FİZİKANIN TƏDQİQAT OBYEKTİ VƏ ONU ÖYRƏNMƏ ÜSULLARI

Fizika maddi aləmin obyektiv xassələrini öyrənən təbiət elmlərindən biridir. Maddi aləm – materiya bizdən asılı olmayaraq mövcud olan maddi varlıqdır. Materiyanın əsas xassəsi və varlıq forması hərəkətdir. Maddi aləmdə baş verən ixtiyari dəyişiklik hərəkət adlanır. Bu hərəkəti doğuran materiyanın özüdür, onun müxtəlif konkret formaları arasındakı qarşılıqlı tə׳sirdir. Materiyanın hərəkət formaları da müxtəlifdir. Buraya fiziki, kimyəvi, bioloji və s. hərəkət formaları aiddir. Bu hərəkət formaları qarşılıqlı əlaqədə olub biri digərinə keçə bilər. Bununla yanaşı hər bir hərəkət formasının keyfiyyətcə özünəməxsus xassələri vardır. Bu hərəkət formaları eyni zamanda materiyanın inkişafının müxtəlif mərhələləri ilə də xarakterizə olunur. Materiyanın inkişafında bəsit, sadə hərəkət mürəkkəb hərəkətə keçdikdə keyfiyyətcə yeni hərəkət forması və eyni zamanda materiyanın yeni varlıq forması yaranır. Ona görə də təsbit edilir ki, materiya və hərəkət bir-birindən ayrılmazdır, hərəkətsiz materiya və materiyasız hərəkət yoxdur.

Müxtəlif elmlər materiyanın müxtəlif hərəkət formalarını öyrənir. Fizika maddi aləmin rəngarəng hərəkət formalarından yalnız mexaniki və fiziki hərəkətləri öyrənir, maddi varlıq forması olaraq maddə və sahə formalarını qəbul edir. Materiyanın maddə formasına elementar zərrəciklər, onlardan yaranan atomlar, atomlardan yaranan molekullar, atom və molekullardan ibarət olan cisimlər aiddir. Maddənin əsas xarakterik cəhəti onun korpuskulyar, diskret və sonlu ölçüyə malik olmasıdır. Sahə isə bu korpuskullar (zərrəciklər, hissəciklər, cisimlər) arasında əlaqə yaradan, onların bir-birinə tə׳sirini ötürən vasitə olub, maddi varlığın bir formasıdır. Maddədən fərqli olaraq sahə kəsilməz və fəzada qeyri-məhduddur. Sahə həm cismin daxilində və həm də cisim olmayan fəzada (boşluqda, vakuumda) ola bilər. Fəzanın eyni bir həcmində eyni zamanda müxtəlif sahələr (cazibə, elektrik, elektromaqnit) mövcud ola bilər. Sahə cisimlər tərəfindən yaradılır və bir-biri ilə bağlıdırlar. Müəyyən konkret hallarda zərrəciyə sahə, sahəyə isə zərrəciyi qarşı qoymaq olar, yəni onlar biri-digərinə çevrilə bilər. Beləliklə, fizikanın materiyanın maddə və sahə formalarının xassələrini, onların hərəkətini öyrənən elm olduğu görünür.

Fizikanın əsas vəzifəsi fiziki aləmin real mənzərəsini aydınlaşdırmaq və onun qanunauyğunluqlarını müəyyənləşdirməkdir. Real aləm çox mürəkkəb olduğundan, onun bütün rəngarəngliklərini nəzərə alaraq öyrənmək praktik və nəzəri olaraq mümkün deyildir. Elmin müasir ölçmələrinə görə kainat bir sferadırsa, onun radiusu 10^{26} m-dir. Bu müasir teleskopun görə bildiyi ən uzaq ulduza qədər olan məsafədir. Bu məsafəni işıq təqribən 10^{10} ilə qət edə bilir (nəzərə alaq ki, işıq 1 saniyədə $3x10^{8}$ m məsafə gedir). Bu müddət Yerin yaşı ilə eyni tərtibdədir. Yer yarananda həmin uzaq ulduzdan çıxan şüa bu gün bizə çatmışdır. Belə radiusa malik Kainatda olan ulduzları toplayıb kütləsi Günəşin kütləsinə bərabər «kündələrə» bölsək 10^{23} Günəş alınar. Ulduzlar əsasən neytron və protonlardan ibarətdir. Günəşdə 10^{57} neytron və proton vardır. Deməli, Kainat 10^{80}neytron və protondan ibarətdir. Onlar bir-birləri ilə müxtəlif növ qarşılıqlı tə'sirdədirlər. Bundan əlavə neytronlar və protonlar birləşərək 100-dən artıq nüvə (izotoplar nəzərə alınmır) yaradırlar. Nüvələr bir-birinə çevrilirlər. Onlar elektronlarla örtüldükdə atomlar və ya ionlar yaranırlar. Atomlar bir-biri ilə birləşərək molekullar əmələ gətirirlər. Onlar öz növbəsində müxtəlif xassəli cisimlər yaradırlar. İnsan orqanizmi 10^{9}-10^{10} toxumadan ibarətdir. Hər toxumaya ən azı bir dezoksibure nuklein turşusu molekulu daxil olur. Bu molekul özü 10^{8}-10^{10} atomdan təşkil olunur.

Bütün bunlar fizikanın tədqiqat obyektləri olduğunu nəzərə alsaq, fizikanın həll edəcək məsələlərinin nə qədər mürəkkəb olduğunu təsəvvür etmək olar. Bu məsələləri həll etmək, yəni fiziki hadisələri və onların qanunauyğunluğunu müəyyənləşdirmək üçün müşahidə və təcrübə əsasında fiziki hadisənin modeli qurulur. Bu model öz növbəsində təcrübədə yoxlanılır, reallıq tam əks etdirilmədikdə dəqiqləşdirilir və ya yeni model qurulur. Əksər hallarda dəqiqləşdirilmiş və ya yeni modellər köhnə modeli inkar etmir, onların tətbiq hüdudları müxtəlif olur. Məsələn, Nyuton mexanikasında (klassik modeldə) fəza və zaman anlayışları işıq sür'ətinə yaxın sür'ətlər mexanikasında – xüsusi nisbilik prinsipində (relvativistik modeldə) dəyişir. Relyativistik model klassik modeli inkar etmir, kiçik sürətlərdə onlar eyni olurlar. Modelin əsasını təşkil edən təsəvvürlərin dəyişməsi, yeni modelin – fizikanın yeni sahəsinin yaranmasına gətirir. Kvant mexanikasının yaranması buna misaldır.

