin, $-(\vec{\mu}_S \vec{H})$ isə atomun $\vec{\mu}_S$ spin maqnit momentinin \vec{H} maqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsirinin enerjisidir.

$$-(\vec{\mu}_L \vec{H}) = -\mu_{Lz} H = \frac{e\hbar}{2mc} M_L H, \quad (19.13)$$

$$-(\vec{\mu}_S \vec{H}) = -\mu_{Sz} H = \frac{e\hbar}{2mc} M_S H \quad (19.14)$$

olduğunu (19.12)-də yazsaq

$$E = E_0 + \frac{e\hbar}{2mc} (M_L + 2M_S) H \quad (19.15)$$

olar. Buradan

$$\Delta E = E - E_0 = \frac{e\hbar}{2mc} (M_L + 2M_S) H \quad (19.16)$$

olduğunu nəzərə alaraq (19.5)-(19.8) ifadələrinə oxşar olaraq

$$\Delta \nu = (\Delta M_L + 2\Delta M_S) \cdot \nu_L \quad (19.17)$$

yekun ifadəsini yaza bilərik.

M_L üçün seçmə qaydalarına əsasən

$$\Delta M_L = 0, \pm 1 \quad (19.18)$$

olmalıdır. M_S üçün seçmə qaydası isə spinin saxlanması qanunu ilə məhdudlaşır. Belə ki, keçidlər spinləri eyni olan hallar arasında baş verə bilər, yəni

$$\Delta M_S = 0 \quad (19.19)$$

olmalıdır.

Beləliklə, (19.17) düsturu

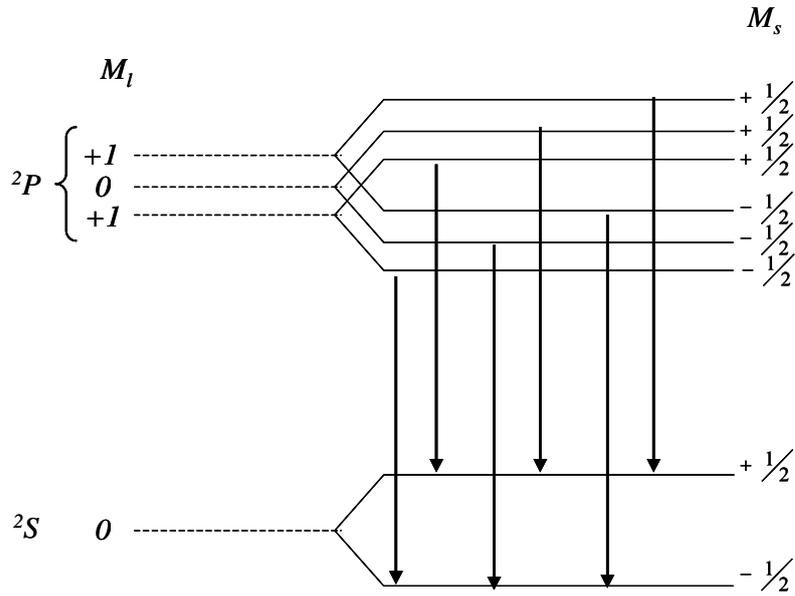
$$\Delta \nu = \Delta M_L \cdot \nu_L = +\nu_L, 0, -\nu_L \quad (19.20)$$

şəklinə düşür ki, bu da sadə Lorens tripletidir. Deməli, güclü maqnit sahəsində spektral xətlər üç komponentə parçalanır və özü də parçalanmanın qiyməti normal Zeyeman effektindəki kimi olur. Başqa sözlə, güclü maqnit sahəsində normal Zeyeman effekti müşahidə olunur. Güclü maqnit sahəsində sadə Lorens tripletinin alınması maqnit-optik çevrilmə və ya Paşen-Bak effekti adlanır. Yəni belə demək olar ki, Paşen-Bak effekti anomal Zeyeman effektinin güclü maqnit sahəsində normal Zeyeman effektinə çevrilməsindən ibarətdir.

Misal olaraq güclü maqnit sahəsində natriumun dublet D -xəttinin, yəni $2S$ və $2P$ termlərinə uyğun enerji səviyyələrinin parçalanmasına baxaq. Qeyd edək ki, zəif maqnit sahəsində bu spektral xəttin parçalanması mənzərəsi 19.1 şəklində təsvir edilmişdir. Natrium atomunun $2S$ və $2P$ termlərinə uyğun olan enerji səviyyələrinin güclü maqnit sahəsində parçalanması sxemi 19.3 şəklində göstərilmişdir. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, spin-orbital əlaqəsi qırıldığından biz artıq atomun tam momenti haqqında danışa bilmərik. Məhz buna görə də $^2P_{1/2}$ səviyyəsi $^2P_{3/2}$ səviyyəsindən fərqlənir. Belə ki, bu səviyyələrin hər ikisi indi eyni bir $L=1$ kvant ədədi ilə xarakterizə olunur və elektronun spini də \vec{L} -dən asılı olmayaraq yönəlmiş olur. $L=1$ olduqda atomun tam orbital momenti xarici maqnit sahəsinin istiqamətinə nəzərən, $M_L = -1, 0, +1$ qiymətlərinə uyğun olaraq, üç istiqamətdə yönələ bilər. Bu isə atomun orbital maqnit momenti ilə maqnit sahəsinin qarşılıqlı təsirinin

enerjisi üçün üç dənə qiymət verir ki, bu da 2P səviyyəsinin 19.3 şəklində göstəriləndi kimi üç dənə alt səviyyəyə parçalanması deməkdir. Orbital maqnit momentinin hər bir yönəlməsinə uyğun olan halda isə spin maqnit momenti iki cür yönələ bilər. Bunun da sayəsində üç dənə orbital alt səviyyənin hər biri iki dənə spin alt səviyyəsinə parçalanır. Beləliklə, natrium atomunun 2P terminə uyğun olan enerji səviyyəsi güclü maqnit sahəsində 6 dənə alt səviyyəyə parçalanmış olur. 2S termi üçün $L=0$ olduğundan orbital maqnit momenti də sıfıra bərabərdir və parçalanma yalnız spin maqnit momentinin yönəlməsi hesabına baş verir, yəni 2S enerji səviyyəsi maqnit sahəsində iki dənə alt səviyyəyə parçalanır.

2P və 2S səviyyələrinin parçalanmasından alınan alt səviyyələr arasında icazə verilən keçidlər (19.18) və (19.19) seçmə qaydalarına əsasən müəyyən edilir. Bu qaydalara uyğun olan cəmi 6 keçid alınır ki, onlar da 19.3 şəklində oxlarla göstərilmişdir. Deməli, 6 dənə spektral xətt olmalıdır. Lakin spinin yönəlməsi sayəsində xarici maqnit sahəsində P -halda və S -halda parçalanmanın qiyməti eyni olduğundan bu 6 xətt cüt-cüt bir-birinə qovuşaraq üç xətt verir və beləliklə, şüalanma spektrlərində triplet müşahidə olunur. Bu triplet parçalanmasının qiyməti isə (19.20) düsturu ilə təyin olunur.



Səkil 19.3

Qeyd edək ki, güclü maqnit sahəsində spin-orbital qarşılıqlı təsir qırılsa da, hər halda müəyyən qədər spin-orbital qarşılıqlı təsir qalmış olur. Lakin bu spin-orbital qarşılıqlı təsirin enerjisi atomun orbital və spin maqnit momentlərinin maqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsirin enerjisindən çox kiçikdir. Ona görə də spin-orbital qarşılıqlı təsirin nəzərə alınması əlavə multiplet parçalanma verir ki, bu da Paşen-Bak effektində spektral xətlərin incə quruluşunu müəyyən edir.

Yuxarıda biz zəif və güclü maqnit sahəsinə keyfiyyətə tərif verdik. İndi isə maqnit sahəsinin zəif və ya güclü olması meyarını kəmiyyətə təyin edək. Fərz edək ki, $\Delta\omega$ kəmiyyəti $\Omega = \frac{e}{2mc}H$ Larmor tezliyinə nisbətən çox böyükdürsə, yəni ($\Omega \ll \Delta\omega$) şərti ödənirsə, maqnit sahəsi zəif, əks halda ($\Omega \gg \Delta\omega$) isə güclü hesab olunur. Dalğa uzunluğuna keçsək

$$\Delta\omega = \left| \Delta \frac{2\pi c}{\lambda} \right| = 2\pi c \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$$

olar. Onda zəif maqnit sahəsi üçün

$$H \ll \frac{4\pi mc^2}{e} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (19.21)$$

şerti alınır.

Məsələn, natriumun dublet D -xətti üçün $\lambda=590 \text{ nm}$, $\Delta\lambda=0,6 \text{ nm}$ olduğundan (12.64) düsturuna əsasən zəif maqnit sahələri üçün $H \ll 3,7 \cdot 10^5 \text{ Qs}$ alınır. Məhz buradan 10^4 Qs tərtibli maqnit sahəsində niyə mürəkkəb Zeyeman effektinin alındığı aydın olur. Hidrogenin Layman seriyasının L_α xətti üçün $\lambda=121,6 \text{ nm}$, $\Delta\lambda=5,3 \cdot 10^{-4} \text{ nm}$ olduğundan $H \ll 8000 \text{ Qs}$ şərtini ödəyən maqnit sahəsi zəif hesab olunur. Balmer seriyasının H_α xətti üçün $\lambda=656 \text{ nm}$, $\Delta\lambda=0,0227 \text{ nm}$ və zəif maqnit sahəsi $H \ll 1,1 \cdot 10^4 \text{ Qs}$ olur. Bu faktlardan sadə və mürəkkəb Zeyeman effektinin uzun müddət, uyğun olaraq, "normal" və "anomal" adlandırılmasının necə də uğursuz olduğu aydın görünür. Əksər hallarda mürəkkəb Zeyeman effekti müşahidə olunduğu üçün onu anomal yox, məhz normal effekt adlandırmaq düzgün olardı.

XX MÜHAZİRƏ

Eyni hissəciklərin seçilməzliyi Pauli prinsipi

Klassik fizika təsəvvürlərinə görə eyni hissəciklər (məsələn, elektronlar) prinsipcə bir-birindən seçilə bilər. Belə ki, t_0 başlanğıc zaman anında onları nömrələmək, onların hər birinin trayektoriya üzrə hərəkətini izləmək və istənilən t zaman anında bu və ya digər hissəciyə hansı nömrənin aid olduğunu müəyyən etmək olar. Başqa sözlə, eyni hissəcikləri prinsipcə bir-birindən seçmək və ya onları fərdiləşdirmək olar.

Kvant mexanikası təsəvvürlərinə görə isə məsələ tamamilə başqa cürdür. Belə ki, qeyri-müəyyənlik prinsipinə görə hissəciyin trayektoriyası anlayışı öz mənasını itirir. Əgər hissəciyin vəziyyəti müəyyən zaman anında hətta dəqiq məlum olsa belə, sonsuz kiçik zaman müddətindən sonra hissəciyin koordinatları tamamilə qeyri-müəyyən olur. Ona görə də bütün hissəcikləri t_0 zaman anında lokallaşdırıb nömrələsək də, növbəti t zaman anında fəzanın müəyyən nöqtəsində məhz hansı hissəciyin yerləşdiyini deyə bilmərik. Deməli, eyni hissəciklərdən hər birini izləmək və onları bir-birindən seçmək qeyri-mümkündür. Beləliklə, kvant mexanikası təsəvvürlərinə görə eyni hissəciklər öz fərdiliyini tamamilə itirmiş olur, yəni eyni hissəciklər seçilməzdir. Bu müddəa eyni hissəciklərin seçilməzliyi prinsipi adlanır. Eyni hissəciklərin prinsipcə seçilməz olması dərin fiziki mənaya malik olan nəticələrə gətirir və eyni hissəciklərdən təşkil olunmuş sistemlərin tədqiqi zamanı mühüm rol oynayır.

N sayda eyni hissəcikdən təşkil olunmuş sistem üçün \hat{H} Hamilton operatorunu

$$\hat{H} = \sum_{\mu=1}^N \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\mu}^2 + u(x_{\mu}, t) \right] + u(x_1, x_2, \dots, x_N) \quad (20.1)$$

kimi yazmaq olar. Burada, $x_{\mu} = x_{\mu} y_{\mu} z_{\mu} \sigma_{\mu}$ -cü hissəciyin fəza (xyz) və spin (σ) koordinatlarını işarə edir, $u(x_{\mu}, t)$ -cü hissəciyin xarici sahə ilə qarşılıqlı təsirin potensial enerjisi, $u(x_1, x_2, \dots, x_N)$ isə hissəciklərin bir-biri ilə qarşılıqlı təsirin potensial enerjisidir. Məsələn, N -elektronlu atom üçün Hamilton operatoru düsturu ilə təyin olunur.

Aydındır ki, (20.1) Hamilton operatoru sistemdə iki eyni hissəciyin yerinin (yəni, koordinatlarının) dəyişməsinə nəzərən invariantdır. Doğrudan da, belə yerdəyişmə (20.1) ifadəsindəki cəmlərdə iki həddin yerinin dəyişməsinə uyğun gəlir ki, bu da yekun nəticəyə təsir etmir.

Sistemdə μ və ν nömrəli iki eyni hissəciyin yerini dəyişdirən $\hat{P}_{\mu\nu}$ yerdəyişmə və ya mübadilə operatoru daxil edək. Onda \hat{H} və $\hat{P}_{\mu\nu}$ operatorları bir-biri ilə kommutativ olar:

$$\hat{P}_{\mu\nu} \hat{H} = \hat{H} \hat{P}_{\mu\nu}. \quad (20.2)$$

Kvant mexanikası təsəvvürlərinə görə bir-biri ilə kommutativ olan operatorların məxsusi funksiyaları eyni olmalı və onların məxsusi qiymətləri eyni zamanda ölçülə bilməlidir. Ona görə də $\hat{H}\psi = E\psi$ Şredinger tənliyinin həlli olan $\psi(x_1, x_2, \dots, x_{\mu}, \dots, x_{\nu}, \dots, x_N, t)$ funksiyası həm də

$$\hat{P}_{\mu\nu} \psi = \lambda \psi \quad (20.3)$$

operator tənliyinin həlli olmalıdır. Burada $\lambda = \hat{P}_{\mu\nu}^2$ operatorunun məxsusi qiymətidir.

ψ funksiyasına $\hat{P}_{\mu\nu}^2$ operatorunun təsirinə (yəni, $\hat{P}_{\mu\nu}$ operatorunun iki dəfə ardıcıl təsirinə) baxaq:

$$\begin{aligned} \hat{P}_{\mu\nu}^2 \psi &= P_{\mu\nu} [P_{\mu\nu} \psi(x_1, x_2, \dots, x_{\mu}, \dots, x_{\nu}, \dots, x_N, t)] = P_{\mu\nu} \psi(x_1, x_2, \dots, x_{\nu}, \dots, x_{\mu}, \dots, x_N, t) = \\ &= \psi(x_1, x_2, \dots, x_{\mu}, \dots, x_{\nu}, \dots, x_N; t) \end{aligned}$$

Deməli, $\hat{P}_{\mu\nu}^2$ operatorunun ψ funksiyasına təsiri nəticəsində yenə həmin funksiya alınır, yəni $\hat{P}_{\mu\nu}^2$ idempotent operatorudur:

$$\hat{P}_{\mu\nu}^2 \psi = \psi \quad (20.4)$$

İndi isə (20.3) ifadəsini nəzərə almaqla $\hat{P}_{\mu\nu}^2$ operatorunun ψ funksiyasına təsirini tapaq:

$$\hat{P}_{\mu\nu}^2\psi = \hat{P}_{\mu\nu}(\hat{P}_{\mu\nu}\psi) = \hat{P}_{\mu\nu}(\lambda\psi) = \lambda(\hat{P}_{\mu\nu}\psi) = \lambda^2\psi$$

və ya

$$\hat{P}_{\mu\nu}^2\psi = \lambda^2\psi. \quad (20.5)$$

(20.4) və (20.5) ifadələrini bir-biri ilə müqayisə edərək

$$\lambda^2=1, \lambda=\pm 1 \quad (20.6)$$

alırıq. Buradan aydın olur ki, $\hat{P}_{\mu\nu}$ yerdəyişmə operatorunun məxsusi qiymətləri ± 1 -ə bərabərdir. Bu isə o deməkdir ki, sistemdə iki eyni hissəciyin yerini dəyişdikdə bu sistemin halını təsvir edən ψ dalğa funksiyası ya öz işarəsini dəyişmir ($\lambda=+1$)

$$\hat{P}_{\mu\nu}\psi = \psi, \quad (20.7)$$

ya da ki, öz işarəsini əksinə dəyişir ($\lambda=-1$):

$$\hat{P}_{\mu\nu}\psi = -\psi. \quad (20.8)$$

(20.7) şərtini ödəyən ψ funksiyası simmetrik, (20.8) şərtini ödəyən ψ funksiyası isə antisimmetrik dalğa funksiyası adlanır.

Kvant mexanikəsindən məlumdur ki, sistemi xarakterizə edən müəyyən fiziki kəmiyyətə uyğun olan operator zamandan aşkar şəkildə asılı deyildirsə və həm də bu sistemin Hamilton operatoru ilə kommutativedirsə, onda bu kəmiyyət saxlanır. Bu müddəaya əsasən deyə bilərik ki, $\hat{P}_{\mu\nu}$ yerdəyişmə operatorunun məxsusi qiyməti saxlanır. Bu isə o deməkdir ki, verilmiş hissəciklərdən ibarət olan sistemin dalğa funksiyasının simmetriya xassəsi zaman keçdikcə dəyişmir. Başqa sözlə, əgər hər hansı bir hissəciklər sistemi müəyyən zaman anında simmetrik (antisimmetrik) dalğa funksiyası ilə təsvir olunursa, onda bütün sonrakı zaman anlarında da o, simmetrik (antisimmetrik) dalğa funksiyası ilə təsvir olunmalıdır. Belə ki, dalğa funksiyasının sistemdə eyni hissəciklərin yerdəyişməsinə nəzərən simmetriya xassəsi yalnız bu hissəciklərin təbiətindən asılıdır və heç bir xarici təsir dalğa funksiyasının bu xassəsini dəyişə bilməz. Relyativistik kvant mexanikasında isbat olunur ki, spini $\frac{1}{2}$ -in tək misllərinə ($1/2, 3/2, 5/2, \dots$) bərabər olan hissəciklər (elektronlar, protonlar və s.) antisimmetrik, spini tam ədədə $0, 1, 2, \dots$ bərabər olan hissəciklər (fotonlar, π -mezonlar və s) isə simmetrik dalğa funksiyası ilə təsvir olunurlar. Birinci qrup hissəciklər Fermi-Dirak, ikinci qrup hissəciklər isə Boze-Eynşteyn statistikasına tabedirlər. Buna müvafiq olaraq spini $\frac{1}{2}$ -in tək misllərinə bərabər olan hissəciklər fermionlar, spini tam ədədə bərabər olan hissəciklər isə bozonlar adlanır.

