

Fizika-2 Fənni Üzrə İmtahan

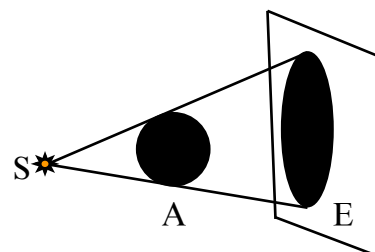
Suallarının Cavabları

1. Optikanın əsas qanunları: işığın düz xətti yayılması qanunu. İşıq dəstələrinin qeyri-asılılıq qanunu.

Optik hadisələrin ilk qanunları işıq şüalarının düz xətt üzrə yayılması (*həndəsi optika*) təsəvvürləri əsasında qurulmuşdur. Həndəsi optikanın dörd əsas qanununu şərh edək.

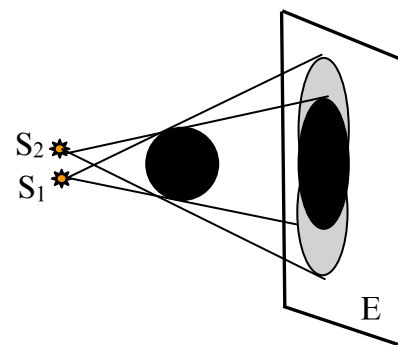
İşıq düz xətt boyunca yayılması qanunu.

Göz ilə işıq mənbəyi arasına qeyri şəffaf cisim qoyduqda işıq mənbəyinin görünməməsi, nöqtəvi işıq mənbəyinin qarşısına qoyulmuş qeyri – şəffaf cismin ekranda kölgəsinin alınması və s. bu kimi hadisələr işığın bircins mühitdə düz xətt boyunca yayılması ilə izah edilir. S nöqtəvi işıq mənbəyinin qarşısına A kürəsi qoyduqda ekranda dairə şəklində kölgə alınır (şəkil 25.1,a). Əgər həmin kürənin üzərinə S_1 və S_2 nöqtəvi mənbələrindən işıq düşərsə ekranda üç kölgə alınır (şəkil 25.1,b). Bunlardan biri tam kölgə (həmin yerə mənbələrin heç birindən işıq düşmür) adlanır. Digər ikisi isə yarımkölgə adlanır. (həmin yerlərə isə bir mənbədən işıq düşür).



Şəkil 25.1,a

Günəşin və ayın tutulması kimi hadisələr də işığın düz xətt boyunca yayılmasına misal ola bilər. Lakin bir şeyi qeyd etmək lazımdır ki, işığın düz xətt boyunca yayılması müəyyən şəraitdə baş verir. İşığın difraksiyası hadisəsində bu barədə ətraflı şərh veriləcək.



Şəkil 25.1,b

İşıq dəstələrinin asılı olmaması qanunu.

Təcrübələr göstərir ki, müxtəlif mənbələrdən gələn işıq şüaları görüşdükdən sonra da, bir – birini həyəcanlandırmadan və bir – birinə mane olmadan yayılırlar. Bu prinsip *superpozisiya prinsipi* də adlanır. Misal üçün, fotoaparatin obyektivinə düşən işıq şüalarının bir hissəsinin qarşısını diafraqma vasitəsi ilə bağlamaqla, keçən işıq şüalarının yaratdığı xəyalda heç bir dəyişiklik baş vermədiyini görmək olar. Yenə də qeyd etmək lazımdır ki, işıq şüalarının superpozisiya prinsipi də müəyyən şəraitdə ödənilir. Gələcəkdə görəcəyik ki, qeyri – xətti optikada bu prinsip öz mahiyyətini itirir.

2. İşığın qayıtma qanunu. İşığın sınma qanunu.

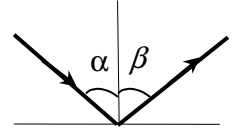
İşıq qayıtma qanunu.

İşığın qayıtma qanunu hələ b.e. əvvəl III əsrdə Yunan alimi Evklidə məlum idi. Işıq şüası güzgü səthə düşdükdə həmin səthdən əks olunaraq əvvəlki səthə qaydır. İşığın qayıtma qanunu aşağıdakı kimi ifadə olunur:

a) *düşən şüa, qayıdan şüa və düşmə nöqtəsində güzgü səthə (qaytarıcı səthə) endirilmiş perpendikulyar bir müstəvi üzərindədir.*

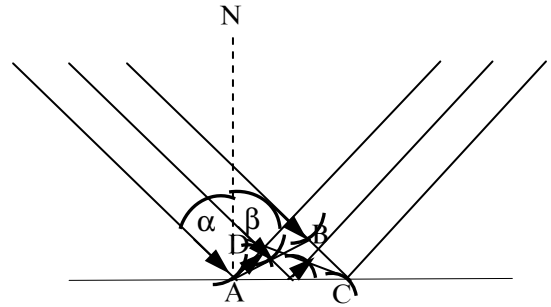
b) *qayıtma bucağı - β və düşmə bucağı - α bir – birinə bərabərdir.* (şəkil 25. 2)

Bu qanundan aydın olur ki, düşən və qayıdan şüalar qarşılıqlı çevrilmə xassələrinə malikdir, başqa sözlə desək bu şüalar dönən şüalardır. İşığın qayıtma qanunu Nyutonun korpuskulyar nəzəriyyəsi əsasında belə izah etmək olar. Işıq korpuskullarının qaytarıcı səthə zərbəsini, elastik toqquşmada olduğu kimi, elastik kürələrin divara zərbəsi analogiyasını aparmaqla almaq olar.



Şəkil 25.2

Hüygensin dalğa nəzəriyyəsi əsasında da işığın qayıtma qanununu izah etmək olar. Tutaq ki, qaytarıcı səthə AB müstəvi dalğa cəbhəsi düşür. Bu müstəvi dalğa cəbhəsinə uyğun işıq şüaları AN normalı ilə α düşmə bucağı əmələ gətirirlər. Dalğa cəbhəsinin axırını şüası qaytarıcı səthə çatana qədər B nöqtəsindən solda olan işıq şüaları uyğun yarımsferik dalğalar yaradır. Həm düşən, həm də qayıdan şüalar eyni bircins mühitdə yayıldığına görə cəbhənin axırını dalğası qaytarıcı səthə çatanda həmin cəbhənin birinci dalğası AD=BC radiuslu yarımsferik dalğa yaradır. Düşən şüanı α , qayıdan şüanı isə β ilə işarə etsək, şəkildən göründüyü kimi $ABC=ADC$ üçbucaqlarının bərabərliyindən $\alpha = \beta$ yazmaq olar. Bu isə qayıtma qanununun riyazi ifadəsidir, (şəkil 25.3)



Şəkil 25.3

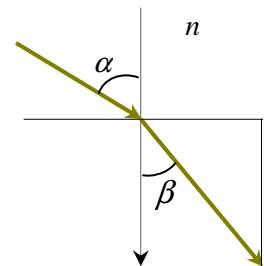
İşığın sınma qanunu.

Sınma qanunun dəqiq tərfi, qayıtma qanunun tərifindən xeyli gec, yəni XVII əsrin əvvəllərində verilmişdir. Sınma qanunu ilk dəfə eksperimental olaraq 1621 – ci ildə Hollandiyalı alim Snellius tərəfindən müəyyən olunmuşdur və onun ölümündən sonra nəşr olunmuşdur. Bir qədər sonra isə (1637 – ci ildə) Dekorf Snelliusa istinad etmədən işığın sınma qanununu vermişdir. Sınma qanunu aşağıdakı kimi ifadə olunur:

a) *düşən şüa, sınan şüa və düşmə nöqtəsində iki mühiti ayıran sərhəddə endirilmiş perpendikulyar bir müstəvi üzərindədir.*

b) *düşmə bucağının (α) sinusunun, sınma bucağının (β) sinusuna nisbəti verilən iki mühit üçün sabit kəmiyyət olub, ikinci mühitin birinci mühitə nəzərən nisbi sındırma əmsalı (n_{21}) adlanır.* (şəkil 25. 4.)

$$n_{21} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \quad (25.2)$$



Şəkil 25.4

Hər hansı bir maddənin vakuuma nisbətən sındırma əmsalı həmin maddənin *mütləq sındırma əmsalı* (çox vaxt sadəcə olaraq sındırma əmsalı) adlanır. *Verilmiş mühitin sındırma*

əmsalı dedikdə işığın vakuumda yayılma sürətinin (c) həmin mühitdə işığın yayılma sürətinə (v) nisbəti başa düşülür.

$$n = \frac{c}{v} \quad (25.3)$$

Nisbi sındırma əmsalı isə iki mühitin uyğun olaraq mütləq sındırma əmsalları nisbətinə bərabərdir.

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} \quad (25.4)$$

İkinci maddənin birinciyə nəzərən nisbi sındırma əmsalı (n_{21}) ilə birinci maddənin ikinciye nəzərən nisbi sındırma əmsalı (n_{12}) qarşılıqlı tərs kəmiyyətlərdir.

$$n_{21} = \frac{1}{n_{12}} \quad (25.5)$$

düşən və sınan şüalar qarşılıqlı çevrilmə xassəsinə malikdir.

Sındırma əmsalı nisbətən böyük olan mühit *optik sıx mühit*, əksinə, sındırma əmsalı nisbətən kiçik olan mühit isə *optik seyrək mühit* adlanır.

3. Tam daxili qayıtma.

Yuxarıda qeyd etdik ki, işıq şüası optik seyrək mühitdən optik sıx mühitə keçdikdə sınan şüa normala yaxınlaşır. Düşən və sınan işıq şüalarının qarşılıqlı çevrilmə xassəsinə görə əksinə, işıq şüaları optik sıx mühitdən optik seyrək mühitə keçdikdə isə sınan şüa normaldan uzaqlaşır.

Bu halı nəzərdən keçirək. Şərtə görə $n_1 > n_2$ və $\alpha < \beta$ (şəkil 25.7)

Göründüyü kimi düşmə bucağı (α) böyüdükcə sınma bucağı (β) da böyüyür. Bu zaman düşmə bucağının elə bir qiyməti olur ki, bu halda sınma bucağı $\beta = \frac{\pi}{2}$ olur, başqa sözlə desək

sınan şüa iki mühit ayıran sərhəd boyu sürüşür. Düşmə bucağının bu qiymətinə limit bucağı (α_2) deyilir. Sınma

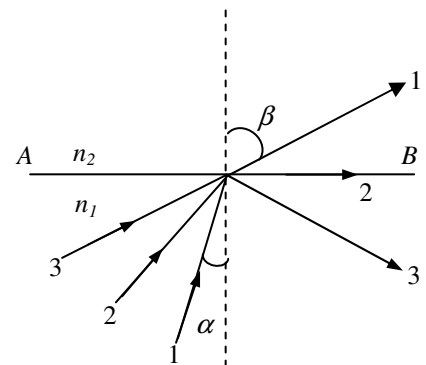
qanunun riyazi ifadəsinə görə $\left(\sin \frac{\pi}{2} = 1 \right)$

$$\sin \alpha_l = \frac{n_1}{n_2} \quad (25.10)$$

yazmaq olar. Buradan

$$\alpha_l = \arcsin \frac{n_1}{n_2} \quad (25.11)$$

alınar.



Şəkil 25.7

Düşmə bucağının limit bucağından böyük qiymətlərində (şəkil 25.7) düşən şüa tamamilə birinci mühitdə qayıdır. Bu hadisə tam daxili qayıtma hadisəsi adlanır.

Suyun altında yuxarı baxan adam göy üzünü dairəvi ləkə şəklində görür. Havanın sındırma əmsalı praktiki olaraq $n_1 = 1$, suyun sındırma əmsalı isə $n_2 = 1,33$ olduğundan düşmə bucağının limit qiyməti üçün $\alpha_l \approx 49^\circ$ alınır. Aralanma bucağı 49° olan konusdan kənarda havadan gələn şüalar suda yayılır.

Tam daxili qayıtma hadisəsinə əsaslanaraq üçüzlü prizmalardan şüaların yolunun döndərilməsində (və ya çevrilməsində) geniş istifadə olunur.

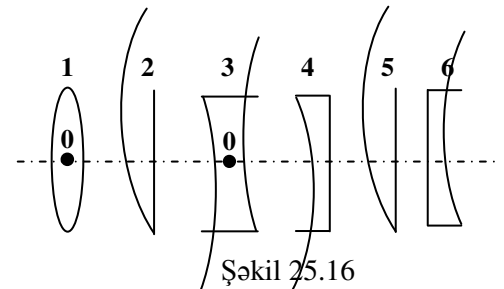
4. Linzalar, onların növləri. Toplayıcı və səpici linzalar

İşığın yayılma qanunlarının işıq şüaları haqqındakı təsəvvürlər əsasında baxıldığı optika bölməsinə, **həndəsi optika** deyilir. Işıq şüaları dedikdə, işıq enerji selinin yayıldığı, dalğa səthinə normal (perpendikulyar) xətt başa düşülür. Həndəsi optika, optik sistemlərdə xəyalın qurulmasında yaxşı metod olaraq qalmaqla, onlardan işığın keçməsilə əlaqədar olan, əsas hadisələrin araşdırılmasına imkan verir və buna görə də optik cihazların nəzəriyyəsinin əsasını təşkil edir.

Linzalar, iki səthlə hüdudlanmış (onlardan biri adətən sferik, bəzən silindrik, ikinci isə sferik – yaxud müstəvi), işıq şüasını əks etdirən, əşyaların optik xəyallarını formalaşdırmaq qabiliyyətinə malik olan, şəffaf cisimlərdən ibarətdir. Linzalar üçün material olaraq, şüşədən, kvarsdan, kristallardan, plastmasdan və s. istifadə olunur. Xarici formalarına görə linzalar aşağıdakı qruplara bölünür (şəkil 25.16):

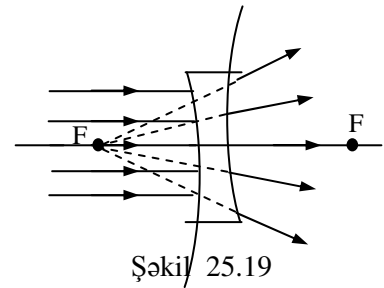
1. *ikitarəfi qabarıq*,
2. *müstəvi qabarıq*,
3. *ikitarəfi çökük*,
4. *müstəvi çökük*,
5. *qabarıq çökük*,
6. *çökük qabarıq*

Linzalar optik xassələrinə görə **toplayıcı** və **səpici** olur.



Şəkil 25.16

Müsbət optik qüvvəli linzalar **toplayıcı**, mənfi optik qüvvəli linzalar isə **səpici** olur. Linzanın baş optik oxuna perpendikulyar olaraq onun fokusundan keçən, müstəviyə **fokal müstəvi** deyilir. Toplayıcı linzadan fərqli olaraq səpici linza xəyali foksda malikdir. Xəyali – mövhümi foksda, (sındıqdan sonra) səpici linzanın baş optik oxuna paralel düşən, mövhümi şüaların uzantıları kəsişirlər (şəkil 25.19).



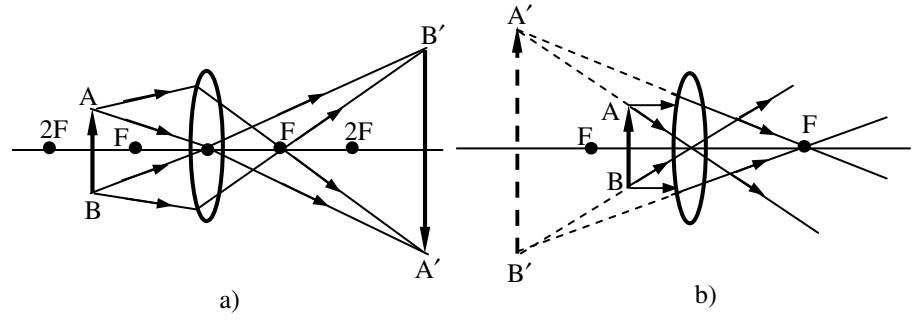
Şəkil 25.19

(25.33) ifadəsinə əsasən, linza düsturunu (25.32) aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

Qeyd edək ki, səpici linzalar üçün f və b məsafələrini mənfi hesab etmək lazımdır.

Linzalarda xəyalın qurulması aşağıdakı şüaların köməyi ilə yerinə yetirilir:

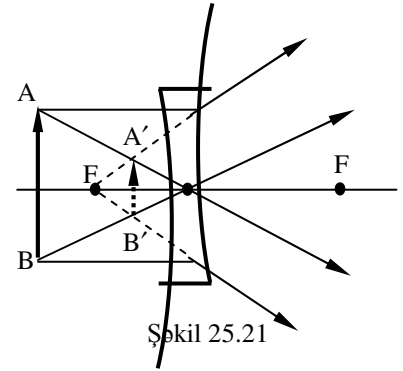


Şəkil 25.20

1. linzanın optik mərkəzindən keçən və öz istiqamətini dəyişməyən şüadan
2. baş optik oxla paralel gedən; linzadan sındıqdan sonra linzanın ikinci foksundan keçən, şüadan
3. linzanın birinci foksundan keçən; linzadan sındıqdan sonra linzanın baş optik oxuna paralel çıxan, şüadan yaxud onun uzantısından

Misal üçün toplayıcı (şəkil 25.20) və səpici (şəkil 25.21) linzalarda xəyalların qurulması verilmişdir; şəkil 25.20, a həqiqi və şəkil 25.20, b mövhumi xəyaldır.

Xəyalların və cisimlərin - əşyaların xətti ölçülərinin nisbətində linzanın *xətti böyütməsi* deyilir. Xətti böyütmənin mənfi qiyməti həqiqi xəyalə (o tərsinə çevrilmişdir), müsbət qiyməti isə mövhumi xəyalə (o düzünədir) uyğun gəlir. Toplayıcı və səpici linzaların kombinasiyası, müxtəlif elmi və texniki məsələlərin həlli üçün istifadə olunan, optik cihazlarda tətbiq olunur.



5. Optik cihazlar: lupa, mikroskop

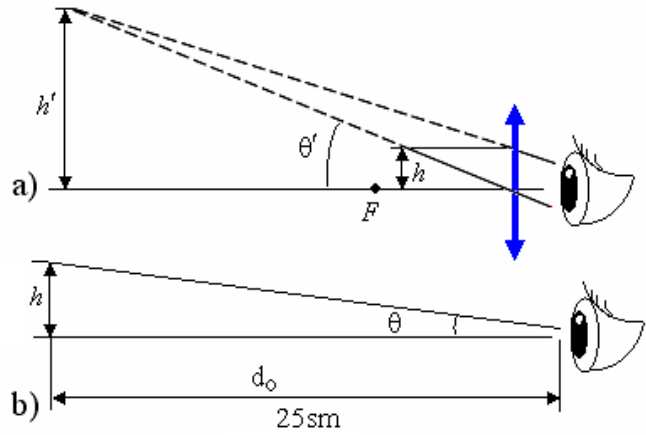
Bu cihazların rolu gözün tor təbəqəsində ölçüləri kiçik olan, yaxın və uzaq cisimlərin böyüdülmüş xəyalını verməkdir. Gözün dəqiq fokuslamamı təmin etdiyi ən yaxın məsafə *ən yaxşı görmə məsafəsi* adlanır. Müxtəlif insanlarda bu məsafə müxtəlifdir və orta hesabla 25 sm təşkil edir. Gözün aydın fokuslamamı təmin etdiyi ən uzaq məsafə *görmə həddi* adlanır və göz əzələlərinin tam boşalma halına uyğun gəlir. Normal göz üçün bu məsafə çox böyükdür və o sonsuz hesab olunur. Əslində xəyalın ölçüləri cismin hansı bucaq altında görünməsindən asılıdır (şəkil 25.22).

Optik cihazlar çoxsaylı və cürbəcür olmaqla elmin, texnikanın müxtəlif sahələrində və məişətdə tətbiq olunur. Optik cihazların quruluşu və onların iş prinsipi həndəsi optika qanunlarına əsaslanır. Vizual optik cihazlar gözə əlavə kimi tətbiq olunur və bir çox hallarda onlardan istifadə etməkdə məqsəd ayırdetmə qüvvəsini artırmaqdan ibarətdir. Onlardan bir neçəsi ilə bir qədər yaxından tanış olaq.

Lupa ən sadə vizual optik cihazlardan biridir və o, cismi gözə yaxınlaşdırmağa və onu böyük bucaq altında görməyə imkan verir. Lupaya linzanın nöqsanlarından azad olmuş linzalar sistemi kimi baxmaq olar.

Lupadan istifadə etdikdə toplayıcı linza gözdən ən azı 25 sm məsafədə olan mövhumı xəyal yaradır ki, göz də həmin xəya-la fokuslanmış olur. Əgər göz əzələləri gəril-məmişsə, onda xəyal sonsuz uzaqlaşmış olur və bu zaman cisim fokusda yerləşir. Optik cihaz hesabına görmə bucağının artırılması **bucaq böyütməsi** adlanır:

$$G = \frac{\operatorname{tg} \theta'}{\operatorname{tg} \theta} = \frac{h'}{h} \quad (25.34)$$



Şəkil 25.22

Burada, θ' -cismi optik cihazla görmə bucağı (şəkil 25.22, a), θ - gözdən 25 sm məsafədə yerləşmiş olan cismi adi gözlə müşahidə etdikdə görmə bucağı (şəkil 25.22, b), h və h' isə - uyğun olaraq cismin və onun optik cihazla alınmış xəyalının xətti ölçüləridir.

(25.34)-də G -ni fokus məsafəsi ilə əlaqələndirmək olar. Fərz edək ki, linzanın verdiyi mövhumı xəyal ən yaxşı görmə məsafəsindədir, yəni, $d_i = -N$ ($N = 25$ sm); $d_i = -25$ sm (şəkil 25.22, a).

Onda

$$\frac{1}{d_0} = \frac{1}{f} - \frac{1}{d_i} = \frac{1}{f} + \frac{1}{N} \quad (25.35)$$

$$d_0 = \frac{Nf}{f + N} \quad (25.36)$$

Yazmaq olar. (25.36)-dan görünür ki, $d_0 < f$, belə ki, $\frac{N}{f + N} < 1$. Kiçik bucaqlarda göz ən yaxşı görmə məsafəsinə fokuslandığına görə $\operatorname{tg} \theta' \approx \theta'$ və $\operatorname{tg} \theta \approx \theta$, onda

$$\theta' = \frac{h}{d_0} = \frac{(f + N)h}{Nf} \text{ və } \theta = \frac{h}{N}$$

Buradan isə

$$G = \frac{\theta'}{\theta} = \frac{(f + N)h}{Nf} \cdot \left(\frac{N}{h} \right)$$

yaxud

$$G = 1 + \frac{N}{f} \quad (25.37)$$

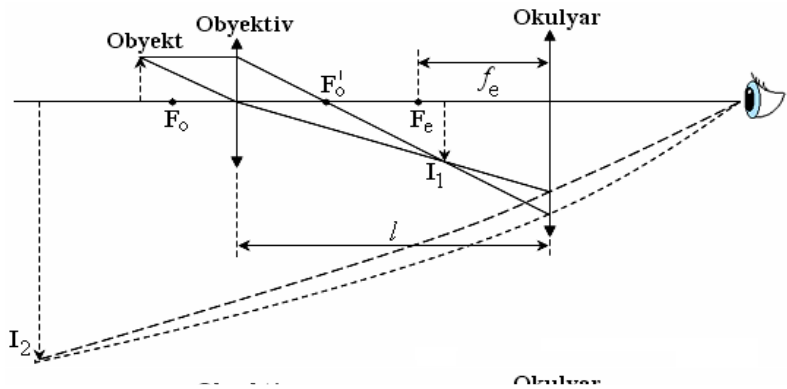
(25.37) düsturu göz ən yaxşı görmə məsafəsinə fokuslandığında böyütməni hesablamağa imkan verir.

Əgər göz əzələləri gərilməmişsə (göz sonsuzluğa fokuslanıb) və lupadan istifadə ediriksə, onda xəyal sonsuz uzaqlaşmış olur, cisim isə dəqiq fokusda yerləşib. Bu halda $\theta' = \frac{h}{f}$ və

$$G = \frac{\theta'}{\theta} = \left(\frac{h}{f} \right) \cdot \left(\frac{N}{h} \right) = \frac{N}{f} \quad (25.38)$$

Göz sonsuzluğa akkomodasiya olduqda (fokuslandığında) böyütmə obyektiv kəmiyyətdir; digər akkomodasiyalarda böyütmə subyektivdir, lakin obyektiv böyütmədən az fərqlənir. Göründüyü kimi, linzanın fokus məsafəsi kiçik olduqca, böyütmə də böyük olur.

Mikroskop iki linza sistemindən ibarətdir. Sistemin hər birinə bir linza kimi baxmaq olar. Linzalardan biri qısa fokuslu **obyektiv**, digəri isə uzun fokuslu **okulyardır**. Müşahidə olunacaq cisim obyektiv qarşısında onun fokusu ilə ikiqat fokusu arasında yerləşdirilmişdir. Ona görə də obyektivin



Şəkil 25.23

verdiyi xəyal böyüdülmüş və həqiqi olur. Okulyar elə bir vəziyyətdə qoyulur ki, obyektivin verdiyi I_1 xəyalı okulyarla onun fokus nöqtəsi arasına düşsün. Bu halda okulyar lupa rolunu görür. Ona görə də I_2 xəyalı böyüdülmüş və möfhumı olur (şəkil 25.23).

Mikroskopun tam böyütməsi obyektiv və okulyarın böyütmələri hasilinə bərabərdir.

$$G = G_{ob} \cdot G_{ok}$$

Şəkil 25.23-dən göründüyü kimi, $G = \frac{h_i}{h_o} = -\frac{d_i}{d_o}$ düsturundan istifadə etməklə obyektivin böyütməsi üçün

$$G_{ob} = \frac{d_i}{d_o} = \frac{l - f_e}{d_o} \quad (25.39)$$

alarıq. Bu düsturda mənfi işarəsi nəzərə alınmamışdır. Belə ki, o yalnız xəyalın çevrilmiş olduğunu göstərir. l - tubusun uzunluğuna bərabər linzalararası məsafədir. Okulyar sadə lupa kimi təsir göstərir. Əgər göz əzələləri gərilməmişsə, onda okulyarın buyütməsi üçün (2538)-dən istifadə etməklə

$$G_{ok} = \frac{N}{f_e} \quad (25.40)$$

almış olarıq. Onda, **mikroskopun ümumi böyütməsi**

$$G = G_{ob} \cdot G_{ok} = \left(\frac{N}{f_e} \right) \cdot \left(\frac{l - f_e}{d_0} \right) \approx \frac{Nl}{f_e f_0} \quad (25.41)$$

olar. Qeyd etmək lazımdır ki, (25.41) düsturu $f_e, f_0 \ll l$; $l - f_e \approx l$ və $d_0 \approx f_0$ olduqda, doğrudur.

Adətən mikroskopun obyektiv və okulyarları dəyişdirilə bilən şəkildə hazırlanır ki, bud a müxtəlif böyütmələr almağa imkan verir

6. Əsas fotometrik kəmiyyətlər: işıq şiddəti və işıq seli

Mənbədən şüalanan elektromaqnit dalğaları ilə hər tərəfə enerji daşınır. Bu enerji gözə və ya digər qəbuledici cihazlara etdiyi təsir ilə qiymətləndirilən bəzi kəmiyyətlərlə əlaqədardır. Optik hadisələri kəmiyyətcə xarakterizə edən belə kəmiyyətlər **fotometrik kəmiyyətlər** adlanır.

Fotometrik kəmiyyətlərin ölçülməsi ilə məşğul olan bölmə fotometriya adlanır. Başlıca fotometrik kəmiyyətlər aşağıdakılardır.

İşıq seli: *İşıq mənbəyini əhatə edən qapalı səthdən vahid zamanda yayılan işıq enerjisinin miqdarı həmin mənbənin tam işıq seli adlanır.*

İşıq mənbəyinin kənardan vahid zamanda aldığı enerjinin miqdarı istənilən müddət üçün dəyişməz qalarsa, mənbənin tam işıq seli sabit qalar. Lakin hər hansı vasitə ilə qalan digər istiqamətlərdə yayılan işıq selini dəyişdirməklə mənbənin müəyyən istiqamətdə şüalandırdığı selini də dəyişdirmək olar. Ona görə də, çox vaxt verilmiş səthdən keçən işıq selindən söhbət gedir. **Vahid zamanda verilmiş səthdən keçən işıq enerjisinin miqdarı həmin səthdən keçən işıq seli adlanır.**

$$\hat{O} = \frac{dW}{dt} \quad (25.19)$$

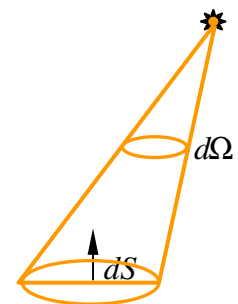
Burada, dW – müəyyən dt müddətində verilmiş səthdən keçən işıq enerjisidir.

İşıq selinin ölçüsü güc vahidlərinin ölçüsü ilə eynidir və tamami ilə udulduqda cismə verdiyi istiliyin miqdarı ilə təyin olunur. Lakin, işıq mənbələrinin şüalandırdığı elektromaqnit dalğaları təkcə görünən işıqdan ibarət olmadığından, işıq selini başqa vahidlərlə ölçürlər. Ona görə də yalnız, ümumi şüalanma seli güc vahidi ilə ölçülə bilər. İşıq selinin vahidi **ışıq şiddəti** adlanan fotometrik kəmiyyətin vahidinin köməyi ilə təyin olunur. Ona görə də işıq şiddəti anlayışı ilə tanış olaq.

İşıq şiddəti: İşıq mənbəyini xarakterizə etmək üçün **ışıq şiddəti** adlanan fotometrik kəmiyyətdən istifadə olunur. **Nöqtəvi işıq mənbəyinin vahid cisim bucağı daxilində şüalandırdığı işıq selinə işıq şiddəti deyilir** (şəkil 25.13).

$$I = \frac{d\hat{O}}{d\Omega} \quad (25.20)$$

Ümumi halda, işıq şiddəti (I) şüalanma istiqamətindən asılıdır. Əgər işıq şiddəti yayılma istiqamətindən asılı deyilsə, belə mənbələr **izotrop mənbələr** adlanır. İzotrop işıq mənbələri üçün işıq şiddəti



Şəkil 25.13

$$I = \frac{\hat{O}}{4\pi} \quad (25.21)$$

şəklində ifadə olunur. Burada, $\hat{O}$ - işıq mənbəyini əhatə edən sterik səthdən çıxan tam işıq seli, 4π isə nöqtəvi mənbəyi əhatə edən cisim bucağının qiymətidir. Müxtəlif istiqamətlərdə işıq şiddəti müxtəlif olan mənbələr **anizotrop mənbələr** adlanır. Anizotrop mənbələr üçün işıq şiddətinin yalnız orta qiymətindən danışmaq olar.

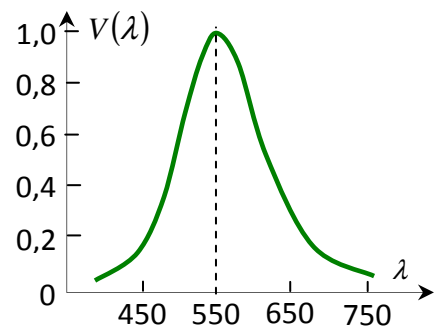
$$\langle I \rangle = \frac{\hat{O}}{4\pi} \quad (25.20)$$

İşıq şiddətinin vahidi BS – də **kandella(kd)** adlanır və yeddi əsas ölçü vahidlərindən biridir. **Normal atmosfer təzyiqində (101325Pa) temperaturu təmiz platinin bərkimə temperaturuna (2046,6K) bərabər olan tam şüalandırıcının onun səthinin hər $\frac{1}{600000} m^2$ sahəsindən bu səthə perpendikulyar istiqamətdə şüalandırdığı işığın şiddəti 1 kandella adlanır.** İşıq şiddətinin vahidindən istifadə edərək işıq selinin vahidini vermək olar. İşıq selinin vahidi törəmə vahiddir. (25.20) ifadəsinə görə

$$d\hat{O} = Id\Omega \quad (25.23)$$

yazmaq olar. İşıq selinin vahidi **lümen (lm)** adlanır. Deməli, **ışıq şiddəti 1 kandella (kd) olan nöqtəvi işıq mənbəyinin 1 steradian (sr) cisim bucağı daxilində şüalandırdığı işıq seli 1 lümenə (lm) bərabərdir: $1 lm = 1 kd \times 1 sr$**

Praktik işlər zamanı işıq selini güc vahidləri ilə ifadə etmək daha məqsədəuyğun sayılır. Buna görə də lümenlə vaxt arasında əlaqə yaratmağa çalışaq. Ancaq qeyd etmək lazımdır ki, bu əlaqə universal xarakter daşıya bilməz. Verilən işıq mənbəyi üçün işıq seli ümumi işıqlanma selinin bir hissəsi olduğundan 1 vaddakı lümenlərin sayı həmin mənbə üçün xarakterik kəmiyyətdir. Bu kəmiyyət şüalanma selinin işıq effekti (V) və ya görmə funksiyası adlanır. Görmə funksiyası lm/Vt -la ölçülür.



Səkil 25.14

İnsan gözü müxtəlif uzunluqlu işıq dalğalarına qarşı müxtəlif həssaslıq göstərir. Bu asılılıq görmə funksiyası ilə xarakterizə olunur. Normal insan gözü $\lambda = 0,555 mkm$ (sarı işıq) dalğa uzunluğuna daha həssasdır (şəkil 25.14). Ona görə də dalğa uzunluğunun həmin qiymətinə uyğun işıq effekti vahid qəbul edilir. Ölçmələr belə dalğa uzunluğu üçün işıq effektinin $625 lm/Vt$ olduğunu göstərir.