Fizikanın inkişafı başqa elmlərin – kimyanın, biologiyanın, təbabətin, geologiyanın, coğrafiyanın, ekologiyanın inkişafına təkan verir. Bu sahələrin elmi əsaslarının yaradılmasında fiziki qanunauyğunluqlar, fiziki tədqiqat üsulları və onların tətbiqləri başlıca rol oynamışdır. Bu elmlərin fizika ilə sərhəddində yeni elm sahələri – kimyəvi fizika və fiziki kimya, biofizika, geofizika və s. yaranmışdır.

I BÖLMƏ. MEXANİKA

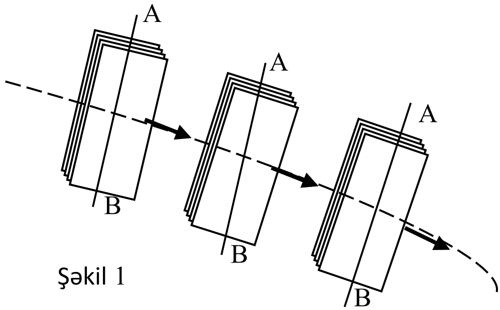
Ümumi fizika kursu mexanika, molekulyar fizika və termodinamika, elektrik və maqnetizm, optika, atom və nüvə fizikasından ibarət olub, adətən göstərilən ardıcıllıqla öyrənilir.

Mexanika fiziki hərəkətin ən sadə formasını – mexaniki hərəkəti öyrənən bölmədir. ***Fəzada bir cismin digərinə nəzərən yerini dəyişməsi mexaniki hərəkət adlanır***. Hərəkəti öyrənmək üçün onun başladığı və qurtardığı nöqtələrin həndəsi yerini, bu hərəkət üçün sərf olunan müddəti (zamanı) bilmək lazımdır. Hərəkəti öyrənmək üçün istinad edilən cisim ***hesabat cismi*** adlanır. Hesabat cismi, başlanğıcı bu cismə bağlı koordinat sistemi və orada yerləşmiş zaman ölçən vasitə (saat) *hesabat sistemi* adlanır. Hərəkətin baş verdiyi fəza bircins və izotrop (bütün nöqtələri və bütün istiqamətləri eyni xassəli) olduğundan hesablama cisminin və koordinat oxlarının istiqamətinin seçilməsi ixtiyari ola bilər. Zaman bircins (onun axarı eynidir), biristiqamətli olduğundan birqiymətli təyin olunur.

I FƏSİL. KİNEMATİKA

§1. Maddi nöqtənin düzxətli hərəkəti

Ölçüləri və forması həmişə sabit qalan cisim ***mütləq bərk cisim*** adlanır. Mütləq bərk cismin ixtiyari mürəkkəb hərəkətini iki hərəkətin – irəliləmə və fırlanma hərəkətlərinin cəmi kimi göstərmək olar. ***Cismin hərəkəti zamanı onun üzərində götürülmüş düz xətt parçası həmişə özünə paralel qalarsa belə hərəkət irəliləmə hərəkəti adlanır.***

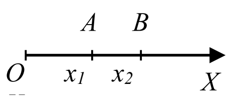


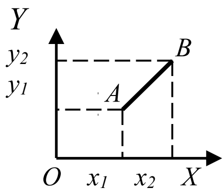
Şəkil 1

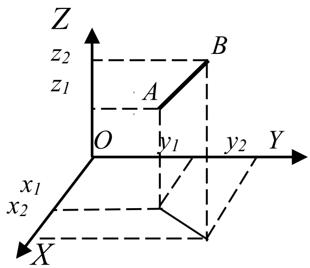
Şəkil 1-də göstərilən kitabın hərəkəti zamanı onun üzərində götürülmüş AB düz xətti özünə paralel qaldığı üçün kitab irəliləmə hərəkəti edir.

Çox hallarda cismin irəliləmə hərəkətini öyrənməklə onun hansı formaya və ya ölçüyə malik olması əhəmiyyət kəsb edir. Ona görə də cismin modeli olaraq maddi nöqtə anlayışından istifadə edilir. ***Forma və ölçüləri nəzərə alınmayan cisim maddi nöqtə adlanır. Hərəkət zamanı maddi nöqtənin ardıcıl keçdiyi nöqtələrin həndəsi yeri (izi) trayektoriya adlanır.*** Trayektoriyanın forması hesablama sisteminin seçilməsindən asılıdır. Məsələn, uçan təyyarədən düşən cismin trayektoriyası təyyarəyə nəzərən düz xətt, Yerə nəzərən isə paraboladır. Trayektoriyanın forması hərəkətin formasını təyin edir. Trayektoriya düz xəttdirsə hərəkət düzxətli hərəkət, trayektoriya əyri xəttdirsə – əyrixətli hərəkət adlanır. Düzxətli hərəkətə misal olaraq iki nöqtə arasında tarım bağlanmış sapa keçirilmiş muncuq dənəsinin hərəkətini göstərmək olar. Dekart koordinat sisteminin oxlarından birinin (məsələn X oxunun) sapın istiqamətində olduğunu qəbul edərək, muncuq dənəsinin müxtəlif anlarda koordinatı təyin edilir. Göründüyü kimi, muncuq dənəsinin bu hərəkəti zamanı onun fəzadakı vəziyyətini təyin etmək üçün bir ox kifayətdir. Belə hərəkət ***birölçülü hərəkət*** adlanır. Muncuq dənəsi döşəmədə hərəkət edirsə, onun vəziyyəti iki (ikiölçülü), fəzada hərəkət etdikdə isə üç koordinatla (üçölçülü hərəkət) təyin olunur.

İki A və B nöqtələri arasındakı məsafə birölçülü fəzada (x_2-x_1), ikiölçülü fəzada $(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2$ və üçölçülü fəzada $(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2+(z_2-z_1)^2$ ilə tapılır. Ümumi halda nöqtənin fəzada vəziyyəti koordinat başlanğıcından həmin nöqtəyə çəkilmiş istiqamətlənmiş







düz xətt parçası ilə göstərilir. Bu istiqamətlənmiş **parça *radius-vektor*** adlanır, $\vec{r}$ ilə göstərilir (*ədədi qiyməti və istiqaməti ilə xarakterizə olunan kəmiyyət vektorial kəmiyyət, yalnız ədədi qiyməti ilə xarakterizə olunan kəmiyyət isə skalyar kəmiyyət adlanır*). Radius-vektor anlayışından və vektorların toplanma qaydasından istifadə edərək fəzada iki nöqtə arasındakı məsafəni $\Delta\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ kimi tapmaq olar. Məsafənin belə tapılması hərəkətin istiqamətini müəyyən etməyə imkan verir.