Qeyd edək ki, eyni mürəkkəb hissəciklərdən (məsələn, nüvələrdən və ya atomlardan) ibarət olan sistemi təsvir edən dalğa funksiyasının simmetriyasının xarakteri isə baxılan mürəkkəb hissəciyin tam spininin qiymətindən asılıdır. Belə ki, baxılan mürəkkəb hissəciyin tam spini sıfır və ya tam ədədə bərabər olduqda bu hissəciklərdən ibarət sistemin ψ funksiyası simmetrik, $\frac{1}{2}$ -in tək misllərinə bərabər olduqda isə antisimmetrik olmalıdır.

Kvant mexanikası təsəvvürlərinə görə dalğa funksiyasının modulunun kvadratı sistemin müəyyən halda olması ehtimalını təyin edir. $\hat{P}_{\mu\nu}$ yerdəyişmə operatoru, (20.3) və (20.6) ifadələrinə əsasən, dalğa funksiyasının yalnız işarəsini dəyişdiyindən, baxılan sistemdə iki eyni hissəciyin yerini dəyişdikdən sonrakı halın ehtimalı bu yerdəyişmədən əvvəlki halın ehtimalına bərabər olmalıdır, yəni

$$|\hat{P}_{\mu\nu}\psi|^2 = |\psi|^2. \quad (20.9)$$

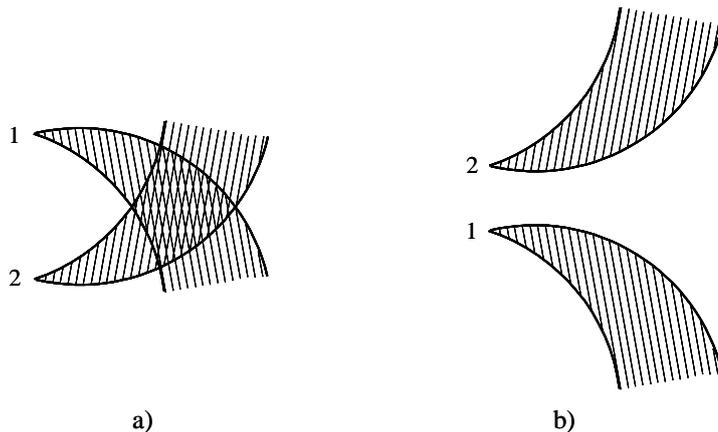
Bu şərtin ödənməsi o deməkdir ki, sistemdə iki eyni hissəciyin yerini (koordinatlarını) dəyişdikdə sistemin halı dəyişmir, yəni eyni hissəciklər seçilməzdir. Eyni hissəciklərin seçilməzliyi prinsipinin mahiyyəti ondan ibarətdir ki, sistemdə eyni hissəciklərin (məsələn, atomda, molekulda və ya kristalda iki elektronun) yerini (koordinatlarını) dəyişdikdə bu sistemin fiziki və kimyəvi xassələri dəyişmir. Başqa sözlə, sistemdə iki eyni hissəciyin bir-biri ilə yerdəyişməsinin nəticəsini təcrübədə

heç cür müşahidə etmək olmaz. Hər bir nəzəriyyədə isə bir-birindən təcrübədə prinsipcə seçilməyən iki hal eyni bir hal hesab edilir. Kvant mexanikasında da buna uyğun olaraq belə hesab edilir ki, iki eyni hissəciyin yerinin dəyişməsi nəticəsində sistemin yeni halı yaranmır və onun halı eynilə yerdəyişmədən əvvəlki hal olaraq qalır. Nəzərə almaq lazımdır ki, burada hər bir hissəciyin ayrılıqda deyil, eyni hissəciklər sisteminin bütövlükdə halından söhbət gedir.

Eyni hissəciklərin seçilməzliyi prinsipi kvant mexanikasında mahiyyətə yenidir, yəni o, kvant mexanikasının digər müddəalarından alınmır, lakin onlara zidd də deyildir.

Eyni hissəciklərin seçilməzliyi onların dalğa xassəsinə malik olması ilə əlaqədardır, yəni sırf kvant mexaniki effektdir (bundan sonrakı mülahizələri konkretlik naminə elektronlara aid edək və nəzərə alaq ki, həmin mülahizələr digər eyni hissəciklərə də aiddir). Doğrudan da iki elektron buludunun bir-birini örtüyü oblastda hər iki elektronun müşahidə olunması (yerləşməsi) ehtimalı sıfırdan fərqlidir (şəkil 20.1a). Ona görə də bu oblastda biz elektron müşahidə etsək, dəqiq deyə bilməyəcəyik ki, bu, məhz hansı elektrondur, 1-ci yoxsa 2-ci? Deməli, elektron buludlarının bir-birini örtüyü oblastda elektronlar seçilməzdir.

Əgər iki elektronun buludu bir-birini örtürsə (şəkil 20.1.b), bu elektronları bir-birindən seçmək olar. Çünki 1-ci elektronun yerləşdiyi oblastda 2-ci elektronun olması ehtimalı sıfıra bərabərdir və əksinə. Ona görə də I oblastında elektron müşahidə etsək, biz dəqiq deyə bilərik ki, bu, məhz 1-ci elektrondur. Burada belə bir cəhətə xüsusi diqqət yetirmək lazımdır ki, iki elektron buludlarının bir-birini örtüyü oblastda elektronlar öz hallarını mübadilə edirlər: 1-ci elektron həm də 2-ci elektronun olduğu hallarda yerləşə bilər və əksinə. Belə mübadilə nəticəsində elektronlar arasında yaranan qarşılıqlı təsir mübadilə qarşılıqlı təsiri adlanır. Mübadilə qarşılıqlı təsiri isə örtmə və ya mübadilə qüvvələri ilə xarakterizə olunur. Klassik fizikada mübadilə qarşılıqlı təsiri və mübadilə qüvvələri anlayışı yoxdur. Bunlar klassik fizikada analoqu olmayan sırf kvant mexaniki hadisələrdir. Ona görə də mübadilə qarşılıqlı təsirinin necə baş verdiyini əyani şəkildə izah etmək prinsipcə qeyri-mümkündür.



Şəkil 20.1.

Qeyd edək ki, mübadilə qüvvələri aşağıdakı kimi çox mühüm xassələrə malikdir.

1. Mübadilə qüvvələri çox kiçik məsafələrdə təsir edir, yəni məsafə artdıqca kəskin şəkildə azalır.

2. Mübadilə qüvvələri doyma xassəsinə malikdir. Belə ki, ikidən artıq eyni elektron buludu bir-birini örtükdə həmin qüvvələr itələmə qüvvələri olurlar. Təbiətdə dayanıqlı H_2 molekulunun mövcud olmaması mübadilə qüvvələrinin məhz doyma xassəsi ilə izah olunur.

3. Mübadilə qüvvələri fəzada yönəlmə xassəsinə malikdir, yəni onlar bütün istiqamətlərdə yönələn elektromagnit qüvvələrindən fərqli olaraq yalnız müəyyən istiqamətlərdə təsir edirlər. Məsələn, metan molekulunda mübadilə qüvvələri bir-birinə nəzərən tetraedrik bucaqlar altında ($109^{\circ}28'$) yönəlmişdir. Belə ki, metan molekulunda karbon atomu tetraedrin mərkəzində, hidrogen atomları isə təpələrində yerləşir və onlar arasında kimyəvi rabitələr isə mübadilə qüvvələri sayəsində yaranır. Məhz buna görədir ki, hər bir molekulun özünəməxsus fəza quruluşu mövcuddur.

İndi isə eyni hissəciklərin seçilməzliyi prinsipini nəzərə almaqla hissəciklər sisteminin dalğa funksiyasının necə təyin olunmasını müəyyən edək. Bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmayan (və ya aralarındakı qarşılıqlı təsir nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olan) eyni hissəciklərdən ibarət olan və stasionar (zamandan asılı olmayan) xarici sahədə yerləşən sistem üçün Hamilton operatorunu

$$\hat{H}_0 = \sum_{\mu=1}^N \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\mu}^2 + u(x_{\mu}) \right] \quad (20.10)$$

kimi yazmaq olar. Burada hissəciklər arasında qarşılıqlı təsir enerjisi $u(x_1, x_2, \dots, x_N)$ çox kiçik hesab edilərək nəzərə alınmamışdır. Deməli, belə sistemi təsvir edən ψ dalğa funksiyası $\hat{H}_0 \psi_0 = E_0 \psi_0$, yəni

$$\sum_{\mu=1}^N \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\mu}^2 + u(x_{\mu}) \right] \psi_0(x_1, x_2, \dots, x_N) = E_0 \psi_0(x_1, x_2, \dots, x_N) \quad (20.11)$$

Şredinger tənliyini həll etməklə tapmaq olar. Bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmayan hissəciklər sisteminin tam dalğa funksiyası ayrı-ayrı hissəciklərin dalğa funksiyalarının hasilinə, tam enerjisi isə ayrı-ayrı hissəciklərin enerjilərinin cəminə bərabər olduğundan (20.11) tənliyinin həllini

$$\psi_0(x_1, x_2, \dots, x_N) = u_1(x_1) u_2(x_2) \dots u_N(x_N), \quad (20.12)$$

$$E_0 = E_1 + E_2 + \dots + E_N \quad (20.13)$$

kimi yazmaq olar. (20.12) və (20.13) ifadələrini (20.11) tənliyində nəzərə alaraq sol və sağ tərəfdəki uyğun hədləri bərabərləşdirsək, N sayda

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\mu}^2 + u(x_{\mu}) \right] u_{\mu}(x_{\mu}) = E_{\mu} u_{\mu}(x_{\mu}), \quad \mu = 1, 2, \dots, N \quad (20.14)$$

kimi tənliklər alırıq. Hissəciklər eyni olduğundan $u(x_{\mu})$ potensial enerjisi və (20.14) tənliyi onların hamısı üçün eyni formaya malik olacaqdır. Bu tənliyi həll edərək E_{μ} enerjisinə uyğun olan $u_{\mu}(x_{\mu})$ məxsusi funksiyasını tapırıq. Sonra isə bu $u_{\mu}(x_{\mu})$ funksiyalarının (20.12) hasilini yazmaqla (20.11) tənliyinin ψ_0 həllini tapırıq. E_{μ} isə μ -cü hissəciyin enerjisidir.

Qeyd edək ki, $u_{\mu}(x_{\mu})$ funksiyaları əsilində

$$\hat{H}_0' = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + u(x) \quad (20.15)$$

operatorunun müxtəlif məxsusi funksiyalarıdır. Deməli, u_{μ} funksiyasında μ indeksi göstərir ki, μ -cü hissəcik (20.15) operatorunun stasionar hallarından hansında yerləşmişdir. Hər bir stasionar hal isə kvant ədədlərinin müəyyən toplusu ilə xarakterizə olunur. Bu kvant ədədləri toplusunu n_{μ} ilə işarə edərək u_{μ} əvəzinə $u_{n_{\mu}}$ yazmaq daha əlverişlidir.

Beləliklə, (20.11) tənliyinin həlli üçün (20.12) əvəzinə

$$\psi_0(x_1, x_2, \dots, x_N) = u_{n_1}(x_1) u_{n_2}(x_2) \dots u_{n_N}(x_N) \quad (20.16)$$

ifadəsini yazmaq olar. Kvant mexanikası təsəvvürlərinə görə vuruqlardan hər birində n_{μ} -nün qiymətləri ilə fərqlənən (20.16) hasilərinin ixtiyari superpozisiyası da (20.11) tənliyinin həlli olacaqdır.

Əgər sistemdə ν -cü hissəcik n_{μ} , μ -cü hissəcik isə n_{ν} kvant ədədləri toplusu ilə xarakterizə olunan hala keçsə, bu yerdəyişmə zamanı ümumiyyətlə

$$u_{n_{\mu}}(x_{\nu}) u_{n_{\nu}}(x_{\mu}) \neq \pm u_{n_{\mu}}(x_{\mu}) u_{n_{\nu}}(x_{\nu}) \quad (20.17)$$

olur və ona görə də (10.48) funksiyası ümumiyyətlə iki eyni hissəciyin yerdəyişməsinə nəzərən nə simmetrik, nə də ki, antisimmetrikdir. Simmetriyasının xarakteri sistemi təşkil edən hissəciklərin təbiətinə uyğun olan funksiyaları (10.48) şəklində olan həllərin lazımı qaydada düzəldilmiş superpozisiyasından almaq olar.

Misal olaraq iki eyni hissəcikdən ibarət olan sistemə baxaq. (20.11) tənliyində enerjinin $E_0 = E_1 + E_2$ qiymətinə uyğun olan iki həll aşağıdakı funksiyalardan ibarətdir:

$$\begin{aligned} \psi_{01}(x_1, x_2) &= u_{n_1}(x_1) u_{n_2}(x_2) \\ \psi_{02}(x_1, x_2) &= u_{n_2}(x_1) u_{n_1}(x_2) \end{aligned} \quad (20.18)$$

Burada u_{n_1} – (20.15) operatorunun məxsusi funksiyası olub, hissəciyin E_1 enerjisinə, u_{n_2} isə analogi

funksiya olub, E_2 enerjisinə uyğundur. (10.50) funksiyalarının hər ikisi sistemin enerjisinin eyni bir $E_0=E_1+E_2$ qiymətinə uyğun gəlir.

(20.18) funksiyalarından sistemin ψ_s simmetrik və ψ_a antisimmetrik funksiyalarını qurmaq olar:

$$\psi_s = c_1 [u_{n_1}(x_1)u_{n_2}(x_2) + u_{n_2}(x_1)u_{n_1}(x_2)], \quad (20.19)$$

$$\psi_a = c_2 [u_{n_1}(x_1)u_{n_2}(x_2) - u_{n_2}(x_1)u_{n_1}(x_2)]. \quad (20.20)$$

Asanlıqla görünür ki, x_1 və x_2 koordinatlarının yerdəyişməsi (və ya n_2 və n_1 hallarının yerdəyişməsi) nəticəsində (20.18) funksiyasının işarəsi dəyişmir. (20.20) funksiyasının işarəsi isə əksinə dəyişir. c_1 və c_2 əmsalları normallaşdırıcı vuruqlar olub, ψ_s və ψ_a funksiyalarının

$$\int |\psi_s|^2 dV_1 dV_2 = 1, \quad \int |\psi_a|^2 dV_1 dV_2 = 1 \quad (20.21)$$

normallıq şərtlərindən tapılır. Belə ki, (20.19) və (20.20) ifadələrini (20.21)-də yazaraq, $u_{n_\mu}(x_\mu)$ funksiyalarının

$$\int u_{n_\mu}^*(x) u_{n_\nu}(x) dV = \delta_{n_\mu n_\nu} \quad (20.22)$$

ortonormallıq şərtini ödədiyini nəzərə alsaq

$$\int |\psi_s|^2 dV_1 dV_2 = \int \psi_s^* \psi_s dV_1 dV_2 = 2c_1^* c_1 = 2|c_1|^2 = 1 \quad (20.23)$$

$$\int |\psi_a|^2 dV_1 dV_2 = \int \psi_a^* \psi_a dV_1 dV_2 = 2c_2^* c_2 = 2|c_2|^2 = 1 \quad (20.24)$$

yaza bilərik. Buradan isə ixtiyari $e^{i\alpha}$ faza vuruğu dəqiqliyi ilə $c_1 = 1/\sqrt{2}$, $c_2 = 1/\sqrt{2}$ olduğu görünür. c_1 və c_2 əmsallarının bu qiymətlərini (20.19) və (20.20)-də yazaraq normallaşmış ψ_s və ψ_a funksiyalarını alırıq:

$$\psi_s = \frac{1}{\sqrt{2}} [u_{n_1}(x_1)u_{n_2}(x_2) + u_{n_2}(x_1)u_{n_1}(x_2)], \quad (20.25)$$

$$\psi_a = \frac{1}{\sqrt{2}} [u_{n_1}(x_1)u_{n_2}(x_2) - u_{n_2}(x_1)u_{n_1}(x_2)]. \quad (20.26)$$

Bu nəticələri bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmayan N sayda eyni hissəcikdən ibarət olan sistem üçün ümumiləşdirək. Əgər sistemi təşkil edən hissəciklər bozonlardırsa, onda bu sistemin ψ_0 dalğa funksiyası iki eyni hissəciyin yerdəyişməsinə nəzərən simmetrik olmalıdır. Bu xassəni ödəyən funksiya (20.16) formasında olan və bir-birindən iki hissəciyin koordinatlarının (hallarının) yerdəyişməsi ilə fərqlənən hasillərin aşağıdakı superpozisiyası kimi yazıla bilər:

$$\psi_s = c_1 \sum_{[n_1, n_2, \dots, n_N]} \psi_{n_1}(x_1) \psi_{n_2}(x_2) \dots \psi_{n_N}(x_N). \quad (10.27)$$

Burada cəmləmə n_1, n_2, \dots, n_N indekslərinin mümkün olan bütün yerdəyişmələri üzrə aparılır. Bunu belə başa düşmək lazımdır ki, həmin indekslərin yerdəyişməsi nömrələrinin artması ardıcılığı ilə yerləşmiş eyni hissəciklərin müxtəlif n_μ kvant halları üzrə yerdəyişməsinə uyğundur. Əgər bütün bu indekslər eyni deyilsə (yəni, kvant halları təkrarlanmırsa), onda bir-birindən asılı olmayan yerdəyişmələrin və deməli, (20.27) cəmindəki hədlərin sayı $N!$ olmalıdır. Məsələn, (20.25) ifadəsindən görüldüyü kimi, $N=2$ olduqda bu hədlərin sayı $2!=2$ olur. Lakin nəzərə almaq lazımdır ki, eyni bir kvant halında bir neçə bozon yerləşə bilər, yəni kvant halları bir hissəcikli olmaya da bilər.

Fərz edək ki, n_1 kvant ədədləri toplusu ilə xarakterizə olunan kvant halında iki, məsələn, birinci və ikinci hissəcik yerləşmişdir. Onda n_1 və n_2 indeksləri üst-üstə düşür və (20.27) cəmində n_1 və n_2 -nin yerdəyişməsi daxil olan bütün hədlər bir-birinə bərabər olur. Lakin superpozisiyada hər bir hal yalnız bir dəfə iştirak etməli olduğundan, baxılan hal üçün (20.27) cəmində hədlərin sayı $\frac{N!}{2}$ olacaqdır.