7. Əsas fotometrik kəmiyyətlər: işıqlanma, parlaqlıq və işıqlılıq

İşıqlanma. İşıqlanan cismin vahid səthinə düşən işıq seli ilə ölçülən fotometrik kəmiyyətə səthin işıqlanması deyilir:

$$E = \frac{d\hat{O}}{dS} \quad (25.24)$$

$$\text{Əgər } dF = 1 lm \text{ və } dS = 1 m^2 \text{ olarsa, } E = \frac{1 lm}{1 m^2} = 1 \frac{lm}{m^2} = 1 \text{ luks (lk).}$$

Deməli, 1 lm işıq seli 1 m^2 səthə bərabər sürətdə paylanarsa, belə səthin işıqlanması işıqlanma vahidi qəbul olunur. Bu vahid **luks** adlanır. Əgər 1 lm işıq seli 1 sm^2 səthə bərabər paylanarsa, səthin işıqlanması 10^4 luks olar. Bu vahidə fot deyilir: $1\text{ fot} = 10^4\text{ lk}$.

Nöqtəvi mənbə tərəfindən işıqlanan səthin işıqlanması

$$E = \frac{I}{R^2} \cos \varphi \quad (25.25)$$

şəklində ifadə olunur.

İşıqlanma vahidini (25.23) düsturuna görə də seçmək olar. $I=1\text{ kd}$ və $R = 1\text{ m}$ olarsa,

$$E = \frac{I}{R^2} = \frac{1\text{ kd}}{1\text{ m}^2} = \frac{\text{kd}}{\text{m}^2} = 1\text{ lk}.$$

Yəni, **radiusu 1 m olan sferanın mərkəzində 1 kd şiddəti olan nöqtəvi mənbə olarsa, bu sferanın səthinin işıqlanması 1 lk olar.**

İşıqlıq. Mənbəyi xarakterizə edən kəmiyyətlərdən biri də mənbəyin işıqlılığıdır. **İşıqlanan səthin 2π cisim bucağı altında hər tərəfə bərabər şüalandırdığı tam işıq selinin (F) həmin səthin sahəsinə (S) olan nisbətilə ölçülən kəmiyyətə (R) səthin işıqlığı deyilir:**

$$R = \frac{\hat{O}}{S} \quad (25.26)$$

Bu ifadədən görünür ki, **ışıqlıq, ədədi qiymətə, şüalanan cismin vahid səthindən buraxılan tam işıq selinə bərabərdir.** İşıqlığın energetik vahidi:

$$\frac{\text{erq}}{\text{sm}^2 \cdot \text{san}} = \frac{V_t}{\text{sm}^2}, \text{ və ya } \frac{V_t}{\text{m}^2} \text{ olar}$$

Parlaqlıq. Parlaqlıq da işıqlıq kimi mənbəyi xarakterizə edən kəmiyyətdir.

Parlaqlıq (B), dS səth elementindən, onun normalı ilə hər hansı i bucağı üzrə müəyyən olunan istiqamətdə kiçik $d\omega$ cisim bucağı daxilində çıxan $d\hat{O}$ i şıq seli ilə xarakterizə olunan kəmiyyət olub aşağıdakı kimi ifadə edilə bilər:

$$B_i = \frac{d\hat{O}}{dS \cos i \cdot d\omega} \quad (25.27)$$

yaxud

$$B = \frac{dI}{dS \cos i} \quad (25.28)$$

(25.28) ifadəsindən görünür ki, **səthin parlaqlığı, həmin səthin vahid sahəsindən normal istiqamətdə ($i = 0$) buraxdığı işıq şiddətinə bərabərdir.**

Beynəlxalq vahidlər sistemində parlaqlığın fotometrik vahidi olaraq özünün hər kvadrat metrindən normal istiqamətdə 1 kd işıq şiddəti verən səthin parlaqlığı qəbul olunur. kd/m^2 vahidindən başqa elmi ədəbiyyatda **nit** (nt), **stilb** (sb) adlanan vahidlərdən də istifadə olunur:

$$1\text{ nt} = 1 \frac{\text{kd}}{\text{m}^2}; \quad 1\text{ sb} = 10^4 \frac{\text{kd}}{\text{m}^2} = 10^4\text{ nt}$$

Göründüyü kimi, **stilb, mənbəyin hər kvadrat santimetr (sm) səthindən normal istiqamətdə 1 kd işıq şiddəti verən səthin parlaqlığına deyilir.**

Parlaqlığın energetik vahidi isə (25.28) düsturuna görə $\text{erq/sm}^2 \cdot \text{san} \cdot \text{sr}$, və ya $\text{Vt/sr} \cdot \text{sm}^2$ olar. Təcrübələr göstərir ki, səthləri cilalı və güzgüvari olmayan kələ - kötür səthli közərmiş bərk cisimlərin parlaqlığı onun işıqlığından π dəfə az olur:

$$B = \frac{R}{\pi} \quad (25.29)$$

8. Fotometriya

Optikanın işıq selini və ya işıq enerjisinin ölçülməsi ilə məşğul olan bölməsi **fotometriya** adlanır. İnsan gözü bir işıq selinin digərindən nə dərəcədə fərqli olduğunu müəyyən edə bilmir. Ancaq müxtəlif işıq selinin işıqlandırıcıları səthlərin işıqlanmasını çox asanlıqla müqayisə edə bilər. Buna görə də fotometrik kəmiyyətlər, əsasən, işıqlanmaların müqayisəsinə görə təyin olunur. Bu məqsəd üçün istifadə olunan cihazlara **fotometr** deyilir.

Fotometrlər **subyektiv** (vizual, yəni gözlə müşahidəyə əsaslanan) və **obyektiv** (gözün iştirakı vacib deyil) olmaqla iki yerə ayrılır. Obyektiv fotometrlərdə fotometrik kəmiyyətlərin təyini **fotografiya** və **elektrik** üsullarına əsaslanır.

Fotografik üsullarının əsasını fotolövhnin qaralmasının onun üzərinə düşən işıq enerjisinin miqdarı ilə mütənasib olması təşkil edir.

Elektrik fotometrlərinin işləmə prinsipi, işığın elektrik təsirinə (fotoelement, fotogücləndirici, fotomüqavimət və s.) əsaslanır.

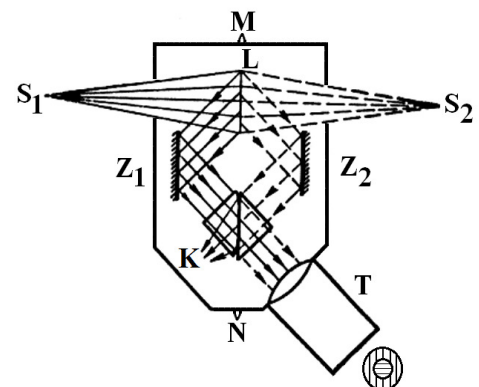
Ən sadə fotoelektrik fotometr, fotoelement və qalvano-metrdən ibarətdir. Həssas qalvanometr işığın təsiri ilə yaranan fotocərəyanı ölçür. Əgər qalvanometri lüksə görə dərəcələsək, o birbaşa işıqlanmanı göstərir.

Obyektiv fotometrin üstün cəhətlərindən biri də ondan ibarətdir ki, onların vasitəsilə həm də görünməyən ultrabənövşəyi və infraqırmızı şüalanmalar üçün fotometrik kəmiyyətləri təyin etmək olar.

Obyektiv fotometrlər bir çox üstün cəhətlərinə görə subyektiv fotometrlərə nisbətən geniş işlədilir.

Vizual fotometriyanın iş prinsipi iki toxunan səthin parlaqlıqlarının bərabərliyinin təyininə əsaslanmışdır. Ən geniş yayılmış vizual fotometr Lummer-Brodzun fotometridir (şəkil 25.15). Müqayisə olunan S_1 və S_2 mənbələri ağ, qeyri-şəffaf lövhədən (L- gips və ya təbəşir lövhə) müxtəlif tərəflərdə yerləşdirilir. Səpmə əmsalı eyni olan hər iki üzdən səpilmiş işıq simmetrik yerləşdirilmiş Z_1 və Z_2 güzgüləri üzərinə düşür və sonra fotometrik kubun (Lümmernin kubu) üzərinə istiqamətləndirilir. Lümmernin fotometrik kubu iki düzbucaqlı prizmadan ibarətdir. Bu prizmalardan birinin hipotenuza uyğun olan üzünü elə cilalanmışdır ki, onun orta hissəsinin ikinci prizma ilə toxunması optik kontakt yaradır, yəni prizmalar biri digərinə elə sıxılmışdır ki, onların toxunan hissəsi özünü bircinsli şəffaf cisim kimi aparır.

Fotometr MN oxu ətrafında 180° dönmə bilər. Müşahidə T borusu vasitəsilə aparılır. Ölçmələr zamanı S_1 və S_2 mənbələri optik masada yerləşdirilir və sistem mərkəzləşdirilir.



Şəkil 25.15

Mərkəzləşdirmə apararkən gips lövhə (L) yuvadan çıxarılır və müqayisə olunan işıq mənbələrindən biri ilə yerləşdirilir ki, cihazın pəncərə şüşələrindəki çarpaz xətlər mənbənin mərkəzinə proyeksiya edilmiş olsunlar; bu yolla ikinci mənbə yerləşdirilir. Sonra mənbə-lərin fotometrə nəzərən yerlərini dəyişməklə kubun üzünün eyni işıqlanmasına nail olurlar. İşıqlanma eyni olduqda müqayisə olunan sahələr arasında sərhəd itir, yəni ekranının hər iki üzünü bərabər işıqlandıqda müşahi-dəçi işıqlanan səthlər arasındakı fərqin olmadığını görür. Bu zaman mənbələrdən birinin işıq şiddətini (I_2) bilərək, fotometrdən işıq mənbələrinə qədər olan məsafələri ölçməklə tədqiq olunan mənbəyin işıq şiddətini (I_1) hesablaya bilərik.

9. Işığın təbiəti haqqında korpuskulyar və dalğa nəzəriyyələri

Optikanın qədim elmlərdən biri olmasına baxmayaraq işığın təbiəti haqqında ardıcıl müşahidə və çoxsaylı təcrübələrə əsaslanan ilk elmi nəzəriyyə XVII əsrin axırlarında İ. Nyuton və X. Hügens tərəfindən verilmişdir. Nyuton iki halı nəzərdən keçirmişdir. Birinci mülahizəyə görə işıq dalğa təbiətlidir, ikinci mülahizəyə görə isə işıq - mənbə tərəfindən buraxılan və düz xətt boyunca yayılan xüsusi maddi hissəciklər – korpuskullar selindən ibarətdir. Nyuton bu iki nəzəriyyəni: işığın dalğa və korpuskulyar nəzəriyyəsini birləşdirməyə çalışdı. O, belə hesab edirdi ki, işıq da səs dalğaları və suda əmələ gələn dalğalar kimi enerjiyə malikdir. Lakin əşyaların maneə arxasında görünmə bilməməsi işığın düz xətt boyunca yayılması ilə əlaqədardır. Bu səbəbdən də Nyuton işığın dalğa nəzəriyyəsini rədd edərək korpuskulyar nəzəriyyəni əsas götürdü. Nyuton özünün korpuskulyar nəzəriyyəsini verdikdən qısa bir müddət sonra Hügens işığın dalğa nəzəriyyəsini irəli sürmüşdür. Hügens işığın efir adlanan elastik mühitin həyəcanlanmalarından ibarət dalğa prosesi olduğunu söyləmişdir. Bu nəzəriyyəni verərkən o, akustik və optik hadisələr arasındakı oxşarlığı əsas götürmüşdür.

Hügens prinsipinə görə dalğanın çatdığı hər bir nöqtə yarımşferik dalğa mənbəyinə çevrilir və həmin yarımşferik dalğaların qurşayanı dalğa cəbhəsini verir. Bu prinsip qeyd etmək lazımdır ki, sırf həndəsi xarakter daşıyır. Bu nəzəriyyənin də uğurları ilə yanaşı çətinlikləri də oldu.

Beləliklə, XVIII əsrin əvvəllərindən başlayaraq bu iki nəzəriyyə arasında kəskin mübarizə dövrü başladı. Qeyd etmək lazımdır ki, bu mübarizə zamanı Nyutonun nüfuzu da böyük rol oynayırdı. Lakin həmin dövrlərdə müşahidə olunan işığın interferensiyası, işığın difraksiyası, qoşaşüasınma hadisələri və bir sıra başqa optik hadisələr korpuskulyar nəzəriyyə əsasında izah edilə bilmədiyinə görə dalğa nəzəriyyəsi güclənməyə başladı. Işığın polyarlaşma hadisəsi isə onun eninə dalğa olmasını sübuta yetirdi.

XIX əsrin ikinci yarısında elektromaqnit dalğaları kəşf olunduqdan sonra işıq dalğalarının elektromaqnit dalğalarının tərkib hissəsi olduğunu göstərmək mümkün oldu.

Beləliklə, XIX əsrin sonunda fizika elminin inkişafında böyük rol oynamış Maksvellin işığın elektromaqnit nəzəriyyəsi meydana gəldi.

Maksvellin elektromaqnit nəzəriyyəsinə görə elektromaqnit dalğasının yayılması üçün heç bir “efir” tələb olunmur, olar eninə dalğa şəklində yayılır və

$$\frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (25.1)$$

olmalıdır. Burada, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/san}$ işığın boşluqda yayılma sürəti, v isə uyğun olaraq dielektrik və maqnit nüfuzları ϵ və μ olan mühitdə işığın yayılma sürətidir.

Maksvell nəzəriyyəsi isə öz növbəsində işığın dispersiya hadisəsini izah edə bilmədi. Bu isə Lorentsin elektron nəzəriyyəsinin yaranmasına səbəb oldu. Bu nəzəriyyəyə görə işığın dielektrik nüfuzluğu və deməli, sındırma əmsalı rəqsin tezliyindən asılıdır. Lorentse görə efir sükunətdə olan sonsuz mühitdir. Bu mühit yalnız işığın həmin mühitdə yayılma sürəti ilə xarakterizə olunur. Lakin sükunətdə olan “efir” anlayışı Maykelson və Morli təcrübəsi vasitəsi ilə inkar edildi. Nəticədə, nisbilik nəzəriyyəsi elektrodinamikası “efir” anlayışını rədd etdi.

XIX əsrin sonu, XX əsrin əvvəllərində korpuskulyar nəzəriyyə üzərində nisbi “qələbə” qazanmış dalğa nəzəriyyəsi digər çətinliklərlə də rastlaşdı. Közərdilmiş cismin şüalanması zamanı enerjinin dalğa uzunluğuna görə paylanmasını və fotoeffekt hadisəsini izah edə bilmədi.

1900 – cu ildə Alman alimi Maks Plank klassik fizika qanunlarına tamamilə zidd olan yeni fərziyyə irəli sürdü. Bu fərziyyəyə görə enerjinin elektromaqnit dalğası şəklində şüalanması və ya udulması arasıkəsilməz deyil, kvantlarla, yəni porsiyalarla baş verir.

$$\varepsilon = h\nu$$

Burada, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Csan Plank sabiti adlanır.

XX əsrin əvvəllərində yenidən korpuskulyar nəzəriyyəyə qayıdış başladı. Lakin qeyd etmək lazımdır ki, bu korpuskulyar nəzəriyyə əvvəlkindən fərqli olan və keyfiyyətcə yeni məna kəsb edən korpuskulyar nəzəriyyə idi. Plankın yuxarıda söylənilən ideyası klassik fizika qanunlarına zidd olsa da, təcrübi faktlarla tamamilə üst – üstə düşür və bu nəzəriyyəyə görə işığın yayılması üçün heç bir “efir” anlayışına ehtiyac yoxdur.

Bütün bunlara yekun vuraraq demək olar ki, işıq eyni zamanda ikili təbiətə: həm korpuskulyar, həm də dalğa xassəsinə malikdir. Bu dualizm nəinki təkə işıq hadisələrində, eləcə də elementar hissəciklərdə də özünü göstərir. Bu isə o deməkdir ki, həm matrisa mexanikası, həm də dalğa mexanikası riyazi ekvivalent mexanikalardır. Hər iki mexanikada ilkin şərtlər: matrisa mexanikasında elektron-hissəcik, dalğa mexanikasında elektron – dalğa haqqında təsəvvürlər doğrudur, başqa sözlə bu mexanikaların qarşısında eyni bir mexanika, lakin müxtəlif formalarda yazıla bilən atom mexanikası durur.

10.İşığın interferensiyası.

Dalğa təbiətliyi baxımından görünən işıq dalğaları $0,38 \div 0,76 \mu\text{m}$ intervalına uyğun gələn eninə elektromaqnit dalğalarıdır. Elektromaqnit dalğaları elektrik və maqnit sahələrinin intensivlik vektorlarının bir – birinə perpendikulyar müstəvilərdə rəqslərinin mühitdə yayılmasından ibarətdir.

İşıq dalğalarının rəqslərindən danışarkən elektrik vektorunun dəyişməsinə nəzərə almaq lazımdır. Təcrübələr göstərir ki, işığın müddələrlə qarşılıqlı təsiri (kimyəvi, bioloji, fizioloji və s. təsirləri) əsas etibarilə elektrik vektoru vasitəsi ilə baş verir. Ona görə də işığı onun elektrik sahəsinin intensivlik vektoru ($\vec{E}$) və onun tənliyi ilə xarakterizə edirlər.

Hətta ən kiçik işıq mənbəyi belə külli miqdarda elementar mənbələrdən - atomlardan ibarətdir. Atomun hər bir şüalanma aktının ömrü çox az, təqribən 10^{-8} san. olduğundan bu şüalanma sonlu uzunluqlu monoxromatik “dalğa parçası”ndan – sinusoid parçasından ibarət olur.

“Dalğa parçası”nın vakumda uzunluğu $l = c\tau = 3 \cdot 10^8 \cdot 10^{-8} \text{ m} = 3 \text{ m}$ - dən çox olmur. Vakum olmayan mühitdə işıq daha kiçik sürətlə yayıldığından “dalğa parçası”nın uzunluğu da və deməli, dalğa uzunluğu (λ) da kiçilir. Bir qədər sonra qeyd edəcəyimiz səbəbə görə l –ə bəzən koherentliyin uzunluğu da deyirlər.

Periodları eyni olan iki dalğa bir nöqtədə rastlaşdıqda, həmin nöqtədə, bir halda zəifləmə, digər halda güclənmə müşahidə olunur. Işıq dalğalarının görüşərkən bir-birini gücləndirməsi və zəiflətməsi *interferensiya hadisəsi* adlanır.

Işığın interferensiyasını müşahidə edə bilmək üçün bir-birinin üzərinə düşən dalğaların təsirini müəyyən müddət sabit saxlamaq və ona görə də dalğaların fazalar fərqi müəyyən müddət sabit qalmasını təmin etmək lazımdır. Belə şərti ödəyən dalğalara *koherent dalğalar* deyilir. Eyni periodlu və zamandan asılı olaraq sabit fazalar fərqi malik olan dalğalar *koherent dalğalar* adlanır.

Müxtəlif atomların şüalanma aktları bir – birindən asılı olmadığından onların hətta eyni vaxtda şüalandırdığı “dalğa parçaları”nın rəqs tezlikləri, fazaları və amplitudları, eləcə də rəqs müstəviləri bir – birindən fərqli olur. Bu cür fərqlər hətta eyni atomun müxtəlif vaxtlarda şüalandırdığı “dalğa parçaları” üçün də xarakterdir. Deməli, işıq dalğaları çoxlu sayda müxtəlif monoxromatik dalğaların birləşməsi ilə yaranır. Beləliklə, təbii işıq mənbələrindən heç biri monoxromatik işıq şüalandıra bilmədiyindən təbii şüaların heç biri digər ilə koherent ola bilməz. Lakin, sadə yolda bir – birilə koherent olan iki işıq dalğası almaq mümkündür. Bunun üçün təbii işıq dalğasının amplitudunu və ya dalğa cəbhəsini müəyyən üsulla iki hissəyə ayıraraq, bu dalğaları bir – birindən fərqli optik yollarla hərəkət etdirmək lazımdır (bit qədər sonra koherent mənbələrin alınma üsulları haqqında bəhs edəcəyik). Dalğa hissələrinin bir – birilə görüşənədək keçdiyi optik yollar fərqli koherentliyin uzunluğundan böyük olmadıqda, onlar eyni “dalğa parçası”na mənsub olur və buna görə də eyni tezlikli monoxromatik dalğalar olacaqdır. Bu dalğaları görüşdürənədək onları elə yollarla hərəkət etdirmək olar ki, onların optik yollar fərqi və deməli, fazalar fərqi sabit qalsın. Aydın ki, bu şərtlər ödənilsə, dalğalar bir – birilə koherent olacaqdır.

Dalğa təbiəti baxımından işıq, elektrik və maqnit sahələrinin intensivlik vektorlarının rəqslərindən ibarətdir. Təcrübə göstərir ki, işığın maddələrlə qarşılıqlı təsirində (ışığın fizioloji, fotokimyəvi, gözə təsiri, fotoeffekt hadisəsi vəs.) səbəb yalnız onun elektrik sahəsidir. Ona görə də işığı onun elektrik sahəsinin intensivlik vektoru ($\vec{E}$) və onun tənliyi ilə xarakterizə edirlər.

Hər hansı istiqamətdə, məsələn, x oxu boyunca yayılan müstəvi elektromaqnit dalğasının tənliyinə əsasən işıq dalğasının tənliyi aşağıdakı şəkildə olar:

$$E = E_m \cos(\omega t - kx + \alpha_0) \quad (26.1)$$

Burada, E - işığın elektrik sahəsinin intensivlik vektorunun fəzanın kordinatı x olan nöqtəsində, t anındakı qiymətidir. E_m - intensivlik vektorunun amplitud qiyməti, $\omega = 2\pi\nu$ - bu vektorun dairəvi rəqs tezliyi, α_0 - rəqsin başlanğıc fazası, k isə dalğa ədədidir.

Gələcəkdə bizə lazım olacağından dalğa ədədinin, eləcə də dalğa vektorunun düsturunu burada yazaq:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v} \quad \text{və} \quad \vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n} \quad (26.2)$$

Burada, $\vec{n}$ - verilən nöqtədə dalğa cəbhəsinə perpendikulyar olan vahid vektordur. Aydın ki, ümumi halda dalğa cəbhəsinin müxtəlif nöqtələrində dalğa vektorlarının istiqamətləri eyni olmayıb dəyişir.

Müxtəlif optik mühitlərdə dalğanın yayılma sürəti eyni olmadığından bu mühitlərdə işığın dalğa uzunluqları da bir – birindən fərqli olacaqdır. Tezliyi ν olan işığın vakuumdakı dalğa uzunluğu λ_0 olarsa, onda maddədən keçərkən işığın dalğa uzunluğu bu maddənin şüasıdırma əmsalı dəfə azalacaqdır:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad (26.3)$$

Bildiyimiz kimi, işığın rəqs tezliyi çox yüksək, yəni $\nu = 10^{15}$ hc tərtibdəndir. İşıq dalğasının daşdığı enerji selinin sıxlıq vektorunun dəyişmə tezliyi isə bundan iki dəfə böyükdür. Bu cür sürətli dəyişməni nəinki göz, ən həssas optik cihaz belə “hiss” etməyə qadir deyildir. İşıq selinin yalnız orta qiymətini, yəni intensivliyini qeyd etmək mümkündür.

Tutaq ki, bir – birilə kohorent olan iki işıq dalğasının fəzanın ixtiyari nöqtəsində doğurduqları rəqslərinin tənlikləri aşağıdakı şəkildədir:

$$E_1 = E_{m_1} \cos(\omega t + \alpha_1)$$

və

$$E_2 = E_{m_2} (\cos \omega t + \alpha_2). \quad (26.4)$$

Dalğaların toplanmasını amplitudların həndəsi cəminin tapılması vasitəsilə həyata keçirək. Bunun üçün vektor diaqramından istifadə edək (şəkil 26.1). Rəqslərin eyni düz xətt üzrə icra edildiklərini qəbul etsək kosinuslar teoreminə əsasən yekun rəqsin amplitudu üçün aşağıdakı ifadəni yazı bilərik:

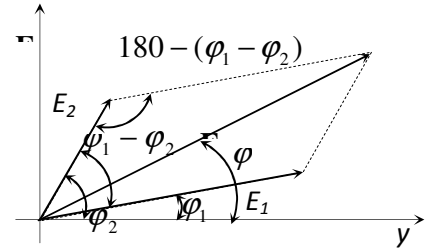
$$E_m^2 = E_{m_1}^2 + E_{m_2}^2 + 2E_{m_1} \cdot E_{m_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (26.5)$$

İşığın intensivliyi E_m^2 ilə mütənəsb olduğundan (26.5) düsturuna əsasən işığın yekun intensivliyi:

$$J = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (26.6)$$

düsturu ilə ifadə olunur.

İki təbii işıq mənbəyinin dalğaları üçün fazalar fərqi tez – tez dəyişərək sıfırdan 2π -yə qədər mümkün olan bütün qiymətləri eyni ehtimalla alır. Onda yekun intensivliyin (J) qiyməti həm zaman və həm də məkan etibarilə tez – tez dəyişəcəkdir. Nə gözüümüz və nə də heç bir optik cihaz belə dəyişməni hiss etməyə qadir olmadığından, müəyyən ani müddət üçün intensivliyin yalnız orta qiymətini qeyd etmək mümkündür. Qeyd etdiyimiz kimi, belə orta qiymət üçün $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = 0$ -



Şəkil 26.1

dır. Ona görə də $J = J_1 + J_2$, yəni fəzanın istənilən nöqtəsində yekun intensivlik toplanan rəqslərin intensivliklərinin cəmi ilə təyin olunan eyni qiymətə malik olacaqdır, başqa sözlə desək, belə fəza hər yerdə bərabər işıqlanacaqdır. Lakin toplanan dalğalar fəzanın verilən nöqtəsinə heç olmazsa müşahidə müddətində dəyişməyən fazalar fərqi ilə daxil olduqda, (26.6) düsturuna əsasən həmin nöqtədə işığın yekun intensivliyinin qiyməti də sabit qalacaqdır. Fəzanın müxtəlif nöqtələrinə işıq dalğaları bir – birindən fərqlənən müxtəlif fazalar fərqi ilə daxil olur. Ona görə də müxtəlif nöqtələrdə fazalar fərqi qiyamətindən asılı olaraq işığın yekun intensivliyinin qiyməti də bir – birindən fərqlənəcəkdir. Başqa sözlə, belə fəzada işığın interferensiyası hadisəsi baş verəcəkdir: fazalar fərqi üçün $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) > 0$ şərtinin ödənilməsi nöqtələrdə $J > J_1 + J_2$; $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) < 0$ şərtinin ödənilməsi nöqtələrdə isə $J < J_1 + J_2$ olacaqdır. Xüsusi halda fazalar fərqi $\alpha_2 - \alpha_1 = \pm 2\pi k$ ($k = 0, 1, 2, 3, \dots$) qiymətlərində dalğalar bir – birini maksimum gücləndirəcək, $\alpha_2 - \alpha_1 = \pm (2k + 1)\pi$ qiymətlərində isə maksimum zəiflədəcəkdir. Bu şərtlər daxilində toplanan dalğaların amplitudları da bir – birinə bərabədirsə ($E_{m_1} = E_{m_2}$) intensivliyin maksimum qiyməti $J = 4J_1$, minimum qiyməti isə $J = 0$ olacaqdır.

Aydındır ki, belə vəziyyətdə interferensiya mənzərəsi daha aydın və qabarıq müşahidə ediləcəkdir.

11. Işıq dalğalarının interferensiyasının minimum və maksimum şərtləri.

İnterferensiya mənzərəsinin aydın müşahidə edilməsi xeyli dərəcədə mənbəyin ölçüsündən asılıdır: mənbəyin ölçüsü işığın dalğa uzunluğundan nə qədər kiçik olarsa, interferensiya mənzərəsi də bir o qədər aydın görünəcəkdir. Çünki, bu halda mənbəyin istənilən nöqtəsindən müşahidə nöqtəsinə qədər olan məsafələr arasındakı fərq işığın dalğa uzunluğundan kiçik olacağından, belə mənbədən hər bir müşahidə nöqtəsinə müxtəlif yollarla daxil olan şüaların optik yollar fərqi tamamilə sabit hesab etmək olar.

Mənbəyin ölçüsü işığın dalğa uzunluğuna bərabər və ya ondan böyük olduqda, mənbəyin müxtəlif nöqtələrindən hər bir müşahidə nöqtəsinə daxil olan şüaların optik yollar fərqi bir – birindən dalğa uzunluğuna nisbətən daha çox fərqlənəcəklərindən sabit qalmayacaqdır. Ona görə də bu hal üçün işığın interferensiya maksimumlarının və minimumlarının kəskin sərhədi olmayacaq və mənbəyin səthi kifayət qədər böyük olduqda isə interferensiya mənzərəsi bərabər işıqlanma ilə əvəz ediləcəkdir.

Vakuumda rəqsin fazası 2π qədər dəyişdikdə optik yol λ_0 qədər sürüşdüyündən, hər hansı mühitin ixtiyari nöqtəsinə daxil olan dalğaların fazalar fərqi $(\alpha_2 - \alpha_1)$ ilə optik yollar fərqi $(\Delta = n_2 l_2 - n_1 l_1)$ arasında:

$$\Delta / \lambda_0 = (\alpha_2 - \alpha_1) / 2\pi$$

münasibəti olmalıdır. Buradan interferensiya maksimumunun alınması şərti

$$\Delta = \pm \frac{\lambda_0}{2\pi} (\alpha_2 - \alpha_1) = \pm \frac{\lambda_0}{2\pi} \cdot 2k\pi = \pm k\lambda_0, \quad (26.7)$$

interferensiya minimumunun alınması şərti isə:

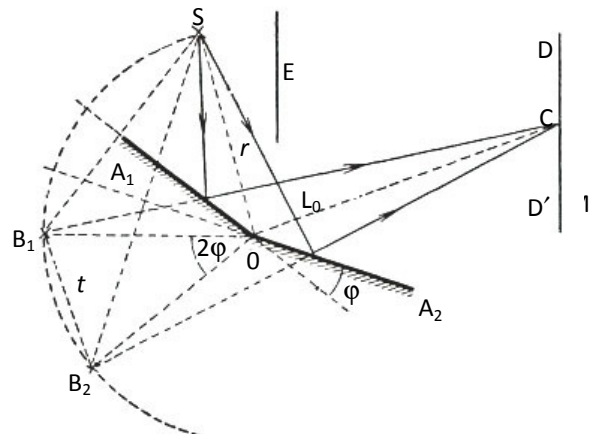
$$\Delta = \pm (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (26.8)$$

olar. Burada, $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

Beləliklə, koherent işıq dalğalarının fəzanın verilən nöqtəsinə daxil olarkən qət etdikləri optik yollar fərqi dalğa uzunluğunun tam sayına bərabər olduqda, onlar bir – birini maksimum gücləndirəcək, tək sayda yarımdalğaya bərabər olduqda isə maksimum zəifləndirəcəkdir.

12. Koherent mənbələrin alınma üsulları

Aydındır ki, interferensiya hadisəsinin alınması üçün mənbələrin koherent olması və koherent rəqslərin bir düz xətt boyunca yayılması lazımdır. Başqa sözlə desək, koherent şüaların interferensiya mənzərəsinin alınmasında ən sadə üsul eyni bir mənbədən



Şəkil 26.3

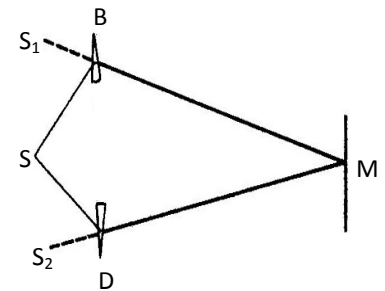
çıxan işıq dəstəsini iki yerə ayırmaqla onları yenidən görüşdürməkdən ibarətdir. Bu üsullardan bəziləri ilə tanış olaq.

Yunq üsulu. İlk dəfə təcrübədə koherent şüalar əldə edən Tomson Yunq (1773–1829) olmuşdur. Yunq təcrübəsinin mahiyyəti aşağıdakı kimidir.

S işıq mənbəyi ilə Z ekranı arasında iki qeyri-şəffaf ekran qoyulmuşdur (şəkil 26.2). Birinci ekranın ortasına A deşiyi, ikinci ekranda isə bir-birinə çox yaxın olan B və D deşikləri açılmışdır. S mənbəyindən birinci ekran üzərinə düşən şüa, Huygens prinsipinə görə A nöqtəsini yeni işıq mənbəyinə çevirir. Həmin mənbədən çıxan dalğa ikinci ekran üzərinə düşməklə B və D deşiklərini də yeni işıq mənbəyinə çevirir. B və D deşikləri üzərində eyni (S) mənbədən şüa düşdüyündən həmin nöqtələr də koherent şüa mənbələrinə çevrilir. Deməli, B və D mənbələrindən şüalanan dalğaların fazalar fərqi həmişə sabit qalacaq, yəni B və D mənbələri koherentdir. Yunq bu təcrübə vasitəsilə interferensiya mənzərəsi yarada bilmiş və ilk dəfə olaraq işığın dalğa təbiətli olduğunu göstərmişdir.

Frenel üsulu. Işığın interferensiyasını müşahidə etmək üçün Frenel koherent şüalar almaq məqsədi ilə müstəvi güzgü-lərdən istifadə etmişdir (şəkil 26.3).