Kinematikada hərəkətin parametrləri – onu xarakterizə edən kəmiyyətlər olaraq yol, yerdəyişmə, sürət və təcil qəbul olunur. ***Trayektoriyanın uzunluğu gedilən yol adlanır***, s ilə işarə olunur. Beynəlxalq Vahidlər Sistemində (BS) *metrlə* (m) ölçülür.

Hərəkətin başlanma nöqtəsi ilə onun son nöqtəsini birləşdirən istiqamətlənmiş düz xətt parçası yerdəyişmə adlanır və $\Delta \vec{r}$ ilə işarə olunur. Göründüyü kimi, gedilən yol skalyar, yerdəyişmə isə vektorial kəmiyyətdir. Vektorial kəmiyyətin ədədi qiyməti onun modulu adlanır və $\left|\Delta \vec{r}\right|$ ilə işarə olunur. Düzxətli hərəkətdə yerdəyişmənin modulu gedilən yola bərabər olur.

Maddi nöqtə ixtiyari düzxətli hərəkət etdikdə orta sürət və ani sürət anlayışlarından istifadə edilir. Yerdəyişmənin ($\Delta \vec{r}$) bu yerdəyişmə üçün sərf olunan zamana nisbəti orta sürət adlanır, $\vec{\upsilon}_{or}$ ilə işarə olunur və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$\vec{\upsilon}_{or} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \tag{1.1}$$

Bu nisbətin Δt-nin sonsuz olaraq sıfra yaxınlaşması zamanı aldığı limit qiyməti ***ani sürət*** adlanır, $\vec{\upsilon}$ ilə işarə olunur və aşağıdakı kimi tapılır:

$$\vec{\upsilon} = \lim_{\Delta t \to o} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \tag{1.2}$$

Məlumdur ki, funksiya artımının arqument artımına nisbətinin limit qiyməti törəmə adlanır. Ona görə də (1.2)-ni aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\vec{\upsilon} = \frac{d\vec{r}}{dt} \tag{1.3}$$

Sürət yerdəyişmənin birinci tərtib törəməsi kimi tapılır.

Sürət vektorial kəmiyyət olub, düzxətli hərəkətdə yerdəyişmə vektoru istiqamətində yönəlir. Sürət BS-də *m/san* ilə ölçülür.

Düzxətli hərəkətdə gedilən yol yerdəyişmənin moduluna bərabər olduğu üçün (1.3) düsturunu skalyar şəkildə yazmaq olar

$$\upsilon = \lim_{\Delta t \to o} \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad \text{və} \quad \upsilon = \frac{ds}{dt}.$$

Bu düsturdan istifadə edərək t_1 və t_2 anları arasında gedilən yolu

$$\Delta s = \upsilon_i \Delta t\ ; \quad s = \lim_{\Delta t \to o} \sum \upsilon_i \Delta t \quad \text{və ya} \quad s = \int_{t_1}^{t_2} \upsilon dt \qquad (1.4)$$

kimi hesablamaq olar. Burada cəmin limiti inteqralla əvəz edilmişdir.

Sürətin dəyişməsinin bu dəyişmə üçün sərf olunan zamana nisbəti *orta təcil* ($\vec{a}_{or}$), onun limit qiyməti isə *ani təcil* ($\vec{a}$) adlanır, uyğun olaraq aşağıdakı düsturlarla hesablanır:

$$\vec{a}_{or} = \frac{\Delta \vec{\upsilon}}{\Delta t}\ ; \quad \vec{a} = \lim_{\Delta t \to o} \frac{\Delta \vec{\upsilon}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} \qquad (1.5)$$

Təcil vektorial kəmiyyət olub düzxətli hərəkətdə sürətin dəyişmə istiqamətində yönəlir və BS-də *m/san*^{2} ilə ölçülür. Axırıncı düsturda (1.3) düsturunu nəzərə alaq

$$\vec{a} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right) = \frac{d^2 r}{dt^2} \qquad (1.6)$$

Buradan görünür ki, təcil sürətin birinci, yerdəyişmənin isə ikinci tərtib törəməsinə bərabər olan kəmiyyətdir.

(1.5) düsturundan aydın olur ki, $\vec{a} = 0$ olarsa $\vec{\upsilon} = const$, yəni hərəkət bərabərsürətli olur, $\vec{a} = const$ olarsa, hərəkət bərabərtəcilli hərəkət adlanır. Bərabərsürətli hərəkətdə gedilən yol (1.4) düsturuna əsasən $s = \upsilon(t_2 - t_1) = \upsilon t$ ilə hesablanır. Başlanğıcda $t_1 = 0$ anında sürət υ_0 olarsa bərabərtəcilli hərəkətdə t anında sürət (1.5) düsturuna əsasən

$$\upsilon = \int_0^t a dt = \upsilon_0 + at \ ,$$

gedilən yol isə

$$s = \int_0^t (\upsilon_0 + at)dt = \upsilon_0 t + \frac{at^2}{2} \quad \text{olar.}$$

Hərəkət birölçülü olduqda göstərilən kəmiyyətlər yalnız bir koordinatla ifadə olunur. Hərəkət iki və ya üçölçülü olduqda, onda hər bir kəmiyyətin oxlar üzrə proyeksiyalarından istifadə edilir. X, Y, Z oxları üzrə vahid vektorları uyğun olaraq $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ vektorları ilə göstərsək, kinematik kəmiyyətlər aşağıdakı kimi yazılar:

$$\vec{r} = \vec{i}\, x + \vec{j}\, y + \vec{k} z$$

$$\vec{\upsilon} = \vec{i}\, \upsilon_x + \vec{j}\, \upsilon_y + \vec{k} \upsilon_z$$

$$\vec{a} = \vec{i}\, a_x + \vec{j}\, a_y + \vec{k} a_z$$

Burada $\upsilon_x = \dfrac{dx}{dt}, \ \upsilon_y = \dfrac{dy}{dt}, \ \upsilon_z = \dfrac{dz}{dt},$

$$a_x = \frac{d\upsilon_x}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2}, \ a_y = \frac{d\upsilon_y}{dt} = \frac{d^2y}{dt^2}, \ a_z = \frac{d\upsilon_z}{dt} = \frac{d^2z}{dt^2}$$

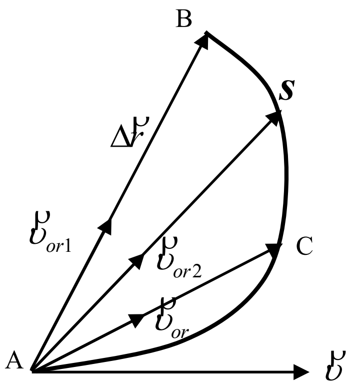
Onların qiymətləri isə

$$\left|\vec{r}\right|^2 = x^2 + y^2 + z^2, \ \upsilon^2 = \upsilon_x^2 + \upsilon_y^2 + \upsilon_z^2, \ a^2 = a_x^2 + a_y^2 + a_z^2$$

kimi hesablanır.