Əgər n_μ kvant halında m_μ sayda hissəcik yerləşirsə, onda bu hissəciklərin $m_\mu!$ sayda qarşılıqlı yerdəyişmələrinə (20.27) ifadəsində yalnız bir dənə hədd uyğun gəlməli və ona görə də (20.27) cəmində hədlərin sayı $N!/m_\mu!$ olmalıdır. Fərz edək ki, n_1 kvant halında m_1 sayda, n_2 kvant halında m_2 sayda və s. hissəcik yerləşmişdir (aydındır ki, bu m_1, m_2, \dots ədədlərinin cəmi sistemdəki hissəciklərin

ümumi N sayına bərabər olmalıdır: $m_1+m_2+\dots=N$). Onda (20.27) cəmində bir-birindən asılı olmayan hədlərin sayı $N!/(m_1!m_2!\dots)$ olacaqdır. Bu deyilənləri aydınlaşdırmaq üçün qeyd edək ki, $m_\mu>1$ olduqda bu m_μ sayda hissəciyə uyğun olan kvant ədədləri toplusu eyni olacaqdır. Məsələn, $n_i=n_k=n_l=\dots$. Bu halda (20.27) ifadəsində cəm işarəsi altında olan hasildə n_i toplusu m_μ sayda vuruqda indeks kimi iştirak edəcək, n_k, n_l və s. topluları isə indeks kimi rast gəlinməyəcəkdir. Misal olaraq üç eyni hissəcikdən ibarət olan sistemə baxaq. Əvvəlcə fərz edək ki, bu hissəciklər müxtəlif hallarda yerləşirlər. Onda (20.27) cəmində n_1, n_2, n_3 indekslərinin yerdəyişmələrinə uyğun gələn $3!=6$ dənə hədd olacaqdır:

$$u_{n_1}(x_1)u_{n_2}(x_2)u_{n_3}(x_3), \quad (20.28)$$

$$u_{n_2}(x_1)u_{n_1}(x_2)u_{n_3}(x_3), \quad (20.29)$$

$$u_{n_1}(x_1)u_{n_3}(x_2)u_{n_2}(x_3), \quad (20.30)$$

$$u_{n_2}(x_1)u_{n_3}(x_2)u_{n_1}(x_3), \quad (20.31)$$

$$u_{n_3}(x_1)u_{n_1}(x_2)u_{n_2}(x_3), \quad (20.32)$$

$$u_{n_3}(x_1)u_{n_2}(x_2)u_{n_1}(x_3). \quad (20.33)$$

İndi fərz edək ki, 1 və 2 hissəciklər eyni bir kvant halında yerləşirlər: $n_1=n_2$. Onda (20.28) və (20.29), (20.30) və (20.31), (20.32) və (20.33) hədləri eyni olur və ψ_s funksiyası aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\psi_s = c_1 [u_{n_1}(x_1)u_{n_1}(x_2)u_{n_3}(x_3) + u_{n_1}(x_1)u_{n_3}(x_2)u_{n_1}(x_3) + u_{n_3}(x_1)u_{n_1}(x_2)u_{n_1}(x_3)], \quad (20.34)$$

yəni $N!=3!=6$ deyil. $N!/m_1!=3!/2!=3$ həddən ibarət olur.

Əgər hissəciklərin üçü də eyni bir kvant halında yerləşsə, yəni $n_1=n_2=n_3$ olsa, onda $u_{n_1}(x_1)u_{n_1}(x_2)u_{n_1}(x_3)$ funksiyası müstəqil surətdə simmetrik funksiyadır (yəni, onu simmetrikləşdirmək lazım deyildir) və ona görə də (20.28) cəmində hədlərin sayı $N!/m_1!=3!/3!=1$ olar.

(10.59) ifadəsindəki s_1 normallaşdırıcı vuruğu ψ_s funksiyasının normallanması şərtindən tapılır:

$$1 = \int |\psi_s|^2 dV = \int \psi_s^* \psi_s dV = c_1^* c_1 \int [\sum u_{n_1}^*(x_1)u_{n_2}^*(x_2) \dots \dots u_{n_N}^*(x_N)] [\sum u_{n_1}(x_1)u_{n_2}(x_2) \dots u_{n_N}(x_N)] dV_1 dV_2 \dots dV_N \quad (20.35)$$

u_{n_μ} funksiyalarının (20.22) ortonormallıq şərtinə görə (20.34) ifadəsində cəmin yalnız hər bir həddinin modulunun kvadratının inteqralı sıfırdan fərqli (yəni, 1-ə bərabər) ədəd olacaqdır. Ona görə də (10.34) ifadəsində inteqral cəmdəki hədlərin sayına bərabər olmalıdır. Deməli,

$$1 = c_1^* c_1 N! / (m_1! m_2! \dots)$$

və ya buradan

$$c_1 = \sqrt{\frac{m_1! m_2! \dots}{N!}} \quad (20.36)$$

alınır. (20.36)-i (20.27)-da yazmaqla N sayda eyni bozondan ibarət olan sistemin simmetrikləşdirilmiş və normalanmış tam dalğa funksiyasını almış oluruq:

$$\psi_s = \sqrt{\frac{m_1! m_2! \dots}{N!}} \sum_{[n_1, n_2, \dots, n_N]} u_{n_1}(x_1) u_{n_2}(x_2) \dots u_{n_N}(x_N). \quad (20.37)$$

Bir daha qeyd edək ki, məsələn, ola bilər ki, baxılan bozonlar sistemində $n_1=n_2=n_N$ şərti ödənmis olsun. Onda n_1 və n_2 və ya n_1 və n_N və ya n_2 və n_N indekslərinin yerinin dəyişməsi yeni yerdəyişmə hesab olunmur və deməli, (20.37) cəmində əlavə hədd yaratmır.

İndi isə N sayda eyni fermionlardan ibarət olan sistemin dalğa funksiyasının tapılmasına baxaq. Bu funksiya sistemdə iki eyni fermionun (məsələn, iki elektronun) yerinin dəyişməsinə nəzərən antisimmetrik olmalıdır. Bu şərti ödəyən dalğa funksiyasını, (20.27) cəmində hər bir həddi $\varepsilon_{n_1 n_2 \dots n_N}$

kososimmetrik Kroneker simvoluna vurmaqla almaq olar:

$$\psi_a = c_2 \sum_{[n_1, n_2, \dots, n_N]} \varepsilon_{n_1 n_2 \dots n_N} u_{n_1}(x_1) u_{n_2}(x_2) \dots u_{n_N}(x_N) \quad (20.38)$$

Burada $\varepsilon_{n_1 n_2 \dots n_N} = 0, \pm 1$ qiymətlərini ala bilər. Belə ki, n_1, n_2, \dots, n_N indekslərindən heç olmazsa ikisi eyni (bir-birinə bərabər) olsa, uyğun $\varepsilon = 0$ götürülməlidir. n_1, n_2, \dots, n_N indekslərinin müəyyən düzülüşünü başlanğıc kimi götürməklə, bu indekslərin tək sayda yerdəyişmələri üçün $\varepsilon = -1$, cüt sayda yerdəyişmələri üçün isə $\varepsilon = +1$ qiyməti yazılmalıdır. Məsələn, (20.28)-(20.32) yerdəyişmələri üçün

$$\varepsilon_{123} = 1, \varepsilon_{213} = -1, \varepsilon_{132} = +1, \varepsilon_{231} = -1, \varepsilon_{312} = +1, \varepsilon_{321} = -1 \quad (20.39)$$

yazıla bilər.

$\varepsilon_{n_1 n_2 \dots n_N}$ simvolunun bu xassələri göstərir ki, (20.38) funksiyası iki eyni fermionun yerdəyişməsinə nəzərən antisimmetrik olmalıdır. Doğrudan da, ixtiyari iki indeksin yerinin dəyişməsi ε -nin işarəsini dəyişdiyindən (20.38) cəmi antisimmetriklik xassəsini ödəyir. Qeyd edək ki, bu cəmdə heç olmazsa iki ixtiyari n_1 və n_2 indekslərinin eyni olduğu hədlər yoxdur. Çünki bu halda uyğun $\varepsilon = 0$ olur. Məsələn, iki eyni hissəcikdən ibarət olan sistem üçün $n_1 = n_2$ olduqda (20.26) ifadəsi sifra bərabər olur. Deməli, (20.38) cəmində hədlərin sayı $N!$ olmalıdır. Buradan aydın olur ki, normallaşma şərtinə əsasən c_2 vuruğu üçün $c_2 = 1/\sqrt{N!}$ qiyməti alınmalıdır. Yuxarıda deyilənlərə əsasən asanlıqla başa düşülür ki, (10.70) ifadəsini N tərtibli bir U determinantı kimi yazmaq olar:

$$U = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} u_{n_1}(x_1) & u_{n_2}(x_1) & \dots & u_{n_N}(x_1) \\ u_{n_1}(x_2) & u_{n_2}(x_2) & \dots & u_{n_N}(x_2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ u_{n_1}(x_N) & u_{n_2}(x_N) & \dots & u_{n_N}(x_N) \end{vmatrix}. \quad (20.40)$$

Qeyd edək ki, (20.40) kimi təyin olunan U determinant dalğa funksiyası sistemdə iki eyni fermionun yerinin dəyişməsinə nəzərən antisimmetrikdir. Məsələn,

$$\hat{P}_{12} U = -U. \quad (20.41)$$

Doğrudan da, baxılan sistemdə iki eyni fermionun yerinin (halının) qarşılıqlı dəyişməsi (20.40) determinantında iki sətirin (sütunun) yerinin dəyişməsinə uyğun gəlir ki, bunun da nəticəsində, məlum olduğu kimi, determinantın işarəsi əksinə dəyişir.

n_μ kvant ədədləri (μ -cü fermionun halını xarakterizə edən kvant ədədləri çoxluğu) (20.40) determinantında sütunların nömrəsi rolunu oynayır. Ona görə də iki halı xarakterizə edən kvant ədədləri çoxluğu eyni olarsa (məsələn, $n_1 = n_2$) bu o deməkdir ki, determinantın iki sütunu eynidir və belə determinant sifra bərabər olar. Bu, yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, həm də (20.38) ifadəsindən görünür. Deməli, belə halın mövcud olması ehtimalı $dW = |U|^2 dV = 0$ olur. Beləliklə, biz çox mühüm olan bir nəticəyə gəlmiş oluruq: eyni fermionlardan ibarət olan sistemdə eyni bir kvant halında eyni zamanda bir dənədən çox hissəcik ola bilməz. Bu müddəə Pauli prinsipi adlanır. Yuxarıda deyilənlərdən aydın olur ki, Pauli prinsipi bozonlar üçün deyil, yalnız fermionlar üçün doğrudur.

Əslində (20.40) determinantı 1929-cu ildə Sleyter tərəfindən elektronlar sistemi (atom və molekullar) üçün təklif olunmuş və sonralar ixtiyari fermionlar sistemi üçün ümumiləşdirilmişdir. Ona görə də atom və ya molekulun elektron dalğa funksiyasını adətən Sleyter determinantı adlandırırlar. Məsələn, atomlar üçün (20.40) Sleyter determinant dalğa funksiyasının elementləri olan $U_n(x)$ birelektronlu dalğa funksiyaları atom-spin orbitalleridir. Burada $x \rightarrow xyz\sigma$ -elektronun fəza və spin koordinatlarını, $n \rightarrow nlm, m_s$ isə mərkəzi sahə yaxınlaşmasında atomda elektronun halını təsvir edən dörd kvant ədədini işarə edir.

Atomlar üçün determinant dalğa funksiyası və deməli, Pauli prinsipi yalnız mərkəzi sahə, digər fermionlar sistemi üçün isə sərbəst fermionlar modeli yaxınlaşmasında alınır. Eyni hissəciklərin seçilməzliyi isə kvant mexanikasının fundamental qanunudur.

Atomlar üçün Pauli prinsipini belə ifadə etmək olar ki, hər bir atomda kvant ədədlərinin dördü də eyni zamanda eyni olan iki elektron ola bilməz. Pauli prinsipinə görə aydındır ki, əgər atomda elektron buludları tamamilə üst-üstə düşən iki elektron varsa, bu elektronların spinləri hökmən antiparalel olmalıdır.

Çoxlu miqdar təcrübi faktları ümumiləşdirərək 1924-cü ildə, yəni kvant mexanikası yaranmamışdan qabaq (kvant mexanikasının yaranma tarixi Şredinger tənliyi təklif olunan 1926-cı ildən hesab olunur) Pauli bu prinsipi irəli sürmüşdü. Həmin prinsipə görə atomda kvant halları eyni olan iki elektron mövcud ola bilməz. Lakin, yuxarıda göstəriləyi kimi, kvant mexanikası təsəvvürlərinə əsasən yazılmış determinant dalğa funksiyasından Pauli prinsipi xüsusi bir hal olaraq

dərhal alınır.

Aydınlığı və dəqiqliyinə görə Pauli prinsipini dalğa funksiyalarının antisimmetrik olması (eyni fermionların seçilməzliyi) prinsipinə nisbətən geri qalır. Belə ki, eyni fermionların seçilməzliyi prinsipi hissəciklər arasında qarşılıqlı təsir nəzərə alındıqda da doğru olduğu halda, Pauli prinsipində ayrı-ayrı hissəciklərin halları haqqında bəhs edilir. Belə hallar haqqında isə, ciddi desək, hissəciklər arasında qarşılıqlı təsir olmadıqda danışmaq olar. Buna baxmayaraq, Pauli prinsipi hətta ilkin ifadə olunduğu şəkildə çox məhsuldar oldu və Mendeleev cədvəlinin, həm də spektrlərdə bəzi qanunauyğunluqların əsaslandırılması işində mühüm rol oynadı. Fermionların dalğa funksiyalarının antisimmetrik olması və ya eyni fermionların seçilməzliyi prinsipini bəzən ümumiləşmiş Pauli prinsipi də adlandırırlar.

Məsələnin mahiyyətini daha aydın şəkildə başa düşmək məqsədilə eyni hissəciklərin seçilməzliyi və Pauli prinsipi haqqında yuxarıda şərh olunmuş ümumi nəzəriyyənin yaradılması üçün əsas kimi götürülmüş bəzi ilkin mülahizələri qısa şəkildə nəzərdən keçirək. Çoxelektronlu atomlar üçün mərkəzi sahə yaxınlaşmasını öyrənərkən göstərdik ki, atomda elektronlar hər biri n , l , m_l və m_s kvant ədədləri toplusu ilə xarakterizə olunan müxtəlif hallarda yerləşə bilər. Onda belə bir sual meydana çıxır ki, həyəcanlanmamış atomda elektronlar hansı hallarda yerləşirlər? Adı təsəvvürlər baxımından bu suala belə cavab vermək olar ki, atomun həyəcanlanmamış (normal və ya əsas) halında onun bütün elektronları enerjinin mümkün olan ən kiçik qiymətinə uyğun enerji səviyyəsində, yəni atomun ən dərin enerji səviyyəsində yerləşməlidir. Lakin təcrübələr göstərir ki, bu, heç də belə deyildir: z sıra nömrəsi artdıqca atomların enerji səviyyələrinin ardıcıl surətdə dolması baş verir. Enerji səviyyələrinin bu cür dolmasını izah etmək üçün Pauli belə bir hipotez irəli sürdü ki, atomda ixtiyari kvant halında yalnız bir elektron yerləşə bilər. Buna görə də həyəcanlanmamış atomun hər bir növbəti elektronu hələ ki, dolmamış enerji səviyyələrindən ən dərinində yerləşir. Sonrakı hərtərəfli yoxlamalar Paulinin bu hipotezinin doğru olduğunu sübut etdi. Pauli prinsipi yalnız eyni bir atomda yerləşən elektronlar üçün deyil, kainatdakı bütün elektronlar üçün də doğrudur. Bu zaman nəzərə almaq lazımdır ki, elektronların halları həm enerjiyə, həm də fəza paylanmasına görə bir-birindən fərqlənə bilər.

Yuxarıda qeyd etdik ki, mikroobyektlərin fermionlara və bozonlara bölünməsi yalnız elementar hissəciklərə aid olmayıb, həm də mürəkkəb hissəciklərə (atom nüvələri, atomlar, molekullar və s.) üçün də doğrudur. Belə ki, tam spinə malik olan mürəkkəb hissəciklər (bozonlar) və ya cüt sayda fermionlardan ibarət olan sistemlər simmetrik dalğa funksiyası ilə təsvir olunur. Tək sayda fermionlardan ibarət olan sistem isə antisimmetrik dalğa funksiyası ilə təsvir olunur və Pauli prinsipinə tabe olur. Məsələn, hidrogen atomu iki dənə fermiondan, yəni hər birinin spini $\frac{1}{2}$ olan elektron və protondan ibarətdir. Normal halda hidrogen atomunun tam spini ya sıfır (proton və elektronun spini antiparaleldir), ya da 1-ə (spinlər paraleldir) bərabər ola bilər. Deməli, normal halda hidrogen atomu bozondur.

Digər bir misal olaraq ${}^4_2\text{He}$ helium atomunun nüvəsinə, yəni α -hissəciyə baxaq. α -hissəcik iki protondan və iki neytrondan, yəni dörd dənə fermiondan ibarətdir və onun tam spini sıfır bərabərdir. Deməli, α -hissəcik bozondur. Aydındır ki, əsas halda ${}^4_2\text{He}$ atomu da bozon olacaqdır. Lakin ${}^3_2\text{He}$ atomunun nüvəsi iki proton və bir neytrondan, yəni tək sayda (üç dənə) fermiondan ibarət olduğu üçün onun tam spini yarımtam ($3/2$) ədəddir və o, fermiondur. ${}^3_2\text{He}$ atomunun özü də əsas halda fermion olacaqdır. Deməli, helium (${}^4_2\text{He}$) atomunun özü və nüvələri Boze-Eynşteyn, ${}^3_2\text{He}$ atomunun özü və nüvələri isə Fermi-Dirak statistikasına tabe olurlar. Bunun isə təzahürü ondan ibarətdir ki, mütləq sıfır yaxın temperaturalarda helium ifrat axıcılıq xassəsinə malikdir, ${}^3_2\text{He}$ isə bu xassəyə malik deyildir.

İlk baxışdan elə görünə bilər ki, dalğa funksiyalarının simmetrikləşdirilməsi (və ya antisimmetrikləşdirilməsi) böyük çətinliklərlə qarşılaşmalıdır. Doğrudan da, məsələn, elektronlar haqqında hər hansı məsələni həll etdikdə prinsipə kainatda olan bütün elektronların dalğa funksiyalarını tapmaq və onlardan istifadə edərək tamamilə antisimmetrik olan, yəni ixtiyari iki elektronun bir-biri ilə yerini dəyişdikdə öz işarəsini dəyişən dalğa funksiyası qurmaq lazımdır. Bu, fantastik bir işdir. Lakin xoşbəxtlikdən bütün elektronların nəzərə alınması heç də vacib deyildir. Belə ki, dalğa funksiyaları (buludları) baxılan elektronun dalğa funksiyası (buludu) ilə bir-birini örtməyən (və ya nəzərə alınmayacaq dərəcədə az örtən) elektronları nəzərə almamaq olar. Praktiki qayda ondan ibarətdir ki, buludları (dalğa funksiyaları) bir-birini əhəmiyyətli dərəcədə örtən bütün elektronlar üçün dalğa funksiyası antisimmetrikləşdirilməlidir. Ona görə də, məsələn, hidrogen atomu üçün aparılan hesablamalar yalnız izolə olunmuş hidrogen atomları üçün tətbiq oluna bilər.

və hidrogen molekulları üçün yaramır. Kondensə olunmuş maddələrdə yalnız "daxili elektronlar" bir atoma mənsub hesab oluna bilər.