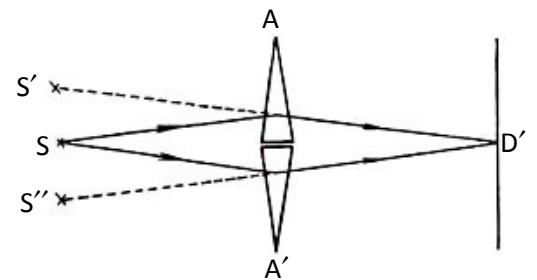
Şəkildə A_1O və A_2O bir-birinə nəzərən ϕ bucağı altında qoyulan iki müstəvi güzgü, S – işıq mənbəyidir. Hər iki güzgüdə S – mənbənin xəyalını qurmaq üçün belə bir qaydadan istifadə edilir. Obyekt güzgünün qabağında ondan nə qədər məsafədə isə, onun məfhum xəyalı da güzgünün arxasında həmin məsafədə alınır. Təcrübədə A_1O və A_2O müstəvi güzgüləri arasında əmələ gələn bucaq 180° -yə yaxın olmaq şərti ilə qoyulduğundan mənbələrin iki B_1 və B_2 kimi xəyalları alınacaqdır. Bu xəyallar da koherent şüa mənbələridir. Həmin mənbələrdən çıxan şüa dəstələri eyni bir mənbədən alındığına görə koherentdir və interferensiya mənzərəsi verə bilər. Işığın birbaşa ekrana düşməməsi üçün E arakəsmə (pərdə) qoyulur.



Şəkil 26.4

Güzgülər əvəzində B və D kimi iki prizmadan istifadə edərək, koherent şüa mənbələri əldə etmək olur. S mənbəyindən prizmalar üzərinə düşən şüalar prizmaların oturacaqlarına doğru sınıraq prizmadan çıxacaq və çəkildə görüldüyü kimi iki S_1 və S_2 koherent şüa mənbəyi yaratmış olacaqdır (şəkil 26.4). Mahiyyət etibarilə Frenel biprizmalarında aparılan təcrübə Frenel güzgülərindəkinin eynidir.

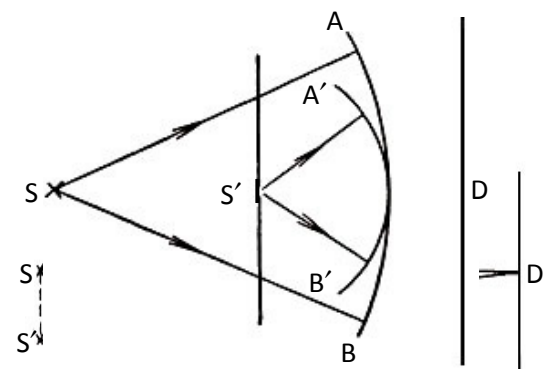
Frenel biprizması. Bu təcrübədə S mənbəyindən çıxan işıq A və A' sındırıcı bucaqları kiçik olan və oturacaqları bir-birinin üzərinə düşən iki prizmada sınırlar (şəkil 26.5). Prizmalar şüaları əks tərəfə sındırır. Bu halda iki məfhum S' və S'' koherent işıq mənbələri əmələ gəlir. Bu mənbələrdən gələn şüalar D sahəsində kəsişərək interferensiya zolaqları verir.



Şəkil 26.5

Müstəvi güzgü S mənbəyinə nəzərən elə yerləşdirilir ki, şüa güzgü səthinə 90° -yə yaxın bucaq altında düşsün (şəkil 26.6).

S mənbəyindən bilavasitə çıxan şüalar ilə AB güzgünün səthindən qayıdan şüalar interferensiya edirlər. Güzgüdən qayıdan şüa və S mənbəyindən birbaşa düşən şüa koherent olduğundan görüşdükdə



interferensiya mənzərəsi yaradır. Lloyd güzgüsü ilə müşahidə edilən interferensiya mənzərəsinin xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, burada mərkəzi zolaq işıqlı yox, qaranlıq alınır.

Bu onunla izah olunur ki, interferensiya yaradan şüaların biri optik sıx mühit sərhədindən əks olunaraq ekrana düşür. Bu halda işıq vektoru fazasını π qədər dəyişir ki, bu da $\frac{\lambda}{2}$ qədər yol itkisinə müvafiqdir. Ekranın ortasında həndəsi yollar fərqi sıfır olduğundan bu hal üçün fiziki yollar fərqi $\frac{\lambda}{2}$ olacaqdır. Bu da minimum interferensiya mənzərəsinə uyğundur.

Linnik üsulu. Bu üsulda S nöqtəvi mənbəyi ilə ekran arasında kiçik S_i deşiyi olan müstəvi yarımsəffaf lövhə yerləşdirilmişdir (şəkil 26.7). S nöqtəvi mənbədən çıxan işıq AB sferik dalğa verir. AB dalğasının yolunda müstəvi paralel və yarımsəffaf lövhə qoyulmuşdur ki, bu da AB dalğasının səthini dəyişmədən onu bir qədər zəiflədir. Lövhədə kiçik S' deşiyi açılır. Huygens prinsipinə görə bu deşik mərkəzi S' -də olan yeni $A'B'$ sferik dalğanın mənbəyi vəzifəsini görür. AB və $A'B'$ dalğaları koherent olduğundan D ekranında halqa şəklində interferensiya zolaqları verir.

Linnik üsulunun yuxarıda qeyd etdiyimiz üsullardan fərqli olması ondan ibarətdir ki, bütün üsullarda koherent mənbələr ekrana paralel xətt üzərində yerləşdiyi halda, burada ekrana perpendikulyar xətt üzərində yerləşir

13. Nazik təbəqələrdə interferensiya.

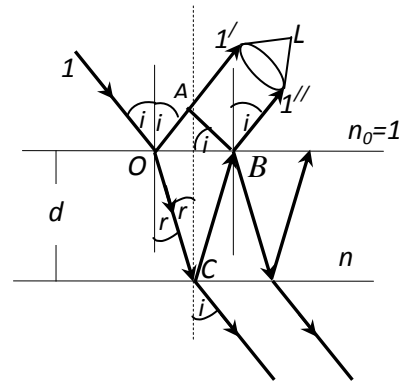
Təbiətdə su üzərində yaranan yağ yaxud neft təbəqəsinin, sabun qabarcıqlarının, metalların üzərində yaranan oksid təbəqəsinin alt və üst üzlərindən qayıdan işığın interferensiyası nəticəsində yaranan, əlvan rəngli mənzərəyə tez – tez rast gəlinir. **Nazik təbəqə** dedikdə qalınlığı dalğa uzunluğu ilə müqayisə olunan təbəqə başa düşülür.

Tutaq ki, sındırma əmsalı n və qalınlığı d olan müstəvi paralel şəffaf təbəqə üzərinə i bucağı altında müstəvi monoxromatik işıq dəstəsi düşür. (şəkil 26.8). Məsələnin sadələşdirilməsi məqsədi ilə bu təbəqə üzərinə bir şüanın düşdüyünü fərz edək. Təbəqənin səthindəki O nöqtəsində şüa ikiyə bölünür: həm qismən təbəqənin üst səthindən qayıdır, həm də qismən təbəqədə sınır. Sınan şüa C nöqtəsinə çatdıqdan sonra isə həm havada qismən sınır ($n_0 = 1$), həm də qayıdır və B nöqtəsinə çatır. Bu nöqtədə şüa yenidən qismən qayıdır və i bucağı altında sınaraq yenidən havaya çıxır. Əgər $1'$ və $1''$ şüalarının qarşısına toplayıcı linza qoysaq, onda onlar linzanın fokal müstəvisinin P nöqtələrinin birində görüşərək interferensiya mənzərəsi yaradar. İnterferensiya verən şüalar arasındakı yollar fərqi təyin edilək.

O nöqtəsindən AB müstəvisinə qədər interferensiya yaradan $1'$ və $1''$ şüalarının arasında yaranan optik yollar fərqi

$$\Delta = n(OC + CB) - n_0 \cdot OA \pm \lambda_0 / 2 \quad (26.9)$$

olar. Burada, n_0 – nazik təbəqəni əhatə edən mühitin (havanın) sındırma əmsalı vahid qəbul edilir, n – nazik təbəqənin sındırma əmsalı, $\pm \lambda_0 / 2$ – isə işığın iki mühiti ayıran səthdən qayıdan



Şəkil 26.8

zaman optik yollar fərqinin yarım dalğa dəyişməsi ilə əlaqədardır. Məlumdur ki, işıq optik sıxlığı az (çox) olan mühitdən optik sıxlığı çox (az) olan mühit sərhəddinə düşdükdə qayıdan süanın rəqs fazası π qədər dəyişdiyindən şüaların optik yollar fərqi $\lambda_0/2$ qədər azalır (çoxalır). Əgər $n > n_0$ olarsa, onda optik yollar fərqinin yarım dalğa geri qalması yaxud itgisi O nöqtəsində baş verər və $\lambda_0/2$ - yarım dalğa dəyişməsi mənfi işarəli olar; $n < n_0$ olduqda isə yarım dalğa əlavəsi C nöqtəsində baş verər və $\lambda_0/2$ - yarım dalğa dəyişməsi müsbət işarəli olar. Şəkil 26.8 - ə əsasən, $OC = CB = d / \cos r$ və $OA = OB \sin i = 2d \tan r \sin i$ olar.

Verilən hal üçün sınma qanunu, yəni $\sin i = n \sin r$ olduğunu nəzərə alsaq, alarıq:

$$\Delta = 2dn \cos r = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

Yarımdalğa dəyişməsini də nəzərə almaqla, optik yollar fərqi üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0 / 2. \quad (26.10)$$

Şəkil 26.8 – də təsvir edilmiş hal üçün ($n > n_0$) optik yollar fərqi,

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0 / 2 \quad (26.11)$$

şəklində ifadə olunur. (26.11) düsturunu uyğun olaraq (26.7) və (26.8) – də nəzərə alsaq, onda P nöqtəsində **interferensiya maksimumu üçün**

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0 / 2 = k \cdot \lambda_0 \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (26.12)$$

interferensiya minimumu üçün isə

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0 / 2 = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (26.13)$$

Ifadələrini almış olarıq.

Qeyd etmək lazımdır ki, interferensiya, yalnız əgər təbəqənin ikiqat qalınlığı düşən dalğanın koherentliyi uzunluğundan az olduqda müşahidə olunur.

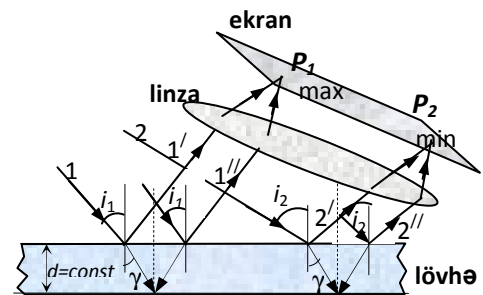
(26.10) ifadəsindən göründüyü kimi, nazik təbəqəsinin alt və üst üzlərindən qayıdan şüaların arasında yaranan optik yollar fərqi həm təbəqənin d qalınlığından, həm də i düşmə bucağının qiymətindən asılıdır. Bu kəmiyyətlərdən biri sabit qaldıqda, optik yollar fərqi yalnız digər parametrlərlə təyin olunduğundan, alınan interferensiya zolaqları vasitəsilə bir sıra nəticələrə nail olmaq mümkündür. Bu hallara ayrılıqda baxaq.

1. Bərabər meylin interferensiya zolaqları (müstəvi paralel üzlü lövhələrdən interferensiya).

(26.12) və (26.13) ifadələrindən görünür ki, müstəvi paralel üzlü lövhələrdə (təbəqələrdə) interferensiya mənzərəsi λ_0, d, n və i kəmiyyətləri ilə təyin edilir. Verilmiş λ_0, d və n üçün i şüalarının hər bir meylinə özünün interferensiya zolaqları uyğun gəlir. Eyni qalınlıqda olan təbəqə üzərinə monoxromatik şüalar düşərkən, şüaların yollar fərqi ancaq düşmə bucağından asılı olmalıdır, belə ki, i -dən asılı olaraq bir istiqamətdə düşən şüalar güclənərsə, digər bir istiqamətdə düşən şüalar zəifləyəcəkdir. Əks olunan şüalar üçün maksimum və minimum alınma şərti (26.12) və (26.13) ifadələri ilə təyin olunacaqdır.

Bu halda əmələ gələn interferensiya zolaqlarına **bərabər meylin interferensiya zolaqları** deyilir.

Lövhələrin üst və alt üzlərindən qayıdan $1'$ və $1''$ şüaları bir-birinə paraleldirlər, çünki lövhə müstəvi



Şəkil 26.9

paraleldir. Ona görə də interferensiya verən $1'$ və $1''$ şüaları yalnız sonsuzluqda kəsişirlər, buna görə də deyirlər ki, bərabər meyilli zolaqlar sonsuzluqda lokallaşmışlar. Onların müşahidəsi üçün, toplayıcı linzadan və linzanın fokal müstəvisində yerləşmiş E ekranından istifadə olunur (şəkil 26.9). Bir – birinə paralel olan $1'$ və $1''$ şüaları linzanın P_1 foksunda görüşürlər (şəkil 26.9 – da linzanın optik oxu $1'$ və $1''$ şüalarına paraleldir). Bu nöqtəyə həmçinin, 1 şüasına paralel olan digər şüalarda gəlirlər, nəticədə ümumi intensivlik artır. Başqa bucaq altında meyl edən 2 şüaları, linzanın fokal müstəvisinin digər P_2 nöqtəsinə görüşürlər. Asanlıqla göstərmək olar ki, Əgər linzanın optik oxu lövhənin səthinə perpendikulyar olarsa, onda eyni meyilli zolaqlar mərkəzi linzanın foksunda olan dairəvi həlqələr formasında olacaqdır.

Eyni i_1 bucağı altında düşən şüalar üçün (26.11) ifadəsi ilə təyin olunan yollar fərqi dalğa uzunluğunun tam misllərinə bərabər olan P_1 nöqtəsində maksimum işıqlanma, digər hər hansı i_2 bucağı altında düşən şüala üçün yollar fərqi dalğa uzunluğu yarısının tək misllərinə bərabər olan P_2 nöqtələrində minimum işıqlanma – qaranlıq yaranacaqdır.

Təcrübədə həmin hadisəni müşahidə etmək üçün $\frac{1}{4}$ dalğa uzunluğu dəqiqliyi ilə hazırlanmış paralel üzlü lövhədən və enli işıq mənbəyindən istifadə edilir.

Əgər müşahidə bilavasitə gözlə aparılırsa və lövhəyə ağ işıq düşərsə, müşahidəçi müxtəlif istiqamətdə lövhənin müxtəlif rənglərə boyanmış olduğunu görəcəkdir. Belə bir hadisə su üzərində yağ və neft dağıldıqda, eləcə də, sabun köpüyü üzərində işıq düşdükdə müşahidə olunur.

Optik cihazların linzaları üzərinə düşən şüaların, az miqdarda da olsa müəyyən hissəsi linza səthindən əks olunur. Xüsusilə fotoaparatta həmin şüalar məqsədəuyğun olmur.

İnterferensiya hadisəsindən istifadə edərək əks olunan şüaları zəiflətmək mümkündür. Bu məqsədlə linzanın üzərinə qalınlığı $\frac{1}{4}$ dalğa uzunluğuna bərabər olan nazik şəffaf təbəqə çəkilir.

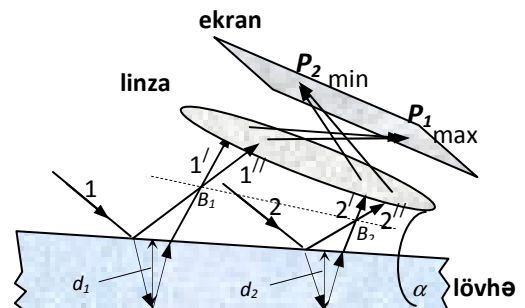
Təbəqə maddəsinin sındırma əmsalı, linza maddəsinin sındırma əmsalından kiçik olmalıdır.

Təbəqənin alt və üst səthlərindən əks etmiş şüaların yollar fərqi $\frac{1}{2}\lambda$ olduğundan həmin şüalar

bir-birini zəifləndirərək yoxa çıxır. Təbəqənin qalınlığından asılı olaraq, bu və ya digər rənglər zəifləmiş olur. Fotoaparata obyektiv üzərinə çəkilmiş təbəqənin qalınlığını seçməklə əks olunan şüalar içərisində mavi şüalar müstəsna olmaqla yerdə qalanlarını zəifləndirmək olur ki, bunun nəticəsində obyektiv mavi rəngdə görünür.

2. Bərabər qalınlığın interferensiya zolaqları (qalınlığı müntəzəm dəyişən lövhələrdən interferensiya).

Tutaq ki, eyni qalınlığa malik olmayan (qalınlığı müntəzəm dəyişən) pazşəkilli şəffaf cisim üzərinə (yan üzləri arasındakı α bucağı kiçik olan), yayılma istiqaməti 1 və 2 paralel şüaları ilə eyni olan müstəvi dalğa düşür (şəkil 26.10). Düşən 1 şüasının bölündüyü bütün şüalardan, yəni pazşəkilli şəffaf cismin üst və alt səthlərindən qayıdan, $1'$ və $1''$ şüalarına baxaq. Pazşəkilli nazik təbəqənin və linzanın müəyyən qarşılıqlı vəziyyəti zamanı $1'$ və $1''$ şüaları, B nöqtəsinin xəyalı olan və linzanın fokal müstəvisinin hər hansı bir P_1 nöqtəsində görüşürlər. $1'$ və $1''$ şüaları koherent olduqlarından, onlar



Səkil 26.14

interferensiya mənzərəsi yaradırlar. Əgər mənbə pəzşəkilli nazik təbəqənin səthindən kifayət qədər uzaqda yerləşirsə və α bucağı həddən artıq kiçikdirsə, onda interferensiya yarıdan $1'$ və $1''$ şüaları arasındakı optik yollar fərqi (26.10) düsturuna əsasən böyük dəqiqliklə hesablanı bilər (burada d - pəzin işıq düşən hissəsindəki qalınlığıdır). Pəzşəkilli nazik təbəqənin başqa nöqtəsinə düşən 2 şüasının bölünməsi zamanı yaranan $2'$ və $2''$ şüaları linza vasitəsilə P_2 nöqtəsində toplanırlar. Optik yollar fərqi isə d - in qalınlığı ilə təyin edilir. Beləliklə, E ekranında interferensiya verən zolaqlar sistemi yaranır.

İnterferensiya zolaqların hər biri, lövhənin eyni qalınlığa malik olan yerindən səpilmə zamanı yaranır (ümumi halda lövhənin qalınlığı müntəzəm olaraq dəyişir). Lövhənin eyni qalınlıqlı təbəqələrindən səpilən şüaların görüşməsi nəticəsində yaranan interferensiya zolaqlarına, ***bərabər qalınlığın interferensiya zolaqları*** deyilir. Pəzin alt və üst tərəfləri yaxud üzləri bir – birinə pəralel olmadığından $1'$ və $1''$ (eləcə də $2'$ və $2''$) şüaları, şəkil 26.14 – də təsvir edildiyi kimi, lövhənin yaxınlığında kəşisirlər. Beləliklə, eyni qalınlıqlı zolaqlar pəzin səthinin yaxınlığında lokallaşırlar. Əgər işıq lövhəyə normal yaxud pəpendikulyar olaraq düşürsə, onda eyni qalınlıqlı zolaqlar pəzin yuxarı səthində lokallaşırlar.

14.İnterferometrlər.

İnterferensiya hadisəsi işığın dalğa təbiətli olması ilə əlaqədardır və onun kəmiyyət qanunauyğunluğu λ_0 dalğa uzunluğundan asılıdır. Ona görə də bu hadisə işığın dalğa təbiətli olduğunu təsdiq etmək üçün və dalğa uzunluğunu ölçmək üçün tətbiq olunur (***interferensiya spektroskopiyası***). İnterferensiya hadisəsindən praktikada geniş istifadə olunur. İnterferensiya hadisələri çox dəqiq ölçmələr aparmağa imkan verir. Fiziki eksperimentlərdə, istehsalatda və optikanın müxtəlif sahələrində onların istifadə olunma sahəsi sürətlə genişlənir.

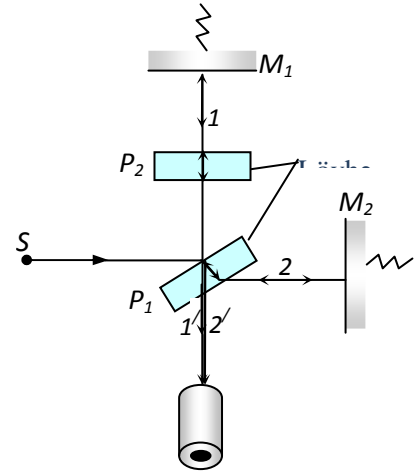
İnterferensiya hadisəsi həmçinin ***interferometrlər*** adlanan optik cihazların iş prinsipini təyin edir. Başqa sözlə desək, interferometrlərin ümumi iş prinsipi koherent işıq dalğalarının alınması və interferensiyasına əsaslanır.

İnterferometrlərdən uzunluğun və bucaqların kiçik dəyişmələrini ölçmək, mühitin sındırma əmsalını təyin etmək, cisimlərin səthlərinin keyfiyyətinin hamarlığını yoxlamaq və s. məqsədlərlə istifadə olunur. İnterferometrlər böyük həssaslığa malik olduğuna görə, interferensiya edən şüaların optik yollar fərqi çox cüzi dəyişdikdə interferensiya mənzərəsi kəskin sürətdə dəyişir. Ona görə də interferometrlər vasitəsilə çox incə işlər görülür. Məsələn, linzaların və güzgülərin cilalanmış səthlərinin hamarlığını, bərk cisimlərin xətti genişlənmə əmsalını, ferromaqnitlərin maqnit sahəsində, seqnetoelektriklərin elektrik sahəsində ölçülərinin dəyişməsinə yalnız interferometrlər vasitəsilə qiymətləndirmək olar. Rele interferometri maye və qazların şüasındırma əmsalını yüksək dəqiqliklə təyin etməyə imkan verir. Sındırma əmsalı maddənin kimyəvi tərkibindən asılı olduğundan interferensiya refraktometri vasitəsilə mühitin kimyəvi tərkibində baş verən dəyişiklikləri aşkar etmək mümkündür. Məsələn, kömür şaxtalarında bu qaz alışıraq partlayışa səbəb ola bilər. Ona görə də metan qazının konsentrasiyasına nəzarət edilir. Astronomiyada interferometrlər vasitəsilə ulduzların bucaq diametri təyin edilir. Bu məqsədlə ayırd etmə qabiliyyətli Maykelson interferometrindən təqribən yüz dəfələrlə yüksək olan radiorefraktometrdən istifadə edilir. Şüaların spektral tərkibini öyrənmək üçün də interferometrlərdən geniş istifadə olunur. Müasir spektral cihaz olan Furiye-spektrometrində Maykelson interferometrinin optik sxemi tətbiq edilir. Bu cihazla zəif spektri,

xüsusi ilə onun infraqırmızı oblastını tədqiq etmək olur. Fabri-Pero interferometrindən ayırdetmə qabiliyyəti yüksək olan spektral cihazlarda spektr xətlərini etalon mənbəyin xətləri ilə müqayisə etmək üçün istifadə olunur

İnterferometrlər **ikişüallı** (Maykelson, Jamen interferometrləri və s.) və **çoxşüallı** (Fabri-Pero, Lümer-Qerke interferometrləri və s.) ola bilər. Bunlardan bəzilərində nəzər yetirək.

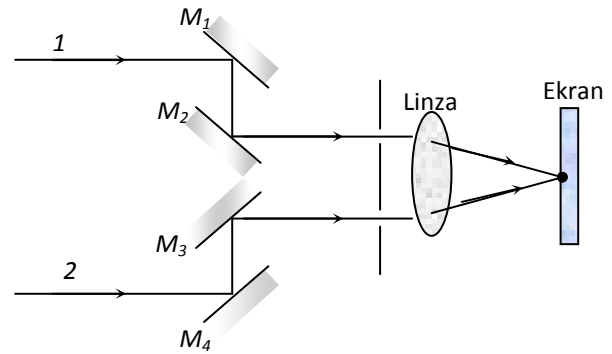
1. **Maykelson interferometri.** Kifayət qədər kiçik kəmiyyətləri böyük dəqiqliklə ölçməyə imkan verən Maykelson interferometrinin prinsipial sxemi şəkil 26.16- da təsvir edilmişdir. S mənbəyindən çıxan şüa yarım şəffaf P_1 lövhəsinə düşür, bir hissəsi əks olunaraq 1 şüasını formalaşdırır, bir hissəsi lövhədən keçir, 2 şüası alınır. Bu şüalar M_1 və M_2 güzgülərindən əks olunaraq P_1 -ə düşürlər. 1' - 1-in P_1 -dən keçən hissəsi, 2' - 2-in P_1 -dən qayıdan hissəsi görüşərək interferensiya verirlər. 2' və 1' şüaları demək olar ki, eyni intensivliyə malik olurlar. Müşahidə olunan interferensiya mənzərəsi 2' və 1' şüaların yollar fərqi ilə müəyyən olunur. 2' şüası P_1 lövhəsinə 3 dəfə, 1 şüası isə yalnız 1 dəfə keçdiyindən alınan əlavə yollar fərqi kompensasiya etmək üçün P_2 lövhəsindən (P_1 ilə eyni) istifadə olunur.



Şəkil 26.16

Lakin P_2 –tam şəffaf olmur. Güzgüləri mikrometrik vintlə idarə edərək ehtiva vəziyyət almaq olar ki, 2' və 1' şüaları demək olar ki, paralel olsun. Belə dəqiq fokuslama ilə çox kiçik kəmiyyətləri, həmçinin böyük kəmiyyətləri kifayət qədər dəqiqliklə ölçmək mümkündür.

Maykelsonun 1920-ci ildə yaratdığı ulduzi nterferometrində baxaq (şəkil 26.17). Bu interferometr teleskopa birləşdirilərək bir sıra ulduzların ölçülərini və onlara qədər məsafəni təyin etməyə imkan yaratdı. Ulduzdan gələn şüalar simmetrik güzgülər sistemindən əks olunaraq görüşürlər. M_2 və M_3 güzgüləri tərpənməzdirlər, M_1 və M_2 isə sürüşdürülərək onlara yaxınlaşdırıb-uzaqlaşdırıla bilər. Bu güzgülərin arasında məsafədən asılı olaraq ekranda görüşmə aydınlığı minimuma düşür. Buhalda M_1 və M_4 güzgüləri arasında məsafə ulduzdan gələn işığın koherentlik radiusun abərabər olur. (17.42) ifadəsinə görə koherentlik radiusunu bilərək ulduzun görünmə bucağı $\varphi = \lambda / L$ kimi təyin olunur. Dəqiq hesablamalar $\varphi = A\lambda / L \approx 1,22\lambda / L$ olduğunu sübuta yetirir. Maykelson təcrübələrində güzgülər arasında məsafə 6,1m seçilərək, *Beterqeyz ulduzunu* görünmə bucağının $\varphi = 0,047''$ qiyməti təyin olunmuşdur.



Şəkil 26.17

2. **Jamen interferometri.** Ən sadə Jamen interferometri müəyyən d qalınlıqlı iki müstəvi paralel lövhədən ibarətdir (Şəkil 26.18). S mənbəyindən çıxan şüa bir-birinə nəzərən kiçik φ bucağı altında qoyulmuş eyni d qalınlıqlı lövhələrdən qayıdaraq şəkildə göstərilən kimi müxtəlif şüalara ayrılır. 1' və 2' şüaları arasında optik yollar fərqi

$$\Delta = (ABC - A_1B_1C_1)n$$

$$\Delta = 2dn(\cos i_1 - \cos i_2) \quad (26.19)$$

olar. Müəyyən çevirmələr apararaq $\varphi = \frac{1}{2}(r_2 - r_1)$ olduğunu nəzərə alaq:

$$\Delta = d\varphi \sin i. \quad (26.20)$$

Burada, i -düşmə bucağı, φ -sınma bucağı, n -lövhlərin sındırma əmsalıdır. Yollar fərqi yarım dalğa uzunluğunun cüt misllərinə bərabər olduqda interferensiya nəticəsində maksimum (ışıqlaşma), tək misllərində isə minimum (qaranlıq) müşahidə olunacaqdır. Lövhələr paralel yerləşdirərsə, $\varphi = 0$ və heç bir interferensiya müşahidə olunmaz. Yalnız səpilən şüalar halında eyni meylin zolaqları müşahidə olunur. φ -nin qiyməti artdıqca interferensiya zolaqlarının eni azalacaqdır.

Şəkilə təsvir olunan 1 və 2 şüalarının yoluna sındırma əmsalları n_1 və n_2 olan eyni l qalıqlığında mühitlər daxil edilsə, bu şüalar arasında

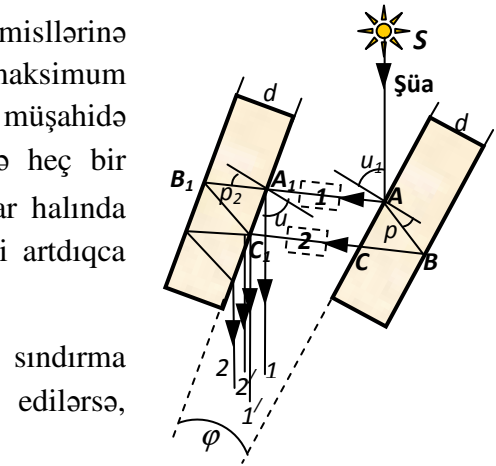
$$\Delta' = l(n_2 - n_1) \quad (26.21)$$

qədər əlavə yollar fərqi əmələ gəlir. Yollar fərqi dalğa uzunluğu ilə münasibətindən

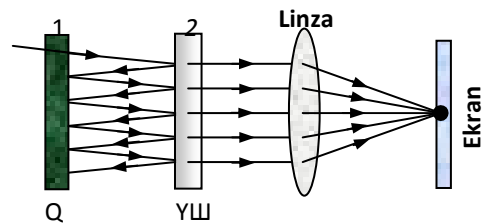
$$l(n_2 - n_1) = k\lambda \quad (26.22)$$

müşahidə olunan interferensiya zolaqları k tərtib sürüşməyə məruz qalar. Bu üsulla l küvetdə n_1 -məlum olarsa, naməlum n_2 -sındırma əmsalını 10^{-7} dəqiqliyi ilə təyin etmək mümkündür. Jamen interferometri ilə qazların vahiddən cüzi fərqlənən sındırma əmsallarını təyin etmək mümkündür.

3. Fabri Pero interferometri. Çoxşüalı nterferometrlərin tətbiqinə misal olaraq spektroskopiyada şüalanma xətlərinin incə quruluşunu təyinedilməsi göstərilə bilər. Çoxşüalı interferometr olaraq *Fabri-Pero* etalonuna nəzər yetirək. Bu cihaz yaxşı cilalanmış iki kvars və ya şüşə lövhədən ibarətdir (Şəkil 26.19). Dalğa uzunluğundan xeyli kiçik kələkötürlüyə malik 1 və 2 lövhələrinə QS (qeyri-şəffaf) və YS (yarımşəffaf) metal qatlar (güzgü) çəkilir. Xarici qatdan əks olunan şüaları sıradan çıxarmaq üçün lövhələrin müstəvi paralelliyi pozulur və onlar paz şəklində düzəldilir. Lövhələrdən biri tərpənməz bərkidilir, digəri isə mikrometrik vintlə hərəkət etdirilə bilər.



Şəkil 26.18



Şəkil 26.19

15. Işıq difraksiyası. Frenel zonaları.

Kiçik deşikdən dar işıq dəstəsini buraxmaqla işığın düz xətt istiqamətindən kənara çıxmasını müşahidə etmək olar.

Deşiyin qarşısında alınan işıqlı ləkənin ölçüləri işığın düz xətt istiqamətində yayılması qanununa görə alınacaq ölçülərdən böyük olur.

Beləliklə, demək olar ki, bircinsli mühitdə işığın düz xətt üzrə yayılmasından kənara çıxması hadisəsi işığın difraksiyası adlanır. İşığın difraksiyası həmişə difraksiya olunmuş şüaların interferen-siyası ilə eyni zamanda baş verir.

Difraksiya hadisəsinin izahı Huygens prinsipi və interferensiya qanunları əsasında verilir. Dalğa optikasımdan bu burğa qaydaya Huygens–Frenel prinsipi deyilir.

Huygens prinsipinə əsasən, dalğa cəbhəsinin hər bir nöqtəsinə sərbəst rəqs mənbəyi kimi baxmaq olar. Fəzanın istənilən nöqtəsində dalğanın yaranmasma, dalğa cəbhəsinə bölünən, fiktiv mənbələrin (ikinci, üçüncü və s. mənbələrin) təkrar dalğalarının interferensiyasının nəticəsi kimi baxılması haqqındakı Frenelin fikri, bu prinsipi tamamladı. Frenel ilk dəfə olaraq fərz etdi ki, bu fiktiv mənbələr koherentdir və ona görə də fəzanın istənilən nöqtəsində interferensiya verə bilər, nəticədə elementar dalğalar bir-birini gücləndirir, yaxud yox edirlər.

Qeyd etmək lazımdır ki, işığın difraksiyası kəşf edilənə qədər işığın dalğa təbiətində olması şübhə altında idi.

İşığın dalğa təbiətli olmasına əmin olmaq üçün onun düzxətli yayılmasının dalğa nəzəriyyəsi ilə izahı tələb olunur.

Frenel dalğavari nəzəriyyə əsasında işığın bircins mühitdə düz xətt boyunca yayılmasının ilk dəfə aydın izahını vermişdir.