§2. Əyrixətli hərəkət

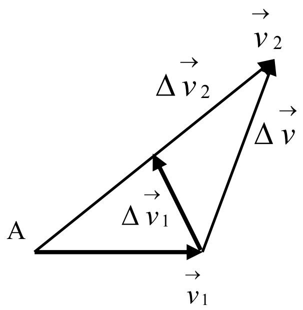
Tutaq ki, maddi nöqtə bir müstəvi üzərində (məsələn döşəmədə, onu XOY müstəvisi qəbul edək) ixtiyari əyri boyunca hərəkət edir və A nöqtəsindən B nöqtəsinə yerini dəyişir. Şəkil 2-də $\Delta\vec{r}$ maddi nöqtənin yerdəyişməsi, s isə onun getdiyi yoldur. Bu hərəkətdə orta sürət $\Delta\vec{r}$ istiqamətində yönəlmişdir. Ani sürət isə $\Delta\vec{r}$-in zamana görə törəməsi ilə təyin olunduğundan ixtiyari anda trayektoriyaya toxunan istiqamətində olacaqdır.



Şəkil 2

Şəkildən görünür ki, $\overrightarrow{\upsilon_{or}}$ lərin A nöqtəsində limiti həmin nöqtədə əyrinin toxunanı istiqamətində olur. Deməli, ani sürət həmişə əyriyə toxunan istiqamətdə olur. Əyrinin toxunanı nöqtədən-nöqtəyə öz istiqamətini dəyişdiyi üçün sürət vektorunun istiqaməti də dəyişəcəkdir. Buradan belə nəticə çıxır ki, əyri xətt boyunca ixtiyari hərəkət edən maddi nöqtənin sürəti həm qiymətcə, həm də istiqamətcə dəyişir.

Tutaq ki, əyrinin A nöqtəsində sürət $\vec{\upsilon}_1$, C nöqtəsində isə $\vec{\upsilon}_2$-dir (şəkil 3). $\vec{\upsilon}_2$ vektorunun qiymətini və istiqamətini saxlamaqla onun başlanğıcını $\vec{\upsilon}_1$ vektorunun başlanğıcına, yəni A nöqtəsinə gətirək. Onda vektorların toplanma qaydasına görə bu iki vektorun uclarını birləşdirən və ikinci vektorun ucuna doğru yönəlmiş $\Delta\vec{\upsilon}$ vektoru $\Delta\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_2 - \vec{\upsilon}_1$ sürətin Δt müddətində dəyişməsini ifadə edəcəkdir.



Şəkil 3

$\vec{\upsilon}_2$ vektoru üzərində $\vec{\upsilon}_1$ vektoruna bərabər parça ayıraq və $\vec{\upsilon}_1$ vektorunun ucunu həmin nöqtə ilə birləşdirək. Alınan vektoru $\Delta\vec{\upsilon}_1$, $\vec{\upsilon}_2$ vektorundan artıq qalan parçanı $\Delta\vec{\upsilon}_2$ ilə işarə edək. Burada $\Delta\vec{\upsilon}_1$ sürətin istiqamətcə, $\Delta\vec{\upsilon}_2$ isə qiymətcə dəyişməsini göstərir. Şəkildən görürük ki, $\Delta\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_1 + \vec{\upsilon}_2$ olur. Təcilin (1.5) düstürüna görə

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}_1 + \Delta\vec{\upsilon}_2}{\Delta t} = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}_1}{\Delta t} + \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}_2}{\Delta t} = \qquad (1.7)$$

$$= \frac{d\vec{\upsilon}_1}{dt} + \frac{d\vec{\upsilon}_2}{dt}$$

Burada $\frac{d\vec{\upsilon}_1}{dt}$ sürətin istiqamətinin dəyişməsi hesabına yaranan təcildir. O, trayektoriyanın əyriliyindən asılıdır. İkinci hədd isə sürətin ədədi qiymətcə dəyişməsi hesabına yaranan təcildir.

Sürətin ədədi qiymətcə dəyişməsi toxunan istiqamətdə olduğu üçün bu təcil də toxunan istiqamətdə yönəlir, *toxunan* və ya *tangensial təcil* adlanır və $\vec{a}_\tau$ ilə göstərilir. Toxunan istiqamətdə vahid vektoru $\vec{\tau}$ ilə işarə etsək

$$\vec{\upsilon} = \vec{\tau}\,\upsilon \quad \text{və} \quad \vec{a}_\tau = \vec{\tau}\,\frac{d\upsilon}{dt} \tag{1.8}$$

yazmaq olar. Birinci həddi aşkar şəkildə tapmaq üçün $\vec{V} = \vec{\tau}\upsilon$-ni zamana görə differensiallayaq:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{d}{dt}(\vec{\tau}\upsilon) = \upsilon\frac{d\vec{\tau}}{dt} + \vec{\tau}\frac{d\upsilon}{dt} \tag{1.7a}$$

İsbat edək ki, $\dfrac{d\vec{\tau}}{dt}$ vektoru $\vec{\tau}$ vektoruna perpendikulyardır. Bunun üçün $\tau^2 = 1$ eyniliyini differensiallayaq:

$$\frac{d}{dt}(\tau^2) = 2\vec{\tau}\frac{d\vec{\tau}}{dt} = 0$$

Bu iki vektorun skalyar hasilidir. Bu o vaxt sıfra bərabər ola bilir ki, həmin vektorlar arasındakı bucaq 90° olsun. Deməli, $\dfrac{d\vec{\tau}}{dt}$ vektoru $\vec{\tau}$ vektoruna perpendikulyardır. Toxunan vahid vektor $\vec{\tau}$ yolun funksiyası olduğundan