XXI MÜHAZİRƏ

Atomların elektron konfigurasiyaları

Məlumdur ki, mərkəzi sahə yaxınlaşmasında atomda hər bir elektronun halı dörd dənə n, l, m_l və m_s kvant ədədləri ilə xarakterizə olunur. Nəzəri əsasları Pauli prinsipinə görə isə atomda bu kvant ədədləri ilə xarakterizə olunan kvant halında yalnız bir dənə elektron yerləşə bilər, yəni eyni bir atomda olan iki elektronun halını təsvir edən $n_1, l_1, m_{l_1}, m_{s_1}$ və $n_2, l_2, m_{l_2}, m_{s_2}$ kvant ədədlərindən heç olmasa biri fərqli olmalıdır.

Göstərmək olar ki, Pauli prinsipi (buna bəzən qadağan prinsipi də deyilir) eyni bir atomda yerləşən və kvant ədədlərindən biri, ikisi və üçü eyni olan elektronların sayını ciddi şəkildə məhdudlaşdırır. Əvvəlcə atomda üç dənə n, l, m_l kvant ədədləri eyni ola bilən elektronların sayını müəyyən edək. Aydındır ki, belə elektronlar dördüncü kvant ədədi m_s ilə bir-birindən fərqlənə bilər. m_s kvant ədədi isə yalnız iki dənə $+1/2$ və $-1/2$ qiymətlərini ala bilər. Deməli, eyni bir atomda n, l, m_l kvant ədədlərinin üçü də eyni olan yalnız iki dənə elektron ola bilər. İndi isə n və l kvant ədədləri eyni olan elektronların maksimum sayını tapaq. l kvant ədədinin verilmiş qiymətində m_l kvant ədədi $2l+1$ sayda ($m_l = -l, -l+1, \dots, 0, \dots, l-1, l$) müxtəlif qiymətlər ala bilər və m_l -in hər bir qiymətində isə m_s kvant ədədi də iki dənə qiymət alır. Deməli, eyni bir atomda n və l kvant ədədləri eyni olan elektronların maksimum sayı $2(2l+1)$ -ə bərabərdir. Mərkəzi sahə yaxınlaşmasında atomda hər bir elektronun halı (atom spin orbitalı) dörd dənə n, l, m_l və m_s kvant ədədləri ilə xarakterizə olunduğu halda, hər bir elektronun enerjisi yalnız n baş və l orbital kvant ədədlərindən asılı olub, m_l və m_s kvant ədədlərindən asılı deyildir: ε_{nl} (hidrogenəbənzər atomlarda isə elektronun enerjisi l orbital kvant ədədindən də asılı deyildir: ε_n). Deməli, atomda n və l kvant ədədləri eyni olub, bir-birindən yalnız m_l və m_s kvant ədədləri ilə fərqlənən $2(2l+1)$ sayda hallar çoxluğu mövcuddur ki, bunların da hamısı enerjinin eyni bir ε_{nl} qiymətinə uyğun gəlir. Başqa sözlə, çoxelektronlu atomlarda mərkəzi sahə yaxınlaşmasında hər bir elektronun ε_{nl} enerji səviyyəsi m_l və m_s kvant ədədlərinə görə $2(2l+1)$ tərtibdən cırlaşmışdır. Atomda eyni enerjili hallar ekvivalent hallar adlanır. Enerjinin eyni bir ε_{nl} qiymətinə uyğun gələn (və ya n, l kvant ədədləri eyni olan) $2(2l+1)$ sayda ekvivalent hallar çoxluğuna elektron təbəqəsi deyilir. Atomlarda elektronların hallarının işarələnməsi qaydasına əsasən atomlarda $1s, 2s, 3s, \dots; 2p, 3p, 4p, \dots; 3d, 4d, 5d, \dots; 4f, 5f, 6f, \dots$ və s. elektron təbəqələri olmalıdır. Yuxarıda deyilənlərdən aydın olur ki, hər bir elektron təbəqəsində ən çoxu $2(2l+1)$ sayda elektron yerləşə bilər və özü də bu say uyğun l kvant ədədi ilə təyin olunur. 21.1 cədvəlində müxtəlif təbəqələrdə yerləşə biləcək elektronların sayı göstərilmişdir.

Əgər təbəqədəki $2(2l+1)$ sayda halın hamısı elektronlar tərəfindən tutulmuşdursa, belə təbəqə qapalı (dolmuş), əks halda isə açıq (dolmamış) elektron təbəqəsi adlanır.

Təbəqədəki elektronların k sayı təbəqənin işarəsinin sağ tərəfində yuxarı indeks kimi yazılır: nl^k . Məsələn, $1s^2, 2p^1, 2p^6, 3d^8, 4d^3, 4f^{12}$ və s.

Nəhayət, atomda n baş kvant ədədi eyni ola bilən elektronların maksimum sayını tapaq. Məlumdur ki, n baş kvant ədədinin verilmiş qiymətində l orbital kvant ədədi n sayda $l=0, 1, 2, \dots, n-1$ qiymətlərini ala bilər: n və l kvant ədədlərinin verilmiş qiymətinə isə atomda maksimum $2(2l+1)$ sayda hal uyğun gəlir. Deməli, eyni bir atomda n baş kvant ədədi eyni ola bilən elektronların maksimum sayı aşağıdakı cəm vasitəsilə tapıla bilər:

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2 \sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = 2(1+3+5+\dots+2n-1) = 2n^2 \quad (21.1)$$

Atomda n baş kvant ədədi eyni olan $2n^2$ sayda hallar çoxluğu elektron layı adlanır. Aydındır ki, hər bir elektron layı baş kvant ədədinin qiymətinə uyğun elektron təbəqələrindən təşkil olunmuşdur. n baş kvant ədədinin müxtəlif qiymətlərinə uyğun olan elektron layları rentgen şüaları spektroskopiyasında qəbul olunmuş qayda üzrə latın əlifbasının baş hərfləri ilə aşağıdakı kimi işarə olunur:

$$n = 1 \quad 2 \quad 3 \quad 4 \quad 5 \quad (21.2)$$

lay K L M N O

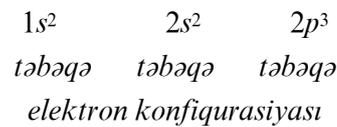
21.1 cədvəlində hər bir elektron layına daxil olan elektron təbəqələri və layda yerləşə biləcək elektronların maksimum sayı göstərilmişdir.

Atomda eyni zamanda bir neçə təbəqədə elektronlar yerləşə bilər. Atomun elektronlar yerləşən elektron təbəqələri çoxluğuna bu atomun elektron konfigurasiyası deyilir. Məsələn, azot atomunun əsas halının elektron konfigurasiyası

Cədvəl 21.1

Elektron təbəqəsi	l	Təbəqədəki elektronların sayı $2(2l+1)$
ns	0	2
np	1	6
nd	2	10
nf	3	14
ng	4	18

aşağıdakı kimidir:

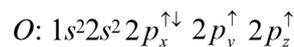
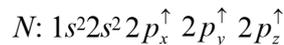


Hər bir atom üçün prinsipcə sonsuz sayda elektron konfigurasiyası mümkündür ki, bunlardan da yalnız biri əsas hala aiddir.

Pauli prinsipindən istifadə edərək atomların elektron konfigurasiyasını müəyyən edərkən Hund qaydası da nəzərə alınmalıdır. Məsələn, karbon atomunun əsas halının elektron konfigurasiyasına baxaq: $1s^2 2s^2 2p^2$. Bu zaman belə bir sual meydana çıxır ki, $2p$ təbəqəsindəki elektronlar necə yerləşmişlər? Spinləri antiparalel olmaqla $2p_x$, $2p_y$, $2p_z$ – orbitaların birində ($1s^2 2s^2 2p_x^{\uparrow\downarrow} 2p_y 2p_z$) yoxsa ki, spinləri paralel olmaqla müxtəlif orbitalarda ($1s^2 2s^2 2p_x^{\uparrow} 2p_y^{\uparrow} 2p_z$)?

Pauli prinsipi hər iki elektronun $2p_x$, $2p_y$, $2p_z$ – orbitaların hər birində və ya ikisində spinləri antiparalel olmaqla yerləşməsinə (məsələn, $2p_x^{\uparrow\downarrow} 2p_y 2p_z$ və $2p_x^{\uparrow} 2p_y^{\downarrow} 2p_z$) qadağan etmir. Lakin çoxlu sayda təcrübi faktları araşdıraraq Hund müəyyən etmişdir ki, ekvivalent hallarda elektronların spinlərinin paralel olması enerji baxımından daha əlverişli olur (yəni, bu zaman enerji daha kiçik olur). Pauli prinsipinə görə $2p_x^{\uparrow\downarrow}$ halı qadağan olduğundan, məsələn, $2p_x^{\uparrow} 2p_y^{\uparrow} 2p_z$ halı $2p_x^{\uparrow\downarrow} 2p_y 2p_z$ və ya $2p_x^{\uparrow} 2p_y^{\downarrow} 2p_z$ hallarına nisbətən daha dayanıqlı olmalıdır.

Beləliklə, atomların elektron konfigurasiyasını yazarkən Hundun təcrübi faktlar əsasında müəyyən etdiyi qayda da nəzərə alınmalıdır: atomların dolmaqda davam edən təbəqələrində elektronlar mümkün qədər spinləri paralel olmaqla müxtəlif kvant hallarında yerləşirlər. Burada "mümkün qədər" sözləri onu göstərir ki, orbitalar əvvəlcə hər birində bir elektron olmaqla dolmalıdır. Sonra isə həmin orbitalarda Pauli prinsipi nəzərə alınmaqla ikinci elektron yerləşə bilər. Məsələn, azot və oksigen atomlarının əsas halının elektron konfigurasiyası aşağıdakı kimi olmalıdır:



Qeyd edək ki, Hund qaydası və ondan çıxan nəticələr mərkəzi sahə yaxınlaşmasında deyil, elektronlar arasında qalıq qarşılıqlı təsiri nəzərə almaqla atomların elektron konfigurasiyasını yazarkən, yəni elektron konfigurasiyasının termlərə parçalanmasını tədqiq edərkən istifadə olunur.

Cədvəl 21.2

Elektron layı	n	$l=0, 1, 2, 3, 4$ $s \quad p \quad d \quad f \quad g$	Laydakı elektronların maksimum sayı
---------------	-----	--	-------------------------------------

<i>K</i>	1	2	2
<i>L</i>	2	2 + 6	8
<i>M</i>	3	2 + 6 + 10	18
<i>N</i>	4	2 + 6 + 10 + 14	32
<i>O</i>	5	2 + 6 + 10 + 14 + 18	50

Yuxarıda şərh olunanlara əsasən atomların elektron konfigurasiyasını müəyyən edərək qurma prinsipindən istifadə etmək əlverişlidir:

1. Atom orbitallarının elektronlar tərəfindən tutulması, ən kiçik enerjili orbitaldan başlayaraq enerjinin artmasına uyğun surətdə baş verir.
2. Pauli prinsipinə uyğun olaraq n, l və m_l kvant ədədləri ilə xarakterizə olunan hər bir atom orbitalında ikidən çox elektron yerləşə bilməz.
3. Hund qaydasına uyğun olaraq dolmaqda davam edən elektron təbəqələrində elektronlar ehtimal ki, onların spinlərinin cəmi mümkün qədər böyük olsun.

Qurma prinsipinə əsaslanaraq Mendeleyev cədvəlini (elementlərin dövrü sistemini) izah etmək mümkündür.

XXII MÜHAZİRƏ

Kimyəvi elementlərin dövrü sisteminin izahı

XIX əsrin ortalarında çoxlu kimyəvi elementlər məlum idi və təbii olaraq belə bir sual meydana çıxdı ki, bu elementlər arasında müəyyən əlaqə var, yoxsa onların xassələri tamamilə təsadüfi olub, bir-birindən asılı deyildir? Əvvəlki dövrdə bir sıra xüsusi qanunauyğunluqların müəyyən edilməsinə baxmayaraq, yalnız D.İ.Mendeleyev ilk dəfə bütün elementləri vahid sistemdə əlaqələndirən ümumi qanunu tapmağa müvəffəq oldu ki, bu qanun da atomun quruluşunun ümumiliyinin parlaq ifadəsidir.

Elementlərin kimyəvi xassələrinin periodik (dövrü) olaraq təkrarlanması qanunu 1869-cu ildə rus alimi D.İ.Mendeleyev tərəfindən kəşf olunmuş və bu qanun kimyəvi elementlərin onun təklif etdiyi dövrü sistemində öz əksini tapmışdır. Mendeleyev o dövrdə məlum olmayan kimyəvi elementləri onların atom kütləsinin (o dövrdəki anlayışlara görə atom çəkisinin) artması ardıcılığı ilə düzmüş və müşahidə etmişdir ki, elementlərin müəyyən sayından sonra onların kimyəvi xassələri təkrarlanır. Məsələn, natrium, kalium və s. elementlərdə (qələvi metallarda) litiumun; xlor, brom, yod və s. elementlərdə (halogenlər qrupunda) isə flüorun kimyəvi xassələri təkrarlanır.

Mendeleyev hər bir element üçün dövrü sistemdə onun yerini təyin edən sıra nömrəsi z müəyyən etmişdir. Belə ki, atomunun kütləsi böyük olan elementin z sıra nömrəsi də böyük olmalı idi. Lakin bəzi hallarda bu qayda pozulurdu, yəni atom kütləsi böyük olan element yüngül elementdən qabaqda yerləşdirilməli olurdu. Məsələn, (${}^{40}_{18}\text{Ar} - {}^{39}_{19}\text{K}$), (${}^{128}_{52}\text{Te} - {}^{127}_{53}\text{J}$), (${}^{59}_{27}\text{Co} - {}^{58}_{28}\text{Ni}$). Bundan başqa, sonralar kimyəvi elementlərin izotopları, yəni z sıra nömrəsi eyni, lakin atom kütləsi müxtəlif olan atomlar kəşf olundu (məsələn, hidrogenin üç izotopu ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$, ${}^3_1\text{H}$). Bu isə o deməkdir ki, atom kütləsi elementin fərdi xassələrini birqiymətli təyin edən sabit hesab edilə bilməz. Belə ki, izotopların atom kütləsi müxtəlif olsa da, kimyəvi xassələri eynidir. Ona görə də kimyəvi xassələr baxımından eyni olduqları üçün dövrü sistemdə izotoplar eyni bir xanədə (yerdə) yerləşdirilməli idi (izotop sözü yunancadan hərfi mənada tərcümədə "eyni bir yeri tutan" deməkdir). Kimyəvi elementlər əslində izotopların qarışığından ibarətdir. Elementin kimyəvi üsullarla təyin edilmiş atom kütləsi ilə bu elementi təşkil edən bütün izotopların atom kütlələrinin orta qiymətinə bərabərdir. Qeyd edək ki, müxtəlif atom kütləsinə, lakin eyni kimyəvi xassələrə malik olan elementlərlə (izotoplarla) yanaşı, atom kütləsi eyni olub, kimyəvi xassələri müxtəlif olan elementlər (izobarlar) da mövcuddur. Bütün bunlar göstərir ki, dövrü sistemin əsaslı şəkildə izahına ehtiyac vardır. Mendeleyevin özü dəfələrlə qeyd etmişdir ki, dövrü sistem gələcəkdə daha da inkişaf etdiriləcəkdir.

Atomun və atom nüvəsinin quruluşu ilə əlaqədar olaraq meydana çıxan bir sıra kəşflərdən sonra elementlərin dövrü sistemi xüsusilə mühüm əhəmiyyət kəsb etməklə yanaşı, həm də özünün müasir dövrdəki nisbətən dolğun izahını tapdı. Məsələn, rentgen spektrlərinin öyrənilməsi, α -hissəciklərin atomlardan səpilməsinə aid təcrübələrin təhlili və s. qətiyyətlə sübut etdi ki, elementin dövrü sistemdəki z sıra nömrəsi uyğun atomun nüvəsinin yükünü müəyyən edir və eyni zamanda neytral atomdakı elektronların sayına bərabərdir.

Elementlərin dövrü sisteminin kəşf olunduğu dövrdə (1869) cəmi 63 kimyəvi element məlum idi. Mendeleyev 10-dan artıq kimyəvi elementin mövcud olmasını qabaqcadan söyləmiş və hətta onlardan üçünün (skandium ${}_{21}\text{Sc}$, qalium ${}_{31}\text{Ga}$, germanium ${}_{32}\text{Ge}$) əsas fiziki və kimyəvi xassələrini də əvvəlcədən müəyyən etmişdi.

Mendeleyev kimyəvi elementlərin dövrü sistemini qurarkən gördü ki, 63 elementdən yalnız 35-ni onların atom kütləsinə uyğun olaraq inamla yerləşdirmək mümkündür. 8 elementin dövrü sistemdə vəziyyəti anlaşılmaz idi. Məsələn, başa düşülmürdü ki, nə üçün sink (Zn), kadmiyum (Cd) və cıvə (Hg) elementləri maqnezium (Mg), kalsium (Ca), sirkonium (Zr) və barium (Ba) ilə, manqan (Mn) isə halogenlərlə (VII qrup elementləri) eyni bir qrupa düşür. Bundan başqa digər 20 element üçün Mendeleyev ya atom kütləsini, ya da ki, yerləşmə ardıcılığını dəyişməli olurdu. Bir çox hallarda bu dəyişiklik kəskin olurdu. Məsələn, seriumun (Ce) atom kütləsi 92 idi, lakin Mendeleyev onun atom kütləsini 138 götürməli oldu (müasir qiymət 140,12-dir); torium (Th) və uranın (U) atom kütləsi, o dövrdə uyğun olaraq, 116 və 120 olduğu halda, Mendeleyev göstərdi ki, bu ədədlər müvafiq surətdə 232 və 240 götürülməlidir. Mendeleyev dövrü sistemdə bəzi yerləri boş saxlayaraq belə hesab edirdi ki, həmin yerləri tutacaq elementlər hələlik kəşf olunmamışdır. Məsələn, o, yuxarıda qeyd etdiyimiz üç elementin (Sc, Ga, Ge) mövcudluğunu qabaqcadan söyləmiş və onları, uyğun olaraq, ekabor, ekaalüminium, ekasilisium adlandırmışdı. Burada "eka" söz önlüyü göstərir ki, dövrü sistemdə bu elementlər, uyğun olaraq, bor (B), alüminium (Al) və silisiumun (Si) altında yerləşməlidir. Bir qədər sonra, 1875-ci ildə, qalium (Ga) adlanan element kəşf olundu. Mendeleyev dərhal göstərdi ki,

qalium onun qabaqcadan söylədiyi məhz ekaalüminiumdur və onun atom kütləsi 68-ə yaxın, sıxlığı isə 6,0-5,9; atom həcmi isə 11,5 olmalıdır. Doğrudan da, müəyyən edildi ki, qaliumun atom kütləsi 69,7; sıxlığı 5,96 və atom həcmi 11,7-dir.