Huygens–Frenel prinsipi

Dalğanın yayılmasının xarakterik xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, hər bir dalğa yayılarkən maneə arxasına keçmək qabiliyyətinə malikdir.

Dalğanın difraksiyasının baş verməsi dalğa uzunluğuna nisbətən maneənin hansı xətti ölçüyə malik olmasından asılıdır. Məsələn, suyun səthi üzrə yayılan iri dalğalar bütünlüklə dönüb dirəyin arxasına keçir. Kiçik ləpə isə dirəyin arxasında yaxşı görünən – kölgə-sahəsi əmələ gətirir.

İnterferensiya hadisəsi və bu hadisəyə əsaslanaraq çoxlu sayda təcrübi faktların izahı işığın dalğa xarakterli olmasını təsdiq edir. Belə olduqda işığın bircins mühitdə, düz xətt boyunca yayılması və kiçik maneələrə rast gəldikdə düzxətli yayılma istiqamətindən kənara çıxması hadisələri də dalğa nəzəriyyəsinə əsasən izah edilməlidir. Lakin Huygens prinsipi bu suallara cavab verə bilmədi. Belə ki, müxtəlif istiqamətlərdə yekun dalğa intensivliyinin müəyyən edilməsi məsələsi Huygens prinsipinə görə həll edilməmiş qaldı. Frenel ikinci dalğaların koherentliyini nəzərə alaraq Huygens prinsipini interferensiya prinsipi ilə tamamladı və qarşıya çıxan yuxarıda qeyd etdiyimiz çətinliyi həll etdi. Bu səbəbdən də Huygens prinsipi Huygens–Frenel prinsipi adlanır.

Huygens–Frenel prinsipi işığın difraksiya hadisəsini bütün təfəsilatı ilə izah edir. Bu prinsipin Huygens prinsipində formal olaraq daxil edilmiş dalğaların qurşayanına dərin fiziki məna verdi. Belə ki, Huygens prinsipi, dalğa cəbhəsinin əvvəlki anda hər bir nöqtəsi yanında əmələ gələn elementar dalğalara qurşayan çəkərək cəbhənin yeni vəziyyətini qurmağa imkan yaradır. Burada qurşayan səth elementar koherent dalğaların qarşılıqlı interferensiyası nəticəsində intensivliyin böyük qiymətlərinə müvafiq olan nöqtələrin həndəsi yeri kimi başa düşülür.

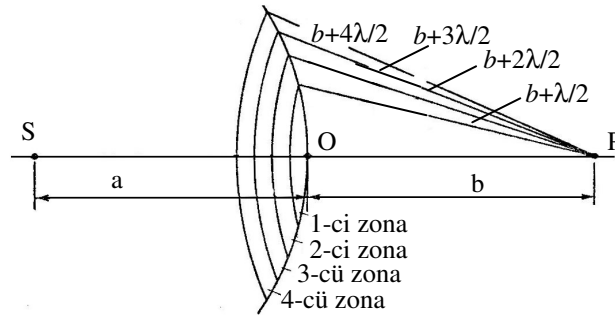
Frenelin ideyasına görə istənilən anda dalğa səthi yalnız sadəcə ikinci dalğaların qurşayarı yox, onların interferensiyasının nəticəsidir.

Frenel zonaları

Frenel üsulunun mahiyyətini başa düşmək üçün birincisi, izotop mühitdə nöqtəvi S mənbəyindən yayılan, sferik dalğanın P nöqtəsində yaratdığı işıq rəqsinin amplitudunu təyin edək (şəkil 38). Belə dalğanın dalğa səthi SP xəttinə nəzərən simmetrik olur. Bundan istifadə edərək, şəkildə təsvir edilmiş dalğa səthini dairəvi zonalara bölək. Bu zonaların hər birinin kənarından P nöqtəsinə qədər olan məsafə, $\frac{\lambda}{2}$ qədər fərqlənir (λ —dalğanın yayıldığı müddətdəki dalğa uzunluğudur). Belə xassəyə malik olan zonaya **Frenel zonası** deyilir.

Şəkil 38-dən göründüyü kimi, m -ci zonanın xarici kənarında P nöqtəsinə qədər olan bm məsafəsi aşağıdakı kimi təyin edilir.

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2} \quad (4.1)$$



Şəkil 38.

(burada $b=0$ dalğa səthi təpəsindən P nöqtəsinə qədər olan məsafədir).

İki qonşu zonanın uyğun nöqtələrindən P nöqtəsinə gələn, rəqslər əks fazalı olurlar. Buna görə də hər bir zonanın bütövlükdə yaratdığı, yekun rəqs, qonşu zonadan n qədər fərqlənəcəkdir.

Zonanın sahəsini hesablayaq, m -ci zonanın xarici sərhədi dalğa səthindən hm hündürlüklü sferik qövs ayırır (şəkil 39). Bu qövsü, yaxud qövslə vətər arasında qalan parçanı Sm ilə işarə edək. Onda m -ci zonanın sahəsini,

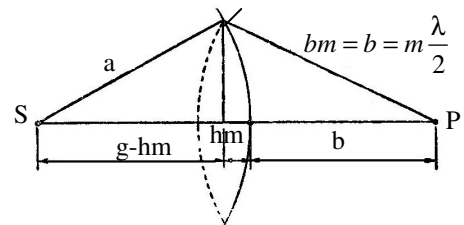
$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1}.$$

formasında təsəvvür etmək olar. Burada $Sm-1$ — $(m-1)$ -ci zonanın xarici sərhəddinin ayırdığı sferik qövsün sahəsidir.

Şəkil 39-dan göründüyü kimi,

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left(b + m \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_m)^2$$

(a —dalğa səthinin radiusu, rm — m -ci zonanın xarici sərhəddinin radiusudur). Mötərizə içini kvadrata yüksəltmək alırıq:



Şəkil 39

$$r_m^2 = 2ah_m - h_m^2 = bm\lambda + m^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 - 2bh_m - h_m^2$$

(4.2)

(4.2) ifadəsindən sferik qövsün hündürlüyü üçün alırıq:

$$h_m = \frac{bm\lambda + m^2(\lambda/2)^2}{2(a+b)} \quad (4.3)$$

a -dalğa uzunluğunun kiçik olduğunu nəzərə alsaq, olan toplananları nəzərə almamaq olar. Bu baxımdan

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)} \quad (4.4)$$

Sferik seqmentin sahəsi $S=2\pi Rh$ olduğundan (R -sferanın radiusu, h - seqmentin hündürlüyüdür) alırıq:

$$S_m = 2\pi ah_m = \frac{\pi ab}{a+b} m\lambda$$

m -ci zonanın sahəsi isə

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}$$

Aldığımız ifadə, göründüyü kimi m -dən asılı deyildir. Buradan nəticə olaraq çıxır ki, m çox böyük olmadıqda, Frenel zonalarının sahələri təqribən eyni olur.

(4.2) bərabərliyindən zonanın radiusunu tapmaq olar. m çox böyük olmadıqda $h_m \ll a$ olar və buna görə də $r_m^2 = 2ah_m$ olar. h_m -in bu qiymətini (4.4)-də nəzərə alsaq m -ci zonanın xarici sərhədinin radiusu üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda} \quad (4.5)$$

Zonadan P nöqtəsinə qədər olan məsafəsi m zonasının nömrəsinin artması ilə tədricən artır. m -ci zonanın P nöqtəsində yaratdığı rəqsin amplitudu isə, m -in artması ilə monoton azalır:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1}.$$

Qonşu zonanın yaratdığı rəqslərin fazası, π qədər fərqləndiyindən, P nöqtəsindəki rəqslərin yekun amplitudu aşağıdakı formada təsəvvür edilə bilər:

$$A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (4.6)$$

(4.6) ifadəsini aşağıdakı formada da yazmaq olar:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \quad (4.7)$$

A_m monoton azaldığına görə təqribən hesab etmək olar ki,

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$$

Bu halda mötərizədəki ifadə sıfıra bərabər olar və (4.7) düsturu aşağıdakı formada sadələşir.

$$A = \frac{A_1}{2} \quad (4.8)$$

(4.8) düsturuna əsasən, bütün sferik dalğa səthinin ixtiyarı P nöqtəsində yaratdıqları amplitud, yalnız bir mərkəzi zonanın yaratdığı amplitudun yarısına bərabərdir.

Mərkəzi zonanı açıql saxlayıb, qalan zonaları qeyri-şəffaf lövhə ilə örtəydik P nöqtəsində yaranan rəqsin amplitudu ($A=A_1$) dalğa səthinin açıq qalan halına nisbətən iki dəfə, intensivliyi isə dörd dəfə çox olardı.

Zonalar üsulundan istifadə etməklə yüksək intensivlikli işıq almaq olur. Bu məqsədlə işığın yolunu elə lövhə ilə kəsmək lazımdır ki, o yalnız ya tək, ya cüt zonaları örtsün. Belə lövhə zona lövhəsi adlanır.

16. Rentgen şüalarının difraksiyası.

Görünən şüalar kimi rentgen şüaları da dalğa təbiətinə malik olub bütöv və xətti spektrlər verirlər. Birinci dəfə Lauye 1912-ci ildə kristalın təbii fəza qəfəsindən difraksiya qəfəsi kimi istifadə edərək rentgen şüalarının difraksiyasını müşahidə etməyin mümkün olması ideyasını irəli sürdükdə rentgen şüalarının dalğa təbiəti bilavasitə isbat edilmişdir.

Kristallardan istifadə etmədən rentgen şüalarının interferensiya hadisələrinin bilavasitə müşahidələri isə birinci dəfə yalnız 1930-cu ildə sovet fiziki V.P.Linnik tərəfindən həyata keçirilmişdir. V.P.Linnik öz işlərindən birində görünən şüalar üçün Lloydın apardığı təcrübə ilə analogi olan təcrübəni rentgen şüaları üçün aparmışdır. Bu rentgen şüaları üçün bərk cisimlərin sındırma əmsalının vahiddən bir qədər az olması və düşmə bucağı çox kiçik olduqda hava bərk cisim hüduunda tam daxili qayıtmaya uğraması nəticəsində mümkün olmuşdur. Çox nazik rentgen şüalar dəstəsi qismən şüşə lövhənin səthindən tam daxili qayıtmaya uğramış, qismən də ondan düz keçmişdir. Dəstələr (düz keçən və qayıdan) bir-birinin üzərinə düşərək, bir sıra interferensiya zolaqları vermişdir ki, onların da fotosəkli alınmışdır.

Rentgen şüalarının spektrini öyrənmək üçün rentgen spektroqraflarından istifadə olunur. Bu spektroqrafda difraksiya qəfəsi rolunu kristalın fəza qəfəsi oynayır.

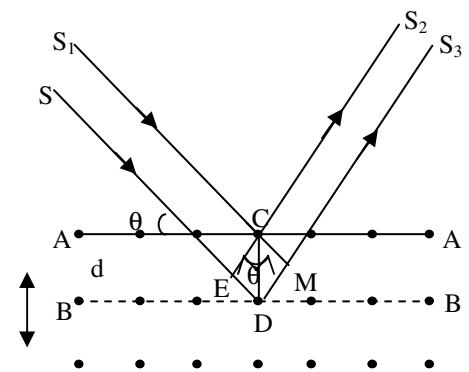
Təbii kristallar üçölçülü difraksiya qəfəsinə ən yaxşı nümunədir: kristal atomları fəzanın bütün 3 istiqaməti üzrə bir-birindən eyni məsafədə yerləşərək düzgün düzlülüş əmələ gətirirlər. Belə qəfəsdə yarıqın eni atomların arasındakı məsafəyə, qəfəs sabiti isə, iki qonşu atomun mərkəzləri arasındakı məsafəyə – kristalın perioduna bərabərdir. Kristalın üzərinə işıq və ya hər hansı başqa elektromaqnit dalğası düşdükdə, onun atomlarından hər biri Huygens prinsipinə görə ikinci dalğalar şüalandırır. İkinci dalğalar həm bir-biri ilə, həm də ilkin dalğalarla toplanaraq interferensiya etdiklərindən yekun dalğanın yayılma istiqaməti əvvəlkindən fərqlənir.

Ona görə də elektromaqnit dalğaları kristaldan keçərək difraksiya edir. Hesablamalar göstərir ki, bütün kristallarda atomlararası məsafənin tərtibi 10^{-10} m-dir. Ona görə də görünən işıqın kristal cisimlərdə difraksiyası baş vermir. Difraksiya baş verməsi üçün kristal üzərinə düşən dalğa uzunluğunun tərtibi 10^{-10} m-dən kiçik olmalıdır.

Rentgen şüalarının dalğa uzunluğu $8 \cdot 10^{-8} - 10^{-14}$ m diapazonda dəyişdiyindən onlar üçün həmin tələb ödənilir.

Rentgen şüaları üçün difraksiya qəfəsi kimi təbii kristallardan istifadə etmək ideyasını ilk dəfə Lauye vermişdir. B.Fridirik və P.Knipinq tərəfindən bu ideya təcrübədə təsdiq edilmişdir ki, rentgen şüaları daş düz kristalından keçərkən difraksiya hadisəsi baş vermişdir.

Heysler borusunda katod şüalarının yaratdığı işıqlanmanı tədqiq edən Rentgen 1895-ci ildə aşkara çıxarmışdır ki, həmin şüalarla yanaşı gözlə görünməyən şüalar da buraxılır. Təbiəti məlum olmayan bu şüaları Rentgen «X» şüaları adlandırır. Rentgen şüalarının dalğa uzunluğu 10^{-10} m-ə yaxın olduğundan belə qısa dalğaların difraksiyasını müşahidə etmək üçün qəfəs hazırlamaq qeyri-mümkündür. Bu cür qısa dalğaların difraksiyasını



Şəkil 49

müşahidə etmək üçün Lauye müəyyən etmişdir ki, rentgen şüaları üçün kristal özünü qəfəs kimi aparır. Kristal daxilində atomlar paralel müstəvilər üzərində yerləşmiş olur. Tutaq ki, üzərində atomlar yerləşmiş AA və BB müstəviləri iki qonşu paralel müstəvilərdir (şəkil 49). Bu müstəvilərdəki C və D atomlarından əks olunan S_1 və S_2 şüalarının yollar fərqi $\delta = ED + DM = 2CD \sin \theta$ və ya $\delta = 2d \sin \theta$ (4.16).

C və D nöqtələrindən çıxan rəqslərin bir-birini güclən-dirməsi üçün $\delta = 2k\lambda / 2 = k\lambda$ və ona görə də $2d \sin \theta$ şərti ödənil-məlidir. Bu düsturu bir-birindən asılı olmayaraq Vulf və Breqq vermişdir. θ və λ -nın qiymətini bilərək kristal atomları arasındakı məsafəni, yəni qəfəs sabitini (periodunu) hesablamaq olar.

Vulf-Breqq düsturu göstərir ki, verilən dalğa uzunluğu üçün rentgen şüalarının kristalda difraksiyası o zaman mümkündür ki, bu şüalar $2d \sin \theta = k\lambda$ tənliyi ilə təyin olunan bucaq altına düşsün.

Kristalda difraksiya etmiş şüaların interferensiya maksimumuna uyğun θ və λ -nın qiymətini bilərək, kristal atomları arasındakı d məsafəni hesablamaq olar.

Rentgen şüalarının difraksiyasının kəşfi bu şüaların elektromaqnit təbiətliliyini və kristalın atom quruluşunun dövriliyini təsdiq etdi. Bu kəşf maddə quruluşunun rentgen şüaları ilə analizi metodunun yaranmasına səbəb oldu.

Kristallar vasitəsilə alınan difraksiyadan nəinki rentgen şüalarının dalğa uzunluğunu ölçmək üçün istifadə oluna bilər, həm də məlum dalğa uzunluqlu şualardan istifadə olunduqda kristalın quruluşunu təyin etmək üçün yarar. Bu və ya digər kristal vasitəsilə difraksiya mənzərələrinin şəklini ətraflı öyrənmək onlara uyğun olan qəfəslərin həndəsi növünü müəyyənləşdirməyə imkan verir. Rentgen sturuktur təhlil həm kristalloqrafiyada və həm də texnikada geniş tətbiq olunur. Bu üsul texnikada (polad, rəngli metallar qatışığı və sairə kimi) materialların xassələrini öyrənmək üçün mühüm üsuldur.

17. Difraksiya qəfəsi.

Bir və çox yarıqdan difraksiyanı nəzərdən keçirdik. Praktikada spektros-kopiyada çoxlu sayda yarıqlarda baş verən difraksiya mənzərəsindən daha çox istifadə edilir.

Bir-birindən eyni məsafədə yerləşmiş çoxlu sayda paralel yarıqlar sistemi **difraksiya qəfəsi** adlanır. Şəffaf və qeyri-şəffaf hissələrin enlərinin cəmi ($d = a + b$) **qəfəs sabiti** adlanır. nd isə qəfəsin eni adlanır, n qəfəsdəki yarıqların sayıdır.

Difraksiya qəfəsi aşağıdakı qaydada hazırlanır. Şüşə lövhənin üzərinə nazik alüminium qatı çəkilir və xüsusi maşında mikrometrik vint vasitəsilə fil sümüyündən hazırlanmış kəsici ilə lövhənin səthinə bir-birindən eyni məsafədə yerləşən paralel cizgilər çəkilir. Bu üsulla hər millimetrdəki cizgilərin sayı 3600-dək olan difraksiya qəfəsləri hazırlanır. Hazırda hər mm də 2400-ə qədər cizgilər çəkilmiş difraksiya qəfəsi almaq mümkündür.

Lakin şüşədən hazırlanan difraksiya qəfəsində həm keçən, həm də qayıdan şüaların difraksiya mənzərəsi müşahidə olunur. Metaldan hazırlanan difraksiya qəfəsində isə yalnız qayıdan şüaların difraksiya mənzərəsi müşahidə olunur.

Difraksiya qəfəsinin əlverişli cəhəti ondan ibarətdir ki, yarıqların sayı çox olduqca həm baş maksimumların intensivliyi artır, həm də maksimumlar kəskinləşir, yəni maksimumdan qonşu minimuma keçir, kəskin olur və onlar arasında yerləşən ikinci maksimumlar çox zəifləyir.

Tutaq ki, qəfəs üzərinə monoxromatik paralel şüalar düşür, hər bir yarıqın ayrılıqda yaratdığı difraksiya hadisəsi ilə onların birlikdə yaratdıqları hadisə fərqli olar. Bu ekran üzərindəki işığın zolaqlar arasında işıq enerjisinin paylanması dərəcəsinə səbəb olur. Bu halda yarıqların bir-

birinə təsiri nəticəsində baş vermiş interferensiya əsas rol oynayır. Qəfəs üzərinə düşən paralel şüalar difraksiyaya uğrayır.

Difraksiya qəfəsindən çıxan şüalar bir-birinə paralel olduğundan onları tonlayıcı linza vasitəsilə görüşdürmək olur. Bu şüalar lenzada sınaraq ekran üzərində O nöqtəsində tonlanaraq interferensiya mənzərəsi əmələ gətirir. Müxtəlif bucaqlar altında difraksiya etmiş şüalar ekran üzərində müxtəlif nöqtələrdə işıqlı və qaranlıq zolaqlar yaradır. Bu interferensiya mənzərəsi isə həmin şüaların analitik yollar fərqiindən asılı olur.

Şəkildə görüldüyü kimi AC və BE şüalarının yollar fərqi $AD = AB \sin \varphi$ və ya $AD = \delta$, $AB = (a+b)$ qəfəs sabiti olduğuna görə

$$\delta = (a + b) \sin \varphi \quad (4.13)$$

Yollar fərqi yarımdalğaların cüt ədədlər sayına bərabər olduqda O nöqtəsində işıqlanma alınacaq. Deməli, maksimum şərti

$$(a + b) \sin \varphi = 2m \frac{\lambda}{2}$$

$$(a + b) \sin \varphi = m\lambda \quad (4.14)$$

(4.14) tənliyi baş maksimumların vəziyyətini təyin edir.

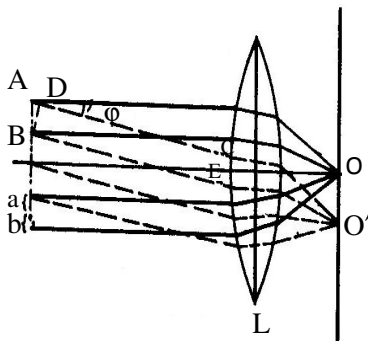
Baş maksimumlardan əlavə köməkçi maksimumlar da vardır ki, onların intensivliyi baş maksimumların intensivliyindən çox zəif olur.

$$m = 1 \quad (a + b) \sin \varphi = \lambda$$

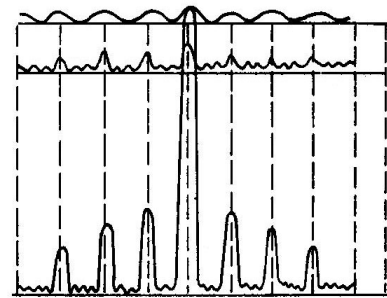
$$m = 2 \quad (a + b) \sin \varphi = 2\lambda$$

$$m = 3 \quad (a + b) \sin \varphi = 3\lambda$$

Bu maksimumlar simmetrik olaraq O nöqtəsindən hər iki tərəfə düzüləcəkdir. Yarıqların sayı artdıqca interferensiya mənzərəsinin kəskinliyi də artır. Qəfəsdəki yarıqların sayı artdıqca difraksiya mənzərəsinin dəyişməsi göstərilmişdir (şəkil 47, 48).



Şəkil 47



Şəkil 48

Monoxromatik şüalardan istifadə edərək ekran üzərində işıqlı və qaranlıq zolaqlar alınarsa ağ işıqdan istifadə edərkən hər bir dalğa özünə uyğun maksimumlar verdiyindən, ekran üzərində spektral zolaqlar alınacaqdır. Beləliklə, difraksiya qəfəsi spektr verəcəkdir. Bu spektrə də **difraksiya spektri** deyilir.

Difraksiya qəfəsi işıq dalğasının uzunluğunu təyin etməyə imkan verir. $(a+b) \sin \varphi = m\lambda$ tənliyindən istifadə edərək işıq dalğasının uzunluğunu dəqiq təyin etmək olar.

$$\lambda = \frac{a+b}{m} \sin \varphi.$$

Verilən m tərtibli spektr xəttinə uyğun olan φ bucağını ölçərək və d qəfəs sabitini bilərək (4.14) düsturundan həmin xəttin dalğa uzunluğunu tapmaq olar.

Tutaq ki, m -cı spektrdəki λ_1 və λ_2 dalğalarının difraksiya bucaqları φ_1 və φ_2 olmuşdur. Bu halda

$$\lambda_1 = \frac{a+b}{m_1} \sin \varphi_1, \quad \lambda_2 = \frac{a+b}{m_2} \sin \varphi_2$$

$\frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$ -yə difraksiya qəfəsinin ayırdetmə qabiliyyəti deyilir. Burada $\lambda_1 - \lambda_2$ qəfəsdə hələ seçilə bilən bir-birinə ən yaxın spektral xətlərin dalğa uzunluqlarının fərqidir. Difraksiya qəfəsinin ayırdetmə qabiliyyəti $\frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} = kN$ (4.15) düsturu ilə ifadə olunur. Burada N – qəfəsdəki yarıqların sayıdır.

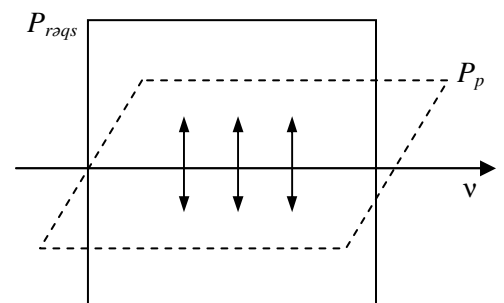
Difraksiya qəfəsinin verdiyi spektrin sıra nömrəsi artdıqca spektrin eni də artır. Difraksiya qəfəsində yüksək tərtibli spektr üzərində müşahidə aparmaq mümkün olmur. Böyük ayırdetmə qabiliyyəti əldə etmək üçün Maygelson eşelonundan istifadə edilir.

18. Təbii və polarlaşmış işıq. Malyus qanunu

Maksvelin elektromaqnit nəzəriyyəsindən göründü ki, işıq dalğaları eninə dalğalardır. Elektrik vektorları şüanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar olub ixtiyari istiqamətdə yönəliirlər. Əgər şüanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar yerləşmiş müstəvilər üzərində elektrik vektorlarının sıxlığı eyni ehtimalla paylanarsa belə işıq **təbii işıq** adlanır. Tədricən çoxlu sayda təcrübələrdən sonra işıq dalğalarının eninə dalğa olması qəbul olundu. Belə ki, işıq mənbəyindən gələn işıq dalğası yayılma istiqamətinə nəzərən tam simmetrikdir. Işıq dalğaları müəyyən uzunluqda olan elektromaqnit dalğaları olduğundan demək olar ki, işıq dalğaları da eninə dalğalardır. Işığın eninə dalğa olduğunu əyani surətdə subut edən hadisə **ışığın polarlaşması hadisəsidir**. Işıq dalğalarının rəqslərindən danışarkən elektrik vektorunun dəyişməsinə nəzərən almaq lazımdır. Ona görə ki, işığın kimyəvi, bioloji, fizioloji və s. təsirləri əsas etibarilə elektrik vektoru vasitəsilə baş verir. Buna görə də polarlaşma hadisəsində və onun izahında həmişə elektrik vektorundan (E) danışılır. Rəqsi bir müstəvidə olan işıq şüası, müstəvi **polarlaşmış şüa**, rəqsi bir neçə müstəvidə olan şüa isə **təbii şüa** adlanır. Bu və ya digər səbəbdən elektrik vektorlarının paylanma sıxlığı bütün istiqamətlərdə eyni olmazsa belə işıq qismən **polarlaşmış işıq** adlanır. Əgər elektrik vektorları yalnız bir müstəvidə rəqs edərsə belə işıq müstəvi (xətti) polarlaşmış işıq, həmin müstəvi rəqs müstəvisi, ona perpendikulyar müstəvi isə **polarlaşma müstəvisi** adlanır. Şəkil 57-də müstəvi polarlaşmış işığı qırıq xətlərlə, rəqs müstəvisi (P_r) bütöv xətlərlə göstərilmişdir. Rəqs müstəvisi vərəq müstəvisidir və elektrik vektorları bu müstəvidə rəqs edirlər. Elektrik vektorunun ucu çevrə cızırsa, belə polarlaşma dairəvi, ellips cızırsa elliptik polarlaşma olur.

Təbii şüa ilə polarlaşmış şüanın insan gözünə təsiri eynidir. Ona görə də həmin şüaları gözlə ayırmaq qeyri-mümkündür.

Təbii işıqdan fərqli olaraq xətti polarlaşmış işıqda onun yayılma istiqamətinə nəzərən ox simmetrikliyi olmur.



Şəkil 57

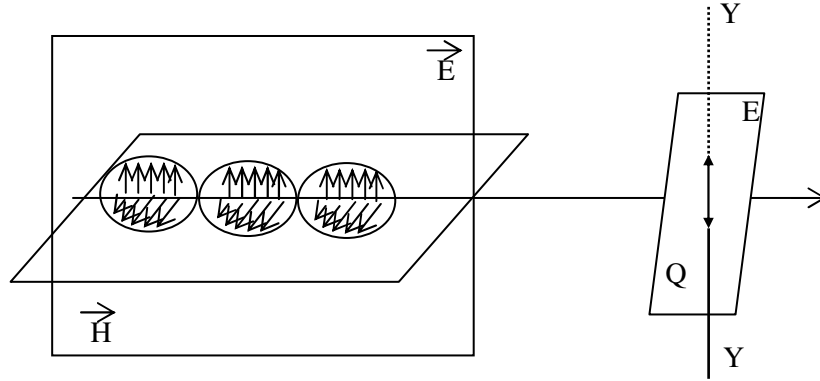
İşıqı polyarlaşdıran cisim **polyarlaşdırıcı** adlanır. İşıqı polyarlaşdıran maddələrə misal olaraq turmalin islandiya şpatı (kalitin CaCO_3 müxtəlif növlərindən olan kristaldır) və s. göstərmək olar.

İşıq dalğasında elektrik və maqnit sahə intensivlikləri vektoru kəsilməz, sürətli ($v \sim 10^{14}$ hs) rəqslər edir. Təcrübələr göstərir ki, işığın gözə və digər qəbuledicilərə təsiri E vektorunun rəqsləri ilə bağlıdır. Buna görə də onu **ışığ vektoru** adlandırırlar. Müstəvi dalğa üçün yaza bilərik:

$$E = E_m \cos \omega \left(t - \frac{r}{v} \right) = E_m \cos \omega \left(t v - \frac{v}{\lambda} \right) \quad (5.1)$$

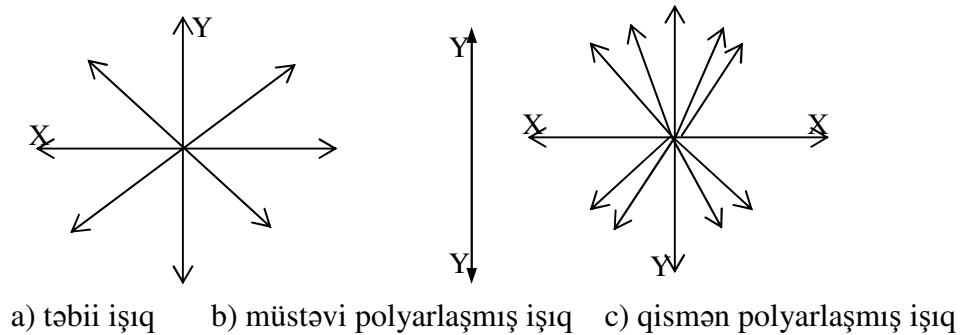
v – faza sürəti, v və ω – xətti və dövri tezlikdir.

Müəyyən tezliyə malik işıq **monoxromatik işıq** adlanır. Təbiətdə tam monoxromatik işıq yoxdur. Real mənbəyin işığı – onu təşkil edən atomların şüalanmalarının birgə təsirinin nəticəsidir və sərbəst olaraq çox kiçik zaman müddətində ($\tau = 10^{-8}$ san) şüalanır. Praktikada işıq o zaman monoxromatik hesab olunur ki, onu xarakterizə edən Δv intervalı kiçik olsun. Hər bir şüalanma aktında atom E vektoru müəyyən müstəvidə rəqs edən dalğa buraxır. Əgər işıq vektorunun rəqsləri şüa keçən bir müstəvidə baş verərsə, işıq müstəvisi **polyarlaşmış** adlanır (şəkil 58).



Şəkil 58

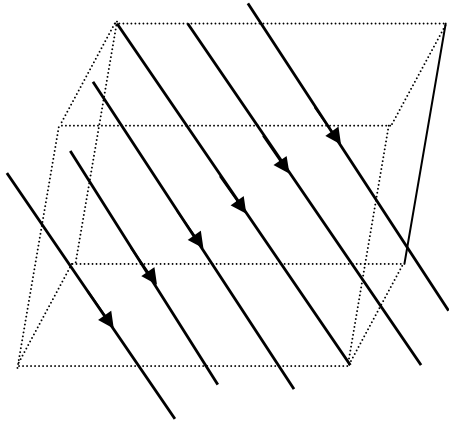
$\vec{E}$ vektorunun Q müstəvisində rəqsləri yeganə yy istiqamətilə xarakterizə olunur. Təbii işıq polyarlaşmış işıqdır: bu işıq ayrı-ayrı atomlar çoxluğunun şüalandırdığı işıq dalğalarının toplusu olur E və H vektorlarının şüaya perpendikulyar bütün istiqamətlərdə rəqsləri ilə xarakterizə olunur. Təbii işıqda E-nin rəqslərinin baş verə biləcəyi bütün istiqamətlər eyni, E vektorunun rəqslərinin üstün olduğu istiqamət varsa, bu cür işıq qismən **polyarlaşmış işıq** adlanır. Şəkil 59-də şüa olan müstəvidə E-nin rəqslərinin mümkün halları göstərilmişdir.



a) təbii işıq b) müstəvi polyarlaşmış işıq c) qismən polyarlaşmış işıq

Şəkil 59

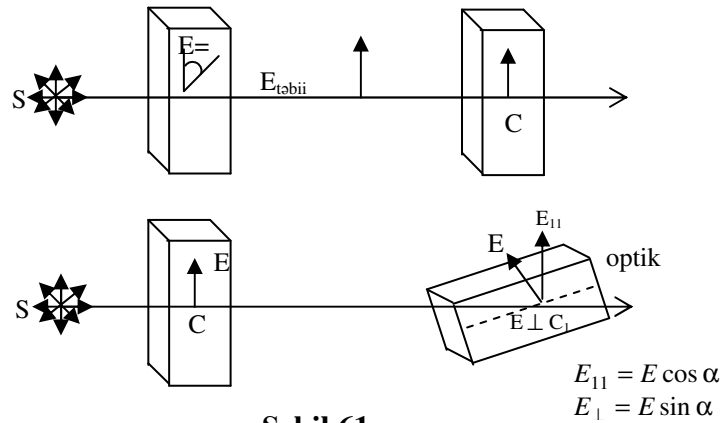
Təbii kristalda elə istiqamət vardır ki, həmin istiqamət ətrafında fırlanmaya nəzərən kristalın xassələrində simmetriklilik olur. Bu istiqamət kristalın optik oxu adlanır. Bəzi kristallarda iki optik ox olur. Buna uyğun olaraq kristallar bir optik oxlu (turalin, islandiya şpatı, kvars və s.) və iki oxlu (slüda, gips və s.) olurlar.