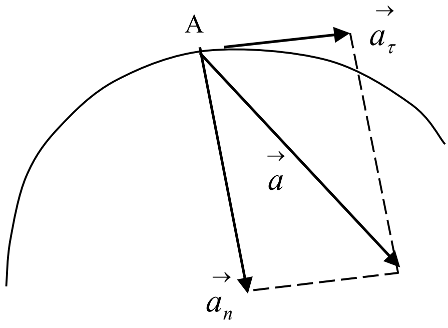
$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\vec{r}}{ds}\frac{ds}{dt}$$

yazmaq olar. Burada $\frac{d\vec{\tau}}{ds} = \frac{\vec{n}}{r}$,

$\frac{ds}{dt} = \upsilon$ olduğunu (1.7a)

düsturunda nəzərə alsaq

$$\vec{a} = \vec{n}\frac{\upsilon^2}{r} + \vec{\tau}\frac{d\upsilon}{dt} \qquad (1.9)$$



Şəkil 4

olar. Burada $\vec{n}$-radius istiqamətində mərkəzə doğru yönəlmiş vahid normal vektor adlanır.

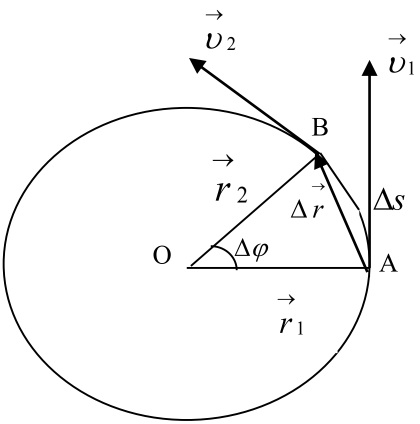
Beləliklə, əyrixətli hərəkətdə təcil bir-birinə perpendikulyar yerləşmiş normal və tangensial təcillərin cəmindən ibarət olur.

Şəkil 4-də bu vektorların ixtiyari götürülmüş *A* nöqtəsində istiqamətləri və vektorial cəmi göstərilmişdir.

§3. Maddi nöqtənin və bərk cismin fırlanma hərəkətinin kinematikası

Cismin hərəkəti zamanı onun nöqtələri konsentrik çevrələr cızarsa belə hərəkət fırlanma hərəkəti adlanır.

Tutaq ki, maddi nöqtə *r* radiuslu çevrə boyunca ədədi qiymətcə sabit υ sürəti ilə fırlanır (şəkil 5). Çevrə üzrə hərəkət, bildiyimiz kimi əyri-xətli hərəkətin xüsusi halıdır.



Şəkil 5

Maddi nöqtə Δt müddətində A nöqtəsindən B nöqtəsinə yerini dəyişmiş, Δs qövsünün uzunluğuna bərabər yol getmiş və bu zaman maddi nöqtənin çevrə üzərində vəziyyətini təyin edən radius $\Delta\varphi$ bucağı qədər dönmüşdür. Burada Δs maddi nöqtənin xətti yerdəyişməsi, $\Delta\varphi$ isə bucaq yerdəyişməsi adlanır. Onlar arasında əlaqə aşağıdakı kimidir:

$$\Delta s = \Delta\varphi r \text{ və ya } \left|\Delta\vec{r}\right| = \Delta\varphi\left|\vec{r}\right|, \quad \left|d\vec{r}\right| = d\varphi\left|\vec{r}\right|$$

Bu ifadəni vektorial formada yazmaq üçün $\Delta\varphi$ kəmiyyətinə istiqamət vermək lazımdır. Qəbul edək ki, bu kəmiyyət istiqamətə malikdir və onun müsbət istiqaməti saat əqrəbinin hərəkət istiqamətinin əksinədir. Onda axırıncı ifadənin sağ tərəfində iki vektorun hasili olacaq və bu hasil vektorial kəmiyyət olmalıdır (çünki, $d\vec{r}$ -vektordur). Bu halda hasil aşağıdakı kimi yazılır:

$$d\vec{r} = \left[d\vec{\varphi} \cdot \vec{r} \right]$$

Bu ifadənin hər tərəfini *dt*-yə bölək

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \left[\frac{d\vec{\varphi}}{dt} \cdot \vec{r} \right] \qquad (1.10)$$

Sol tərəf (1.3) düsturuna görə sürəti ifadə edir (fırlanma hərəkətində bu *xətti sürət* adlanır). Sağ tərəfdəki birinci vuruq bucaq yerdəyişməsinin zamana görə birinci tərtib törəməsi olub *bucaq sürəti adlanır*, $\vec{\omega}$ ilə işarə olunur (rad/san ilə ölçülür):

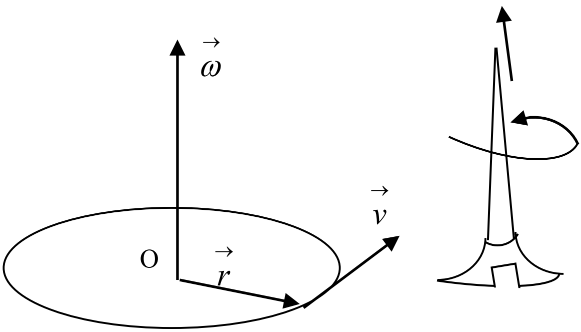
$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt} \qquad (1.11)$$

Bunu nəzərə alsaq (1.10) düsturunu aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\vec{\upsilon} = \left[\vec{\omega} \cdot \vec{r} \right] \qquad (1.12)$$

Xətti sürət, bucaq sürəti və radius-vektor arasında əlaqəni ifadə edən (1.12) düsturuna daxil olan bu üç vektor fəzada bir-birinə perpendikulyar yerləşirlər. Onların fəzada vəziyyəti sağ burgu qaydası ilə tapılır (şəkil 6).

Sağ burgunun başlığı $\vec{\omega}$ vektorundan $\vec{r}$ vektoruna doğru 90^o-lik bucaq əmələ gətirən istiqamətdə fırlanarsa onun irəliləmə hərəkətinin istiqaməti $\vec{\upsilon}$ vektorunun istiqamətini göstərəcəkdir. İki vektorun vektorial hasilini ifadə edən üçüncü vektorun istiqaməti göstərilən sağ burğu qaydası ilə tapılır.