Təsirsiz qazlar yalnız XIX əsrin sonlarında kəşf olunmuşdu. Mendeleyevin dövründə lantanidlər (nadir torpaq elementləri) qrupundan yalnız üç dənə element məlum idi: serium, didim (prazedium və neodimumun qarışığı) və erbium. Hal-hazırda isə 14 dənə nadir torpaq elementinin hamısının xassələri öyrənilmişdir.

1937-ci ildə 92 kimyəvi element məlum idi və onlardan 4 dənəsi, radioaktiv olduğu üçün, praktik olaraq təbiətdə rast gəlinmir. Bu dörd element sonralar laboratoriya şəraitində alındı. Belə ki, 1937-ci ildə E.Serqe molibdeni ($_{42}\text{Mo}$) deytronlarla bombardman edərək sıra nömrəsi $z=43$ olan və texnesium adlandırılan elementi aldı. Bu elementin ən dayanıqlı (stabil) $^{99}_{43}\text{Tc}$ izotopunun yarımpəyrişmə periodu $2 \cdot 10^5$ ildir.

1938-ci ildə neodimumun ($_{60}\text{Nd}$) deytronlarla bombardman edilməsi nəticəsində sıra nömrəsi $z=61$ olan nadir torpaq elementinin alınması haqqında ilk məlumat verildi. Lakin bu element nisbətən böyük miqdarda ($\sim 1,5 q$) yalnız 1947-ci ildə alındı və prometium adlandırıldı. Prometiumun ən dayanıqlı $^{147}_{61}\text{Pm}$ izotopunun yarımpəyrişmə periodu $\sim 2,5$ ildir.

1940-cı ildə E. Serqe bismut ($_{83}\text{Bi}$) elementini α -hissəciklərlə şüalandıraraq sıra nömrəsi $z=85$ olan və onun tərəfindən astatin adlandırılan elementini kəşf etdi. Bu elementin ən stabil $^{210}_{85}\text{At}$ izotopunun yarımpəyrişmə periodu 8,3 saatdır.

Fransız alimi M. Pere 1939-cu ildə sıra nömrəsi $z=87$ olan və fransium adlanan qısaömürlü elementi kəşf etdi. Fransiumun ən dayanıqlı $^{223}_{87}\text{Fr}$ izotopunun yarımpəyrişmə periodu 22 dəqiqəyə bərabərdir.

Nəhayət, qeyd etmək lazımdır ki, nüvə fizikası inkişaf etdikcə sıra nömrəsi $z=93$ olan neptuniumdan başlayaraq hamısı radioaktiv olan transuran (urandan sonrakı) elementlərin süni yolla alınması mümkün olmuşdur və bu proses yəqin ki, bu gün də davam edir.

Hal-hazırda dövrü sistemdəki elementlər içərisində təbiətdə mövcud olan sonuncu stabil kimyəvi element urandır ($_{92}\text{U}$). Uranın təbiətdə əsasən $^{238}_{92}\text{U}$ və $^{235}_{92}\text{U}$ izotopları rast gəlinir. Təbii uranda $^{235}_{92}\text{U}$ izotopunun miqdarı $\sim 0,7\%$ təşkil edir və maraqlıdır ki, məhz bu izotop nüvə reaktorlarında yanacaq kimi istifadə olunur.

Uran da daxil olmaqla dövrü sistemdəki 92 elementdən yalnız 90 element təbiətdə stabil halda rast gəlinir. İki element – texnesium ($_{43}\text{Tc}$) və prometium ($_{61}\text{Pm}$) isə təbiətdə mövcud deyildir. Bunun səbəbi ondan ibarətdir ki, həmin iki element radioaktivdir və onların yarımpəyrişmə periodu (daha vacib olan $^{99}_{43}\text{Tc}$ izotopu üçün $2,12 \cdot 10^5$ il, $_{61}\text{Pm}$ izotopları üçün isə bir neçə ildən 10 illərlə) isə Yerindən çox kiçikdir və ona görə də Yer planeti yaranandan sonra bu elementlər tamamilə çevrilib qurtarmışlar. Bu iki element sıra nömrəsinə görə onlara qonşu olan (təbiətdə mövcud olan) elementlərdən radioaktiv çevrilmə nəticəsində alına bilmirlər, çünki bu qonşu elementlərin hamısı stabildir.

Daha ağır elementlərin atomları dayanıqlı şəkildə mövcud ola bilmir. Bu onunla izah olunur ki, ağır nüvələrdə protonlar arasındakı Kulon itələmə qüvvələri cazibə xarakterli nüvə qüvvələrinə nisbətən böyük olur və nəticədə nüvə dayanıqsız olur. Nüvəni təşkil edən nuklonlar arasındakı nüvə cazibə qüvvələrinə nisbətən nüvədəki protonlar arasında itələmə qüvvələrinin böyük olması isə ona görə baş verir ki, Kulon qüvvələri uzağa təsir edən qüvvələrdir. Belə ki, nüvədə hər bir proton praktik olaraq bütün digər protonlarla qarşılıqlı təsirdə olur və bunun sayəsində qarşılıqlı təsir enerjisi nüvədəki protonların sayının kvadratı ilə düz mütənasib olaraq ($\sim N_p^2$) artır. Digər tərəfdən, nüvə cazibə qüvvələri yaxına təsir qüvvələri olduğu üçün onların təsiri yalnız $\sim 10^{-12}$ sm tərtibli məsafələrdə təzahür edir, yəni nüvədə yalnız iki qonşu nuklon bir-biri ilə nüvə qüvvələri vasitəsilə qarşılıqlı təsirdə ola bilər. Bu isə o deməkdir ki, nüvə qarşılıqlı təsirinin enerjisi nüvədəki nuklonların N sayı ilə (N^2 ilə yox) düz mütənasib olur. Deməli, nüvə qarşılıqlı təsirinin enerjisi nuklonların sayından asılı olaraq nüvədəki protonlar arasındakı Kulon itələmə enerjisindən nisbətən ləng artır. Nuklonların sayı az olduqda nüvə qüvvələri Kulon qüvvələrinə nisbətən böyük olduğundan, nüvə qarşılıqlı təsirinin enerjisi də Kulon itələmə enerjisindən xeyli böyük olur. Lakin nüvədəki nuklonların sayı artdıqca elə bir an gəlib çatır ki, cazibə qüvvələri artıq Kulon itələmə qüvvələrini kompensasiya edə bilmir və nüvə stabil (dayanıqlı) olmur. Elementlərin dövrü sisteminin sonlu olması fikri də məhz bu mülahizələrlə əlaqədardır. Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, bu fikrin əksinə olaraq dövrü sistemin sonsuz olması kimi mübahisəli ideya da mövcuddur. Bu ideya ona

əsaslanır ki, sonsuz hesab edilən Kainatda kimyəvi elementlərin də sayı sonsuz olmalıdır.

Dövri sistemdə urandan sonra yerləşən (transuran) və stabil olmayan elementlərin, yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, süni yolla alınması mümkün olmuşdur. Transuran elementlərin əksəriyyəti Q. Sibirqun rəhbərlik etdiyi laboratoriyada alınmışdır. Aşağıda bəzi transuran elementlər haqqında qısa məlumat verilir.

Birinci transuran element olan neptunium (${}_{93}\text{Np}$) 1940-cı ildə uranı tsiklotronunda sürətləndirilmiş deytronlarla şüalandırmaqla alınmışdır. Uran (${}_{92}^{238}\text{U}$) əvvəlcə deytronun tərkibində olan neytronu zəbt edərək ${}_{92}^{239}\text{U}$ izotopuna çevrilir. Bu izotopun yarımpəyvimə periodu 23 dəqiqədir. Sonra həmin izotop özündən elektron buraxaraq ${}_{93}^{239}\text{Np}$ elementinə çevrilir ki, bunun da yarımpəyvimə periodu 2,3 sutkadır. Neptuniumun ${}_{93}^{231}\text{Np}$ –dən ${}_{93}^{240}\text{Np}$ -a kimi müxtəlif izotopları vardır ki, bunların da yarımpəyvimə periodu $7,3 \text{ dəq} - 2,2 \cdot 10^6 \text{ il}$ kimi geniş bir intervalda yerləşir. "Neptunium" adı Günəş sistemində Uran planetindən sonra yerləşən Neptun planetinin adına oxşar olaraq götürülmüşdür. Neptunium elementi böyük kütləyə malik miqdarda alınmışdır.

İkinci transuran element olan plutonium (${}_{94}\text{Pu}$) da 1940-cı ildə yarımpəyvimə periodu 2,3 sutka olan neptuniumdan elektronun buraxılması nəticəsində alınmışdır. Plutoniumun ${}_{94}^{232}\text{Pu}$ -dan ${}_{94}^{246}\text{Pu}$ -a kimi müxtəlif izotopları vardır və onlar üçün yarımpəyvimə periodu $30 \text{ dəq} - 4,9 \cdot 10^{10} \text{ il}$ intervalını əhatə edir. Məsələn, ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ izotopunun yarımpəyvimə periodu 24360 il, spontan bölünməyə nisbətən yaşama müddəti isə $5,5 \cdot 10^{15}$ ildir. "Plutonium" adı Günəş sistemində Neptun planetindən sonra gələn Pluton planetinin adına uyğun şəkildə götürülmüşdür.

Amersium (${}_{95}\text{Am}$) elementi 1944-cü ildə kəşf olunmuşdur. Yarımpəyvimə periodu 13 il olan ${}_{94}^{241}\text{Pu}$ izotopu elektron buraxaraq ${}_{95}^{241}\text{Am}$ izotopuna çevrilir. Bu izotopun yarımpəyvimə periodu 470 ildir. Amersium elementinin ${}_{95}^{237}\text{Am}$ -dan ${}_{95}^{241}\text{Am}$ -a qədər izotopları məlumdur ki, bunların da yarımpəyvimə periodları $25 \text{ dəq} - 8000 \text{ il}$ intervalında yerləşir. Sıra nömrəsi $z=95$ olan bu element Amerikanın şərəfinə amersium adlandırılmışdır. Lantanidlər sırasında bu elementə Avropanın şərəfinə adlandırılmış yevropium (${}_{63}\text{Eu}$) elementi uyğun gəlir. Amersium elementi qramlarla ölçülən miqdarda alınmışdır.

Kürium (${}_{96}\text{Cm}$) elementi də 1944-cü ildə ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ izotopunun enerjisi 32 MeV olan helium ionları ilə şüalandırılmasından alınan məhsullar içərisində aşkar edilmişdir. Kürium elementinin ${}_{96}^{238}\text{Cm}$ -dan ${}_{96}^{249}\text{Cm}$ -a qədər izotopları məlumdur və bunların da yarımpəyvimə periodları bir neçə saatdan 10 milyonlarla ilə qədər olan intervalda yerləşir. Bu element təbii radioaktivliyin görkəmli tədqiqatçıları olan ər-arvad Pyer və Mariya Kürinin şərəfinə kürium adlandırılmışdır. Kürium elementi milliqramlarla ölçülən miqdarda alınmışdır.

Berklium (${}_{97}\text{Bk}$) elementi 1949-cu ildə ${}_{95}^{241}\text{Am}$ elementindən olan hədəfin helium ionları ilə şüalandırılması nəticəsində alınmışdır. Berkliumun ${}_{97}^{243}\text{Bk}$ -dan ${}_{97}^{250}\text{Bk}$ -a qədər izotopları məlumdur ki, onların da yarımpəyvimə periodu ~ 3 saatdan 7000 ilə qədər zaman intervalında yerləşir. Bu element bir çox transuran elementlərin alındığı laboratoriyanın yerləşdiyi Berkli şəhərinin şərəfinə berklium adlandırılmışdır. Berklium elementi mikroqramın onda biri tərtibində olan miqdarda alınmışdır.

Kalifornium (${}_{98}\text{Cf}$) elementi 1950-ci ildə bir neçə milliqram ${}_{96}^{242}\text{Cm}$ elementinin enerjisi 35 MeV olan helium ionları ilə şüalandırılması nəticəsində alınmışdır. Bu elementin ${}_{98}^{244}\text{Cf}$ -dan ${}_{98}^{254}\text{Cf}$ -a qədər izotopları məlumdur və onların yarımpəyvimə periodu 25 dəqiqədən bir neçə yüz ilə qədər olan intervalda yerləşir. Kalifornium elementi mikroqramın yüzdə biri tərtibində olan miqdarda alınmışdır. Bu element Kaliforniya universitetində kəşf olunduğu üçün həmin universitetin və Kaliforniya ştatının şərəfinə kalifornium adlandırılmışdır.

Eynşteynium (${}_{99}\text{Es}$) elementi 1952-ci ildə kəşf edilmişdir. Onunla yanaşı həm də fermium (${}_{100}\text{Fm}$) elementi də tapılmışdır. Bu elementlər istilik-nüvə partlayışından sonra alınan və tərkibinə ağır elementlər daxil olan nümunələrin analizi zamanı müşahidə olunmuşdur. Eynşteyniumun ${}_{99}^{246}\text{Es}$ -dan ${}_{99}^{256}\text{Es}$ -ə qədər izotopları məlumdur ki, bunların da yarımpəyvimə periodu bir neçə dəqiqədən ~ 300 günə qədər olan intervalda yerləşir. Bu elementin çəki ilə ölçülə bilən miqdarı alınmamışdır və onu yalnız indikatorlar vasitəsilə müşahidə etmək mümkün olmuşdur. Həmin element A. Eynşteynin şərəfinə eynşteynium adlandırılmışdır.

Fermium (${}_{100}\text{Fm}$) elementinin ${}_{100}^{250}\text{Fm}$ -dan ${}_{100}^{256}\text{Fm}$ -a qədər izotopları vardır ki, bunların da yarımpəyirilmə periodu 0,5-30 saat intervalında yerləşir. Bu element də yalnız indikator vasitəsilə müşahidə oluna bilən miqdarda alınmışdır və E. Ferminin şərəfinə fermium adlandırılmışdır.

Mendeleyevium (${}_{101}\text{Md}$) elementi 1955-ci ildə tərkibinə çox az miqdarda ${}_{99}^{255}\text{Es}$ daxil olan hədəfin enerjisi 41 MeV olan helium ionları ilə şüalandırılması nəticəsində alınmışdır. Təcrübələr zamanı mendeleyevium elementinin cəmi 17 atomu alınmışdır və onların yarımpəyirilmə periodunun ~3,5 saat olduğu müəyyən edilmişdir. Mendeleyevium elementinin izotoplarının kütlə ədədi 251-261 hüdudunda, onların yarımpəyirilmə periodları isə bir neçə saniyədən bir saata qədər olan intervalda yerləşir. Sonralar mendeleyevium elementinin bir neçə yüz atomu müşahidə olunmuşdur. Bu element D. İ. Mendeleyevin şərəfinə mendeleyevium adlandırılmışdır.

Nobelium (${}_{102}\text{No}$) elementi 1958-ci ildə tərkibində ${}_{96}^{246}\text{Cm}$ olan hədəfin karbon (${}_{6}^{12}\text{C}$) atomunun ionları ilə şüalandırılması nəticəsində alınmışdır. Bu zaman yaranan və yarımpəyirilmə periodu ~3 saniyə olan ${}_{102}^{254}\text{No}$ nobelium izotopu ${}_{100}^{250}\text{Fm}$ izotopuna çevrilir. Bu element A. Nobelin şərəfinə nobelium adlandırılmışdır.

Lourensium (${}_{103}\text{Lr}$) elementi 1961-ci ildə kəşf edilmiş və E. Lourensin şərəfinə adlandırılmışdır. E. Lourens tsiklotronun ixtiraçısıdır və transuran elementlərin əksəriyyəti tsiklotronda sürətləndirilmiş hissəciklər vasitəsilə alınmışdır. Aktinoidlər sırası lourensium elementi ilə sona çatır. Hal-hazırda sıra nömrəsi $z=109$ olan element məlumdur, yəni indi dövrü sistemə 109 kimyəvi element daxildir.

1983-cü ildə alman alimləri tərəfindən 109-cu elementin bir dənə atomu alınmışdır. 1984-cü ildə isə Dubnada bu elementin səkkiz atomunu almaq mümkün olmuşdur. Həmin ildə Dubnada sıra nömrəsi $z=108$ olan elementin iki izotopu alınmışdır. Qeyd edək ki, yuxarıda göstərilən nobelium (${}_{102}\text{No}$) və (${}_{103}\text{Lr}$) elementləri üçün bu adlar ilk dövrdə mübahisə doğurmuşdur. Belə ki, Dubna alimləri 102-ci elementi Jolio-Kürinin şərəfinə joliotium (Ji), 103-cü elementi isə Rezerfordun şərəfinə rezerfordium (Rf), 105-ci elementi isə Nils Borun şərəfinə nilsborium (Ns) adlandırılmasını təklif etmişlər. Digər transuran elementlərə isə hələlik ad verilməmişdir (əlbəttə, əsas məsələ elementin necə adlandırılması deyil, onun kəşf olunması və dövrü sistemdəki z sıra nömrəsidir). Mendeleyevin təbirincə onları ekavolfram, ekarenium, ekaosmium, ekairidium adlandırmaq olar.

Sıra nömrəsi 103-dən böyük olan transuran elementləri almaq üçün ağır nüvələrin iştirakı ilə baş verən birləşmə və bölünmə nüvə reaksiyalarından istifadə olunur. Plutonium (${}_{94}\text{Pu}$), kürium (${}_{96}\text{Cm}$) və kaliforniumdan (${}_{98}\text{Cf}$) ibarət olan hədəfləri karbon (${}_{6}\text{C}$), oksigen (${}_{8}\text{O}$) və neon (${}_{10}\text{Ne}$) ionları ilə bombardman etdikdə həyəcanlanmış mürəkkəb (birləşmiş) nüvələr alınır ki, onların da "soyuması" üçün bir neçə neytronun buraxılması baş verir. Lakin belə mürəkkəb nüvələrin bölünməsi ehtimalı neytronların buraxılması ehtimalından dəfələrlə böyük olduğundan, həmin nüvələrin çox az bir hissəsi (10^{-8} - 10^{-10}) transuran elementlərə çevrilir. Qurğuşun (${}_{82}\text{Pb}$) nüvələrindən ibarət olan hədəfi arqon (${}_{18}\text{Ar}$), titan (${}_{22}\text{Ti}$) və xrom (${}_{24}\text{Cr}$) ionları ilə bombardman etməklə də bəzi transuran elementləri almaq mümkün olmuşdur. Bütün son transuran elementlər olduqca kiçik miqdarda alınmış və həm də onların yaşama müddətinin çox kiçik olduğu müəyyən edilmişdir.