Şəkil 60

Kristalın optik oxu düz xətt deyil, müəyyən müstəvi üzrə fəza istiqamətlidir. Optik oxdan keçən müstəvi, kristalın baş kəsiyi və ya baş müstəvisi adlanır. Kristalı elə kəsmək olar ki, alınan kəsik müstəvi onun baş kəsiyi ilə üst-üstə düşər. Kristalın belə kəsik müstəvisi üzərinə işıq saldıqda, ondan işıq rəqslərinin (və ya amplitudlarının) optik ox istiqamətində olan toplananları keçəcəkdir. Buna görə də rəqsləri optik oxla perpendikulyar olan işıq kristalından keçmir. Turmalin kristalında polyarlaşmış işığın necə alındığını öyrənək. Tutaq

ki, səthi baş kəsiyə paralel olan iki turmalin lövhə həm də bir-birinə paralel qoyulmuşdur (şəkil 61).



Şəkil 61

Birinci lövhə üzərinə təbii işıq düşdükdə, o özündən yalnız optik ox istiqamətində olan rəqsləri və ya rəqslərin optik ox istiqamətindəki komponentlərini buraxacaqdır. Əgər ikinci lövhənin optik oxu birinci lövhənin optik oxuna paraleldirsə, birinci lövhədən keçən rəqslər dəyişmədən ikincidən də keçəcəkdir (şəkil 61). İkinci lövhəni işığın yayılma istiqaməti ətrafında fırlatmaqla lövhənin optik oxu ilə işığın yayılma istiqaməti arasındakı bucağı tədricən kiçiltədikdə, ikinci lövhədən keçən işığın intensivliyi də tədricən zəifləyəcəkdir və nəhayət bu lövhələrin optik oxları bir-birinə perpendikulyar vəziyyət aldıqda, ikinci lövhədən işıq keçməyəcəkdir.

Hər iki turmalin lövhə eyni olsa da, birinci lövhə polyarlaşdırıcı rolunu oynadığı halda, ikinci lövhə işığın polyarlaşma dərəcəsini və həm də onun amplitudunun istiqamətini müəyyən edir. Ona görə də ikinci lövhə **analizator** adlanır. Polyarlaşdırıcıdan keçən işığın intensivliyini təyin edək. Şəkildən görüldüyü kimi, təbii işıq rəqslərindən hər birinin amplitudunun birinci turmalin kristalından keçən toplananı $E_0 = E_{\text{təbii}} \cdot \cos \varphi$ -yə bərabərdir. Polyarlaşdırıcıdan çıxan işığın intensi-

$$I_0 = 1/2 I_{\text{təbii}}$$

Birinci və ikinci turmalin kristallarından çıxan işığın intensivliklərini uyğun olaraq I_0 və I ilə işarə etsək, təcrübə $I = I_0 \cos^2 \alpha$ olduğunu göstərir. Deməli, analizatordan keçən işığın intensivliyi analizatorla polarizatorun bas kəsik müstəviləri arasında əmələ gələn bucağın kosinusunun kvadratı ilə düz mütənəsb olaraq dəyişir. Bu Malyus qanunudur. Sonuncu düsturdan göründüyü kimi, kristalın oxları paralel olduqda ($\alpha = 0^\circ$) ekranda intensivlik maksimum, perpendikulyar olduqda ($\alpha = 90^\circ$) isə sıfır olur. Bu halda analizatordan işıq keçməyəcəkdir. Göründüyü kimi, analizatordan çıxan işığın intensivliyi təbii işığın intensivliyinin yarısından çox olur. İndi iki turmalin kristalı ilə aparılan təcrübənin nəticəsini izah edək. Turmalin kristalı təbii işığı xətti polarlaşmış işığa çevirir. Xətti polarlaşmış işıqda elektrik vektorunun yerləşdiyi müstəvi **rəqs müstəvisi**, maqnit vektorunun yerləşdiyi müstəvisi isə **polyarlaşma müstəvisi** adlanır. Birinci turmalin kristalı onun üzərinə düşən təbii işıqdan yalnız elektrik vektoru onun özü istiqamətində rəqs edən hissəni buraxır ki, buna uyğun amplitudunu E_0 ilə işarə etsək, birinci kristaldan çıxan işığın intensivliyi $I_0 = cE_0^2$ olar. İkinci kristal üzərinə düşən xətti polarlaşmış işığın elektrik vektorunun birinci kristalın oxu ilə α bucağı təşkil etdiyindən, ikinci kristaldan çıxan işıq rəqsinin amplitudu $E = E_0 \cos \alpha$ və ona uyğun intensivlik:

$$I = cE^2 = cE_0^2 \cos^2 \alpha = I_0 \cos^2 \alpha.$$

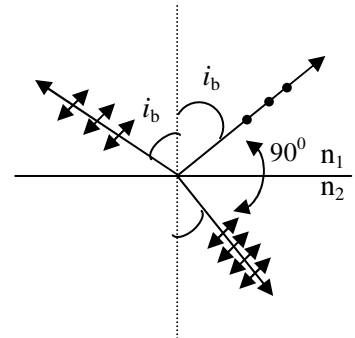
olar. İntensivliyin bucaqdan bu cür asılılığı 1810-cu ildə Malyus tərəfindən müəyyən olunmuşdur. Bu səbəbdən həmin düstur Malyus düsturu adlanır. Malyus düsturu Apaço tərəfindən aparılan dəqiq fotometrik ölçülərlə təsdiq olunmuşdur.

19. İşığın polyarlaşma üsulları

Təbii işıq iki dielektrik mühitlərin sərhədinə düşdükdə qayıdan (əksolan) və sınan şüalar qismən polyarlaşmış olur. Əgər düşmə bucağı (i)

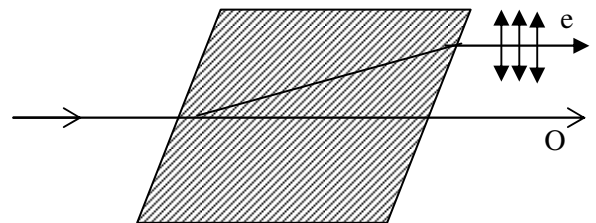
$$n = \frac{n_2}{n_1} \quad \text{tgi} = n \quad (5.1)$$

şərtini ödəyirsə, onda qayıdan şüa düşmə müstəvisinə perpendikulyar olan müstəvidə rəqslər tam polyarlaşır. Qismən polyarlaşmış sınan şüada isə düşmə müstəvisinə paralel olan müstəvidə rəqslər üstünlük təşkil edir (5.1) münasibəti Bruster qanunu, i_b – bucağı isə tam polyarlaşma bucağı olub, Bruster bucaq adlanır. Qayıdan şüanın polyarlaşması effekti kosmosdan dəniz səthi üzərində neft təbəqəsini aşkar etmək üçün istifadə olunur. Optik anizotrop mühitdən keçdikdə işığın polyarlaşması böyük praktiki əhəmiyyətə malikdir. Optik anizotropluq dedikdə mühitin optik xassələrinin istiqamətindən asılılığı nəzərdə tutulur. Şəffaf kristalın çoxu (island şpatı, turmalin, kvars və s.) optik analizatordur. Bu cür mühitlərdə işıq sürəti və deməli, sındırma əmsalı müxtəlif istiqamətlərdə eyni olmadığından, onlarda qoşa şüasınma hadisəsi bas verir.



Şəkil 62

İşıq iki şüaya ayrılmış olur. Sınan şüalardan birinin (O şüası) istiqaməti sınma qanunlarına uyğundur. Bu şüa adi şüa adlanır, e şüasının istiqaməti məlum sınma qanunlarına uyğun gəlmir və bu şüa qeyri-adi şüa adlanır. e -Şüası üçün sındırma əmsalı kristalda istiqamətindən asılı



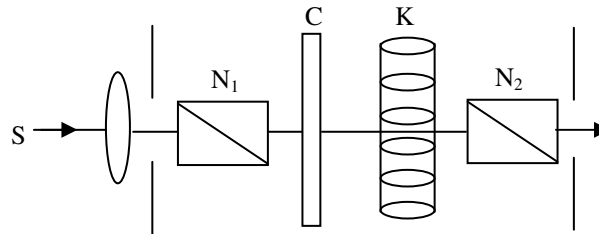
Şəkil 63

olduğu halda (n_e), o-şüası üçün n_0 asılı deyil. O və e şüalarının sürətlərinin üst-üstə düşdüyü istiqamət kristalın **optik oxu** adlanır, bu ox boyunca şüanın ayrılması baş vermir. $n_0 > n_e$ olduqda kristal mənfi, $n_0 < n_e$ olduqda isə musbət kristal adlanır. Polyarlaşma müstəvisinin fırlanma istiqamətindən asılı olaraq optik aktiv maddələr sağa və sola fırladan olmaqla iki yerə ayrılır. Şüaya qarşı baxdıqda sağa fırladan maddələrdə polyarlaşma müstəvisi saat əqrəbi istiqamətində, sola fırladanlarda isə saat əqrəbinin hərəkətinin əksi istiqamətdə dönəcəkdir. Beləliklə, şüan yayılma istiqaməti və fırlanma istiqaməti sağa fırladan maddələrdə sol vint, sola fırladan maddələrdə isə sağ vint sistemi əmələ gətirir. Fırlanma istiqaməti (şüaya nisbətən) optik mühitdə şüanın istiqamətindən asılı deyil, buna görə də məsələn, kvars kristalının optik oxu boyunca ondan keçmiş şüanın, güzgü ilə əks etdirib, onu yenidən kristaldan əks istiqamətə köçürməyə məcbur etsək onda, polyarlaşma müstəvisinin ilkin vəziyyəti bərpa olunacaqdır.

Polyarlaşma müstəvisinin fırlanmasını izah etmək üçün Frenel optik aktiv mühitlərdə çevrə boyunca sağa və sola polyarlaşmış işığın eyni sürətlə yayılmaması fərziyyəsini irəli sürür. Hər iki şüa (o və e) qarşılıqlı perpendikulyar müstəvilərdə polyarlaşmış olur. Əgər kristal şüa udmursa, onun intensivliyi bu iki şüa arasında bərabər bölünmüş olur. İkiqat (qoşa) sınırın kristallar o- və e-şüalarını müxtəlif cür udurlar. Bu hadisə **dixroizm** adlanır (kristallar–dixroik). Bu kristallar işıq polarizatorları kimi istifadə oluna bilərlər (məsələn, turmalin). Geniş yayılmış və ucuz təbəqəli polarizatorların (polyaroid) təsiri herapatit maddəsinin dixroizminə əsaslanmışdır və artıq 0.1 mm qalınlığında həmin təbəqə o-şüanı udur.

20. Polyarlaşma müstəvisinin fırlanması

Müstəvi polyarlaşmış işıq bəzi maddələrdən keçdikdə polyarlaşma müstəvisinin fırlanması baş verir. Bu cür maddələr **optik aktiv maddələr** adlanır.



Şəkil 68.

Çarpazlaşdırılmış polarizator (P) və analizator (A) ($aa \perp pp$) mənbədən gözə işıq buraxmır. Əgər onlar arasında optik aktiv maddə (k) qoyulsa, görmə sahəsinin işıqlanması baş verir. Əgər analizator hər hansı φ bucağı qədər döndərsə işıq yenidən sönər. Deməli maddədən çıxdıqda işıq müstəvi polyarlaşmış qalır, lakin onun işıq vektorunun rəqs müstəvisi φ bucağı qədər dönmüş olur:

$$\varphi = \alpha d \quad (5.2)$$

α –fırlanma sabiti, d –təbəqənin qalınlığıdır. Ən böyük optik aktivliyə maye kristallar malikdir: $a = 18000$ dər/mm. Əgər optik aktiv maddə məhluladırsa onda,

$$\varphi = [\alpha]cd \quad (5.3)$$

olur. α –dm-lərlə, c –məhlulun konsentrasiyası (q/sm^3) istifadə olunur. $[\alpha]$ –xüsusi fırlanma adlanır. α -in dalğa uzunluğundan asılı fırlanma dispersiyası adlanır və hər bir maddə üçün bu

asılılıq məxsusudur. Maddələrin optik aktivliyi onun molekullarının spiralvari strukturu ilə əlaqələndirilir.

Kvarsın polyarlaşma müstəvisinin fırlatmasını tədqiq edən Bio olmuşdur. Bu haqda Bionun 3 qanunu vardır:

1. Polyarlaşma müstəvisinin fırladılması kvarsın qalınlığı ilə düz mütənasibdir.
2. Polyarlaşma müstəvisini sağa və sola fırladan bir neçə Kvars lövhənin birlikdə fırlatması onların ayrılıqda fırlatmalarının cəbri cəminə bərabərdir.
3. Kvarsın polyarlaşma müstəvisini fırlatması təxminən dalğa uzunluğunun kvadratı ilə ($1/\lambda^2$) tərs mütənasibdir. Məsələn, 1 mm qalınlıqda olan kvars lövhə qırmızı şüaların polyarlaşma müstəvisini 50° fırladır.

Polyarlaşma müstəvisinin fırladılmasını ilk dəfə izah edən Frenelə olmuşdur. Frenelə görə polyarlaşmış şüa optik aktiv maddə içərisində optik ox istiqamətində yayılarkən iki şüaya, dairəvi polyarlaşmış şüalara ayrılır. Bu şüalar optik aktiv maddə daxilində müxtəlif sürətlə yayıldığından maddədən çıxarkən toplandıqda rəqs müstəvisini dəyişdirmiş olur. Bu da polyarlaşma müstəvisinin dəyişməsi deməkdir.

Faradey təcrübədə optik-aktiv olmayan maddələrin maqnit sahəsində optik-aktiv maddəyə çevrilməsini müşahidə etmişdir. Tədqiq edilən maddə elektromaqnit qütbləri arasında polarizatorla analizator arasında yerləşdirilir. Bu halda analizatorla polarizatorun baş kəşik müstəviləri perpendikulyar olarsa, analizatorun görüş sahəsi qaranlıq olacaqdır. Əgər bu vəziyyətdə maqnit sahəsi yaratsaq, görüş sahəsinin işıqlandığını görürük. Buna səbəb maqnit sahəsi tərəfindən polyarlaşma müstəvisinin fırladılmasıdır. Bu hadisəni qanun şəklində verən Verde olmuşdur. Verde qanununa görə polyarlaşma müstəvisinin fırladılması

$$\alpha = vHl\cos\beta.$$

Burada H –maqnit sahəsinin intensivliyi, l –maddə daxilində şüanın yolu, β –şüa ilə maqnit qüvvə xətləri arasında əmələ gələn bucaq, v –isə Verde əmsalıdır.

Verde əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığını verən Bio olmuşdur. Bio qanununa görə:

$$v = \frac{A}{\lambda^2} + \frac{B}{\lambda^4}.$$

Burada A və B – maddənin növündən asılı olan kəmiyyətlərdir. Ferromaqnit maddələrin polyarlaşma müstəvisini fırlatması çox böyükdür. Məsələn, $5.5 \cdot 10^{-7}$ sm qalınlığında dəmir təbəqəsi intensivliyi 15000 ersted olan maqnit sahəsində polyarlaşma müstəvisini $1^\circ 48'$ fırladır. Bunu 1 sm qalınlıqda dəmir təbəqə üçün hesablasaq 200000° -yə yaxın bir ədəd verər.

21. Işığın dispersiyası

Maddənin şüasındırma əmsalının qiyməti bu maddənin özündən başqa, ondan keçən işığın dalğa uzunluğundan da asılıdır. Bu hadisə **ışığın dispersiyası** adlanır. Verilən hər bir maddə üçün sındırma əmsalı dalğa uzunluğunun müəyyən funksiyasıdır.

$$n=f(\lambda) \quad (6.1)$$

Bu funksiyanı Koşi açmışdır. Koşiyə görə

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}$$

burada A, B, C – sabit kəmiyyətlərdir.

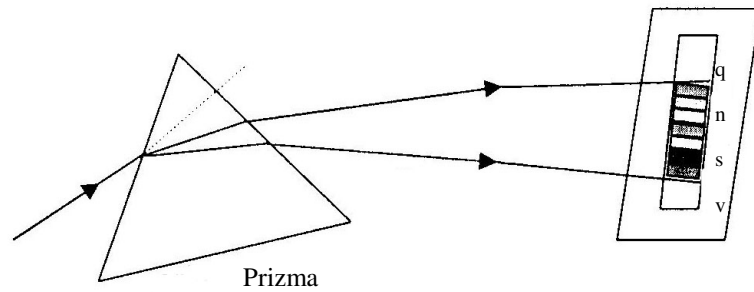
İki λ_1 və λ_2 dalğa uzunluğuna sındırma əmsallarının n_1 və n_2 qiymətləri uyğun olarsa, λ_1 -dən λ_2 -yə qədər olan hissədə orta dispersiya

$$D = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} \text{ və ya } D = \frac{dn}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} f(\lambda) \quad (6.2)$$

olar.

Nyuton təcrübədə müəyyən etmişdi ki, (1672) ağ işığın nazik dəstəsi üçbucaqlı şüşə prizmadan keçəndə bu işığın müxtəlif monoxromatik komponentləri müxtəlif dərəcədə sınır və ona görə də prizmanın arxasına qoyulmuş ekranda rəngli spektr alınır: dalğa uzunluğu kiçik olan, məsələn, bənövşəyi işıq daha çox sınır (şəkil 71).

İşığın maddədə yayılma sürəti bu maddənin şüasındırma əmsalı ilə tərs mütənəsib olduğundan, dispersiya hadisəsi göstərir ki, dalğa uzunluğu böyük olan məsələn, qırmızı işıq maddədə daha böyük sürətlə yayılır.

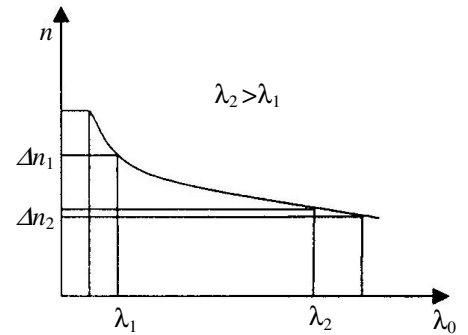


Təcrübə göstərir ki, maddənin şüasındırma əmsalı işığın dalğa uzunluğundan qeyri-xətti asılılıqdadır (şəkil 72). Bu o deməkdir ki, şüasındırma əmsalının dalğa uzunluğunun eyni intervalına uyğun dəyişməsi bənövşəyi işıq üçün daha böyükdür, nəinki qırmızı işıq üçün:

$$\left(\frac{\Delta n}{\Delta \lambda_0} \right) \cdot b \text{ə n} \gg \left(\frac{\Delta n}{\Delta \lambda_0} \right) \cdot q \text{ı r} \quad \text{Deməli, müxtəlif maddələr}$$

üçün $\frac{\Delta n}{\Delta \lambda_0}$ nisbətləri bir-birindən fərqlənir. Ona görə də işığın

dispersiyası bu nisbətlə xarakterizə edilir. Həmin nisbətlə ölçülən kəmiyyət **maddənin dispersiyası** adlanır:



Şəkil 72

$$D = \frac{dn}{d\lambda_0} \quad (6.3)$$

Burada λ_0 – işığın vakuumdakı dalğa uzunluğudur.

22. Normal və anomal dispersiya

Dispersiyanın normal və anomal (qeyri-normal) halları olur. İşığın dalğa uzunluğu kiçildikcə maddənin şüasındırma əmsalı böyüyərsə, dispersiya normal, əks halda anomal (qeyri-normal) hesab olunur. Göründüyü kimi, normal dispersiya halında D -nin qiyməti mənfi, anomal dispersiya halında isə müsbət olur. Normal dispersiyaya nisbətən, anomal dispersiya halında maddə onun üzərinə düşən işığı daha çox udur. Dispersiyanın normal və anomal halları həm maddədən və həm də işığın vakuumdakı dalğa uzunluğundan asılıdır. Təcrübə göstərir ki, bütün maddələr üçün spektrin istər görünən və istərsə də

görünməyən oblastlarında anomal dispersiya halları mövcuddur. Bəzi maddələrin spektrində bu cür hallar çox dar zolaq və ya xətt şəklində olur və spektrin bir neçə yerində müşahidə edilir.

Maddənin sındırma əmsalı işığın bu maddədə yayılma sürətindən asılı olduğundan, dispersiya hadisəsinin işığın müxtəlif maddələrdə yayılma sürətinin onun rəqs tezliyindən (dalğa uzunluğundan) asılı olması ilə izah etmək olar.

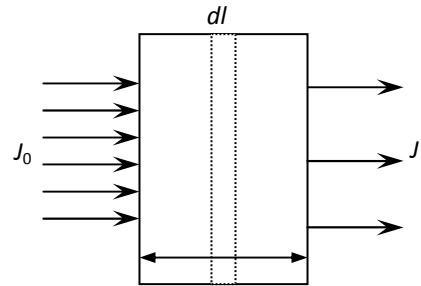
23. İşığın udulması

İşıq dalğasının maddə ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində bu maddədəki optik elektronlar müəyyən enerji qazanır. Həmin enerjinin bir hissəsi ikinci dalğaların şüalanmasına, digər hissəsi isə atomların xaosik rəqsi hərəkətlərinin güclənməsinə və deməli, maddənin qızmasına sərf edilir. Beləliklə, maddədən işıq keçərkən onun enerjisinin bir hissəsi bu maddə tərəfindən udulur. Bunun nəticəsində maddədən keçən işığın intensivliyi azalır. Aydın ki, maddənin qalınlığı dl olan təbəqəsində intensivliyin dəyişməsi təbəqənin qalınlığı və işığın bu təbəqədə udulmazdan əvvəlki intensivliyi ilə mütənasib olmalıdır (şəkil 73):

$$dJ = -xJdl \quad (6.12)$$

Burada x – udma əmsalı adlanır. Mənfi işarəsinin yazılmasına səbəb odur ki, işığın maddə daxilində qət etdiyi məsafə artdıqca onun intensivliyi azalır və ona görə də dJ kiçilir. Yuxarıdakı bəra-bərliyi inteqrallamaqla işığın intensivliyinin maddənin l qalınlığından asılılığı üçün Buqer (1729) qanunu adlanan aşağıdakı düsturu alınır:

$$J_1 = J_0 \cdot e^{-x l} \quad (6.13)$$



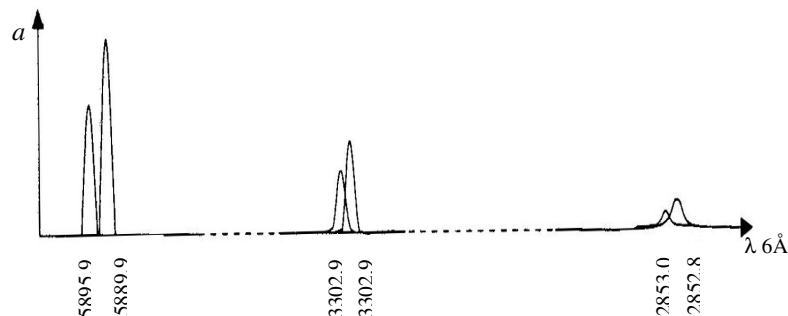
Şəkil 73

Udma əmsalı işığın dalğa uzunluğundan (tezliyindən) asılıdır. Bu kəmiyyət işığın intensivliyindən və uducu təbəqənin qalınlığından asılı deyildir. Udma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığı seçmə xarakteri daşıyır: udulma dalğa uzunluğunun yalnız müəyyən qiymətlərində baş verir. Udulma, həmçinin maddənin fiziki halından da asılıdır. Atom və ya molekullar arasında qarşılıqlı təsir qüvvələrinin zəif olduğu maddələrdə, məsələn, kiçik təzyiqli qazlarda və ya metal buxarlarında udulma elektronların yalnız rezonans tezliklərinə yaxın tezliklərdə müşahidə edilir. Qalan tezliklərdə $x = 0$ olur.

Çoxatomlu qazlarda işığın udulması spektrin infraqırmızı oblastında müşahidə edilir. Bu, udulmanın molekullardakı atomların rəqsi hərəkətləri ilə əlaqədar olduğunu göstərir.

Maye və bərk cisimlərdə udulma, tezliyin çox geniş intervalında müşahidə edilir (şəkil 74).

Qazların təzyiqi artdıqca onlarda da udulma spektri genişlənir və təzyiqin müəyyən qiymətində mayelərin udulma spektrinə yaxınlaşır. Bu fakt göstərir ki, udulma spektrinin genişlənməsinə səbəb atomların qarşılıqlı təsirlidir: daha yaxın məsafələrdə atomların qarşılıqlı təsirləri güclənir və ona görə də udulma spektri də genişlənir.



Şəkil 74

Şəffaf cisimlərdə udulma zolaqları spektrin infraqırmızı və ya ultrabənövşəyi oblastlarına, rəngli cisimlərdə isə görünən oblasta düşür. Buna görə də göy, yaşıl və bənövşəyi dalğaları yaxşı, qırmızı və narıncı dalğaları isə pis udan cisim qırmızı rəngdə görünür.

Metalın üzərinə işıq düşdükdə işıq enerjisinin bir hissəsi sərbəst elektronlar tərəfindən udulduğundan, bu elektronlar metal daxilində dəyişən cərəyan yaradır. Həmin cərəyan bir növ işıq enerjisinin Coul–Lens istiliyinə çevrildiyindən metallar işıq üçün tamamilə qeyri-şəffafdır. Hesablamalar göstərir ki, metal təbəqəsinin hər millimetrində işığın intensivliyi min dəfələrlə azalır: $x_{metr} = 10^{-3} \text{ mm}^{-1}$.

24. İstilik şüalanması üçün Kirxhof qanunu

Müxtəlif cisimlərin şüaudma və şüalandırma qabiliyyətləri bir-birindən fərqlənir. Q.Kirxhof bütün cisimlərin şüaudma və şüalandırma qabiliyyətləri arasında universal asılılığın mövcud olduğunu kəşf (1895) edərək aşağıdakı qanunu təklif etmişdir.

İstənilən cismin şüalandırma qabiliyyətinin onun şüaudma qabiliyyətinə olan nisbəti bütün cisimlər üçün eyni olub, yalnız tezlik və temperaturun funksiyasıdır.

$$\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = f(\nu, T) \quad (8.5)$$

Universal $f(\nu, T)$ funksiyasına bəzən Kirxhof funksiyası da deyilir. Kirxhof qanunundan alınır ki, şüalandırma qabiliyyəti böyük olan cisimlərin şüaudma qabiliyyəti də böyük olur.

Kirxhof qanunu yalnız şəffaf olmayan cisimlər üçün ödənilir.

Mütləq qara cisim üçün $a_{\nu,T} = 1$ olduğundan (8.5)-ə əsasən Kirxhof funksiyasının qiyməti mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyətinə bərabərdir: $f(\nu, T) = r_{\nu,T}$ ifadəsində bu əvəzləməni (8.3)-də nəzərə alıb, mütləq qara cismin inteqral şüalandırma qabiliyyətinin ifadəsini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$R_e = \int_0^{\infty} f(\nu, T) d\nu \quad (8.6)$$

25. İstilik şüalanması üçün Stefan-Bolsman qanunu

Kirxhof funksiyasının şüalanmanın tezliyindən və cismin temperaturundan aşkar şəkildə asılılığının dəqiq riyazi ifadəsini tapmaq üçün uzun müddət cəhdlər göstərmişdir.

Stefan özünəqədərki və özünün aldığı təcrübi nəticələri təhlil edərək, qızdırılmış cismin inteqral şüalandırma qabiliyyətinin bu cismin mütləq temperaturunun dördüncü dərəcəsi ilə mütənasib olduğunu müəyyən (1879) etmişdir:

$$R_e = \sigma T^4 \quad (8.7)$$

L.Bolsman termodinamik mülahizələrə əsasən bu asılılığın nəzəri isbatını vermiş (1884) və onun yalnız mütləq qara cismə aid olduğunu sübut etmişdir.

Burada, σ – Stefan-Bolsman sabiti olub, təcrübi qiyməti $\sigma = 5.672 \cdot 10^{-8} \text{ Vt/(m}^2 \cdot \text{K}^4)$. Stefan-Bolsman qanunu R_e -nin temperatur asılılığını müəyyən etməsinə baxmayaraq, m.q. cismin şüalanmasının spektral tərkibi haqqında suala cavab vermir.

$r_{\lambda,T}$ -nin λ -dan təcrübi asılılıq ayrılərindən göründüyü kimi, m.q. cisimlərdə enerji spektrlərdə müxtəlif cür paylanır (şəkil 93). Bütün ayrılərdə maksimumlar temperaturun artması ilə qısa dalğalara tərəf sürüşür.

26. İstilik şüalanması üçün Vin qanunu

Alman alimi Vin termodinamika və elektrodinamika qanunlarına əsaslanaraq $\lambda_{\max}$ -un $r_{\lambda,T}$ -in maksimumuna uyğun qiymətinin temperaturdan asılılığını müəyyən etmişdir. Vinin yerdəyişmə qanunu

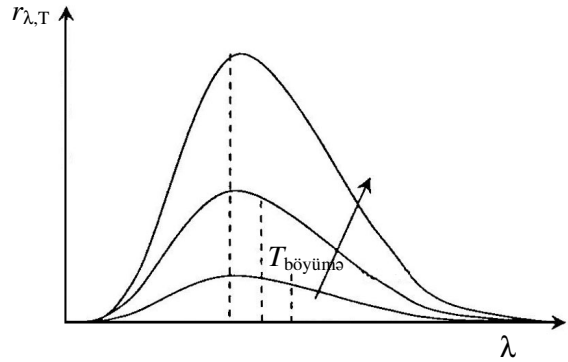
$$\lambda_{\max} = b/T \quad (8.8)$$

Buradan göründüyü kimi, energetik işıqlanmanın spektral sıxlığının $r_{\lambda,T}$ maksimumuna uyğun gələn dalğa uzunluğu $\lambda_{\max}$, onun temperaturu ilə tərs mütənasibdir. $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ **Vin sabiti** adlanır. Vin qanunu izah edə bilər ki, nə üçün qızmış cisimlərin soyuması zamanı onların spektrlərində uzundalğalı şüalanma üstünlük təşkil edir.

(8.8)-dən $\lambda = \frac{b}{T}$..., bu düstur göstərir ki,

mütləq qara cismin maksimum şüalandırma qabiliyyətinə uyğun gələn dalğa uzunluğu bu cismin mütləq temperaturu dəyişdikdə, şüalandırma qabiliyyətinin maksimum qiyməti də spektrdə yerini dəyişir. Ona görə də (8.8) düsturu Vinin yerdəyişmə qaydası adlanır. Təcrübi faktlar Vinin yerdəyişmə qaydasının doğruluğunu tamamilə təsdiq edir.

Şəkil 93-dən göründüyü kimi, cismin temperaturunu artırırdıqda şüalandırma qabiliyyətinin maksimum qiyməti spektrin infraqırmızı oblastından ultrabənövşəyi oblastına keçir.



Şəkil 93

27. Reley-Cins düsturu

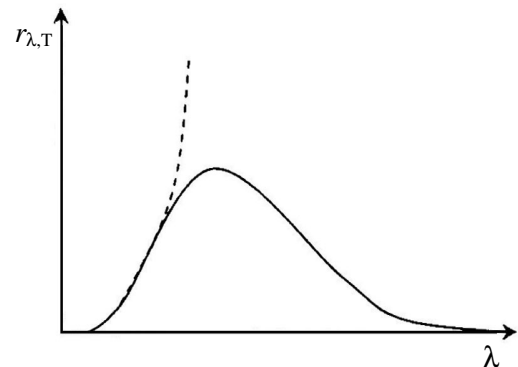
Stefan-Bolsman və Vin qanunlarından göründüyü kimi, Kirxof funksiyasının universal şəklini termodinamik nöqteyi-nəzərdən vermək mümkün deyildir. $r_{\lambda,T}$ asılılığının sonrakı nəzəri izahı ingilis alimləri Reley və Cinsə məxsusdur. Onlar istilik şüalanmasına statistik fizikanın enerjinin sərbəstlik dərəcəsinə görə bərabər paylanması qanununu tətbiq etmişlər.

Mütləq qara cismin energetik işıqlanmasının spektral sıxlığı üçün Reley-Cins düsturu aşağıdakı kimidir:

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \epsilon \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \quad (8.9)$$

burada, $\langle \epsilon \rangle = kT$ – ν tezliyinə malik ossilyatorun enerjisidir. Rəqs edən ossilyator üçün kinetik və potensial enerjilərin orta qiymətləri bərabərdir. Ona görə də hər bir sərbəstlik dərəcəsi üçün $\langle \epsilon \rangle = kT$.

Təcrübə göstərir ki, (8.9) düsturu çox kiçik tezliklər və yüksək temperaturlar üçün təcrübi faktlarla üst-üstə düşür. Böyük tezliklər oblastında Reley-Cins düsturu təcrübi faktlardan və eləcə də Vinin yerdəyişmə qanunundan kəskin fərqlənir.



Şəkil 94

Bundan başqa, Reley-Cins düsturundan Stefan-Bolsman qanunun alınması cəfəngiyyata gətirib çıxarır:

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{v,T} dv = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} v^2 dv = \infty$$

Buradan belə çıxır ki, cisim temperatur mütləq sıfı ra çatana qədər şüalanmasını davam etdirməlidir. Reley- Cins düsturu-na görə istilik şüa-lanmasının integral sıxlığı sonsuz olma-lıdır.

Bu nəticə ultrabənövşəyi fəlakət adlanır. Beləliklə, klassik fizika qanunları çərçivəsində m.q. cismin spektrində enerjinin paylanması qanununu izah etmək mümkün deyildir.

Böyük tezliklər oblastında Vin düsturu təcrübi faktlara çox yaxşı uyğun gəlir.

$$r_{v,T} = C v^3 A e^{-Av/T}$$

burada, C və A –sabitlərdir. Plank sabitini nəzərə alsaq, Vin düsturunun müasir forması

$$r_{v,T} = \frac{2\pi kT}{c^2} e^{-kv/(KT)}$$

olar.