Şəkil 6

Bucaq sürətinin də-yişməsi bucaq təcili ilə xarakterizə olunur. Bucaq təcili bucaq sürətinin zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir, $\vec{\beta}$ ilə işarə olunur, vahidi rad/san^2 –dır və aşağıdakı düsturla tapılır:

$$\vec{\beta} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} \qquad (1.13)$$

(1.10) düsturunda $\vec{r}$ -i sabit qəbul edərək differensiallasaq

$$\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}\vec{r}\right]$$

və (1.5), (1.13) düsturlarını nəzərə alsaq bucaq təcili ilə bucaq sürəti arasında əlaqəni tapmaq olar:

$$\vec{a} = \left[\vec{\beta}\,\vec{r}\right] \qquad (1.13a)$$

Əgər çevrə boyunca hərəkətdə xətti sürətin modulu sabit qalarsa, onda xətti təcil (1.9) düsturuna əsasən hasablanır. Bu təcil *mərkəzəqaçma təcili* adlanır:

$$\vec{a}_{m.q.} = \vec{n}\frac{\upsilon^2}{r}$$

Burada (1.10) düsturunu nəzərə alsaq, $\vec{a}_{m.q.} = \vec{n}\,\omega^2 r$ şəklində olar.

Aydındır ki, maddi nöqtə çevrə boyunca bir dəfə dövr etdikdə radius-vektor 2π bucağı qədər dönür. Hərəkət bərabərsürətli olduqda, bucaq sürəti sabit qalır və (1.9) düsturuna əsasən

$$\omega = \frac{2\pi}{T}$$

kimi hesablanar. Burada T bir dövr üçün sərf olunan müddət olub, fırlanma periodu adlanır və san ilə ölçülür.

İkinci paraqrafda qeyd edilmişdi ki, bərk cismin ixtiyari hərəkətini irəliləmə və fırlanma hərəkətlərinin cəmi kimi göstərmək olar. İrəliləmə hərəkətinə birinci paraqrafda baxılmışdır. Ona görə də bərk cismin fırlanma hərəkətinin kinematikasına baxaq. İrəliləmə hərəkətinin olmaması üçün bərk cismin fırlanma oxunu tərpənməz qəbul edək. Bərk cisim tərpənməz ox ətrafında fırlandıqda onu təşkil edən hissəciklər arasında məsafə dəyişmir və bu hissəciklər mərkəzləri fırlanma oxu üzərində olan çevrələr boyunca hərəkət edirlər. Deməli, bərk cismin fırlanma hərəkətinə çox sayda maddi nöqtənin müxtəlif radiuslu çevrələr boyunca hərəkətlərinin toplusu kimi baxmaq olar. Bu isə o deməkdir ki, maddi nöqtənin fırlanma hərəkətinin kinematikasını ifadə edən düsturlar bərk cismin kinematikasını da ifadə edəcəkdir. Bərk cismin bütün nöqtələri eyni bucaq sürətinə, lakin müxtəlif xətti sürətlərə malik olacaqlar, çünki müxtəlif nöqtələr fırlanma oxundan müxtəlif məsafədədirlər. Bu səbəbdən fırlanma hərəkətində bərk cismə maddi nöqtə kimi baxmaq olmaz.

II FƏSİL. DİNAMİKA

§1. Nyutonun I qanunu. İnersial Hesablama sistemləri. Mexaniki nisbilik prinsipi

Dinamika mexaniki hərəkəti onu doğuran səbəbləri nəzərə almaqla öyrənir. Dinamikanın əsasında Nyutonun üç qanunu durur. Nyutonun I qanununa görə bütün cisimlər öz halını saxlamağa çalışırlar. Cismin öz halını saxlamaq xassəsi ***ətalət*** adlanır. Cismə başqa cisimlər təsir etmədikdə onun halı dəyişməz qalır. Cismin hərəkəti hesablama sisteminə nəzərən öyrənilir. Deməli, hesablama sistemi də elə olmalıdır ki, orada baş verən hərəkətə təsir göstərməsin, yəni cisim sükunətdədirsə sükunətdə qalsın, bərabərsürətli hərəkətdədirsə, bu hərəkət halını saxlasın. Belə hesablama sistemi ***inersial (ətalət) hesablama sistemi*** adlanır. Nyutonun I qanununun mahiyyəti inersial sistemin qəbul edilməsidir. ***Sükunətdə və ya bərabərsürətli düzxətli hərəkətdə olan sistem inersial hesablama sistemi adlanır.*** Bu model sistemdir. Real olaraq belə sistem mövcud ola bilməz, çünki hər bir sistem müəyyən qarşılıqlı təsirə – zəif (yüngül zərrəciklər –leptonlar arasında), güclü (ağır zərrəciklər – adronlar arasında), elektromaqnit və qravitasiya (cazibə) qarşılıqlı təsirə məruz qalır. Bu qarşılıqlı təsirlər məsafə artdıqca kəskin azaldıqları üçün seçilmiş hesablama sistemini qalan cisimlərdən uzaqlaşdırmaqla onların təsirini azaltmaq olar və onu təqribi olaraq inersial qəbul etmək olar. Bu sistemə nəzərən bərabərsürətli düzxətli hərəkət edən bütün sistemlər də inersial olacaqlar. Qaliley bu mülahizələri ümumiləşdirərək ***Mexaniki nisbilik prinsipini*** vermişdir. Bu prinsipə görə ***bütün inersial sistemlər eyni hüquqludur və bu sistemdə aparılmış mexaniki təcrübənin köməyi ilə bu sistemin sükunətdə, və ya bərabərsürətli düzxətli hərəkətdə olduğunu müəyyən etmək olmaz***. Buradan belə əsaslı nəticə çıxır ki, ***mexaniki hadisələr bütün inersial sistemlərdə eyni***

tərzdə cərəyan edir. Qaliley özü belə misal göstərir ki, idmançı sahildə hansı məsafəyə tullanırsa, bərabərsürətli düzxətli hərəkət edən gəminin göyərtəsində də ixtiyari istiqamətdə həmin qədər məsafəyə tullanacaqdır.

Qaliley göstərmişdir ki, bir inersial sistemdən digərinə keçdikdə baxılan nöqtənin yalnız hərəkət istiqamətindəki koordinatı və onun sürəti dəyişir. Eyni zamanda ölçülmüş koordinatlar arasındakı məsafə, eyni koordinatda baş vermiş hadisənin başlanğıcı ilə sonu arasında keçən müddət, hərəkətin təcili bütün istiqamətlərdə eyni olur. Belə kəmiyyətlər ***invariant kəmiyyətlər*** adlanırlar.