Elementlərin dövrü sistemini müxtəlif formalarda tərtib etmək olar. Hal-hazırda dövrü sistem üçün iki formada cədvəl daha geniş istifadə olunur: uzunperiodlu (cədvəl 22.1) və qısa-periodlu (cədvəl 22.2). Uzunperiodlu cədvəl nəzəri baxımdan daha yaxşı əsaslandırılmış hesab olunur. Ona görə də bu cədvəldə (cədvəl 22.1) sıraları (dövrələri) ardıcıl surətdə nəzərdən keçirək.

Birinci dövr iki elementdən ibarət olub, birvalentli hidrogen ilə başlayır və təsirsiz qaz olan heliumla bitir. İkinci dövr üçüncü element olan litiumla başlayır. Litium da birvalentlidir, nümunəvi metaldir və kəskin qələvi xassələrinə malikdir. İkinci dövr üzrə sağa doğru hərəkət etdikcə bu xassələrin ikisi də xeyli zəifləyir və tədricən əks xassələr özünü biruzə verməyə başlayır; doqquzuncu element (flüor) litiumun tam əksi (antipodu) olaraq nümunəvi metalloiddir (halogendir) və kəskin turşu xassələrinə malikdir. Sonra isə təsirsiz qaz olan neon ($z=10$) gəlir və bununla da ikinci dövr tamamlanır. Natrium da litium kimi qələvi metal xassələrinə malikdir. Üçüncü dövrdə eynilə ikinci dövrdəki mənzərə müşahidə olunur, yəni üçüncü dövr də təsirsiz qaz olan arqon ($z=18$) ilə bitir. Natrium da daxil olmaqla səkkiz elementdən sonra yenidən qələvi metal olan kalium rast gəlinir. Nümunəvi metallardan nümunəvi metalloidlərə keçid sıra nömrəsi $z=14$ olan "amfoter" elementdən, yəni silisiumdan başlanır ki, bu da iki modifikasiyaya, yəni metal və qeyri-metal modifikasiyalarına malikdir.

Qələvi metal olan kaliumla başlanan dördüncü dövr 8 elementdən deyil, 18 elementdən ibarətdir. Onda kaliumdan sonra gələn növbəti qələvi metalın sıra nömrəsi $z=37$ olur ki, bu da rubidiumdur. Dördüncü period 36-cı element olan təsirsiz qaz kripton ilə bitir. Rubidium ilə

Cədvəl 22.1

D.İ.MENDELEYEVİN ELEMENTLƏRİNİN DÖVRİ SİSTEMİ
(uzundövrü form)

I A																	VIIA	VIIIA																	
1 H	II A	Lantanoidlər (57-71)																H	2 He	1															
3 Li	4 Be	Aktinoidlər (89-103)																5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne	2											
11 Na	12 Mg	III B																	13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar	3										
19 K	20 Ca	21 Sc																	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr	4	
37 Rb	38 Sr	39 Y																	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe	5	
55 Cs	56 Ba	57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn	6			
87 Fr	88 Ra	89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 (No)	103 (Lr)	104 Ku	105 (Ns)									7								
s		d		f																d								p							

NORMAL VƏZİYYƏTDƏ ATOMLARIN ELEKTRON QURULUŞU

1.H	1s	19.K	[k] [L]	3s ² 3p ⁶ 4s	37.Rb	[k] [L] [M]	4s ² 4p ⁶ 5s	55.Cs	[k] [L] [M]	4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 5s ² 5p ⁶ 6s	72.Hf	[k] [L] [M] [N]	5s ² 5p ⁶ 5d ² 6s ²	87.Fr	[k] [L] [M] [N]	5s ² 5p ⁶ 5d ¹⁰ 6s ² 6p ⁶ 7s			
2.He	1s ²	20.Ca	[k] [L]	3s ² 3p ⁶ 4s ²	38.Sr	[k] [L] [M]5s ²	56.Ba	[k] [L] [M]5s ² 5p ⁶ 6s	73.Ta	[k] [L] [M] [N]5d ³ 6s	88.Ra	[k] [L] [M] [N]7s ²			
3.Li	[k]	2s	21.Sc	[k] [L]	3s ² 3p ⁶ 3s	39.Y	[k] [L] [M]4d ⁵ 5s	57.La	[k] [L] [M]5d ⁶ 6s ²	74.W	[k] [L] [M] [N]5d ⁴ 6s	89.Ac	[k] [L] [M] [N]6d ¹ 7s		
4.Be	[k]	2s ²	22.Ti	[k] [L]3d ² 4s ²	40.Zr	[k] [L] [M]4d ² 5s	58.Ce	[k] [L] [M]4f ¹ 6s	75.Re	[k] [L] [M] [N]5d ⁵ 6s	90.Th	[k] [L] [M] [N]6d ² 7s		
5.B	[1s ²]	2s ² 2p	23V	[k] [L]3d ³ 4s ²	41.Nb	[k] [L] [M]4d ⁴ 5s	59.Pr	[k] [L] [M]4f ³ 6s	76.Os	[k] [L] [M] [N]5d ⁶ 6s	91.Pa	[k] [L] [M] [N]5f ² 6d ¹ 7s		
6.C	[k]	2s ² 2p ²	24.Cr	[k] [L]3d ⁴ 4s	42.Mo	[k] [L] [M]4d ⁵	60.Nd	[k] [L] [M]4f ⁴ 6s	77.Ir	[k] [L] [M] [N]5d ⁷ 6s	92.U	[k] [L] [M] [N]5f ³ 6d ¹ 7s		
7.N	[k]	2s ² 2p ³	25.Mn	[k] [L]4s ²	43.Te	[k] [L] [M]4d ⁵ 5s ²	61.Pm	[k] [L] [M]4f ⁵ 6s	78.Pt	[k] [L] [M] [N]5d ⁸ 6s	93.Np	[k] [L] [M] [N]5f ⁴ 6d ¹ 7s		
8.O	[k]	2s ² 2p ⁴	26.Fe	[k] [L]3d ⁶ 4s ²	44.Ru	[k] [L] [M]4d ⁷ 5s	62.Sm	[k] [L] [M]4f ⁶ 6s	79.Au	[k] [L] [M] [N]5d ¹⁰ 6s	94.Pu	[k] [L] [M] [N]5f ⁶ 6d ¹ 7s		
9.F	[k]	2s ² 2p ⁵	27.Co	[k] [L]3d ⁷ 4s ²	45.Rh	[k] [L] [M]4d ⁸ 5s	63.Eu	[k] [L] [M]4f ⁷ 6s	80.Hg	[k] [L] [M] [N]6s ²	95.Am	[k] [L] [M] [N]5f ⁷ 6d ¹ 7s		
10.Ne	[k]	2s ² 2p ⁶	28.Ni	[k] [L]3d ⁸ 4s ²	46.Pd	[k] [L] [M]4d	64.Gd	[k] [L] [M]4f ⁸ 5d ¹ 6s	81.Tl	[k] [L] [M] [N]6p	96.Cm	[k] [L] [M] [N]5f ⁸ 6d ¹ 7s		
11.Na	[k] [L]	3s	29.Cu	[k] [L]	4s	47.Ag	[k] [L] [M]5s	65.Tb	[k] [L] [M]4f ⁹ 6s	82.Pb	[k] [L] [M] [N]6p ²	97.Bk	[k] [L] [M] [N]5f ⁹ 6d ¹ 7s		
12.Mg	[k] [L]	3s ²	30.Zn	[k] [L] [M]	4s ²	48.Cd	[k] [L] [M]5s ²	66.Dy	[k] [L] [M]4f ¹⁰ 6s	83.Bi	[k] [L] [M] [N]6p ³	98.Cf	[k] [L] [M] [N]5f ¹⁰ 6d ¹ 7s		
13.Al	[k] [L]	3s ¹ 3p	31.Ga	[k] [L] [M]4p	49.Ln	[k] [L] [M]5p	67.Ho	[k] [L] [M]4f ¹¹ 6s	84.Po	[k] [L] [M] [N]6p ⁴	99.Es	[k] [L] [M] [N]5f ¹¹ 6d ¹ 7s		
14.Si	[k] [L]	3s ² 3p ²	32.Ge	[k] [L] [M]4p ²	50.Sn	[k] [L] [M]5p ²	68.Er	[k] [L] [M]4f ¹² 6s	85.At	[k] [L] [M] [N]6p ⁵	100.Fm	[k] [L] [M] [N]5f ¹² 6d ¹ 7s		
15.P	[k] [L]	3s ² 3p ³	33.As	[k] [L] [M]4p ³	51.Sb	[k] [L] [M]5p ³	69.Tm	[k] [L] [M]4f ¹³ 6s	86.Rn	[k] [L] [M] [N]6p ⁶	101.Md	[k] [L] [M] [N]5f ¹³ 6d ¹ 7s		
16.S	[k] [L]	3s ² 3p ⁴	34.Se	[k] [L] [M]4p ⁴	52.Te	[k] [L] [M]5p ⁴	70.Yb	[k] [L] [M]4f ¹⁴ 6s	tamamlanmış elektron təbəqəsi				102.(No)	[k] [L] [M] [N]5f ¹⁴ 6d ¹ 7s	
17.Cl	[k] [L]	3s ² 3p ⁵	35.Br	[k] [L] [M]4p ⁵	53.I	[k] [L] [M]5p ⁵	71.Lu	[k] [L] [M]	4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹⁴ 5d					103.(Lr)	[k] [L] [M] [N]5f ¹⁴ 6d ¹ 7s	
18.Ar	[k] [L]	3s ² 3p ⁶	36.Kr	[k] [L] [M]4p ⁶	54.Xe	[k] [L] [M]5p ⁶									104.Ku	[k] [L] [M] [N]6d ² 7s
																105.(Ns)	[k] [L] [M] [N]6d ³ 7s	

başlanan beşinci dövr də 18 elementdən ibarət olub, təsirsiz qaz olan ksenonla ($z=54$) sona çatır. Ksenondan sonra yenə də qələvi metal olan sezium ($z=53$) gəlir ki, bununla da altıncı dövr başlanır. Altıncı dövr 32 elementdən ibarətdir və ən uzun dövrdür. Bu 32 elementin içərisində lantandan sonra gələn və sıra nömrəsi $58 \leq z \leq 71$ intervalında yerləşən 14 element xüsusi qrup təşkil edir. Bu 14 element nadir torpaq elementləri və ya lantanoidlər adlanır və onların kimyəvi xassələri bir-birinə o qədər yaxındır ki, kimyaçı üçün həmin elementləri bir-birindən ayırd etmək çox çətin bir işdir. Lantanoidlərin kimyəvi xassələrinin məhz belə yaxın olmasının nəticəsidir ki, dövrü sistemi təsvir edən cədvəldə onlar üçün bir dənə yer (xanə) ayrılır və bütün lantanoidlər sırası ayrıca verilir. Altıncı dövr təsirsiz qaz olan rutenium ($z=86$) ilə bitir.

Yeddinci dövr yenə də qələvi metal olan fransium elementi ilə ($z=87$) başlayır və hələlik tamamlanmamışdır. Bu dövrə təbii radioaktivlik xassəsinə malik olan dayanıqsız elementlər daxildir. Təbiətdə rast gəlinən ən ağır element olan uran ($z=92$), yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, uzun müddət dövrü sistemin son elementi hesab olunurdu. Lakin sonralar sıra nömrəsi $z=109$ -a qədər olan bir sıra transuran elementlər süni yolla alınmışdır. Bu elementlərin kimyəvi xassələrinin tədqiqi və onlardan qabaqda yerləşən uyğun elementlərin xassələri ilə müqayisə nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, aktiniumdan ($z=89$) sonra gələn torium ($z=90$) elementindən başlayaraq 14 dənə elementin ($90 \leq z \leq 103$) də kimyəvi xassələri bir-birinə çox yaxındır. Məhz buna görə də dövrü sistemi təsvir edən cədvəldə bu 14 element üçün, lantanoidlərə oxşar olaraq bir dənə yer (xanə) ayrılır və bütün sıra ayrıca göstərilir. Aktiniumdan sonra gəldiyi üçün 14 elementdən ibarət olan bu sıra aktinoidlər adlanır.

Cədvəl 22.2

Dövr	A I B	D.İ.Mendeleyevin dövrü elementlər sistemi										A VII B	A VIII B		
1	(H)											H 1,00794 Hidrogenium HIDROGEN	He 4,002602 Helium HELIUM		
2	Li 3 6,941 Lithium LITHIUM	Be 4 9,01218 Berillium BERILLIUM	B 5 10,811 Borun BOR	C 6 12,011 Carboneum KARBON	N 7 14,0067 Nitrogenium AZOT	O 8 15,9994 Oxygenium OKSİGEN	F 9 18,998403 Florum FLUOR	Ne 10 20,179 Neon NEON							
3	Na 11 22,98977 Natrium NATRIUM	Mg 12 24,305 Magnesium MAQNEZIUM	Al 13 26,98154 Aluminium ALUMINIUM	Si 14 28,0855 Silicium SİLİSIUM	P 15 30,97376 Phosphorum FOSFOR	S 16 32,06 Sulfur KÜKÜRD	Cl 17 35,453 Çlorum XLOR	Ar 18 39,948 Argon ARQON							
4	K 19 39,0983 Kalium KALIUM	Ca 20 40,078 Calcium KALSİUM	Sc 21 44,95591 Scandium SKANDIUM	Ti 22 47,88 Titanium TİTAN	V 23 50,9415 Vanadium VANADIUM	Cr 24 51,9961 Chromium XROM	Mn 25 54,9380 Manganum MANQAN	Fe 26 55,845 Ferrum DƏMİR	Co 27 58,9332 Cobaltum KOBALT	Ni 28 58,6934 Niccolum NİKEL					
	Cu 29 63,546 Cuprum MİS	Zn 30 65,38 Zincum SİNK	Ga 31 69,723 Gallium QALIUM	Ge 32 72,59 Germanium GERMANIUM	As 33 74,9216 Arsenicum ARSEN	Se 34 78,96 Selenium SELEN	Br 35 79,904 Bromum BROM	Kr 36 83,80 Krypton KRİPTON							
5	Rb 37 85,4678 Rubidium RUBIDIUM	Sr 38 87,62 Strontium STRONSIUM	Y 39 88,90589 Yttrium İTTIRIUM	Zr 40 91,224 Zirconium SIRKONIUM	Nb 41 92,90638 Niobium NİOBİUM	Mo 42 95,94 Molybdaemum MOLİBDEM	Tc 43 [98] Technetium TEKNEZIUM	Ru 44 101,07 Ruthenium RUTENIUM	Rh 45 101,07 Rhodium RODİUM	Pd 46 106,42 Palladium PALLADIUM					
	Ag 47 107,8682 Argentum GÜMÜŞ	Cd 48 112,41 Cadmium KADMIUM	In 49 114,82 Indium İNDIUM	Sn 50 118,710 Stannum QALAY	Sb 51 121,75 Stibium SİTİBIUM	Te 52 127,60 Tellurium TELLUR	I 53 126,9045 Iodium YOD	Xe 54 131,29 Xenon KSENON							
6	Cs 55 132,9054 Cesium SEZIUM	Ba 56 137,33 Barium BARIUM	La* 57 138,9053 Lanthanum LANTAN	Hf 72 178,49 Hafnium HAFNIUM	Ta 73 180,9479 Tantalum TANTAL	W 74 183,85 Wolframium VOLFRAM	Re 75 186,207 Rhenium RENIUM	Os 76 190,23 Osmium OSMIUM	Ir 77 192,22 Iridium İRİDIUM	Pt 78 195,08 Platinum PLATIN					
	Au 79 196,9665 Aurum QIZIL	Hg 80 200,59 Hydrargyrum CIVƏ	Tl 81 204,383 Thallium TALLIUM	Pb 82 207,2 Plumbum QURĞUŞUN	Bi 83 208,9804 Bismuthum BİSMUT	Po 84 [209] Polonium POLONNUM	At 85 [210] Astatium ASTAT	Rn 86 [222] Radon RADON							
7	Fr 87 [223] Francium FRANSIUM	Ra 88 [226] Radium RADIUM	Ac* 89 [227] Actinium AKTINIUM	Db 104 [261] Dubnium DUBNIUM	Jl 105 [262] Jolium JOLIOTIUM	Rf 106 [261] Rutherfordium REZERFORDIUM	Bh 107 [264] Borium BORIUM	Hn 108 [265] Hahnium HANIUM	Mt 109 [266] Meitnerium MEITNERIUM	[]					
Ali oksidlər	R ₂ O	RO	R ₂ O ₃	RO ₂	R ₂ O ₅	RO ₃	R ₂ O ₇			RO ₃					
Uçucu hidrogen birləşmələri				RH ₄	RH ₃	RH ₂	RH								
Lantanoidlər	58 140,12 Cerium SERIUM	59 140,9077 Praseodymium PRAZEDIUM	60 144,24 Neodymium NEODIUM	61 [145] Promethium PROMETIUM	62 150,36 Samarium SAMARIUM	63 151,96 Europium EVROPIUM	64 157,25 Gadolinium QADOLINIUM	65 158,9254 Terbium TERBIUM	66 162,50 Dysprosium DISPROZIUM	67 164,9304 Holmium HOLMIUM	68 167,26 Erbium ERBIUM	69 168,9342 Thulium TULIUM	70 173,04 Ytterbium İTTERBIUM	71 174,967 Lutetium LUTESIUM	
Aktinoidlər	90 232,0381 Thorium TORIUM	91 [231] Protactinium PROTAKTINIUM	92 238,0289 Uranium URAN	93 [237] Neptunium NEPTUN	94 [244] Plutonium PLUTON	95 [243] Americium AMERIUM	96 [247] Curium KURIUM	97 [247] Berkelium BERKLIUM	98 [251] Californium KALIFORNIUM	99 [252] Einsteinium EYNSTEINIUM	100 [257] Fermium FERMIUM	101 [259] Mendelevium MƏNDELİYEVUM	102 259,1009 Nobelium NOBELIUM	103 260,1054 Lawrencium LOURENSIUM	

Qeyd edək ki, dövrü sistem üçün qısa periodlu cədvəldən (cədvəl 22.2) də geniş istifadə edilir. Bu cədvəlin əsas üstünlüyü onun kompakt (yığcam) olmasından ibarətdir. Nöqsanı isə odur ki, elementlərin səkkiz qrup üzrə paylanması süni yolla əlavə qruplar və "triadalar" daxil edilməklə təsvir olunur. Mendeleyev cədvəlini 1922-ci ildə N. Bor özünün yaratdığı atomun quruluş nəzəriyyəsi əsasında izah etmişdir. Bu zaman, o, belə bir fikri əsas götürmüşdür ki, kimyəvi elementlərin sistemləşdirilməsi atom kütləsinə görə deyil, atom nüvəsinin yükünə görə aparılmalıdır. Elektrik yükünün vahidi kimi elementar yük (elektronun yükü e götürülsə, onda nüvənin yükü tam ədədlə ifadə olunur ki, bu tam ədədi də z ilə işarə etmək qəbul olunmuşdur.