28. Plank düsturu

İlk dəfə olaraq alman alimi M.Plank 1890-cı ildə qara cismin energetik işıqlanmasının spektral sıxlığının təcrübi faktlara tam uyğun gələn formasını vermişdir. Bunun üçün Plank enerjinin atom tərəfindən diskret şəkildə – kvantlar şəklində buraxılması və udulması hipotezini irəli sürmüşdür. Belə ki, hər bir kvantın enerjisi tezliklə düz mütənasibdir:

$$\varepsilon_0 = h\nu = hc/\lambda \quad (8.10)$$

burada, $h = 6.625 \cdot 10^{-34}$ C·san – Plank sabitidir. Ossilyatorun enerjisi yalnız ε_0 -nin tam qiymətlərini ala bilər:

$$\varepsilon = n h \nu \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

Onda Bolsman paylanmasına görə ossilyatorun orta enerjisi

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{h\nu}{e^{h\nu/(KT)} - 1}$$

Qara cismin energetik işıqlanmasının spektral sıxlığı isə

$$r_{v,T} = \frac{2\pi v^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/(KT)} - 1} = \frac{2\pi v^2}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/(KT)} - 1}$$

Beləliklə, Plank universal Kirxhof funksiyası üçün universal düsturu aşağıdakı kimi vermişdir:

$$r_{v,T} = \frac{2\pi v^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/(KT)} - 1} \quad (8.11)$$

(8.11) düsturu bütün tezlik və temperaturlar üçün təcrübədən alınan nəticələrlə üst-üstə düşür.

Plank düsturunda h , k və c -nin qiymətlərini yerinə qoymaqla Stefan-Bolsman və Vin sabitlərinin qiymətlərini və eləcə də σ və b -in təcrübi qiymətlərini bilməklə h və k -nı hesablamaq olar.

29. Fotoelektrik effekti

İşığın kvant təbiətini təsdiq edən hadisələrdən biri fotoelektrik effektdir. İşığın kvant təbiətini dərinəndən dərk etmək üçün bu hadisənin böyük əhəmiyyəti vardır. Fotoeffekt hadisəsini işığın dalğa təbiətli olması ilə izah etmək qeyri-mümkündür.

İşığın hissəcik təbiətinə malik olduğunu göstərən hadisələrdən biri fotoelektrik effekt və ya sadəcə olaraq fotoeffekt hadisəsidir. Fotoeffekt hadisəsi işığın təsiri altında maddədə olan elektronların sərbəstləşməsinə deyilir.

Tədqiqatlar nəticəsində fotoeffektin üç növü müəyyən edilmişdir: daxili fotoeffekt, xarici fotoeffekt və ventil fotoeffekt.

İşığın elektromaqnit şüalanmasının təsiri altında maddədən elektronların buraxılmasına (şüalanmasına) **xarici fotoeffekt** deyilir. Xarici fotoeffekt bərk cisimlərdə (metallarda, yarımkeçiricilərdə, dielektriklərdə), eləcə də qazlarda ayrı-ayrı atom və molekullarda (fotoionlaşma) müşahidə olunur. Bu hadisəni geniş və hərtərəfli rus alimi A.Q.Stoletov öyrənmişdir. A.Q.Stoletov təcrübəsinin sxemi şəkildəki kimidir (şəkil 95).

Vakuum borusunda iki elektrod batareyaya elə birləşdirilmişdir ki, R potensimetrlərinin köməyi ilə nəinki onlara verilən gərginliyin qiymətini, eləcə də işarəsini dəyişmək olur. Katodu monoxromatik işıqla işıqlandırdıqda dövrədə yaranan cərəyan milliampermetrlə ölçülür. Katodu müxtəlif dalğa uzunluqlu işıqla işıqlandıraraq, A.Q.Stoletov aşağıdakı qanunauyğunluqları müəyyən etmişdir:

1. Ultrabənövşəyi şüalanma daha effektiv təsir göstərir;
2. İşığın təsiri altında maddə yalnız mənfi yüklərini itirir;
3. İşığın təsiri altında yaranmış cərəyan şiddəti işığın intensivliyinə düz mütənasibdir.

Daxili fotoeffekt yarımkeçiricilərin və ya dielektriklərin daxilində elektronların işığın təsiri altında bağlı haldan sərbəst hala keçməsinə deyilir. Bunun nəticəsində cismin daxilində olan sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası artır ki, bu da fotokeçiriciliyin və ya e.h.q.-nın yaranmasına gətirir. Daxili fotohəssas əsasında hazırlanmış fotoelementlər ventil fotoelementləri adlanır.

Ventil fotoeffekt iki müxtəlif yarımkeçiricinin və ya yarımkeçirici və metalın toxunma sərhədini işıqlandırdıqda e.h.q.-nın yaranmasına deyilir. Ventil fotoelementinə selen fotoelementini misal göstərmək olar.

30. Fotoelektirik effektin qanunları

Vakuum borusunda iki elektrod batareyaya elə birləşdirilmişdir ki, R potensimetrlərinin köməyi ilə nəinki onlara verilən gərginliyin qiymətini, eləcə də işarəsini dəyişmək olur. Katodu monoxromatik işıqla işıqlandırdıqda dövrədə yaranan cərəyan milliampermetrlə ölçülür. Katodu müxtəlif dalğa uzunluqlu işıqla işıqlandıraraq, A.Q.Stoletov aşağıdakı qanunauyğunluqları müəyyən etmişdir:

4. Ultrabənövşəyi şüalanma daha effektiv təsir göstərir;
5. İşığın təsiri altında maddə yalnız mənfi yüklərini itirir;
6. İşığın təsiri altında yaranmış cərəyan şiddəti işığın intensivliyinə düz mütənasibdir.

Xarici fotoeffektin üç qanunu müəyyən edilmişdir:

1. Düşən işığın qeyd olunmuş tezliyində katoddan vahid zamanda qopan fotoelektronların sayı düşən işığın intensivliyinə mütənasibdir.
2. Fotoelektronların başlanğıc maksimum sürəti düşən işığın intensivliyindən asılı olmayıb, yalnız onun tezliyi ilə təyin olunur, daha doğrusu, tezliyin artması ilə xətti qanunla artır.
3. Hər bir maddə üçün fotoeffektin «qırmızı sərhədi» mövcuddur, yəni işığın elə minimum tezliyi (maddənin kimyəvi təbiətindən və səthinin vəziyyətindən asılı olaraq) var ki, bu tezlikdə istənilən intensivlikli işıq fotoeffekt yaratmır.

31. Xarici fotoeffekt üçün Eynşteyn düsturu

1905-ci ildə A.Eynşteyn sübut etdi ki, fotoeffekt hadisəsi və qanunauyğunluqları onun təklif etdiyi fotoeffektin kvant nəzəriyyəsinə əsasən izah oluna bilər. Eynşteynə görə müəyyən tezlikli işıq enerjisi $\epsilon = h\nu$ olan ayrı-ayrı porsiyalarla Plankın fərz etdiyi kimi nəinki şüalanır, eləcə də həmin porsiyalarla fəzada yayılır və maddə tərəfindən udulur. Beləliklə, işığın yayılmasına sürəti işığın vakuumda yayılma sürətinə bərabər olan diskret işıq kvantlarının fəzada yayılması kimi baxmaq olar. Bu kvantlara **foton** deyilir.

Eynşteynə görə hər bir kvant yalnız bir elektron tərəfindən udulur. Ona görə də qopan fotoelektronların sayı maddə üzərinə düşən işığın intensivliyinə mütənasibdir. Fotoeffektin ətalətsiz olması isə onunla izah olunur ki, enerjinin ötürülməsi fotonun elektronla toqquşması zamanı ani olaraq baş verir.

Maddə üzərinə düşən işığın enerjisi elektronun metaldan çıxış işinə və çıxan elektronlara müəyyən kinetik enerji verilməsinə sərf olunur. Enerjinin saxlanma qanununa görə

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2} \quad (8.22)$$

olar. Bu ifadəyə xarici fotoeffekt üçün **Eynşteyn düsturu** deyilir.

Eynşteyn düsturu fotoeffektin ikinci və üçüncü qanunlarını da izah edir. Bu düsturdan alınır ki, fotoelektronların maksimum kinetik enerjisi düşən işığın tezliyinin artması ilə xətti qanunla artır, lakin düşən işığın intensivliyindən asılı deyil, çünki nə elektronun metaldan çıxış işi, nə də düşən işığın tezliyi işığın intensivliyindən asılı deyil (fotoeffektin ikinci qanunu). İşığın tezliyi azaldıqca, fotoelektronların kinetik enerjisi azalır (verilmiş metallar üçün elektronun metaldan çıxış işi sabitdir). Hər bir maddədə fotoeffekt yalnız o zaman müşahidə olunur ki, işığın ν tezliyi $\nu_{\min}$ minimum qiymətindən böyük olsun. Belə ki, elektrona kinetik enerji vermədən onu metaldan qoparmaq üçün A çıxış işi görmək lazımdır. Beləliklə, kvantın enerjisi bu işdən böyük olmalıdır:

$$h\nu > A$$

$\nu_{\min}$ limit tezliyi fotoeffektin qırmızı sərhədi adlanır və $\nu_{\min} = \frac{A}{h}$ kimi təyin olunur.

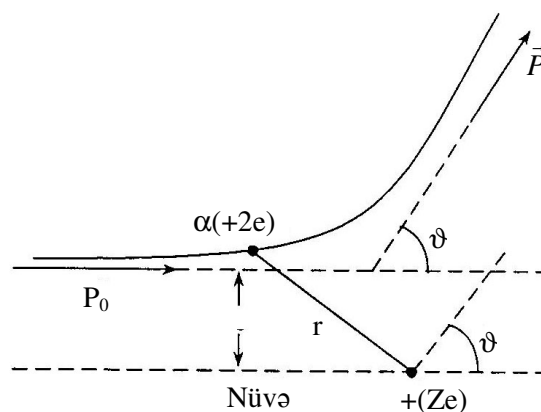
A – çıxış işi maddənin növündən asılıdır. Ona görə də fotoeffektin qırmızı sərhədi müxtəlif maddələr üçün müxtəlifdir. Qırmızı sərhəddə $\lambda_{\max} = 3.7 \cdot 10^{-7}$ m (ultrabənövşəyi şüalanma) dalğa uzunluğu uyğundur.

Tezliyin müəyyən bir minimum qiymətində fotoelektronların kinetik enerjisi sıfır olur və fotoeffekt dayanır (fotoeffektin üçüncü qanunu). $\nu = \nu_0$ olduqda, $\frac{mv_{\max}^2}{2} = 0$ olur. Eynşteyn düsturuna

görə $h\nu_0 = A$, $\nu_0 = \frac{A}{h}$ tezliyi isə verilmiş metal üçün fotoeffektin «qırmızı sərhədi»dir.

32. Rezerford modeli

1911-ci ildə Rezerford tərəfindən aparılmış təcrübə, tamamilə başqa modelin yaranmasına səbəb oldu. α -zərrəciklərinin və onların müsbət yüklü zərrəciklər seli olduğunun müəyyən edilməsi, atomun quruluşunun öyrənilməsində böyük rol oynadı. Rezerford və onun əməkdaşları, radioaktiv maddənin parçalanması zamanı buraxılan, α - hissəciklərinin nazik metal lövhədən keçməsi zamanı onların yayılma istiqamətinin dəyişməsinə müşahidə etmişlər. Müsbət yüklü α hissəciklərinin sürəti 10^9 sm/san.

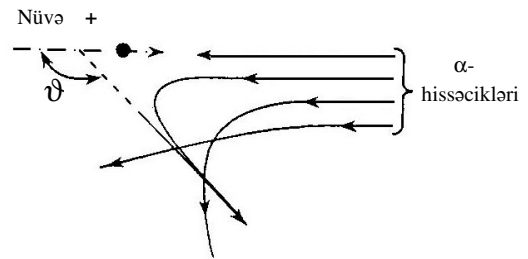


Şəkil 100

tərtibindədir, kütləsi isə hidrogen atomu kütləsindən dörd dəfə böyükdür. Təcrübədən məlum oldu ki, α hissəciklərinin müəyyən bir hissəsi böyük bucaq altında ($\sim 180^\circ$) səpilir. Rezerford təcrübənin nəticəsini araşdıraraq belə qərara gəldi ki, α hissəciklərinin çox böyük bucaq altında səpilməsi yalnız o vaxt mümkündür ki, atomun daxilində böyük yükə malik olan və çox kiçik həcmdə toplanmış, həddən artıq güclü elektrik sahəsi olsun. Bu qərara əsasən Rezerford atomun nüvə modelini verdi.

Bu modelə əsasən atom, mərkəzində ölçüsü 10^{-12} sm-dən çox olmayan, müsbət yüklü Ze nüvə yerləşmiş, nüvənin ətrafında isə atomun tutduğu həcm üzrə paylanan Z elektronlar yerləşmiş yüklər sistemindən ibarətdir. Demək olar ki, atomun bütün kütləsi nüvədə toplanır.

Rezerfordun fikrincə, α hissəciklərinin meyil etməsi onlara atom nüvələri tərəfindən göstərilən təsir hesabına olur (şəkil 99). α hissəciyinin kütləsi elektronun kütləsindən dörd dəfə böyük olduğundan, onun elektronla qarşılıqlı təsiri zamanı meyil etməsi gözəçarpaq dərəcədə ola bilməz.



Şəkil 99

α hissəcik nüvənin yaxınlığından keçərkən, ona Kulon dəfətmə qüvvəsi təsir etdiyindən (şəkil 100).

$$\vec{F} = \frac{2Ze^2}{r^2} \quad (9.3)$$

hissəciyin trayektoriya-yası hiperbola olar. Rezerfordun atom nüvə modeli xarici formasına görə, günəş sistemini xatırlatdığından, onu bəzən planetar model adlandırırlar. Şəkil 100-də ϑ -səpilmə bucağı, b isə hədəf parametri adlanır. Səpilmə bu-cağı ilə hədəf para-metri arasındakı asılılıq aşağıdakı kimidir:

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{m_a v^2}{2Ze^2} \cdot b \quad (9.4)$$

Müsbət yüklənmiş atom nüvəsinin diametri 10^{-13} sm-dir. Atomun diametri nüvənin diametrindən 100000 dəfə böyükdür və 10^{-8} sm tərtibindədir.

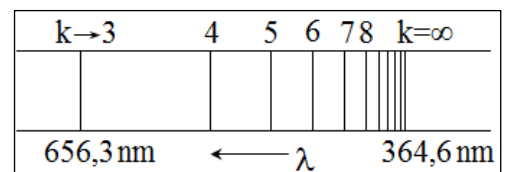
Beləliklə, α – hissəciklərinin səpilməsi üzrə aparılan təcrübələrin nəticəsi, Rezerfordun təklif etdiyi, atom nüvə modelini təsdiq etdi. Lakin, nüvə modeli klassik mexanika və elektrodinamika qanunları ilə ziddiyyətli oldu. Rezerford hərəkətsiz yüklər sisteminin tarazlıq vəziyyətində qala bilməməsi şərtinə əsaslanaraq, atomun statistik modelindən imtina etməyə və elektronların nüvə ətrafında, əyrixətli trayektoriya cızaraq, hərəkət etdiklərini fərz etməyə məcbur oldu. Lakin, bu halda elektron təcillə hərəkət etdiyindən, klassik elektrodinamikaya əsasən, o fasiləsiz olaraq elektromaqnit dalğası şüalandırmalıdır. Şüalanma prosesi enerji itkisi ilə gətirdiyindən elektron son nəticədə nüvəyə düşməlidir. Praktikada isə belə hala təsadüf olunmur

33. Hidrogen atomunun xətti spektri

İlk dəfə olaraq 1885-ci ildə Balmer tərəfindən görünən və yaxın bənövşəyi oblastda atomar hidrogenin xətti spektri öyrənilmişdir. Balmer seriyasına uyğun xətlərin tezliyi

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = cR \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (1)$$

düsturu ilə təyin olunur. $R = 1,097 \cdot 10^7 m^{-1}$ - Ridberq sabitidir. $k = 3, 4, 5, \dots$ və k -nın hər bir qiymətinə spektrdə bir xətt uyğun gəlir. $k = 3$ olduqda uyğun xətt spektrdə baş xətt adlanır. $k = \infty$ olduqda seriyanın sərhədi olan xətt alınır (şəkil 1).



Şəkil 1.

Bundan bir qədər sonra spektrin digər hissələrində də

bu cür oblastlar aşkar etmişdir. Həmin oblastların hər birindəki xətlər toplusu spektr seriyası adlanır. Spektr seriyalarının tabe olduqları qanuna-uyğunluqları ümumiləşdirib Balmerin adını daşıyan aşağıdakı düsturla ifadə etmək olar:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (2)$$

(2) Balmer-Ridberq düsturu adlanır. n - tam ədəd olub hər bir seriya üçün sabitdir; $k=n+1$ olan tam ədədlərdir.

$n=1$ (Layman seriyası) – ultrabənövşəyi oblasta (UB); $n=3$ və $n=4$ (Paşen və Breket seriyası) – infraqırmızı (İQ) oblasta uyğun gəlir.

Atomar hidrogenin şüalanma kvantlarının enerjisi

$$\varepsilon = h\nu = hcR \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (3)$$

olar.

Atom spektrində diskretlik atomların özlərinin quruluşunda diskretliyə bir işarədir.

Cədvəldə ayrı-ayrı seriyalar üçün n_1 və n_2 -nin qiymətləri verilmişdir.

Layman seriyası	$n=1$	$n_2=2,3,4,\dots$
Balmer seriyası	$n=2$	$n_2=3,4,5,\dots$
Paşen seriyası	$n=3$	$n_2=4,5,6,\dots$
Breket seriyası	$n=4$	$n_2=5,6,7,\dots$
Pfund seriyası	$n=5$	$n_2=6,7,8,\dots$

R – universal sabit olduğundan (9.5) düsturunu n_1 və n_2 -dən asılı olan iki funksiyanın fərqi şəklində yazmaq olar.

$$\omega = T(n_1) - T(n_2) \quad (9.6)$$

n_1 və n_2 tam ədədlər olduğundan ω -nın qiymətləri diskret dəyişəcəkdir. $T(n)$ spektrtermi adlanır.

Rezerfordun modelinə görə atom kürə formasındadır. Bu kürənin mərkəzində müsbət yüklü nüvə yerləşir, nüvənin ətrafında isə mərkəzləri nüvədə olan müxtəlif radiuslu orbitlərdə elektronlar fırlanır. Hər bir elektron üçün bu fırlanmanı təmin edən şərt nüvə tərəfindən onun cəzb etdiyi Kulon qüvvəsinə bərabər olmasından ibarətdir.

$$\frac{m\nu}{r} = \frac{Ze}{4\pi\epsilon r}$$

Burada r –elektronun nüvədən olan məsafəsi, e –elementar yük, m –elektronun kütləsi, ν – onun orbital sürəti, Z –nüvənin müsbət yükünün sayı, Z_e –isə nüvənin yüküdür. Lakin tezliklə Rezerford modeli müəyyən çətinliklərlə qarşılaşdı. Fırlanma hərəkəti təcilli hərəkət olduğundan klassik fizika qanununa görə atomdakı elektronlar fasiləsiz sürətdə elektromaqnit dalğaları şüalandıraraq nüvəyə yaxınlaşmalı və buna görə də az vaxtda maddələrin atomları neytral nüvələrə çevrilməlidir. Halbuki praktikada belə hal müşahidə olunmur.

34. Bor postulatları

Əvvəlki paraqraflarda deyilənlərdən aydın olur ki, klassik fizika qanunları atom miqyasında gedən hadisələrə tətbiq oluna bilmir. Belə çətin vəziyyətdən çıxış yolunu Nils Bor (1913-cü ildə) tapmışdır. O təbiətdə gedən proseslərin gedişi haqqında kvant təsəvvürləri inkişaf etdirməklə çıxış yolunu tapmışdır. Bor atomun ardıcıl nəzəriyyəsini verə bilmədi. Bor postulatlar şəklində yeni nəzəriyyənin əsas qanunlarını

ifadə etdi. Bor nəzəriyyəsinin müvəffəqiyyəti bütün alimlərə tamamilə aydın etdi ki, Bor nəzəriyyənin düzgün inkişaf yolunu tapmışdır. Bu yol mikrozərrəciklərin düzgün hərəkət nəzəriyyəsinin-kvant mexanikasının yarınmasına gətirdi. Atomun Rezerford modelinin daha bir çətinliyi ondan ibarətdir ki bu model xətti spektri (diskret şüalanmanı) izah edə bilmirdi. Rezerford modelinə görə fərdi atomların spektrləri də fasiləsiz olmalıdır. Bu vəziyyətdən çıxış yolunu Bor aşağıdakı postulatlarla irəli sürmüşdür.

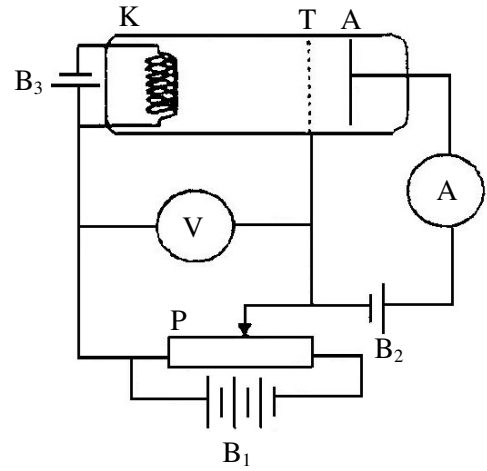
Birinci postulat. Atomdakı elektronlar həmişə elə orbitlərdə fırlanır ki, bu zaman onlar nə elektromagnet dalğaları şüalandırır, nə də udur. Belə orbit **qərarlaşmış orbit** adlanır.

İkinci postulat. Qərarlaşmış orbitlər üzrə hərəkət edən elektronun impuls momenti $\frac{h}{2\pi}$ -nin tam misillərinə bərabər olur, yəni

$$m v_n r_n = n \cdot \frac{h}{2\pi}$$

Burada m —elektronların kütləsi, v_n — onun n -ci orbitdəki sürəti, h —Plank sabiti, r_n —isə n -ci dairəvi orbitin radiusudur. $h=6.62 \cdot 10^{-34}$ coul·saniyə. Əgər $n=1$ olarsa, $m v r = \frac{h}{2\pi}$ olar. Deməli $\frac{h}{2\pi}$ elektronun orbit üzərindəki ən kiçik impuls momentidir.

Üçüncü postulat. Elektron bir stasionar orbitdən digərinə keçərkən o orbitlərin enerjiləri fərqinə bərabər enerji ya udur, ya da şüalandırır. $E_k - E_n = h\nu$. Burada E_k və E_n elektronun k -cı və n -ci orbitlərinin enerjisidir.

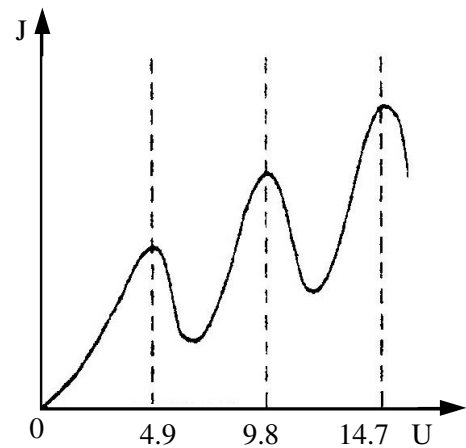


Şəkil 98

35. Frank və Hers təcrübəsi

C. Frank və Q.L. Hers tərəfindən 1914-cü ildə aparılan həmin təcrübədə atomda diskret enerji səviyyələrinin varlığı haqqında Bor ideyasını təsdiq etmiş və eyni zamanda elektronların cıvə atomlarına verdikləri enerjinin miqdarını hesablamağa imkan vermişdir.

Atomda enerji səviyyələrinin doğrudan da diskret olması Frank-Hers təcrübəsində təsdiq olunmuşdur. Təcrübə içərisində 1 mm cıvə sütunu təzyiqində cıvə buxarı olan üçelektrodlu elektron lampasında aparılmışdır. Təcrübənin sxemi şəkildə göstərilmişdir. K katodu B_3 mənbəyi vasitəsilə qızdırılır və ondan termoelektron emissiyası nəticəsində elektronlar çıxır. B_1 mənbəyindən qidalanan potensiometr vasitəsilə katodla T toru arasında gərginlik yaradılır. Termoelektronlar bu sahədə sürətlənirlər və tordan anoda çataraq cərəyan yaradırlar. Bu cərəyanı ampermetr göstərir. Potensiometr vasitəsilə tor gərginliyini artırıdınca ampermetrin göstərişi artır. Gərginlik 4,9 V olduqda cərəyan şiddəti kəskin azalır, sonra gərginlik artdıqca yenidən artır və gərginlik 9,8 V-a çatdıqda cərəyan yenidən kəskin azalır və bu mənzərə 14,7 V-da yenidən baş verir (şəkil 102).



Şəkil 102.

Katodla tor arasındakı gərginlik 4,9V-a qədər olduqda elektronlarla civə atomları arasındakı toqquşma elastik xarakterdə olur. Civə atomlarının kütləsi elektronların kütləsindən çox böyük olduğundan bu toqquşmada elektronun enerjisi demək olar ki, dəyişmir və onlar tordan keçərək anoda çatıb cərəyan yaradırlar. Tor ilə anod arasındakı 0,5V-a bərabər olan ləngidici potensial belə enerjili elektronların anoda çatmasına mane olmur. Tor gərginliyi 4,9 V və ondan böyük olduqda elektronların civə atomları ilə toqquşması qeyri-elastik olur: civə atomu elektronun malik olduğu enerjiden 4,9eV qədərini alır, elektronun sürəti azalır, ləngidici gərginliyi keçə bilmir və anoda çatmır, cərəyan yaratmır. Tor gərginliyi 9,8 eV və ondan böyük olduqda elektron öz yolunda iki dəfə civə atomları ilə qeyri-elastik toqquşur, öz enerjisinin 9,8eV-ni civə atomlarına verir, bundan sonra dayanır və ya kiçik sürətlə hərəkət edir, ləngidici potensialı keçə bilmir və ona görə də cərəyan yaratmır.

Bu təcrübədən belə nəticə çıxır ki, civə atomu diskret enerjilərə malik olduğundan yalnız müəyyən qiymətlərə malik olan enerjiləri qəbul edə bilər. Bu enerji porsiyaları civə atomu üçün 4,9eV; 6,1eV və s.-dir. Civə atomu 4,9eV enerji udaraq birinci enerji halından ikinci hala keçir, bu səviyyədə uzun müddət qala bilmir, təqribən 10^{-8} san/-dən sonra əsas hala qaydır və $h\nu = E_2 - E_1$, yəni enerjisi 4,9eV olan kvant şüalandıraraq əsas hala keçir.

Bu təcrübənin nəticəsini ümumiləşdirərək söyləmək olar ki, bütün atomların enerji səviyyələri diskretdir və bu səviyyələr arasında keçid zamanı enerji porsiyalarla udulur və ya şüalanır.

36.De-Broyl fərziyyəsi. De-Broyl dalğasının statistik mənası

1923–1924-cü illərdə Lui-de-Broyl fotonun ikili təbiətini bütün elementar zərrəciklərə aid edən bir ideya irəli sürdü: elektron, proton və b. elementar zərrəciklərin hərəkətinə dalğanın yayılması prosesi kimi də baxmaq olar. Lui de-Broyl fotonun dalğa və korpuskulyar xassələrini əlaqələndirən düsturları

$\varepsilon = h\nu$; $\varepsilon = \hbar\omega$; $P = \frac{h}{\lambda}$; $P = \hbar k$; $\vec{P} = \hbar\vec{k}$ birbaşa zərrəciklərin ikili təbiətinə də aid etmişdi:

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \quad (10.1)$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{P} \text{ və ya } \lambda = \frac{2\pi\hbar}{m\nu} \quad (10.2)$$

$$\vec{k} = \frac{\vec{P}}{\hbar} \text{ və ya } k = \frac{P}{\hbar} \quad (10.2a)$$

Burada E – zərrəciyin enerjisi, P – onun impulsu, ω və λ isə de-Broyl dalğasının tezliyi və dalğa uzunluğudur. $\hbar$ – Plank sabiti, $\vec{k}$ – isə dalğa vektorudur.

Zərrəciklərin dalğa xassələrinə malik olması haqqında de-Broyl fərziyyəsi tezliklə təcrübədə təsdiq olundu. 1927-ci ildə K.C.Devison və L.H.Cermer elektronların kubik quruluşlu nikel monokristalında difraksiyasını kəşf etdilər. Difraksiya qəfəsi kimi nikel kristalından təsadüfən istifadə edilməmişdi: bu kristalın difraksiya sabitinin ölçüsü elektronlar üçün de-Broyl dalğasının uzunluğu tərtibində – 0,1 nm-dir.

Devisson və Cermer bu təcrübədə rentgen şüalarının difraksiyasının təhlili üçün tətbiq edilən üsuldən istifadə etmişlər. Kifayət qədər sürətləndirilmiş elektronların nazik dəstəsi müəyyən bucaq altında nikel monokristalının cilalanmış səthinə düşür. Elektronların hərəkətinə kənar təsirlərin olmaması üçün qurğu vakuumda yerləşdirilir. Gözlənilirdi ki, güzgü səthindən olduğu kimi elektronlar kristalın səthindən də düşmə bucağına bərabər bucaq altında əks edəcəklər. Lakin təcrübə göstərdi ki, eyni bir istiqamətdə düşən elektronlar kristalda müxtəlif bucaqlar altında səpilir və bu zaman müxtəlif istiqamətdə əks edən elektronların sayı bir-birindən kəskin fərqlənir: bəzi istiqamətlərdə bu say maksimum, digərlərində minimum olur. Başqa sözlə, səpilmə zamanı elektronların difraksiyası baş verir.

Kristalın səthindən ixtiyari φ bucağı altında səpilən elektron dəstəsi qalvanometrə birləşdirilmiş silindrik elektronların arasına düşür. Qalvanometrin ölçüldüyü cərəyana görə kristaldan əks edən dəstənin intensivliyini qiymətləndirmək olur. Elektronları qeydə alan qurğunu çevrə boyunca döndərmək olur ki, bu da istənilən bucaq altında səpilən elektron dəstəsini qeyd etməyə imkan verir.

Təcrübə göstərdi ki, kristalın səthindən səpilən elektron dəstəsinin intensivliyi əksətmə bucağından başqa, həm də elektronların bu səthə hansı sürətlə və hansı bucaq altında düşməsindən asılıdır. Məlum oldu ki, elektronların kinetik enerjisinin $E_k=54$ eV qiymətində onlar səthə $\varphi=60^\circ$ bucaq altında düşdükdə, 60° -lik bucaq altında qayıdan dəstənin intensivliyi maksimum olur. (10.2) düsturuna və kinetik enerjinin məlum ifadəsinə əsasən 54 eV enerjili elektronların hərəkətinə ekvivalent de-Broyl dalğasının uzunluğu:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{mv} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2mE_k}} = 0.167 \text{ nm}$$

Bu rəqəm Vulf–Breqin difraksiya maksimumunun alınması şərtinə ($\lambda=(2d\sin\theta)/n$) əsasən rentgen şüalarının dalğa uzunluğu üçün hesablanmış qiyməti ilə üst-üstə düşür.

Devisson, həmçinin difraksiya mənzərəsinin vahiddən böyük tərtibləri üçün də difraksiya maksimumuna uyğun dalğa uzunluqlarının nəzəri və təcrübi qiymətlərinin üst-üstə düşdüklerini də müəyyən etmişdir. Maraqlıdır ki, eyni təcrübə polikristal nikel lövhəsi ilə aparıldıqda lövhədən qayıdan elektronlar üçün istiqamət üstünlüyü (difraksiya hadisəsi) edilməmişdir. Bu, polikristal nikeldə elementar kristalçıqların nizamsız yönəlmələri ilə əlaqədardır.

C.P.Tomson və ondan asılı olmayaraq P.S.Tartakovski metal folqadan keçən elektronların da difraksiya etdiklərini kəşf etmişlər. Onların bu yolla qızıl üçün aldıkları elektroqramma alüminiumun rentgenoqrammasına tam uyğun olmuşdur.

Bu təcrübələrdən sonra məlum oldu ki, təkcə elektronlar deyil, digər elementar zərrəciklər də difraksiya edir.

O.Ştern və İ.Esterman hətta LiF kristalından əks edən helium atomlarının və hidrogen molekullarının difraksiyasını müşahidə edə bilmişlər.

Bütün bu və digər təcrübələr inandırıcı surətdə sübut etdi ki, dalğa xassəsi prinsipə hər bir zərrəciyə xas olan keyfiyyətdir.