§2. Nyutonun II qanunu. Kütlə və qüvvə. Nyutonun III qanunu

Təcrübələr göstərmişdir ki, müxtəlif cisimlərin ətalətliliyi müxtəlifdir. Eyni materialdan hazırlanmış kiçik cismin ətaləti kiçik, böyük cismin ətaləti böyük olur. ***Cismin ətalət ölçüsü olaraq kütlə anlayışı daxil edilir***, m ilə işarə olunur və BS-də kq-la ölçülür. Cisimlər arasındakı qarşılıqlı təsir ölçüsü olaraq qüvvə anlayışından istifadə edilir, $\vec{F}$ ilə işarə olunur və BS-də onun vahidi N (Nyuton) qəbul edilir. Qüvvə vektordur. Nyuton cismə təsir edən qüvvə ilə onun hərəkətinin dəyişməsi arasında əlaqəni müəyyən etmişdir. Bu əlaqə onun II qanunu ilə verilir. Bu qanuna görə cismin aldığı təcil ona təsir edən kənar qüvvə ilə düz, cismin kütləsi ilə tərs mütənasib olub qüvvənin istiqamətində yönəlir və riyazi olaraq aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \tag{2.1}$$

Cismə bir neçə qüvvə təsir edərsə, onda (2.1) düsturundakı $\vec{F}$ bütün qüvvələrin vektoru cəmini göstərən əvəzləyici qüvvə olacaqdır. Bu düstur inersial sistemin seçilməsindən asılı olmayıb, bütün inersial sistemlərdə doğrudur.

Cisimlər arasında təsir qarşılıqlı xarakter daşıyır, yəni bir cisim digərinə təsir edirsə, həmin cisim də öz növbəsində birinci cismə təsir edir. Nyuton III qanununda göstərir ki, təsir əks təsirə bərabərdir:

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2 \tag{2.2}$$

Bu qüvvələr qarşılıqlı təsirdə olan maddi nöqtələri birləşdirən düz xəttin üzərində yerləşir, qiymətcə bir-birinə bərabər, istiqamətcə əks tərəflərə yönəlmiş və müxtəlif cisimlərə tətbiq olunmuşlar, ona görə də bir-birini kompensə edə, yəni tarazlaşdıra bilməzlər.

Bu qanunlar kiçik sürətlərdə doğrudur. Böyük sürətlərdə təcil qüvvənin istiqamətində olmur, yüklü zərrəciklərin qarşılıqlı təsirində, ümumiyyətlə təsir və əks təsir qüvvələri bir düz xətt üzərində yerləşmirlər.

§3. İmpuls və onun saxlanma qanunu

Nyutonun (2.1) şəklində verilmiş II qanununda (1.5) düsturunu nəzərə alsaq

$$\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \frac{\vec{F}}{m} \quad \text{və ya} \quad md\vec{\upsilon} = \vec{F}dt$$

olar. Kütlə sabit qəbul olunduğundan onu differensialın altında yazaraq

$$d(m\vec{\upsilon}) = \vec{F}dt \tag{2.3}$$

alarıq. Burada $m\vec{\upsilon}$ hasili $\vec{\upsilon}$ sürəti ilə hərəkət edən *m* kütləli cismin ***impulsu*** (hərəkət miqdarı) adlanır, $\vec{P}$ ilə işarə olunur:

$$\vec{P} = m\vec{\upsilon} \tag{2.4}$$

İmpuls vektorial kəmiyyətdir. (2.3) düsturunun sağ tərəfində olan $\vec{F}dt$ hasili ***qüvvə impulsu*** adlanır. Həmin düsturun sol tərəfi impulsun dəyişməsini ifadə edir. Düsturdan görünür ki, cismə kənardan qüvvə təsir etməzsə, və ya onun təsir müddəti sonsuz kiçik olarsa (belə sistem qapalı sistem adlanır), onda

$$d\vec{P} = 0 \quad \text{və ya} \quad \vec{P} = const \tag{2.5}$$

olar. Bu, qapalı sistemin impulsunun saxlanma qanununu ifadə edir, yəni qapalı sistemin impulsu dəyişmir və sabit qalır. Sistem qapalı olmazsa, yəni ona sonlu müddətdə xarici qüvvə təsir edərsə, onun impulsu dəyişir və impulsun dəyişməsi xarici qüvvələrin əvəzləyicisinin impulsuna bərabər olur.

Tutaq ki, iki cisim qapalı sistem təşkil edir və bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdədirlər. Onda Nyutonun II və III qanunlarına görə

$$m_1 d\vec{\upsilon}_1 = -m_2 d\vec{\upsilon}_2 \quad \text{və ya} \quad d(m_1\vec{\upsilon}_1) = -d(m_2\vec{\upsilon}_2)$$

$$\text{və ya} \quad d\vec{P}_1 = -d\vec{P}_2 \tag{2.6}$$

olur.

Buradan görünür ki, qapalı sistemdə birinci cismin impulsu nə qədər artmışdırsa, ikinci cismin impulsu həmin qədər azalmışdır. (2.6) düsturunda hər iki həddi bərabərliyin sol tərəfində yazaq

$$d\vec{P}_1 + d\vec{P}_2 = 0 \quad \text{və ya} \quad d(\vec{P}_1 + \vec{P}_2) = 0$$

Buradan görünür ki, ***qapalı sistemi təşkil edən cisimlərin ayrı-ayrılıqda impulsları dəyişə bilər, lakin sistemin impulsu sabit qalır, dəyişmir.*** Buradan həm də belə nəticə çıxır ki, daxili konservativ qüvvələr (elastik, cazibə, Kulon qüvvələri) sistemin impulsunu dəyişə bilməz.

Raketin hərəkəti impulsun saxlanma qanununa əsaslanmışdır. Raket və onun daxilindəki yanacaq qapalı sistemdir. Raket əvvəlcədən sükunətdədir və impulsu sıfra bərabərdir. Raketin arxasından vahid zamanda μ qədər yanacaq $\vec{\upsilon}_y$ sürətilə çıxarsa yanacağın impulsu $\vec{P}_y$ qədər olar. İmpulsun saxlanma qanununa görə yanacağın malik olduğu impulsla raketin impulsu $\vec{P}_r$ birlikdə sıfra bərabər olmalıdır:

$$\vec{P}_r + \vec{P}_y = 0$$

Buradan alırıq ki, $\vec{P}_r = -\vec{P}_y$. Yəni impulsun saxlanma qanununa görə raket yanacağın impulsuna bərabər və onun əksinə yönəlmiş impuls olaraq hərəkət edəcəkdir. Bu hərəkət *reaktiv hərəkət*, yaranan qüvvə $\vec{F} = -\mu\upsilon_y$ isə *reaktiv qüvvə* adlanır.