Bu z ədədi isə dövrü sistemdə kimyəvi elementin sıra nömrəsinə bərabərdir. Nüvənin müsbət yükü z neytral atomda nüvəninə əhatə edən elektron örtüyündəki elektronların sayına bərabərdir. Elementin xassələri isə hər şeydən qabaq onun atomundakı elektronların sayından və elektron örtüyünün quruluşundan asılıdır. Elementin kimyəvi xassələri isə atomun elektron örtüyündəki xarici elektronlarla müəyyən edilir.

Dövrü sistemin izahı 1925-ci ildə, yəni Pauli prinsipi kəşf olunduqdan sonra (1924) əsaslı surətdə təkmilləşdirildi. Bu prinsip atomun hər bir elektron təbəqəsində yerləşə biləcək elektronların maksimal sayını təyin etməyə imkan verdi. Yalnız bundan sonra kimyəvi elementlərin dövrü sistemin qrupları və dövrləri üzrə Mendeleyev tərəfindən empirik yolla tapdığı paylanması başa düşüldü.

Kimyəvi elementlərin xassələrinin periodik təkrarlanması əslində atomların elektron təbəqələrinin daxili quruluşunun xarici təzahürüdür. Elementlərin dövrü sisteminin nəzəriyyəsinin qurulması da məhz bu quruluşun öyrənilməsinə gətirilir.

Dövrü sistemin hal-hazırda mövcud olan nəzəriyyəsində atomun elektron örtüyünün bütövlükdə halı deyil, atomda ayrı-ayrı elektronların halları xarakterizə olunur ki, bu da, əlbəttə, həmin nəzəriyyənin nöqsanıdır. Atomun elektron örtüyünün halı onun bütün elektronlarının koordinatlarından asılı olan dalğa funksiyası ilə təsvir olunmalıdır və özü də elektronlar arasında qarşılıqlı təsir olduqda bu koordinatlar ayrılmır, yəni dalğa funksiyası ayrı-ayrı elektronların dalğa funksiyalarının hasil şəklində (və ya bu hasillərin antisimmetrikləşdirilmiş xətti kombinasiyasından alınmış determinant şəklində) göstərilə bilməz. Bu isə o deməkdir ki, atomun elektron örtüyündəki ayrı-ayrı elektronların halı deyil, atomun elektron örtüyünün bütövlükdə halı dəqiq mənaya malikdir. Lakin klassik mexanikanın məşhur çox cisim (xüsusi halda, üç cisim) məsələsinə nisbətən, bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olan çoxlu hissəciklərdən ibarət sistemin dalğa funksiyasının tapılması məsələsi müasir riyazi metodlar üçün imkan xaricindədir. Bu səbəbdən də atomda ayrı-ayrı elektronların halları haqqında təsəvvürə əsaslanan yaxınlaşmadan (sərbəst elektronlar modeli və ya mərkəzi sahə yaxınlaşması) istifadə etmək lazım gəlir. Ona görə də belə demək olar ki, dövrü sistemin müasir izahı atomlar üçün mərkəzi sahə yaxınlaşmasına əsaslanmışdır.

Sıra nömrəsinin (z) artması ardıcılığı üzrə bir atomdan digərinə keçəndə elektron konfigurasiyalarının necə dəyişməsinə baxaq. z vahid qədər artanda nüvənin yükü də vahid qədər artır və atomun elektron örtüyünə bir elektron əlavə olunur. Bu zaman elektron konfigurasiyasının dəyişməsinə müəyyən edən prinsip ondan ibarətdir ki, $z+1$ elektrondan ibarət olan yeni alınmış konfigurasiya, onun üçün enerjinin kvant mexanikasına görə mümkün olan, bütün qiymətləri içərisində ən kiçik enerjiyə malik olmalıdır. Başqa sözlə, atoma yeni birləşmiş elektronun rabitə enerjisi mümkün qədər maksimum olmalıdır. Lakin bu prinsipin faktik olaraq tətbiq edilməsi, çox cisim üçün kvantmexaniki məsələnin həllini tələb edir ki, bu da praktik cəhətdən mümkün deyildir. Ona görə də empirik yolla alınmış nəticələrdən, məsələn kimyəvi faktlardan və xüsusilə də atomların ionlaşma potensialları haqqında spektroskopik faktlardan istifadə etmək lazım gəlir. Bu isə dövrü sistemin nəzəriyyəsinə yarımempirik və təsviri xarakter verir. Ona görə də yaxşı olardı ki, dövrü sistemin nəzəriyyəsi əvəzinə bu paraqrafın adındakı kimi, dövrü sistemin izahı deyilsin.

İndi isə kvant mexanikası təsəvvürlərinə əsasən dövrü sistemin izahına baxaq. Məlumdur ki, Şredinger tənliyi yalnız hidrogen atomu və hidrogenəbənzər ionlar üçün dəqiq həll olunur. Çoxelektronlu atomlar üçün isə bu tənliyi, yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, dəqiq həll etmək qeyri-mümkündür və ona görə də həmin tənliyi mərkəzi sahə yaxınlaşmasından istifadə etməklə həll edirlər. Bu yaxınlaşmada isə atomda hər bir elektronun enerjisi n baş və l orbital kvant ədədlərindən asılı olub, m_l maqnit və m_s spin kvant ədədlərindən asılı deyildir: ε_{nl} . Beləliklə, hidrogenəbənzər atomlardan fərqli olaraq, çoxelektronlu atomlarda mərkəzi sahə yaxınlaşmasında elektronun enerjisi həm n baş kvant ədədindən, həm də l orbital kvant ədədindən asılı olur və özü də n baş kvant ədədindən asılılıq, ümumiyyətlə, l orbital kvant ədədindən asılılığa nisbətən daha kəskindir. Bu isə o deməkdir ki, n baş kvant ədədinin verilmiş qiymətində l orbital kvant ədədinin mümkün olan bütün qiymətlərinə uyğun olan enerji səviyyələri, baş kvant ədədinin $n+1$ qiymətinə uyğun olan enerji səviyyələrindən aşağıda yerləşməlidir. Əgər bu qaydaya əməl olunsay, onda atomda elektron layları növbə ilə ardıcıl dolmalı və özü də hər bir layın daxilində s -, p -, d -, f - elektron təbəqələri ardıcıl

surətdə dolmalıdır:

$$1s2s2p3s3p3d4s4p4d4f\dots \quad (22.1)$$

Atomların elektron konfigurasiyasının belə ardıcılıqla təyin olunması kimyəvi elementlərin dövrü sisteminin ideal sxemini verir. Deməli, Pauli prinsipindən istifadə etməklə alınmış bu sxemə görə kimyəvi elementlərin ideal dövrü sistemi 22.2 cədvəlində göstərilmiş quruluşda olmalı və dövrlərdə bu cədvəldəki kimi 2,8,18,32,50 sayda element yerləşməlidir. Lakin yuxarıda təsvir olunmuş real dövrü sistem bu ideal sistemdən kəskin fərqlənir. Belə ki, real sistemdə dövrlərdəki elementlərin sayı 2,8,8,18,18,32 kimidir, yəni 8 və 18 iki dəfə təkrarlanır. Real və ideal sistemlər arasındakı bu uyğunsuzluğun səbəbi ondan ibarətdir ki, ideal dövrü sistem həddən artıq ideallaşdırılmış bir sxemə əsaslanmışdır: fərz olunur ki, atomda hər bir elektron nüvənin yaratdığı Kulon sahəsində yerləşmişdir və elektronlar arasında heç bir qarşılıqlı təsir yoxdur, həqiqətdə isə bu, belə deyildir. Məhz ona görə də atomların elektron konfigurasiyasını yazarkən (22.1) ardıcılığı pozulur. Belə ki, bir sıra hallarda n baş kvant ədədinin böyük qiymətinə uyğun gələn enerji səviyyəsi (elektron təbəqəsi) daha tez dolur. Məsələn, $4s$ -, $5s$ -, $6s$ -, $7s$ -təbəqələri, uyğun olaraq, $3d$ -, $4d$ -, $5d$ -təbəqələrindən tez, $4f$ - və $5f$ -təbəqələri isə, uyğun olaraq, hətta $5d$ - və $6d$ -təbəqələrindən tez dolur. Əlbəttə, (22.1) ardıcılığından belə kənara çıxmaların yeganə səbəbi atomda enerji səviyyələrində elektronların enerjinin artmasına uyğun ardıcılıqla yerləşməsi prinsipidir. Əgər, məsələn, $4s$ -səviyyəsi $3d$ -səviyyəsindən tez dolursa, deməli, $4s$ -səviyyəsi daha kiçik enerjiyə malikdir: $\varepsilon_{4s} < \varepsilon_{3d}$. Bu faktı isə, ciddi riyazi hesablamalar aparmadan, keyfiyyətə aşağıdakı kimi izah etmək olar. Atomda hər bir elektronun $M_l = \hbar\sqrt{l(l+1)}$ kimi təyin olunan orbital impuls momenti vardır. Ona görə də atomda elektronun rabitə enerjisi onun yalnız nüvənin və digər elektronların Kulon sahəsindəki potensial enerjisindən deyil, həm də

$$\frac{M_l^2}{2mr^2} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2} \quad (22.2)$$

kimi təyin olunan "mərkəzdənqaçma enerjisi"ndən də asılı olur. Burada r -elektronun nüvədən olan məsafəsidir. "Mərkəzdənqaçma enerjisi" və Kulon enerjisi əks işarəlidir və ona görə də elektrona əks istiqamətlərdə yönəlmiş qüvvələr təsir edir. Obrazlı desək, elektronun orbital hərəkəti zamanı yaranan mərkəzdənqaçma qüvvəsi onu atomun nüvəsindən uzaqlaşdırmağa çalışır. Bu səbəbdən də $3d$ -təbəqəsində yerləşən 10 elektronun hər birinin rabitə enerjisi $4s$ -təbəqəsində yerləşən 2 elektronun hər birinin rabitə enerjisindən az olur. Elə buna görə də baş kvant ədədinin böyük olmasına baxmayaraq, $4s$ -təbəqəsi elektronlar tərəfindən $3d$ -təbəqəsinə nisbətən daha tez tutulur. d -və f -təbəqələr üçün, uyğun olaraq, $l(l+1)=6$ və $l(l+1)=12$ olduğundan, "mərkəzdənqaçma enerjisi" xüsusilə böyükdür. Elektron təbəqələrinin dolması üçün (10.76) ideal ardıcılığından yuxarıda qeyd olunan bəzi kənaraçıxmalar, məhz d -və f -təbəqələrin mövcudluğu ilə əlaqədardır.

Elektron təbəqələrinin dolması ardıcılığını müəyyən etmək üçün Kleçkovski qaydasından istifadə etmək əlverişlidir. Bu qaydaya görə, atomda elektron təbəqələrinin dolması n baş və l orbital kvant ədədlərinin $n+l$ cəminin artmasına uyğun olaraq baş verir. Əgər iki təbəqə üçün $n+l$ ədədi eynidirsə, onda n baş kvant ədədi kiçik olan təbəqə daha tez dolur. l orbital kvant ədədinin aldığı qiymətlərin n baş kvant ədədindən asılı olduğunu ($l=0,1,2,\dots,n-1$) nəzərə alaraq, dövrü sistemin hər bir dövründə təbəqələrin dolması ardıcılığını müəyyən etmək olar. Məsələn, bu ardıcılıq dördüncü dövr üçün

$$4s(n+l=4), 3d(n+l=5), 4p(n+l=5)$$

beşinci dövr üçün

$$5s(n+l=5), 5d(n+l=6), 5p(n+l=6)$$

altıncı dövr üçün

$$6s(n+l=6), 4f(n+l=7), 5d(n+l=7), 6p(n+l=7)$$

kimi olmalıdır.

l orbital kvant ədədinin verilmiş qiymətinə uyğun təbəqənin ilk dəfə dolmağa başladığı atomun sıra nömrəsi isə

$$z=0,17(2l+1)^3 \quad (22.3)$$

düsturuna əsasən təyin edilə bilər. $l=1,2,3$ qiymətləri üçün bu düstur yuvarlaqlaşdırmadan sonra düzgün qiymətlər verir: $z=5;21;58$. $l=4$ qiyməti üçün bu düstura əsasən $z=124$ alınır ki, bu da g -elektronların 124-cü elementdə ilk dəfə meydana çıxacağını göstərir. Lakin müasir dövrdə sıra

nömrəsi $z=172$ olan atoma qədər Xartri-Fok metodu ilə ağır hipotetik atomların elektron konfigurasiyasının çox dəqiq hesablanması göstərir ki, g -təbəqənin ilk dəfə dolması sıra nömrəsi $z=125$ olan atomdan başlanmalıdır.

İndi isə qurma prinsipindən və Kleçkovski qaydasından istifadə etməklə atomların elektron konfigurasiyasını yazmaq və Mendeleev cədvəlində dövrlərin quruluşunu müəyyən etmək olar. Bu məqsədlə hidrogen atomundan başlayaraq hər dəfə atom orbitallarına bir elektron əlavə etmək və nüvənin yükünü də vahid qədər "artırmaq" lazımdır (bu zaman yadda saxlamaq lazımdır ki, eyni bir elementin izotoplarının elektron quruluşu eynidir). Aydınır ki, bu zaman kimyəvi elementin adının və işarəsinin heç bir rolu yoxdur və onun yalnız z sıra nömrəsi məna kəsb edir. Lakin kimyəvi elementlər üçün tarixən müəyyən edilmiş ad və işarələrdən istifadə edilməsinin yəqin ki, heç bir ziyanı da yoxdur.

$n=1$ elektron layı yalnız bir dənə $1s$ təbəqəsindən ($l=0$) ibarətdir. Hidrogen atomunda bu təbəqədə (yəni, $1s$ halında) bir dənə elektron yerləşir. Helium atomunda isə bu təbəqəyə daha bir elektron əlavə olunur və Pauli prinsipinə görə bu elektronların spinləri bir-birinə antiparalel olmalıdır. Helium atomunda bir elektronun orta rabitə enerjisi hidrogen atomundakı elektronun orta rabitə enerjisindən təqribən iki dəfə çoxdur. Bu onunla izah olunur ki, helium atomunun nüvəsinin yükü hidrogen atomunun nüvəsinin yükündən iki dəfə çoxdur və ona görə də helium atomunun normal halında elektron hidrogen atomundakına nisbətən nüvəyə daha yaxın yerləşir. İkinci elektronun olması isə birinci elektronun rabitə enerjisini azaldır. Dövri sistemin birinci dövrü bu iki elementdən, yəni hidrogen və heliumdan ibarətdir.

İndi isə atomun nüvəsinin yükünü vahid qədər artıraraq eyni zamanda bir dənə də elektron əlavə edək. Bu üçüncü elektron K layında ($n=1$) yerləşə bilməz, çünki bu lay tamamilə dolmuşdur: $1s^2$. Ona görə də o, növbəti L layının ($n=2$) $2s$ -təbəqəsində yerləşə bilər. Beləliklə, qələvi metal olan Li elementi alınır. Dördüncü elektron da $2s$ halında yerləşir və bu, ${}^4\text{Be}$ atomuna uyğun gəlir. Beşinci elektron artıq $2s$ -təbəqəsində yerləşə bilməz, çünki bu təbəqə tamamilə dolmuşdur (spinləri antiparalel olmaqla iki elektron yerləşmişdir). Ona görə də beşinci elektron $2p$ təbəqəsində yerləşir, yəni sıra nömrəsi $z=5$ olan ${}^5\text{B}$ elementində ilk dəfə p -təbəqəsi dolmağa başlayır. $2p$ -təbəqəsi bir-birindən m_l kvant ədədi ilə fərqlənən $2p_x, 2p_y$ və $2p_z$ -atom orbitallarından ibarətdir ki, bunların da hər birində Pauli prinsipinə görə spinləri antiparalel yönəlməklə iki elektron yerləşə bilər. Mərkəzi sahə yaxınlaşmasında bu $2p_x, 2p_y$ və $2p_z$ -orbitallar yalnız fəzada yönəlmələri istisna olmaqla, bütün xassələrinə görə bir-birinə ekvivalentdirlər. Ona görə də ${}^5\text{B}$ atomunda beşinci elektron bu orbitalların hər hansı birində yerləşdirilə bilər. Altıncı elektron karbon atomunda $2p$ -təbəqəsində yerləşir: C: $1s^2 2s^2 2p^2$. Lakin $2p$ -təbəqəsindəki bu iki elektron $2p_x, 2p_y$ və $2p_z$ -orbitalların birində spinləri antiparalel yönəlməklə deyil, Hund qaydasına görə müxtəlif orbitallarda, özü də spinləri paralel olmaqla yerləşir. Azot atomunda yeddi elektron vardır: N: $1s^2 2s^2 2p^3$. $2p$ -təbəqəsindəki üç elektron spinləri paralel olmaqla $2p_x, 2p_y, 2p_z$ -orbitallarda yerləşir. Səkkizinci elektron da oksigen atomunda $2p$ -təbəqəsində yerləşir: O: $1s^2 2s^2 2p^4$. Lakin $2p$ -təbəqəsindəki 4 elektronun heç də hamısının spinləri bir-birinə paralel ola bilməz. Ona görə də 4-cü elektron $2p_x, 2p_y, 2p_z$ -orbitalların hər hansı birində yerləşir və nəticədə oksigen atomunda bu orbitalların birində spinləri antiparalel olan 2 elektron, digər ikisinin hər birində isə 1 elektron yerləşir ki, Hund qaydasına görə onların spinləri bir-birinə paralel olmalıdır. Eyni qayda ilə flüor ${}^9\text{F}$ atomunun elektron konfigurasiyası alınır: F: $1s^2 2s^2 2p^5$. $2p$ -təbəqəsindəki 5 elektronun 4-ü $2p_x, 2p_y, 2p_z$ -orbitalların ikisində hər bir orbitalda antiparalel spinə malik iki elektron olmaqla yerləşir. $2p$ -təbəqənin dolması təsirsiz qaz olan ${}^{10}\text{Ne}$ elementində sona çatır və beləliklə də dövri sistemdə 8 elementdən ibarət olan ikinci dövrə tamamlanır.