(10.2) düsturu göstərdi ki, de-Broyl dalğasının uzunluğu $\hbar$ sabiti ilə düz, cismin impulsu, yəni onun həm kütləsi və həm də sürəti ilə tərs mütənəsidir. Lakin, cisimlərin sürətlərinin təbiətdə mümkün olan ən böyük və ən kiçik qiymətləri arasındakı fərq, onların kütlələri arasındakı belə fərqdən çox-çox kiçik olduğundan de-Broyl dalğasının uzunluğu əsasən cismin kütləsindən asılıdır. Ona görə də λ -ın ölçü cihazlarının hiss edə biləcəyi qədər olması üçün zərrəciyin kütləsi $\hbar$ sabiti tərtibində olmalıdır. Makroskopik cismin kütləsi nə qədər kiçik olur-olsun, o yenə də bu tələbi ödəyə bilməz. Buna görə də yalnız elementar zərrəciklərin, atom və molekulların dalğa xassələrini aşkar etmək mümkündür. Buna inanmaq üçün eyni sürətlə hərəkət edən elektronla kütləsi 10^{-6} kq olan toz dənəsinə uyğun dalğa uzunluqlarını müqayisə edək. Tutaq ki, həm elektron və həm də toz dənəciyi $v=3\cdot 10^6$ m/san sürətlə hərəkət edir. Elektronun kütləsi $9,1\cdot 10^{-31}$ kq olduğundan (10.2) düsturuna əsasən elektronun və toz dənəsinin hərəkətinə ekvivalent dalğa uzunluğu üçün aşağıdakı rəqəmlər alınır:

$$\lambda_{el} = 0.24 \text{ nm} \text{ və } \lambda_{toz} = 0.22 \cdot 10^{-21} \text{ nm} \approx 10^{-21} \lambda_{el}$$

Göründüyü kimi, toz dənəsinin hərəkətinə ekvivalent dalğa uzunluğu o qədər kiçikdir ki, onu heç bir cihazla aşkar etmək olmaz.

Zərrəciyin dalğa xassəsi o hadisədə aşkar görünür ki, onun üçün de-Broyl dalğasının dalğa uzunluğu həmin hadisənin baş verdiyi obyektin xarakter ölçüsü tərtibində olsun. De-Broyl dalğasının uzunluğu zərrəciyin həm kütləsindən və həm də sürətindən, yəni kinetik enerjisindən asılıdır. Buna görə də hətta eyni bir zərrəciyin dalğa təbiətinin aşkar edilib-edilməməsi, onun hansı kinetik enerji ilə və hansı obyektə qarşılıqlı təsirdə olmasından asılıdır. Məsələn, Devisson və Cermerin təcrübəsi göstərir ki, kinetik enerjinin orta qiyməti 10^{-18} C tərtibində olan elektronlar nikel monokristalından keçəndə

difraksiyaya uğrayır, yəni bu hadisədə elektronların dalğa təbiəti rol oynayır. Çünki həm həmin enerjiyə uyğun elektron dalğasının uzunluğu və həm də nikel monokristalının difraksiya sabitinin qiyməti eyni tərtibdən $-0,1$ nm-dir. Lakin həmin kristaldan enerjisi 10^{-10} C olan elektronlar seli keçdikdə difraksiya hadisəsi baş vermir, yəni onların dalğa xassələri aşkar olunmur. Çünki, belə enerjili elektronlara uyğun de-Broyl dalğasının uzunluğu 10^{-6} nm-dir. Bu rəqəm nikel monokristalının difraksiya sabitinin qiymətindən 10^5 dəfə kiçikdir. Lakin belə enerjili elektronlar atom nüvələrindən səpələndə isə onların dalğa xassələri aşkar olunur. Çünki atom nüvələrinin ölçüsü də 10^{-6} nm tərtibindədir.

Hal-hazırda zərrəciklərin dalğa xassələrindən praktikada geniş istifadə olunur. Maddə quruluşunu öyrənmək üçün rentgenoqrafik üsulla yanaşı elektronogrammalardan da geniş istifadə edilir. Rentgen şüalarına nisbətən elektronların nüfuzetmə qabiliyyətləri kiçik olduğundan, çox vaxt elektronografiya vasitəsilə bərk cisimlərin səthi öyrənilir. Neytronlar elektrik yükünə malik olmadıqlarından onlar maddə daxilində yaxşı nüfuz edə bilir. Ona görə də neytronların difraksiyası vasitəsilə maddələrin quruluşunu tədqiq edirlər. Elektron mikroskopunun iş prinsipi də elektronların dalğa xassəsinə əsaslanır. Bu mikroskopun ayırdetmə qabiliyyəti çox yüksəkdir: optik mikroskoplar iki min dəfədən çox böyüdə bilmədikləri halda, müasir elektron mikroskopları milyon dəfələrlə böyütmə qabiliyyətinə malikdir.

37. Qeyri-müəyyənlik prinsipi

İkili təbiətə malik zərrəciklər kvant zərrəcikləri adlanır. Kvant zərrəcikləri nə klassik mənada dalğalar, nə də zərrəciklərdir. Ona görə də klassik anlayışları və təsəvvürləri birbaşa kvant zərrəciklərinə tətbiq etmək olmaz.

Dalğa-zərrəcik arasındakı ziddiyyətləri aradan qaldırmaq məqsədilə 1927-ci ildə alman alimi V. Heyzenberq qeyri-müəyyənlik prinsipini formalaşdırır. Verilən mikro-zərrəciyi xarakterizə edən və bir-biri ilə qarşılıqlı əlaqədə olan A və B kəmiyyətlərinin ölçülən və həqiqi qiymətləri arasındakı fərqlərin (ölçü xətaalarının) hasili $\hbar$ -dan kiçik ola bilməz:

$$\Delta A \cdot \Delta B \geq \hbar \quad (10.3)$$

Xüsusi halda A-zərrəciyin X-koordinatı, B isə zərrəciyin impulsunun həmin x oxu üzərindəki proyeksiyası ola bilər. Onda zərrəciyin bu parametrləri üçün Heyzenberq prinsipini belə ifadə etmək olar: zərrəciyin həm koordinatı və həm də impulsunun həmin koordinat oxu üzərindəki proyeksiyası eyni vaxtda dəqiq təyin edilə bilməz. Bunlardan biri dəqiq təyin edildikdə, digəri qeyri-müəyyən qalır. Bu səbəbdən Heyzenberq prinsipinə Heyzenberq qeyri-müəyyənliyi də deyilir. Doğrudan da zərrəciyin dalğa xassəsi göstərir ki, zərrəcik üçün müəyyən nöqtədə dalğa uzunluğu və ya “müəyyən anda rəqs tezliyi” ifadələrini işlətmək olmaz.

Zərrəciyin impulsu ilə bu zərrəciyin hərəkətinə uyğun de-Broyl dalğasının uzunluğu qarşılıqlı asılı olduqlarından $\left(\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} \right)$ yuxarıda dediklərimizə əsasən bu zərrəciyin dəqiq koordinatlarından danışmaq olmaz. Ona görə də zərrəciyin koordinatı və impulsu üçün qeyri-müəyyənlik prinsipi doğrudur:

$$\Delta x \cdot \Delta P_x \geq \hbar \quad (10.4)$$

Burada Δx və ΔP_x – zərrəciyin x koordinatının və impulsunun x oxu üzərindəki proyeksiyasının həqiqi və ölçülən qiymətləri arasındakı uyğun fərqlərdir. Bu fərqlər impuls və koordinatın qeyri-müəyyənliyi adlanır.

Zərrəciyin enerjisi və bu enerjinin qeyd edildiyi müddət də bir-birilə qarşılıqlı əlaqədə olan kəmiyyətlərdir. Onlar üçün qeyri-müəyyənlik münasibəti:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad (10.5)$$

şəklində olar. Burada ΔE kvant zərrəciyinin enerji səviyyəsinin qeyri-müəyyənliyi, Δt – isə zərrəciyin həmin kvant halında qaldığı müddətdir. $\Delta P_x = m\Delta v_x$ bərabərliyindən istifadə edərək, qeyri-müəyyənlik münasibətini zərrəciyin sürəti və koordinatına da aid edə bilərik:

$$\Delta x \cdot \Delta v_x \geq \frac{\hbar}{m} \quad (10.6)$$

Yəni, zərrəciyin kütləsi nə qədər böyük olarsa, onun koordinat və sürətinin qeyri-müəyyənliyi də bir o qədər kiçik olar. Məhz buna görə də makroskopik cismin hərəkəti üçün qeyri-müəyyənlik münasibəti öz mənasını itirir.

Mikrozərrəciyin koordinat və impulsunu (zaman və enerjisini) eyni zamanda dəqiq təyin etmək mümkün deyildir.

38. Kvant ədədləri

Şredinger tənliyini hidrogenə oxşar ion üçün yazıb həl etdikdə, bu ionları yeganə elektronun enerji səviyyəsi üçün aşağıdakı düstur alınır:

$$E'_n = \frac{mZ^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (10.30)$$

Gözlənilməli kimi hidrogenə oxşar iondakı elektronun enerji səviyyəsi hidrogen atomundakı elektronun enerji səviyyəsindən nüvəsindəki protonlarının Z sayının kvadratı dəfə böyükdür. Hidrogen atomundakı və eləcə də, hidrogenə oxşar iondakı elektronun enerji səviyyəsi üçün Şredinger tənliyindən alınan (10.29) və (10.30) düsturları Bor nəzəriyyəsindən elektronun enerji səviyyəsi üçün alınan

$$E_n = \frac{mc^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad \text{və} \quad E'_n = \frac{me^2 Z^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

düsturları ilə eynidir.

Bu oxşarlıq hidrogen atomu üçün hər iki nəzəriyyənin doğru olduğunu təsdiq edir. (10.30) düsturu Şredinger tənliyinin həllindən alınmışdır.

Hidrogen atomundakı elektron üçün Şredinger tənliyinin məxsusi funksiyası üç parametrlidir: bunlardan biri düstura daxil olan n ədədidir. Bu ədəd atomdakı elektronların halını xarakterizə edən başlıca kəmiyyəti – onun enerji səviyyəsini təyin etdiyindən **baş kvant ədədi** adlanır.

Atomun qərarlaşmış halında ondakı elektronlar impuls momentinin qiymətlərinə və istiqamətlərinə görə də bir-birlərindən fərqlənirlər. Buna görə də (10.28) tənliyinin məxsusi funksiyasının digər iki parametri impuls momentinin qiymətini və istiqamətini müəyyən edir.

Elektronun mexaniki momentinin qiymətini təyin edən kvant ədədi **orbital kvant ədədi** (l) adlanır. Bu ədədə görə elektronun orbital mexaniki (və ya impuls) momenti aşağıdakı düsturla ifadə olunur:

$$L_l = \sqrt{l(l+1)}\hbar \quad (10.31)$$

l -in sayı n -dən asılıdır. n -in hər bir qiyməti üçün l -in ən kiçik qiyməti sıfır, ən böyük qiyməti isə $n-1$ -ə bərabərdir. Bu o deməkdir ki, hər bir n üçün l -in qiymətləri n saydadır:

$$l=0, 1, 2, 3, \dots, n-1.$$

Atomda elektronun orbital mexaniki momentinin verilmiş istiqamət üzrə, məsələn, Z oxu üzərindəki proyeksiyasını təyin edən kvant ədədi (m_l) **maqnit kvant ədədi** adlanır.

Maqnit kvant ədədinə görə elektronun mexaniki momentinin bu istiqamət üzərindəki proyeksiyası (L_z) aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$L_z = m_l \hbar \quad (10.32)$$

Maqnit kvant ədədi $m_l=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l$ qiymətlərini ala bilər. (10.32)-dən göründüyü kimi, elektronun hər bir l -nə uyğun mexaniki momenti sabit kəmiyyətdir.

Elektronun orbital maqnit momentinin Z oxu üzərindəki proyeksiyası aşağıdakı kimi təyin olunur

$$P_{m_z} = \mu_B m_l \quad (10.33)$$

Elektronun enerjisi yalnız baş kvant ədədindən, dalğa funksiyasının məxsusi qiymətləri isə n -dən başqa l və m_l kvant ədədlərindən də asılıdır.

$n=1$ halında $l=0$ və $m_l=0$ olduğundan, bu halda dalğa funksiyasının yalnız bir qiyməti olur. Ona görə də bu elektronun əsas halı adlanır. Enerji səviyyəsinin $n=2,3,\dots$ qiymətlərinə uyğun hallarından hər birinə dalğa funksiyasının bir neçə məxsusi qiyməti uyğundur. Ona görə də belə hallar cırılmış hallar adlanır.

Cırılmış halların mümkün sayını asanlıqla tapmaq olar. Belə ki, l -in hər bir qiymətinə m_l -in $2l+1$ sayı uyğun gəldiyindən n -in hər bir qiymətinə elektronların

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2 \quad (10.34)$$

sayda cırılmış halları uyğun olacaqdır. n -in hər bir qiyməti üçün elektronun $l=0,1,2,3,4,5,\dots$ qiymətlərinə uyğun halları $s,p,d,f,g,h,\dots$ hərfləri ilə işarə edirlər. Həmin hərflərin əvvəlində müvafiq hala uyğun baş kvant ədədi yazılır. Bu cür simvolik yazılış elektronun halını yığcam təsvir etməyə imkan verir.

1s atomun əsas halıdır. Əsas halda atom minimum enerjiyə malik olur. Atom müəyyən səbəbdən əlavə enerji qazandıqda o əsas haldan daha yüksək enerjili hala keçir, hidrogen üçün bu hal dayanıqsız olduğundan o **həyəcanlaşma halı** adlanır. Atom əsas halda qeyri-məhdud müddətdə qala bildiyi halda, onun həyəcanlanmış halında qalma müddətinin tərtibi 10^{-8} saniyədir. Ona görə də həyəcanlanmış atom bir foton şüalandıraraq yenidən əsas hala, daha aşağı səviyyəli hala keçir.

Yüklü elementar zərrəciklərdə məxsusi mexaniki momentin varlığı onlarda məxsusi maqnit momentinin və ya spin maqnit momentinin də olmasını tələb edir.

Müsbət elektrik yüklü zərrəciyin məxsusi mexaniki və maqnit momentləri bir-birinə paralel, mənfi yüklü zərrəciyin momentləri isə antiparalel yönəliirlər.

Maraqlıdır ki, elektrik yükünə malik olmayan bəzi elementar zərrəciklər (neytron) də məxsusi maqnit momentinə malikdir. Deyilənlərdən belə nəticə çıxır ki, məxsusi momentlər klassik təsəvvürlərə sığmayan kvant effektidir.

Spin mexaniki momenti Plank sabiti $\hbar$ vahidində ölçülür və $s\hbar$ -a bərabərdir. Burada s – spin kvant ədədi və ya sadəcə spin adlanır. Elektronun məxsusi mexaniki momenti spin kvant ədədi ilə aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$L_s = \hbar \sqrt{S(S+1)} \quad (11.1)$$

l -in hər bir qiymətinə m_l -in $2l+1$ sayının uyğun gəlməsinə oxşar olaraq və elektronun məxsusi momentinin xarici maqnit sahəsi (z oxu) istiqamətində iki proyeksiyasının olduğunu nəzərə alsaq $2S+1=2$ yazı bilərik. Buradan elektron üçün $S = \frac{1}{2}$ alınır. Spin momentinin Z oxu üzərindəki proyeksiyası ona ya paralel, ya da antiparalel yönəli bildiyindən S -kvant ədədi $m_s = \pm \frac{1}{2}$ qiymətlərini ala bilər.

Elektron üçün spin kvant ədədinin $S = \frac{1}{2}$ qiymətini (11.1)-də yerinə yazsaq

$$L_s = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar \quad (11.2)$$

olar.

Təcrübə göstərir ki, atomdakı elektronun məxsusi momentinin hiromaqnit nisbəti orbital momentlərin uyğun nisbətindən iki dəfə çox olur:

$$\frac{\mu_B}{L_S} = -\frac{e}{m} \quad (11.3)$$

(11.2)-dən L -in qiymətini (11.3)-də yerinə qoysaq, alırıq:

$$\mu_B = -\frac{e\hbar}{2m}\sqrt{3} = -\mu_B\sqrt{3} \quad (11.4)$$

Burada $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$ – Bor maqnitonudur.

Spini də nəzərə aldıqda atomdakı elektronun tam mexaniki momenti onun orbital və spin momentlərinin cəminə bərabər olar:

$$\vec{L}_j = \vec{L}_l + \vec{L}_s \quad (11.5)$$

j – orbital və spin kvant ədədlərini cəmi olub, elektronun daxili kvant ədədi adlanır:

$$j = l + s \quad (11.6)$$

Spinin Z oxu üzərindəki proyeksiyasının iki qiyməti $\left(m_l = \pm \frac{1}{2}\right)$ olduğunu nəzərə alsaq, daxili kvant ədədinin ən kiçik və ən böyük qiymətləri uyğun olaraq

$$j = l - \frac{1}{2} \text{ və } j = l + \frac{1}{2} \quad (11.7)$$

kimi ifadə olunur.

Elektronun tam mexaniki momentinin daxili kvant ədədindən asılılığı üçün aşağıdakı ifadəni yazı bilərik:

$$L_j = \hbar\sqrt{j(j+1)} \quad (11.8)$$

Elektron üçün j -nin sıfır qiyməti mümkün olmadığından (11.8) ifadəsi, yəni elektronun tam mexaniki momenti heç vaxt sıfır olmur.

39. Pauli prinsipi

Atomda hər bir elektronun halı 4 kvant ədədi ilə təyin olunur: baş kvant ədədi n , orbital (azimutal) kvant ədədi l , maqnit kvant ədədi m_l və spin kvant ədədi m_s . Hər bir maqnit kvant ədədinə spin kvant ədədinin iki qiyməti $+\frac{1}{2}$ və $-\frac{1}{2}$ qiymətləri uyğun gəlir.

Klassik baxımdan sistem həmişə elə vəziyyət almağa çalışır ki, onun potensial enerjisi minimum olsun. Atomda minimum enerji səviyyəsi $n=1$ halına uyğundur. Buradan belə çıxır ki, normal halda bütün elektronlar əsas enerji səviyyəsində olmalıdırlar. Lakin təcrübələr göstərir ki, elektronlar müxtəlif enerji səviyyələrində paylanırlar. Onların paylanma qaydasını Pauli prinsipi müəyyən edir. Pauli prinsipinə görə verilmiş enerji səviyyəsində eyni kvant ədədləri ilə xarakterizə olunan yalnız bir elektron ola bilər. Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, spin kvant ədədini nəzərə almadıqda baş kvant ədədinin verilmiş qiymətinə n sayda hallar uyğundur. Bu hallar bir-birindən orbital və maqnit kvant ədədlərinə görə fərqlənirlər. Baş, orbital və maqnit kvant ədədlərinin eyni qiymətilə təyin olunan halı isə spin kvant ədədi ilə fərqlənir. Spin kvant ədədi iki müxtəlif qiymət aldığı üçün n -in verilmiş qiymətinə uyğun halların sayı $2n$ olar. Buradan görünür ki, $n=1$ olduqda həmin səviyyəyə uyğun elektronların sayı 2,

$n=2$ olduqda – 8

$n=3$ olduqda – 18 və s. olur.

Lakin n -in hər bir qiymətinə l -in n sayda, l -in hər qiymətinə m_l -in $2l+1$ sayda və nəhayət, m_l -in hər qiymətinə m_s -in 2 qiyməti uyğun gəlir. Beləliklə, eyni n , l , m_l , m_s halında 1 elektron, eyni n , l , m_l halında 2 elektron, eyni n , l halında $2(2l+1)$ elektron və eyni n halında $2n^2$ sayda elektron yerləşir. Bu qayda ilə elektronların verilmiş kvant ədədlərinə uyğun maksimal sayı cədvəl 1-də göstərilmişdir.

Elektronların verilmiş kvant ədədlərinə uyğun maksimal sayı

Kvant ədədləri	Elektronların maksimal sayı
n, l, m_l, m_s	1
n, l, m	2
n, l	$2(l+1)$
n	$2n^2$

Buradan aydın olur ki, $n = 1, l = 0, m_l = 0, m_s = \pm \frac{1}{2}$ şəhində 2 elektron olur. Onların spini bir-birinin əksinə yönəlidir.

Bu hal $1s^2$ kimi göstərilir. $n=2$,
 $l=0, m_l=0$ halı $1s^2$, $n=2, l=1, m_l=\pm 1$ halı $2p^4$ olur və s. Cədvəl 2-də bu hallar göstərilmişdir.

Cədvəl 2-də 3 ilk təbəqə üçün bu konfigurasiyalar göstərilmişdir.

Cədvəl 2

Təbəqə	K	L				M									
n	1	2				3									
l	0	0	1			0	1			2					
m	0	0	-1	0	1	0	-1	0	1	-2	-1	0	1	2	
m_3	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	
Kon- figura - siya	1S ²	2S ²	2P ⁶			3S ²	3P ⁶			3d ¹⁰					
Elek- tron- ların sayı	2	2	6			2	6			10					
Elek- tron- ların müm umisa yı	2	8				18									

40. Atom nüvəsinin ölçüsü və tərkibi

1932-ci ildə D.D.İvanenko və V.Heyzenberq müəyyən etdilər ki, istənilən atomun nüvəsi protonlardan və neytronlardan təşkil olunmuşdur. Müasir elmi təsəvvürlərə görə protonla neytron bir çox xassələrinə görə təqribən bir-biri ilə eyni olan zərrəciklərdir: onların ölçüləri, spinləri, təqribən kütlələri eynidir. Lakin, bu zərrəciklərin, onları bir-birindən fərqləndirən xassələri də vardır: proton praktik olaraq qeyri-məhdud müddətdə, neytron isə yalnız 918 san ərzində sərbəst halda qala bilər. Bu zərrəciklərin məxsusi maqnit momentləri də həm qiymətinə və həm də işarələrinə görə bir-birindən fərqlidir: protonun məxsusi maqnit momenti $+2,79\mu_B$ olduğu halda, neytron üçün bu kəmiyyət $-1,91\mu_B$ -ə bərabərdir. Burada:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5.05 \cdot 10^{-27} \text{ A} \cdot \text{m}^2$$

sabit nüvə maqnetonu adlanır. Protonla neytronun xassələrindəki bu fərqləri yalnız neytronun elektrik yükünə malik olması ilə əlaqələndirirlər. Buna görə də neytron və proton nuklon adlanan eyni bir zərrəciyin müxtəlif halları hesab edilir.

Nüvələrin iştirak etdikləri proseslərin çoxunda onların həyəcanlanması və parçalanması halları baş vermir. Bu nüvənin çox dayanıqlı sistem olduğunu göstərir.

Kütlə ədədi 40-dan böyük olmayan yüngül elementlərin nüvələrində protonlarla neytronların sayı təqribən eyni olur: $Z=A-Z=N$. Lakin nüvələr ağırlaşdıqca onlardakı neytronların sayı daha çox artır. O qədər dəqiqlik tələb olunmayan hallarda bütün nüvələrin sıxlığını eyni və ona görə də nüvənin həcmi və deməli, onun radiusunu ondakı nuklonların sayı (A) ilə mütənasib hesab etmək olar:

$$r = 1.3 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \quad (13.7)$$

(13.7) düsturu göstərir ki, müxtəlif nüvələrin radiusları bir neçə 10^{-15} m-ə bərabərdir. Atomun radiusunun 10^{-10} m tərtibində olduğunu xatırlasaq, aydın olur ki, nüvə atomun həcmi çox cüzi hissəsini tutur. Buna baxmayaraq atomun kütləsinin 99,9%-i nüvənin payına düşür. Bu həm nüvədəki nuklonların konsentrasiyasının və həm də nuklonun kütləsinin elektronun kütləsindən çox- çox böyük olması ilə əlaqədardır. Nüvə maddəsinin sıxlığı $2 \cdot 10^{17}$ kq/m³-na yaxındır.

Digər elementar zərrəciklər kimi nuklonlar da nüvənin həcmi – həddində daim hərəkətdədirlər. Nuklonların bu hərəkətlərinin sürətləri çox böyük olub, $\sim 10^7$ m/san tərtibindədir. Nuklonların hərəkəti nüvənin məhdud və kiçik həcmində baş verdiyindən, bu hərəkət elementar uçuş məsafələrindən ibarətdir. Hər bir elementar uçuş "nüvə uçuş müddəti" ilə xarakterizə olunur. Nüvənin ölçüsü $5 \cdot 10^{-15}$ m qəbul etsək, nüvə uçuşu müddəti üçün $\tau_B = 5 \cdot 10^{-22}$ rəqəmi alınır. Bu rəqəm nüvədə baş verən proseslər üçün xarakterik kəmiyyətdir.

Nüvədəki nuklonların çoxunun spinləri qarşılıqlı əks istiqamətdə olur və buna görə də spinlərin qarşılıqlı kompensasiyası nəticəsində ən ağır nüvənin spini belə bir neçə $\frac{1}{2}$ -dən çox olmur. Həm protonların və həm də neytronların sayı cüt olan nüvənin spini isə sıfır olur.

41. Yük və kütlə ədədi

Rezerford zərrəciklərin səpilməsi ilə apardığı təcrübədə müəyyən etmişdir ki, atomun bütün kütləsi onun mərkəzində çox kiçik həcmdə toplanmışdır. Bu kütlə müsbət yükə malikdir və **atomun nüvəsi** adlanır. Müəyyən edilmişdir ki, nüvə iki növ zərrəcikdən – proton (p) və neytrondan (n) təşkil olunmuşdur. Bu zərrəciklər **nuklon** adlanır. Proton müsbət yüklüdür və elektronun yükünə bərabərdir, kütləsi isə elektronun kütləsindən 1836 dəfə böyükdür. Neytronun yükü yoxdur, kütləsi isə elektronun kütləsindən 1838 dəfə böyükdür. Nüvə fizikasında təqribən protonun kütləsinə bərabər olan kütlə atom kütlə vahidi qəbul edilir. Nüvədə A sayda nuklon olarsa onun kütlə ədədi A -ya bərabər olur, nüvədəki protonların sayı Z , neytronların sayı N ilə işarə edilir. Onda $A=Z+N$ olar. İxtiyari nüvənin işarəsi ${}_Z^A X$ kimi yazılır. Mendeleyevin elementlərin dövrü sistemində Z ədədi onun sıra nömrəsini, A ədədi isə atom kütləsini ifadə edir.

Protonların sayı eyni, neytronların sayı müxtəlif olan nüvələr izotop, kütlə ədədləri eyni olan nüvələr izobar və neytronlarının sayı eyni, lakin bir-birindən yarımparçalanma periodu ilə fərqlənən nüvələr **izomerlər** adlanır.

Proton və neytronun spini eyni olub $\frac{1}{2} \hbar$ -a bərabərdir. Nüvənin spin kvant ədədi nuklonların sayı cüt olduqda sıfır və ya vahidə, tək olduqda isə $\frac{1}{2}$ -ə bərabər olur.

Nuklonların maqnit momenti nüvə maqnetonu ilə ifadə olunur və protona görə hesablanır:

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_p} \quad (2.1)$$

Protonun maqnit momenti Bor maqnetonundan (elektronun maqnit momentindən) 1836 dəfə kiçikdir. Dəqiq təcrübələr göstərir ki, protonun maqnit momenti nüvə maqnetonundan 2,79 dəfə böyükdür. Nüvənin orbital və spin maqnit momentlərinin qarşılıqlı təsiri spektral xətlərin ifratınca quruluşunu təyin edir.

42. Nüvənin əlaqə enerjisi. Kütlə defekti

Sükunətdə olan hər bir nüvənin kütləsi bu nüvədəki nuklonların sərbəst haldakı kütlələri cəmindən az olur. Bu o deməkdir ki, nuklonlardan nüvə təşkil olunarkən, onların kütlələrinin bir hissəsi nuklonların rabitə enerjisini yaradan və ona bərabər olan enerji şəklində ayrılır. Rabitə enerjisinin ifadəsi:

$$E_{rab} = \Delta m \cdot c^2 \quad \text{və ya} \quad E_{rab} = c^2 [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{HQB}}] \quad (13.8)$$

olar. Burada m_p – protonun, m_n – neytronun kütləsidir, Δm nuklonların kütlələrinin, onların nüvədəki rabitə enerjisini yaradan hissəciklərin cəmi olub, kütlə defekti adlanır.

Nüvənin kütləsini tapmaq çətin olduğundan, praktik hesablamalar üçün (13.8) düsturu o qədər də əlverişli deyildir. Ona görə də aşağıdakı əvəzləmələrdən istifadə etməklə həmin düsturu praktik hesablamalar üçün əlverişli şəkllə salmaq.

Nüvənin kütləsinə atomun kütləsi ilə ondakı elektronların kütlələrinin fərqi kimi baxmaq olar. Aydındır ki, bu sözlər yalnız normal halda olan (ionlaşmamış) atoma aiddir. Eyni qayda üzrə protonun kütləsi hidrogen atomu ilə elektronun kütlələri fərqiə bərabər olar. Dediklərimizə əsasən:

$$m_{\text{nüvə}} = m_a - Zm_e \quad \text{və} \quad m_p = m_n - m_e$$

yaza bilərik. Bu əvəzləmələri rabitə enerjisinin (13.8) düsturunda yerinə yazsaq, onun şəkli aşağıdakı kimi olar:

$$E_{rab} = c^2 [Zm_n + (A - Z)m_n - m_a] \quad (13.9a)$$

Kütlə enerji vahidlərində ölçüldükdə isə

$$E_{rab} = Zm_n + (A - Z)m_n - m_a \quad (13.9b)$$

yaza bilərik.

(13.8) düsturu göstərir ki, nüvənin rabitə enerjisi onun kütlə ədədindən asılıdır. Bir nuklonun payına düşən rabitə enerjisi xüsusi rabitə enerjisi adlanır:

$$\epsilon_{x,rab} = \frac{E_{rab}}{A} \quad (13.10)$$

Hesablamalar göstərir ki, xüsusi rabitə enerjisinin kütlə ədədindən (nüvədəki nuklonların sayından) asılılığı nisbətən mürəkkəb xarakter daşıyır: kütlə ədədi 56-ya yaxın olan elementlərin (məsələn, dəmir) nüvələri üçün xüsusi rabitə enerjisi ən böyük – təqribən 8,75 MeV olur. Ona görə də kütlə ədədi 56-ya yaxın olan elementlərin nüvələri daha stabil olur. Bundan yüngül nüvələrdə nuklonların sayı artdıqca, onların xüsusi rabitə enerjisi artır, bundan ağır nüvələrdə isə bir qədər azalır. Lakin, dövrü sistemdəki elementlərin nüvələrindəki nuklonların sayı 1÷250 intervalında dəyişdiyi halda, onların xüsusi rabitə enerjisi çox kiçik (4–8,75 MeV) intervalda dəyişir. Ağır nüvələrdə xüsusi rabitə enerjisinin nuklonların sayı artdıqca azalması protonlar arasında Kulon dəfətmə qüvvələrinin artması ilə əlaqədardır. Bu səbəbin payına düşən xüsusi rabitə enerjisi Z^2 ilə mütənasibdir. Həm yüngül nüvələrin sintezindən yaranan nisbətən ağır nüvələr və həm də ağır nüvələrin parçalanmasından (bölünməsindən) alınan nüvələr ilkin nüvələrə nisbətən daha dayanıqlı olurlar. Məlumdur ki, daha dayanıqlı sistem daha az enerjiyə malikdir. Ona görə də hər iki reaksiya nəticəsində müəyyən enerji ayrılmalıdır.

(13.9b) və (13.10) düsturlarından istifadə edərək bəzi nüvələrin rabitə enerjisini və xüsusi rabitə enerjisini hesablamaq olar.

43. Nüvə qüvvələri. Nüvə qüvvələrinin əsas xassələri

Nüvədəki nuklonların rabitə enerjisinin həddən artıq olması, nuklonlar arasında çox intensiv qarşılıqlı təsirin olmasını göstərir. Bu qarşılıqlı təsir cəzəmə xarakterlidir. O, protonlar arasındakı güclü kulon dəf olunmasına baxmayaraq, nuklonları bir-birindən təqribən 10^{-13} sm məsafədə saxlayır. Nuklonlar arasındakı nüvə qarşılıqlı təsiri, güclü qarşılıqlı təsir adlandırılır. Onu nüvə qüvvəsi sahəsinin köməyi ilə təsvir etmək olar. Bu qüvvələrin fərqləndirici xüsusiyyətləri aşağıdakılardan ibarətdir.

1. Nüvə qüvvələri yaxından təsirə malikdir. Onların təsir radiusu 10^{-13} sm tərtibindədir. Bu məsafədən kiçik məsafələrdə, nuklonların qarşılıqlı cəzə olunması dəf olunma ilə əvəz olunur.
2. Güclü qarşılıqlı təsir nuklonların yükündən asılı deyil. İki proton, proton və neytron və iki neytron arasında təsir edən nüvə qüvvələri eyni qiymətə malikdir. Bu xassəyə, nüvə qüvvələrinin yükədən asılı olmaması xassəsi deyilir.
3. Nüvə qüvvələri nuklonların spinlərinin qarşılıqlı istiqamətindən asılıdır.
4. Nüvə qüvvələri mərkəzi qüvvə deyildir. Onları, qarşılıqlı təsirdə olan nuklonların mərkəzlərini birləşdirən, düz xətt üzrə yönəldiklərini təsəvvür etmək olmaz. Nüvə qüvvələrinin qeyri-simmetrik olması onların nuklon spinlərinin istiqamətindən asılı olması faktı ilə əlaqədardır.
5. Nüvə qüvvələri doyma xassəsinə malikdirlər. Doyma, nuklonların sayının artması zamanı nüvədəki nuklonların xüsusi rabitə enerjisinin artmadığı, sabit qaldığı halda müşahidə olunur. Bundan başqa, nüvə qüvvələrinin doymasını, həmçinin nüvə həcmnin, onu yaradan, nuklonların sayı ilə mütənasib olması da göstərir.

44. Atom nüvəsinin modelləri

Nüvə – qarşılıqlı təsirləri çox güclü olan və sıx yerləşmiş çoxsaylı kvant zərrəciklərindən ibarət sistemdir.

Nuklonların qarşılıqlı təsirlərinin mükəmməl nəzəriyyəsinin olmamasına görə nüvənin quruluşunu tam dərk etmək olmur. Çünki kvant nəzəriyyəsində çoxcismli sistemin həlli olduqca mürəkkəb məsələ hesab edilir. Bu çətinliyi aradan qaldırmaq üçün nüvə modellərindən istifadə edilir. Çünki belə mürəkkəb sistemin yeganə modelini yaratmaq mümkün deyildir. Ona görə də atomdan fərqli olaraq nüvənin müxtəlif modelləri mövcuddur. Onlardan aşağıdakıları nəzərdən keçirək.

Nüvənin damcı modeli: Bu sadə model bir-birindən xəbərsiz N.Bor və Y.İ.Frenkel tərəfindən təklif (1936) edilmişdir. Həmin modelə görə nüvə elektrilənmiş maye damcısına oxşayır: mayələr kimi nüvə maddəsi də demək olar ki, sıxılmayıdır. Nuklonlar da maye molekulları kimi yaxın təsirə malikdir. Lakin nüvəni maye damcısından fərqləndirən cəhətlər də vardır, mayədəki molekullara nisbətən nüvədəki nuklonlar yüksək konsentrasiyaya (hər m^3 -də təxminən $2 \cdot 10^{20}$ nuklon) malikdir, nüvədəki nuklonların sayı isə maye damcısındakı molekulların sayından müqayisəedilməz dərəcədə azdır.

Su damcısında olduğu kimi nüvənin də səthi rəqs edə bilər. Bu rəqsin amplitudu artaraq elə qiymətə çatır ki, bu zaman nüvə parçalanır. Ağır nüvələr bu cür parçalanır. Nüvənin damcı modeli onun rabitə enerjisinin orta qiymətini nüvənin kütlə və yük ədədləri ilə əlaqələndirməyə imkan verir.

Nüvənin təbəqə modeli: Bu model 1949–50-ci illərdə M.Heppert-Mayyer və Y.H.Yensen tərəfindən təklif edilmişdir. Həmin modelə görə nüvədəki hər bir nuklon digər nuklonların ortalaşdırılmış sahəsində hərəkət edir. Buna görə də atomda olduğu kimi nüvədə də diskret enerji səviyyələri

mövcuddur. Nuklonun spinini $\frac{1}{2}$ olduğundan onlar fermionlar kimi enerjinin diskret səviyyələrini Pauli

prinsipi əsasında tuturlar: hər səviyyədə yalnız spinləri antiparalel olan iki nuklon yerləşə bilər. Bir-birinə yaxın səviyyələr təbəqələrdə qruplaşır. Tam dolmuş təbəqələr daha dayanıqlı sistem təşkil edirlər. Nüvədəki protonların və ya neytronların, yaxud bunlardan hər birinin sayı 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 rəqəmlərindən birinə bərabər olduqda belə nüvələr yüksək dərəcədə dayanıqlı olurlar.

Bu rəqəmlər sehirli rəqəmlər, nuklonları sehirli sayda olan nüvələr isə sehirli nüvələr adlanır. Sehrli nüvələr təsirsiz qazların atomlarına bənzəyirlər. Həm protonları və həm də neytronları sehirli sayda

olan nüvələr ikiqat sehrli adlanır. Belə nüvələrə ${}_2H^4 (Z=2, N=2)$; ${}_8O^{16} (Z=8, N=8)$; ${}_{20}Ca^{40} (Z=20, N=20)$ və s. misal ola bilər.

Təbəqə modeli vasitəsilə nüvələrin həm əsas və həm də bəzi həyəcanlanmış hallarını xarakterizə edən kəmiyyətləri (spinlərini, maqnit momentlərini və s.) izah etmək mümkündür.

Nüvənin təbəqə modeli nuklonların sərbəst hərəkətini mümkün hesab edir. Halbuki damcı modelinə görə bu hal mümkün deyildir, damcı modeli hər bir nuklonun digər nuklonlarla rabitəsinə əsaslanır.

Bu modellərin hər biri nuklonların yalnız müəyyən xassələrini izah etdiyindən, əslində bir-birini tamamlayır. Ona görə də hər iki modeli birləşdirmək zəruriyyəti meydana gəlmişdir.

Ümumiləşdirilmiş model: Bu model C.Reynuoter, O.Bor və B.Mottelson tərəfindən 1950–1953-cü illərdə təklif edilmişdir. Həmin modelə görə nuklonlardan bəziləri kifayət qədər dayanıqlı olan nüvə gövdəsini əmələ gətirir, qalanları isə gövdə sahəsində hərəkət edir. Gövdə sferik təbəqələrdən ibarətdir. Bu təbəqələrin bütün enerji səviyyələrində nuklonlar yerləşir. Təbəqə modelindən fərqli olaraq bu modelə görə nüvənin gövdəsi ondakı sərbəst nuklonların təsiri ilə deformasiyaya uğrayaraq rəqs edə bilər. Gövdənin rəqsi də öz növbəsində sərbəst nuklonların hərəkətinə təsir edir. Deformasiya nəticəsində nüvənin gövdəsi qeyri-sferik (məsələn, ellipsoid) forma alır və buna görə də fırlanır. Dediklərimizi təcrübələr də təsdiq edir: nüvədə rəqsi və fırlanma hərəkətlərinin həyəcanlanma səviyyələri aşkar edilmişdir.

Ümumiləşdirilmiş modeldə nüvənin tam spini sərbəst nuklonların və fırlanan gövdənin impuls momentlərinin cəmi kimi təyin olunur. Bu model eyni qayda üzrə nüvənin enerji səviyyəsini iki komponentə ayırır: gövdənin enerji səviyyəsi və sərbəst nuklonların enerji səviyyəsi.

Göründüyü kimi, ümumiləşdirilmiş model nüvənin enerji səviyyəsini, spinini və cütlüyünü təyin etməyə imkan verir.

45. Radioaktiv şüalanma. Radioaktiv parçalanma qanunu

Nüvələrin elementar zərrəciklər və ya sahə kvantları şüalandırmaqla başqa tip nüvələrə çevrilməsi prosesi radioaktivlik adlanır. Heç bir kənar təsir olmadan təbii elementlərin nüvələrində baş verən radioaktivlik təbii radioaktivlik, bu elementin özü isə radioaktiv element və ya radioaktiv maddə adlanır. Təbii radioaktivlik ilk dəfə (1896) A.Bekkerel tərəfindən kəşf edilmişdir, P. və M.Kürilər tərəfindən geniş tədqiq edilmişdir. Nüvələrə elementar zərrəciklərlə və başqa nüvələrlə təsir etməklə baş verən radioaktivlik süni radioaktivlik adlanır. Süni radioaktivlik F. və İ.Jolio–Kürilər tərəfindən kəşf edilmişdir (1936). Təbii və süni radioaktivlik arasında heç bir prinsiplə fərq olmadığından onların hər ikisi eyni qanunlara tabedir. Ona görə də hal-hazırda vahid radioaktivlik anlayışından istifadə edilir.

Digər kvant prosesləri kimi radioaktivlik də statistik hadisədir: radioaktiv elementin atomlarının şüalanma aktları bir-birindən asılı olmadıqlarından və bu aktların nə zaman baş verməsi məsələsi hər bir atom üçün təsadüfi xarakter daşıdığından verilən an üçün nə qədər nüvənin parçalanacağını qabaqcadan dəqiq söyləmək olmaz. Buna baxmayaraq radioaktiv elementdəki nüvələrin sayı külli miqdarda olduqda, hələ parçalanmayan nüvələrin sayının zamandan asılılığını, yəni radioaktiv parçalanma qanununu tapmaq olar. Tutaq ki, dt müddətində parçalanan nüvələrin sayı dN , həmin anda parçalanmayan nüvələrin sayı isə N -dir. Aydındır ki, dN həm N və həm də dt ilə mütənasib olmalıdır:

$$dN = -\lambda N dt \quad (14.1)$$

Burada λ verilən radioaktiv maddə üçün xarakterik olub, parçalanma sabiti adlanır. $dt=1$ saniyə olduqda $\lambda = -dN/N$ olur, yəni parçalanma sabiti 1 saniyədə bir nüvənin digərinə çevrilməsi ehtimalını ifadə edir. Mənfi işarəsi, dN artdıqca N -in azalması ilə əlaqədardır. (14.1) ifadəsini inteqrallaşsaq alırıq:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (14.2)$$

Burada N_0 -ilkin nüvələrin $t=0$, N isə t anındakı sayıdır. Aldığımız ifadə radioaktiv **parçalanma qanunu** adlanır. Radioaktiv parçalanma qanunundan t müddətdə parçalanan nüvələrin sayı üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t}) \quad (14.3)$$

Nüvələrin sayı kifayət qədər çox olduqda λN hasili radioaktiv şüalanmanın intensivliyini xarakterizə edir. Ona görə də λN hasili radioaktiv maddənin aktivliyi adlanır. BS-də onun ölçü vahidi 1 Bekkerel (Bk) adlanır. Hər saniyədə bir parçalanma aktı verən radioaktiv maddənin aktivliyi 1 Bk adlanır. 1 Bk=1 parç./san. Praktikada bundan on dəfələrlə böyük olan vahidlərdən istifadə edilir: 1 terabekkerel (TBk)= 10^{12} Bk, 1 eksabekkerel (EBk)= 10^{18} Bk və s.

İlkin nüvələrin sayının (N_0) yarısının parçalandığı müddət yarımparçalanma periodu ($T_{1/2}$) adlanır: $\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$. Buradan alırıq:

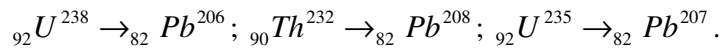
$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (14.4)$$

Hal-hazırda bizə məlum olan radioaktiv nüvələrin yarımparçalanma müddəti $3 \cdot 10^{-7}$ san (${}_{84}P_{l}^{212}$ üçün)-dən $1,4 \cdot 10^{17}$ ilə (${}_{84}Pb^{204}$ üçün) qədər geniş diapazonunu əhatə edir. Asanlıqla isbat etmək olar ki, radioaktiv nüvənin orta ömrü (τ) λ -ın qiymətinə bərabərdir.

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \quad (14.5)$$

Çox vaxt radioaktiv parçalanmadan alınan nüvələrin özləri də radioaktiv olurlar. Onlar üçün parçalanma sabitinin qiyməti ilkin nüvələrdən fərqli olur.

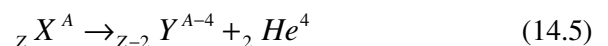
Təbiətdə üç radioaktiv ailə vardır. Bu ailələrin “əcdadları” ${}_{92}U^{238}$, ${}_{90}Th^{232}$ və ${}_{92}U^{235}$ elementlərinin nüvələridir. Parçalanmanın ardıcıl aktlarında bu radioaktiv ailələrdən hər biri müxtəlif nüvələrə çevrilirlər. Lakin, bütün aktlarının son məhsulu qurğuşunun stabil izotoplarıdır:



Radioaktiv parçalanma zamanı üç növ şüalanma baş verir. Bunlar α (alfa) və β (beta) zərrəciklər, eləcə də γ (qamma) kvantlardır. Buna uyğun olaraq üç növ – α, β və γ radioaktivlikdən danışılır. Təbii radioaktivlik zamanı şüalanan zərrəciklərin və ya kvantların maqnit sahəsindəki meyillərinə görə onların elektrik yükü, kütlələri və b. xassələri müəyyən edilmişdir. Çox zaman eyni bir parçalanma aktında şüalanmanın hər üçü birlikdə baş verir. Lakin, bu şüalanmanın başvermə mexanizmi bir-birindən fərqləndiyindən, onları ayrı-ayrılıqda nəzərdən keçirək.

46. α -şüalanma

α -zərrəcikləri sürətlə hərəkət edən helium nüvələri (${}_2He^4$) selidir. α -radioaktiv nüvə hər şüalanma aktında yalnız bir α -zərrəcik şüalandırdığından bu proses nəticəsində onun yük ədədi iki vahid, kütlə ədədi isə dörd vahid azalır. İlkin nüvə "ana" nüvə, parçalanma nəticəsində yaranan nüvə isə "bala" nüvə adlanır. Parçalanma sxemi aşağıdakı şəkildə yazılır:



Burada X ana, Y isə bala nüvənin simvoludur.

Alfa-parçalanmanın başverməsi üçün o enerji baxımından sərfəli olmalıdır: hər bir parçalanma aktında ana nüvədən uçan α -zərrəciyin kinetik enerjisi şəklində enerjinin ayrılması üçün ana nüvənin kütləsi α -zərrəcik ilə bala nüvənin kütlələri cəmindən çox olmalıdır. Əks halda α -zərrəcik nüvəni tərk etməz. Bu o deməkdir ki, α -zərrəcik ilə bala nüvənin xüsusi rabitə enerjilərinin cəmi, ana nüvənin xüsusi rabitə enerjisindən çox olmalıdır. α -zərrəciyin rabitə enerjisi 28 MeV olduğundan onun xüsusi rabitə

enerjisi 7 MeV-a bərabərdir. Ona görə də yalnız o nüvələr α -parçalanma verə bilər ki, onların xüsusi rabitə enerjiləri 7 MeV-dan çox deyildir. Göründüyü kimi, belə şərt yalnız ağır nüvələr üçün ödənilir. Təcrübə göstərir ki, α -parçalanmaya yalnız $Z \geq 82$ olan ağır nüvələr məruz qala bilər. α -aktiv nüvələrin ən yüngülü ${}_{82}\text{Pb}^{204}$ izotopudur: ${}_{82}\text{Pb}^{204} \rightarrow {}_{80}\text{Hg}^{200} + {}_2\text{He}^4$.

Hazırda 200-dən çox alfa-aktiv nüvə məlumdur. Bunların çoxu süni yolla əldə edilmiş nüvələrdir.

Alfa-radioaktivlik nəticəsində yaranan bala nüvənin özü də həyəcanlanma halında ola bilər. Belə nüvələr qamma kvantları şüalandıraraq əsas hala keçirlər. Həyəcanlanmış bala nüvələr protonlar, neytronlar və hətta α -zərrəciklər də şüalandıraraq əsas hala keçə bilərlər. Bəzən belə nüvə öz artıq enerjisini atomdakı elektronlardan birinə verərək, onun atomu tərk etməsinə səbəb olur. Bu hadisə daxili konversiya adlanır. Atomdan çıxan elektronun yeri daha yüksək səviyyədəki elektron tərəfindən tutula da bilər.

Nüvənin α -parçalanmasını yalnız kvant təsəvvürləri əsasında izah etmək mümkündür. Bu təsəvvürlərə görə α -zərrəcik, o hələ nüvəni tərk etməmişdən həmin nüvədə mövcud olur: nuklonlardan dördü-iki proton və iki neytron qruplaşaraq, digər nuklonlarla nisbətən zəif rabitədə olan alfa-zərrəcik (helium nüvəsi) təşkil edir. Nüvə daxilində alfa-zərrəciklər həm nüvə qüvvələrinin cazibəsinə və həm də protonların elektrostatik dəfətmə qüvvələrinə məruz qalırlar. Lakin, həm öz təsir dərəcəsinə görə və həm də bu təsirdə neytronlar da iştirak etdiyindən nüvə qüvvələri nüvənin mərkəzinə yaxın yerlərdə protonların elektrostatik dəfətmə qüvvələrinə nisbətən müqayisəedilməz dərəcədə güclü olurlar. Nüvənin mərkəzindən uzaqlaşdıqca ondan müəyyən məsafədəki elektrostatik qüvvələrin təsiri artır, nüvə qüvvələrinin təsiri isə əksinə azalır. Nüvənin mərkəzindən müəyyən r_0 məsafəsində α -zərrəciyin nuklonlarla qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisi müəyyən maksimum qiymətə çatır. Potensial enerjinin maksimum qiymətinə demək olar ki, nüvənin səthi yaxınlığındakı nöqtələr malikdir. Ağır nüvələrdə protonların sayı çox olduğundan potensial enerjinin maksimum qiymətində elektrostatik qarşılıqlı təsirin payı daha çox olur. r_0 məsafəsindən uzaqlaşdıqca elektrostatik qarşılıqlı təsir də tədricən zəiflədiyindən U-nun qiyməti tədricən azalır. Deyilənlərdən aydındır ki, nüvə daxilində α -zərrəciklər, dərinliyi $U_{\max}$ olan potensial çuxurda yerləşirlər. Alfa zərrəciyin enerjisinə nisbətən potensial çuxurun hündürlüyü çox böyükdür: ağır elementlərin nüvələri üçün bu rəqəm $U_{\max} \approx 25\text{MeV}$ olduğu halda, α -zərrəciyin enerjisi (E) qeyd etdiyimiz kimi yalnız 4–9 MeV intervalında dəyişir. Klassik təsəvvürlərə görə bu enerji α -zərrəciyin nüvədən ucması üçün kifayət etmədiyindən belə uçuş mümkün deyildir. Lakin, α -zərrəciklər kvant zərrəciklər olduğundan tunel effekti əsasında belə uçuş mümkündür.

Alfa-aktiv nüvələrin orta ömrü geniş intervalda dəyişir: radon (${}_{86}\text{Rn}^{215}$) izotopu ən az ($\sim 10^{-6}$ san.), qurğuşun ${}_{82}\text{Pb}^{204}$ izotopu isə ən uzun ($\sim 10^{17}$ il) ömürlüdür.

Alfa-zərrəciklər yüksək ionlaşdırma qabiliyyətinə malikdir: havada bu zərrəciklərin bir cüt ion yaratmaları üçün 35eV enerji kifayətdir. Ona görə də α -zərrəcik öz yolunda 10^5 -ə qədər ion cütü yarada bilər. Alfa zərrəciyin böyük enerjiyə malik olmasına baxmayaraq, o sıx mühitdən keçəndə bu mühitin zərrəcikləri ilə tez-tez toqquşaraq, çox kiçik məsafədə öz enerjisini tamamilə itirə bilər. Müqayisə üçün qeyd edək ki, normal şəraitdə havada alfa-zərrəciklərin uçuş məsafəsi bir neçə sm olduğu halda, bərk maddədə bu məsafə 10^{-5} m tərtibində olur. α -zərrəciklər adi kağız vərəqdə belə tamamilə udula bilərlər.

47. β -şüalanma

Bu parçalanmanın üç növü mövcuddur: birinci növ parçalanma nüvədən sürətli elektronların, digər növ parçalanma isə pozitronların (antielektronların) ayrılması ilə əlaqədardır. Üçüncü növ beta-parçalanma atomun elektron örtüyündən (K, L və ya M təbəqələrinin birindən) nüvənin elektron zəbt etməsi ilə əlaqədardır.

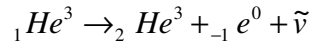
Beta-parçalanmanın bu növlərini ayrı-ayrılıqda nəzərdən keçirək.

1. Beta-elektron parçalanma aşağıdakı sxem üzrə gedir:

$${}_Z X^A \rightarrow {}_{Z+1} Y^A + {}_{-1} e^0 + \tilde{\nu} \quad (14.7)$$

Göründüyü kimi, bu parçalanma nəticəsində ana nüvə yük ədədi ondan bir vahid böyük olan, kütlə ədədi isə dəyişməz qalan nüvəyə çevrilir və bu zaman elektrondan başqa daha bir zərrəcik - antineytrino ($\tilde{\nu}$) yaranır.

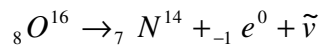
Beta-aktiv nüvəyə tretium nüvəsi (${}_1 H^3$) misal ola bilər. Parçalanma nəticəsində tretium nüvəsi heliumun ${}_2 He^3$ izotopunun nüvəsinə çevrilir:



2. Beta-pozitron parçalanmasında ana nüvədən pozitronun və neytronun şüalanması nəticəsində o yük ədədi ondan bir vahid kiçik olan nüvəyə çevrilir:

$${}_Z X^A \rightarrow {}_{Z-1} Y^A + {}_{+1} e^0 + \tilde{\nu} \quad (14.8)$$

Pozitron şüalanması verən beta-aktiv elementə oksigenin ${}_8 O^{14}$ izotopu misal ola bilər:



3. Elektronun zəbti ilə əlaqədar beta-parçalanmanı (beta-zəbt parçalanması) nəzərdən keçirək.

Bu parçalanmada əvvəlcə nüvədəki proton elektron örtüyünün hər hansı, məsələn, K təbəqəsindən bir elektron zəbt edərək neytrona çevrilir. Həmin proses neytrinin yaranması ilə müşayiət olunur:

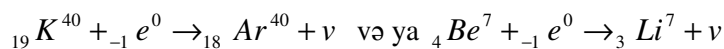
$$p + {}_{+1} e^0 \rightarrow n + \nu \quad (14.9)$$

Əgər bu prosesdə nüvə həyəcanlanmışsa, o γ -foton buraxaraq daha aşağı səviyyəyə keçir:

$${}_Z X^A + {}_{-1} e^0 \rightarrow {}_{Z-1} Y^A + \nu \quad (14.10)$$

Elektronun təbəqədə boş qalan yerinə daha yuxarı enerji səviyyəsindən elektron keçir və bu proses rentgen şüalanması ilə bitir.

Beta-zəbt parçalanma kaliumun arqona və ya beriliumun litiuma çevrilməsi prosesləri misal ola bilər:



Beta-parçalanmaların başqa növləri də mümkündür: bunlardan neytrino və ya antineytrinin nüvə ilə toqquşması nəticəsində baş verən reaksiyaları misal çəkmək olar:

$$n + \nu \rightarrow p + {}_{-1} e^0 \quad \text{və} \quad p + \tilde{\nu} \rightarrow n + {}_{+1} e^0 \quad (14.11)$$

Beta-parçalanmaya aid bütün proseslərdə nəinki nüvənin gövdəsini təşkil edən nuklonlar, eləcə də nüvədəki sərbəst nuklonlar da iştirak edə bilirlər. Bu reaksiyalar zəif qarşılıqlı təsirlərin məhsullarıdır. Ona görə də β -aktiv nüvənin ömrü makroskopik ölçüdə (dəqiqə və saniyələrlə) olur. Məsələn, sərbəst neytronun ömrü 16 dəqiqədir. α -aktiv nüvələr kimi β -aktiv nüvələrin də ömrü geniş diapazonda dəyişir. Lakin α -aktiv nüvələrdən fərqli olaraq, beta-aktiv nüvələrin sayı xeyli çoxdur: demək olar ki, dövrü sistemdəki bütün elementlərin ya özləri və ya onların bəzi izotopları β -aktivdir. β -şüaların maddədə nüfuzetmə qabiliyyəti α -şüalardan on dəfələrlə böyük olsa da, ionlaşdırma qabiliyyətinə görə onlardan xeyli zəifdir.

48. γ -şüalanma

Qamma - parçalanma elektromaqnit kvantlarının şüalanması ilə müşayiət olunan nüvə parçalanmasıdır. Ona görə də bu parçalanmaya uğrayan nüvələrin yük və kütlə ədədləri dəyişmir. Qeyd etdiyimiz kimi qamma-şüalanma α -aktiv nüvələrdən α -zərrəciklərin ucması ilə birlikdə baş verir. Buna səbəb alfa- parçalanma zamanı yaranan "bala" nüvənin həyəcanlanmasıdır: həyəcanlanan nüvə γ -kvantları şüalandıraraq əsas hala keçir.

Qamma-şüalanma həyəcanlanmış nüvənin bir haldan digərinə keçidi zamanı baş verdiyindən, onun enerji spektri diskret xarakterdə olur. Həmin spektrdə enerji 10 keV-dan 3÷4 MeV və ya dalğa uzunluğu $0,1-4 \cdot 10^{-4}$ nm diapazonunda dəyişir.

Qamma-parçalanmaya səbəb nüvədəki həyəcanlanmış nuklonlardan bəzilərinin digər nuklonların elektromaqnit sahələri ilə qarşılıqlı təsirləridir: iki nuklonun belə qarşılıqlı təsiri nəticəsində γ -kvantının şüalanmasına bəis olan nuklon öz impulsunun bir hissəsini digər nuklona verir. Bu cür əlavə impuls qazanan nuklonlar da öz növbəsində yeni-yeni γ -kvantlar şüalandıracaqdır.

α -aktiv və β -aktiv nüvələrə nisbətən γ -aktiv nüvələrin ömrü çox qısa, γ - şüaların maddələrə nüfuzetmə qabiliyyəti ilə yüksək olur. Uzunömürlü γ -aktiv nüvələr də mövcuddur. Belə nüvələr **izomerlər** adlanır. Qamma aktiv nüvələrin izomerləşməsi hadisəsi O.Qan tərəfindən kəşf edilmişdir (1921). Nüvələrin izomerləşməsinin səbəbi belə izah edilir. Həyəcanlanmış nüvənin ömrü həm parçalanma prosesinə hansı fundamental qarşılıqlı təsirin bəis olmasından və həm də nüvənin həyəcanlanması nəticəsində onun spininin nə qədər dəyişməsindən asılıdır. Bu dəyişmə nə qədər böyük olarsa, az enerjili γ -kvantların impuls momentinin şüalanmanı təmin edən qiymət ala bilməsi ehtimalı da kiçik olur.

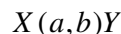
49.Nüvə reaksiyası

Atom nüvəsinin elementar hissəciklə yaxud yeni nüvənin yaranmasına səbəb olan başqa nüvə ilə(yaxud nüvələrlə) güclü qarşılıqlı təsir prosesinə **nüvə reaksiyası** deyilir. Reaksiyada iştirak edən hissəciklərin qarşılıqlı təsiri onların 10^{-13} sm məsafəyə qədər yaxınlaşması zamanı nüvə qüvvələri hesabına yaranır.

Nüvə reaksiyasının ən çox yayılmış forması yüngül a hissəciyinin x nüvəsi ilə qarşılıqlı təsirindən ibarətdir.Qarşılıqlı təsir nəticəsində b yüngül hissəcik və Y nüvə yaranır



(14.12)-də X, Y nüvələrinin bu növ reaksiyalarının tənliyi aşağıdakı formada yazılır:



a, b – isə zərrəciklərin simvoludur.

Mötərizədə, reaksiyada iştirak edən yüngül hissəciklər göstərilmişdir (əvvəlcə birinci, sonra isə axıncı). a və b yüngül hissəcikləri neytron (n), proton (p), deytron (d), α -hissəcik və γ -foton əvəz edə bilər.

Nüvə reaksiyası həm enejinin ayrılması və həm də udulması ilə gedə bilər. Ayrılan enerji miqdarına **reaksiya enerjisi** deyilir. O ilk və son nüvələrin kütlələri fərqi ilə (enerji vahidləri ilə ifadə edilmiş) təyin edilir.

Əgər yaranan nüvənin kütlələri cəmi ilkin nüvənin kütlələri cəmindən çoxdursa, reaksiya enejinin udulması ilə gedər və reaksiya enerjisi mənfi qiymət alır.

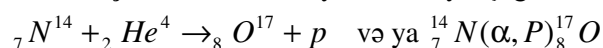
1936-cı ildə N.Bor müəyyən etdi ki, orta sürətli hissəciklər hesabına yaranan reaksiya, iki etapda gedir. Birinci etap x nüvəsinə yaxınlaşan a və b hissəciklərinin zəbt olunaraq, qarışıq nüvə adlanan, aralıq Π nüvəsinin yaranmasından ibarətdir. İkinci etapda qarışıq (yaxud mürəkkəb) nüvə b hissəciyi buraxır. Reaksiyanın ikitəpəli gedişini simvolik olaraq aşağıdakı formada yazmaq olar:



Buraxılan hissəciklə zəbt edilən (mənimənilən) hissəcik bərabər olduqda ($b=a$), proses (14.1 3) səpilən adlanır. $E_b = E_a$ olduqda, səpilmə elastiki səpilmə olur.

Sürətli nuklonların və deytronların hesabına yaranan reaksiya, aralıq nüvə yaranmadan gedir. Belə reaksiyalara birbaşa qarşılıqlı təsir nüvə reaksiyaları deyilir.

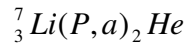
Nüvə reaksiyası ilk dəfə olaraq (1919) Rezerford tərəfindən aparılmışdır. Radioaktiv mənbə tərəfindən buraxılan, α -hissəcikləri ilə azotu şüalandıran zaman, azotun bəzi nüvəsi, bu zaman proton buraxaraq, oksigen nüvəsinə çevrilir. Bu reaksiyanın tənliyi aşağıdakı formada yazılır:



Rezerford, atom nüvəsinin bölünməsi üçün təbii mərmidən α - hissəciklərindən istifadə etmişdir.

Rezerford α -hissəciyinin mənbəyi kimi radioaktiv ${}_{34}P_0^{214}$ elementindən istifadə etmişdir. Bu elementdən

uçan zərrəciyin enerjisi 7.5 MeV-a yaxın olur. Süni yolla sürətləndirilmiş hissəciklər hesabına yaranan, ilk nüvə reaksiyası, Kokroft və Uolton tərəfindən aparılmışdır (1932). Onlar protonları 0.8 MeV enerjisində qədər sürətləndirərək aşağıdakı reaksiyanı aparmışlar:



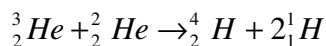
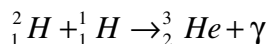
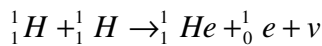
Neytronların yaratdığı reaksiya daha çox məna kəsb edir. Yüklü hissəciklərdən fərqli olaraq (p, d, α), neytronlar kulon dəfolunma qüvvəsinə məruz qalaraq, nəticədə həddən artıq az enerjiyə malik olaraq, onlar nüvəyə (daxil) nüfuz edə bilirlər.

50. Termonüvə reaksiyası

Çox yüksək temperaturda yüngül nüvələrin sintezi ilə gedən reaksiya termonüvə reaksiyası adlanır. Hidrogen nüvəsinin və onun izotoplarının xüsusi rabitə enerjisi helium nüvəsinin xüsusi rabitə enerjisindən az olduğundan onların sintezi zamanı böyük enerji ayrılır. Məsələn, deuterium və tritiumun sintezi zamanı helium nüvəsi və neytron yaranır, 17,6 MeV enerji çıxır ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n} + 17,6 \text{ MeV}$.

Buradan görünür ki, hər nuklonun payına ayrılan enerji təqribən 3,5 MeV olur. Müqayisə üçün yadımıza salaq ki, uranın parçalanması zamanı bu enerji 1 MeV-ə yaxındır. Deməli, termonüvə reaksiyasında ayrılan enerji uran nüvəsinin parçalanması zamanı çıxan enerjiden təqribən 4 dəfə çoxdur. Ona görə də termonüvə reaksiyası enerji əldə etmək baxımından daha sərfəlidir. Ulduzların tükənməz enerjisi bu reaksiyanın hesabınadır.

Məlumdur ki, ulduzların əksəriyyəti, o cümlədən Günəş 80 faizə qədər hidrogendən, 20 faizə qədər heliumdan və 1 faizə qədər karbon, azot və oksigendən ibarətdir. Günəşdə gedən termonüvə reaksiyalarından biri aşağıdakı sxem üzrə baş verir:



Reaksiya bu mərhələlərdə davam edir. Reaksiyanın ikinci mərhələsində ayrılan enerji γ-şüaları şəklində yayılır. Birinci mərhələdə yaranmış pozitron elektronla rastlaşaraq anniqilyasiya edir (zərrəcik halından foton halına keçir) və əlavə enerji yaradırlar.

Göstərilən reaksiya nəticəsində ayrılan enerji fəzaya yayılır və o cümlədən Yerə də gəlib çatır. Günəş 1 saniyədə $3,8 \cdot 10^{26} \text{ C}$ enerji şüalandırır. Onun kütləsinin təqribən $2 \cdot 10^{30} \text{ kq}$ olduğunu qəbul etsək vahid kütlənin 1 saniyədə buraxdığı enerji $1,9 \cdot 10^4 \text{ C/kq}$ -san olar. Müqayisə üçün qeyd edək ki, canlı orqanizmin maddələr mübadiləsi nəticəsində ayırdığı enerji bu enerjiden təqribən 100 dəfə böyükdür.

Termonüvə reaksiyasının baş verməsi üçün yüklü nüvələr bir-birinə ən azı nüvə qüvvələrinin təsir radiusuna bərabər məsafəyə qədər yaxınlaşmalıdırlar. Məsələn, iki protonun sintezi üçün onların kinetik enerjisi

$$E = k \frac{e^2}{r} = 9 \cdot 10^9 \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{2 \cdot 10^{-15}} = 11,52 \cdot 10^{-14} \text{ C}$$

olmalıdır. Bu isə

$$T = \frac{2E}{3k} = \frac{2 \cdot 11,52 \cdot 10^{-14}}{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23}} = 5,5 \cdot 10^9 \text{ K}$$

temperatura uyğundur. Belə yüksək temperatur ulduzların daxilində olduğu üçün termonüvə reaksiyaları ulduzlarda gedir.

Yerdə bu temperatur yalnız laboratoriya şəraitində yüksək temperaturlu plazmada alınır. Plazmada cərəyan yaradarkən onun maqnit sahəsi plazmanı sıxır, enerji kiçik radiuslu silindr daxilində toplanır və kənara yayılır. Digər tərəfdən nazik naqıl - plazmada əlavə Coul-Lens istiliyi ayrılır və onun temperaturunu daha da artırır. Belə plazmada termonüvə reaksiyası yaratmaq mümkün olmuşdur. Lakin

nüvə reaksiyalarında olduğu kimi idarə olunan termonüvə reaksiyasını hələlik müntəzəm aparmaq və onun enerjisindən istifadə etmək mümkün deyildir. Bu vəziyyət plazma sütununun dayanıqlı olmaması ilə əlaqədardır.

Ancaq idarə olunmayan və partlayışla nəticələnən termonüvə reaksiyası nüvə bombalarında yaradılır. Bu bombalarda termonüvə reaksiyasının getməsi üçün lazım olan temperatur atom bombasının partladılması ilə əldə edilir. Termonüvə reaksiyasını idarə etmək üçün, müəyyən həcmdə 10^8K həddində temperatur yaratmaq və saxlamaq lazımdır.