Sonra qələvi metal atomu natriumdan (${}^{11}\text{Na}$) etibarən M layının ($n=3$) dolması başlayır. Lakin $3s$ - və $3p$ -təbəqələrin dolmasından sonra bu lay təsirsiz qaz atomu olan arqonla (${}^{18}\text{Ar}$) bitir. Beləliklə, yenə də 8 elementdən ibarət olan daha bir qısa dövrə alınır. Məhz buradan da elektron laylarının və elektron təbəqələrinin dolmasındakı (22.1) ideal ardıcılığı pozulur. Belə ki, 19-cu element olan kaliumdan etibarən $4s$ -təbəqə dolmağa başlayır. Bu təbəqə dolduqdan sonra sıra nömrəsi $z=21$ olan kaliumda ilk dəfə $3d$ -təbəqəsi dolmağa başlayır. İdeal sxemə görə kaliumun 19-cu elektronu $3d$ -təbəqəsində yerləşməli idi. Lakin bu, həm kimyəvi, həm də spektroskopik faktlara zidd olardı. Belə ki, kimya baxımından kalium atomu qələvi metal kimi, natrium və litiuma oxşar olaraq, dolmuş təbəqələrdən kənarda yerləşən bir dənə s valent elektronuna (baxılan halda $4s$) malik olmalıdır. Buna oxşar hal rubidium atomunda da meydana çıxır. Belə ki, onun 37-ci elektronu ideal sxemə görə $4d$ -təbəqəsində yerləşməli olduğu halda, $5s$ -təbəqəsində yerləşmiş olur. Maraqlıdır ki, (22.1) ideal dolma ardıcılığı ilə müqayisədə arada buraxılmış bu $3d$ -təbəqənin dolması zamanı da bəzi pozuntular müşahidə olunur. $3d$ -təbəqə dolduqdan sonra $4p$ -təbəqənin dolması başlayır və təsirsiz qaz atomu olan kriptonla (${}^{36}\text{Kr}$) sona çatır. Bununla da 18 elementdən ibarət olan dördüncü

dövr tamamlanır.

Beşinci dövr yenə də qələvi metal atomu olan rubidiumda ($_{37}\text{Rb}$) $5s$ -təbəqənin dolması ilə başlayır. Bu təbəqə dolduqdan sonra, Kleçkovski qaydasına uyğun olaraq, $4d$ - və $5p$ -təbəqələri dolur. Bununla da 18 elementdən ibarət olan yeni bir dövr təsirsiz qaz atomu olan ksenonla ($_{54}\text{Xe}$) bitir.

Altıncı dövr qələvi metal atomu seziumda ($_{55}\text{Cs}$) $6s$ -təbəqənin dolması ilə başlayır. Bu təbəqə dolduqdan sonra 57 -ci elektron lantan atomunda $5d$ -təbəqəsində yerləşir (yenə də bir pozuntu). Lantandan sonra gələn 58 -ci elementdən, yəni seriumdan ($_{58}\text{Ce}$) etibarən $4f$ -təbəqəsi ilk dəfə f -təbəqəsi dolmağı başlayır. Bu təbəqə tamamilə dolduqdan sonra, $5d$ - və $6p$ -təbəqələri dolur və altıncı dövr təsirsiz qaz atomu olan radonla ($_{86}\text{Rn}$) tamamlanır.

Yuxarıda deyilənlərə əsasən Mendeleev cədvəlində dövrlərin quruluşunu 22.3 cədvəlindəki kimi göstərmək olar. Axırınıcı sətirdə sual işarəsi yeddinci dövrün hələ tamamlanmadığını göstərir.

Bu cədvəldən görünür ki, dövrü sistemdə atomların elektron konfigurasiyasını müəyyən etmək üçün atom orbitallarının aşağıdakı ardıcılığından istifadə etmək olar:

$$1s2s2p3s3p4s3d4p5s4d5p6s4f5d6p7s5f6d. \quad (22.4)$$

Lakin bu ardıcılıqdan istifadə edərkən nəzərə almaq lazımdır ki, d - və f -təbəqələrin dolması zamanı da bəzi pozuntular meydana çıxır. Məhz ona görə də dövrü sistemdə elementlərin atomlarının elektron konfigurasiyasını tam dolğunluğu ilə əks etdirən 22.4 cədvəlindən istifadə etmək əlverişlidir.

22.4 cədvəlini sxematik olaraq 22.1 şəklindəki kimi də göstərmək olar. Bu şəkli çoxelektronlu atomların enerji səviyyələrinin sxemi də adlandırırlar.

$113^* - 118^*$	$7p$	}	(32) VII dövr
$104^{\text{Ru}} - 112^*$	$6d$		
$90^{\text{Th}} - 103^{\text{Lr}}$	$5f$		
89^{Ac}	$6d$		
$87^{\text{Fr}} - 88^{\text{Ra}}$	$7s$		
$81^{\text{Tl}} - 86^{\text{Rn}}$	$6p$	}	(32) VI dövr
$72^{\text{Hf}} - 80^{\text{Hg}}$	$5d$		
$58^{\text{Ce}} - 71^{\text{Lw}}$	$4f$		
57^{La}	$5d$		
$55^{\text{Cs}} - 56^{\text{Ba}}$	$76s$		
$49^{\text{In}} - 54^{\text{Xe}}$	$5p$	}	(18) V dövr
$39^{\text{V}} - 48^{\text{Cd}}$	$4d$		
$37^{\text{Rb}} - 38^{\text{Sr}}$	$5s$		
$31^{\text{Ga}} - 36^{\text{Kr}}$	$4p$	}	(18) IV dövr
$21^{\text{Sc}} - 30^{\text{Zn}}$	$3d(10)$		
$19^{\text{K}} - 20^{\text{Ca}}$	$4s$		
$13^{\text{Al}} - 18^{\text{Ar}}$	$3p$	}	(18) III dövr
$11^{\text{Na}} - 12^{\text{Mg}}$	$3s$		
$5^{\text{B}} - 10^{\text{Ne}}$	$2p$	}	(8) II dövr
$3^{\text{Li}} - 4^{\text{Be}}$	$2s$		
$1^{\text{H}} - 2^{\text{He}}$	$1s (2)$	}	(2) I dövr

Şəkil 22.1

22.1 cədvəlində hər bir elementin atomu üçün əsas halın elektron konfigurasiyası verilmişdir. Bütün elementlər iki hissəyə bölünmüşdür. Birinci hissəyə aid olan elementlər sol tərəfdə, ikinci hissəyə aid olan elementlər isə sağ tərəfdə yazılmışdır. Dövri sistemin uzun periodlu 22.1 və qısa periodlu 22.2 cədvəllərində də həmin kimyəvi elementlər sol və sağ tərəfdə olmaqla yazılır ki, oxşar xassəli kimyəvi elementlər bir-birinin altında yerləşmiş olsun və kimyəvi elementlərin xassələrindəki və optik spektrlərindəki periodiklik dərhal nəzərə çarpsın. Məsələn, Li, Na, K, Rb, Cs və Fr atomlarının hamısı bir-birinin altında yerləşir və onların hamısında dolmuş təbəqələrdən kənarında s -təbəqəsində bir dənə elektron vardır. Bu valent elektronu və ya optik elektron həmin elementlərin kimyəvi xassələrini və optik spektrlərini müəyyən etdiyindən, belə nəticəyə gəlmək olar ki, bütün qələvi metalların kimyəvi xassələri və optik spektrləri bir-birinə oxşar olmalıdır. Məsələn, bütün qələvi metalların optik spektrlərində bir-birinə oxşar olaraq s -, p -, d - və f -spektral seriyalar müşahidə olunur. Deməli, dövri sistemdə hər bir dövr bitəndən sonra yeni dövr qələvi metal atomu ilə başlanır, yəni qələvi metalların kimyəvi xassələri və optik spektrləri periodik olaraq təkrarlanır. Buna oxşar olaraq da Be, Mg, Ca və s. elementlər də (bunlara bəzən qələvi torpaq elementləri də deyilir) dövri sistemdə bir-birinin altında yerləşir və onların xarici elektron təbəqəsi s^2 şəkliindədir (uyğun olaraq, $2s^2, 3s^2, 4s^2$ və s.). Bu, o deməkdir ki, həmin elementlərin də kimyəvi xassələri və optik spektrləri bir-birinə oxşardır və deməli, periodik olaraq təkrarlanır.

Dövri sistemdə oxşar kimyəvi xassələrə və optik spektrlərə malik olan kimyəvi elementlər 8 dənə qrupda bir-birinin altında yerləşirlər. Hər bir qrup əsas və əlavə yarımqrup olmaqla iki yerə bölünür. Əsas yarımqrupun elementləri sol tərəfdə, əlavə yarımqrupun elementləri isə sağ tərəfdə bir-birinin altında yerləşdirilir

Cədvəl 22.3

Dövr	Elektron halları	Kimyəvi elementlərin sayı
1	$1s^2$	2
2	$2s^2 2p^6$	8
3	$3s^2 3p^6$	8
4	$4s^2 3d^{10} 4p^6$	18
5	$5s^2 4d^{10} 5p^6$	18
6	$6s^2 4f^{14} 5d^{10} 6p^6$	32
7	$7s^2 5f^{14} 6d^{10} 7p^6?$...

Cədvəl 22.4

Dövr	Kimyəvi element	Elektron konfigurasiyası	İonlaşma potensialı, eV	Əsas term
1	2	3	4	5
I	1 H hidrogen	$1s^1$	13,539	$^2S_{1/2}$
	2 He helium	$1s^2$	24,45	1S_0
II	3 Li litium	Heliumun konfigurasiyası + $2s^1$	5,37	$^2S_{1/2}$
	4 Be berilium	$2s^2$	9,48	1S_0
	5 B bor	$2s^2 2p^1$	8,4	$^2P_{1/2}$
	6 C karbon	$2s^2 2p^2$	11,217	3P_0
	7 N azot	$2s^2 2p^3$	14,47	$^4S_{3/2}$
	8 O oksigen	$2s^2 2p^4$	13,56	3P_2
	9 F flüor	$2s^2 2p^5$	18,6	$^2P_{3/2}$
	10 Ne neon	$2s^2 2p^6$	21,48	1S_0
III	11 Na natrium	Neonun konfigurasiyası + $3s^1$	2,12	$^2S_{1/2}$

	12 Mg maqnezium	$3s^2$	7,61	$1S_0$	
	13 Al alüminium	$3s^23p^1$	5,96	$2P_{1/2}$	
	14 Si silisium	$3s^23p^2$	7,39	$3P_0$	
	15 P fosfor	$3s^23p^3$	10,3	$4S_{3/2}$	
	16 S kükürd	$3s^23p^4$	10,31	$3P_2$	
	17 Cl xlor	$3s^23p^5$	12,96	$2P_{3/2}$	
	18 Ar arqon	$3s^23p^6$	15,69	$1S_0$	
IV		Arqonun konfigurasiyası +			
	19 K kalium	$4s^1$	4,32	$2S_{1/2}$	
	20 Ca kalsium	$4s^2$	6,09	$1S_0$	
	21 Sc skandium	$4s^23d^1$	6,57	$2D_{3/2}$	
	22 Ti titan	$4s^23d^2$	6,80	$3F_2$	
	23 V vanadium	$4s^23d^3$	6,76	$4F_{3/2}$	
	24 Cr xrom	$4s^13d^5$	6,74	$7S_3$	
	25 Mn manqan	$4s^23d^5$	7,40	$6S_{5/2}$	
keçid elementləri	$\left\{ \begin{array}{l} 26 \text{ Fe } \text{dəmir} \\ 27 \text{ Co } \text{kobalt} \\ 28 \text{ Ni } \text{nikel} \end{array} \right.$	$4s^23d^6$	7,83	$5D_4$	
		$4s^23d^7$	7,81	$4F_{9/2}$	
		$4s^23d^8$	7,61	$3F_4$	
	29 Cu mis	$4s^13d^{10}$	7,62	$2S_{1/2}$	
	30 Zn sink	$4s^23d^{10}$	9,35	$1S_0$	
	31 Ga qalium	$4s^24p^13d^{10}$	5,27	$2P_{1/2}$	
	32 Ge germanium	$4s^24p^23d^{10}$	7,85	$3P_0$	
	33 As arsen	$4s^24p^33d^{10}$	9,4	$4S_{3/2}$	
	34 Se selen	$4s^24p^43d^{10}$	9,75	$3P_2$	
	35 Br brom	$4s^24p^53d^{10}$	11,84	$2P_{3/2}$	
36 Kr kripton	$4s^24p^63d^{10}$	13,94	$1S_0$		
V		Kriptonun konfigurasiyası +			
	37 Rb rubidium	$5s^1$	4,16	$2S_{1/2}$	
	38 Sr stronsium	$5s^2$	5,67	$1S_0$	
keçid elementləri	$\left\{ \begin{array}{l} 44 \text{ Ru } \text{rutenium} \\ 45 \text{ Rh } \text{rodium} \\ 46 \text{ Pd } \text{palladium} \end{array} \right.$	$5s^14d^7$	7,7	$5F_5$	
		$5s^24d^8$	7,7	$4F_{9/2}$	
		$5s^04d^{10}$	8,5	$1S_0$	
	47 Ag gümüş	$5s^14d^{10}$	7,54	$2S_{1/2}$	
	48 Cd kadmium	$5s^24d^{10}$	8,95	$1S_0$	
	49 In indium	$5s^25p^14d^{10}$	5,76	$2P_{1/2}$	
	50 Sn qalay	$5s^25p^24d^{10}$	7,37	$3P_0$	
	51 Sb sürmə	$5s^25p^34d^{10}$	8,5	$4S_{3/2}$	
	52 Te tellur	$5s^25p^44d^{10}$	9,01	$3P_2$	
	53 J yod	$5s^25p^54d^{10}$	10,44	$2P_{1/2}$	
	54 Xe ksenon	$5s^25p^64d^{10}$	12,08	$1S_0$	
	VI		Ksenonun konfigurasiyası +		
		55 Cs sezium	$6s^1$	3,88	$2S_{1/2}$
	56 Ba bariüm	$6s^2$	5,19	$1S_0$	

		57 La lantan	$6s^25d^1$	5,61	$^2D_{3/2}$
VI	lantanidlər	58 Ce serium	$6s^24f^2$	5,91	3H_4
		59 Pr prazedim	$6s^24f^3$	5,76	$^4I_{9/2}$
		60 Nd neodim	$6s^24f^4$	6,31	5I_4
		61 Pm prometium	$6s^24f^5$	6,30	$^6H_{5/2}$
		62 Sm samarium	$6s^24f^6$	5,10	7F_0
		63 Eu yevropium	$6s^24f^7$	5,67	$^8S_{7/2}$
		64 Gd qadolinium	$6s^25d^14f^4$	11,40	9D_2
		65 Tb terbium	$6s^25d^14f^8$	6,74	$^8H_{17/2}$
		66 Dy disprozium	$6s^24f^{10}$	6,82	5I_8
		67 Ho holmium	$6s^24f^{11}$	6,90	$^4I_{15/2}$
		68 Er erbium	$6s^24f^{12}$	6,90	3H_6
		69 Tm tulium	$6s^24f^{13}$	6,90	$^2F_{7/2}$
		70 Yb itterbium	$6s^24f^{14}$	6,20	1S_0
		71 Lu lütesium	$6s^25d^14f^{14}$	5,0	$^2D_{3/2}$
		72 Hf hafnium	$6s^25d^24f^{14}$	7,0	3F_2
		73 Ta tantal	$6s^25d^34f^{14}$	7,88	$^4F_{1/2}$
		74 W volfram	$6s^25d^44f^{14}$	7,98	5D_0
		75 Re renium	$6s^25d^54f^{14}$	7,87	$^6S_{5/2}$
	keçid elementləri	76 Os osmium	$6s^15d^74f^{14}$	8,70	5D_4
		77 Ir iridium	$6s^25d^74f^{14}$	9,0	$^4F_{1/2}$
		78 Pt palladium	$6s^15d^94f^{14}$	9,0	3D_3
VI		79 Au qızıl	$6s^15d^{10}4f^{14}$	9,22	$^2S_{1/2}$
		80 Hg civə	$6s^25d^{10}4f^{14}$	9,20	1S_0
		81 Tl tallium	$6s^26p^15d^{10}4f^{14}$	10,59	$^2P_{1/2}$
		82 Pb qurğuşun	$6s^26p^25d^{10}4f^{14}$	7,39	3P_0
		83 Bi bismut	$6s^26p^35d^{10}4f^{14}$	8,0	$^4S_{3/2}$
		84 Po polonium	$6s^26p^45d^{10}4f^{14}$	8,43	3P_2
		85 At astat	$6s^26p^55d^{10}4f^{14}$	9,40	$^2P_{1/2}$
	86 Rn radon	$6s^26p^65d^{10}4f^{14}$	10,69	1S_0	
VI I		87 Fr fransium	Radonun konfigurasiyası + $7s^1$	4,0	$^2S_{1/2}$
		88 Ra radium	$7s^2$	5,28	1S_0
		89 Ac aktinium	$7s^26d^1$	5,5	$^2D_{3/2}$
	aktinidlər	90 Th torium	$7s^26d^2$	5,7	3F_2
		91 Pa protaktinium	$7s^26d^15f^2$	5,7	$^4K_{11/2}$
		92 U uran	$7s^26d^15f^3$	4,0	5L_6
		93 Np neptunium	$7s^26d^15f^4$		$^6L_{11/2}$
		94 Pu plutonium	$7s^25f^6$		7F_0
		95 Am amersium	$7s^25f^7$		$^8S_{7/2}$
		96 Cm kürium	$7s^26d^15f^7$		9D_2
		97 Bk berklum	$7s^26d^15f^8$		$^8H_{17/2}$
		98 Cf kalifornium	$7s^25f^{10}$		5I_8
		99 Es eynşteynium	$7s^25f^{11}$		$^4I_{15/2}$
		aktinidlər	$7s^25f^{12}$		3H_6
VI I	100 Fm fermium	$7s^25f^{13}$		$^2F_{7/2}$	
	101 Md mendeleyevium	$7s^25f^{14}$		1S_0	
	102 (No) (nobelium)	$7s^26d^15f^{14}$		$^2D_{1/2}$	
	103 Lr lourensium				
	kurçatovium	104 (Ku)	$7s^26d^25f^{14}$		3F_2

	105 (Ns) nilsborium	$7s^26d^35f^{14}$		$^4F_{1/2}$
	106	$7s^26d^45f^{14}$		5D_0
	107	$7s^26d^55f^{14}$		$^6S_{1/2}$
	108	$7s^26d^65f^{14}$		
	109	$7s^26d^75f^{14}$		