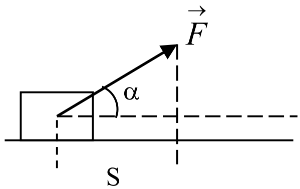
Reaktiv hərəkəti və reaktiv qüvvəni hava şarını hava ilə doldurub, ağzını bağlamadan buraxdıqda da müşahidə etmək olar.

§4. İş və güc

Cismə qüvvə təsir etdikdə o, vəziyyətini dəyişərsə bu zaman iş görülür. İş *A* ilə işarə olunur.

Tutaq ki, cismə üfüqlə α bucağı əmələ gətirən istiqamətdə sabit $\vec{F}$ qüvvəsi təsir edir və cisim üfüqi istiqamətdə *S* qədər yerini dəyişir. ***İş ədədi qiymətcə yerdəyişmə ilə təsir edən qüvvənin yerdəyişmə istiqamətindəki proyeksiyası hasilinə bərabər olub*** aşağıdakı düsturla hesablanır:

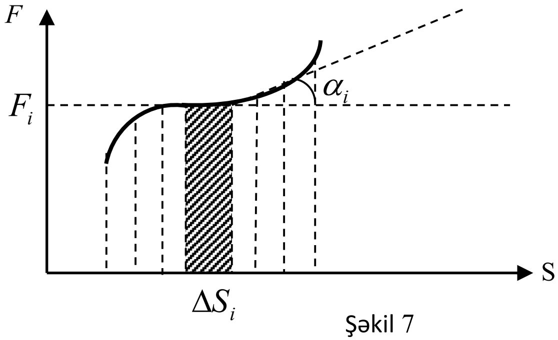
$$A = FS\cos\alpha$$



Şəkil 6

İşin BS-də vahidi C (coul)-dur. Düsturdan görünür ki, yerdəyişməyə perpendikulyar istiqamətdə təsir edən qüvvə iş görmür. Yerdəyişmənin əksinə yönələn qüvvə mənfi iş görür (məs: sürtünmə qüvvəsinin işi mənfi olur).

Cismə təsir edən qüvvə dəyişən olduqda işi hesablamaq üçün yerdəyişməni elə elementar hissələrə bölürlər ki, həmin hissədə qüvvəni sabit qəbul etmək olsun. Həmin hissədə görülən iş $\Delta A_i = F_i \Delta S_i \cos\alpha_i$ və tam iş isə



Şəkil 7

$A = \sum_{i=1}^{n} \Delta A_i = \sum_{i=1}^{n} F_i \Delta S_i \cos\alpha_i$ olar.

Tam işi hesablamaq üçün bölgünün addım-larını sonsuz kiçiltmək və cəmin limitini götürmək lazımdır. Cəmin limiti öz növbəsində inteqral olduğundan işin he-sablanması aşağıdakı düsturla aparılır:

$$A = \lim \sum_{i=1}^{n} F_i \Delta S_i \cos\alpha_i = \int_{x_1}^{x_2} F_S dS \qquad (2.7)$$

Burada x_1 hərəkətin başlanğıcının, x_2-sonunun koordinatları, $F_s=F_i cos\alpha_i$ –dir.

(2.7) düsturundan istifadə edərək bəzi qüvvələrin gördüyü işi hesablayaq.

Ağırlıq qüvvəsinin işi. Tutaq ki, m kütləli cisim ağırlıq qüvvəsinin təsiri ilə z_1 hündürlüyündən z_2 hündürlüyünə düşmüşdür. Bu zaman ağırlıq qüvvəsinin gördüyü iş

$$A=-\int_{z_1}^{z_2} mgdz=-mg(z_2-z_1) \tag{2.8}$$

kimi hesablanar. Cisim düşdükdə bu iş müsbət, cisim qalxdıqda isə mənfi olur. Burada mənfi işarəsi ağırlıq qüvvəsinin Z oxunun əks istiqamətində olduğunu göstərir.

Elastik qüvvənin gördüyü iş. Elastik qüvvə Huq qanununa görə $F=-kx$ düsturu ilə hesablanır. Tutaq ki, yay x_1 uzunluğundan x_2 uzunluğuna qədər deformasiya etmişdir. (2.7) düsturuna görə elastik yayın gördüyü iş

$$A=-\int_{x_1}^{x_2} kxdx=-(\frac{kx_2^2}{2}-\frac{kx_1^2}{2}) \tag{2.9}$$

Elastik yay dartılarkən onun gördüyü iş mənfi, sıxılarkən - müsbət olur.

Bu misallardan görünür ki, baxılan qüvvələrin gördükləri iş yolun formasından asılı olmur. Buradan belə nəticə çıxır ki, qapalı yolda bu qüvvələrin işi sıfra bərabər olur. Bu xassələrə malik olan qüvvələr ***konservativ qüvvələr***, onların sahəsi isə ***potensial sahə*** adlanır.

Mexanizmin vahid zamanda gördüyü iş onun gücü adlanır, N ilə işarə olunur və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$N=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta A}{\Delta t}=\frac{dA}{dt}=\frac{F_S dS}{dt}=F_S\upsilon \tag{2.10}$$

BS-də güc vahidi Vt (vatt)-dır. İş və güc skalyar kəmiyyətlərdir.

§5. Enerji. Kinetik və potensial enerji. Enerjinin saxlanma qanunu

Sistemin iş görmə qabiliyyətini xarakterizə edən kəmiyyət ***enerji*** adlanır. Sistem iki səbəbdən enerjiyə malik ola bilir. Bu səbəblərdən biri onun hərəkətdə olması, digəri isə başqa cisimlərlə qarşılıqlı təsirdə olmasıdır. ***Cismin hərəkətdə olması hesabına malik olduğu enerji kinetik, qarşılıqlı təsir hesabına malik olduğu enerji isə potensial enerji adlanır.*** Enerji skalyar kəmiyyətdir.

Kinetik enerji. Tutaq ki, υ_1 sürətinə və m kütləsinə malik olan cisim qarşısına çıxan başqa bir cismi sürüyüb aparır, yəni onun üzərində iş görür və bunun nəticəsində sürəti υ_2-yə qədər azalır. Birinci cismin elementar yolda gördüyü iş $dA = FdS = m\frac{d\upsilon}{dt}dS = md\upsilon$, tam iş isə

$$A = \int_{v_1}^{v_2} m\upsilon d\upsilon = \frac{m\upsilon_2^2}{2} - \frac{m\upsilon_1^2}{2} \tag{2.11}$$

Buradan görünür ki, cismin gördüyü iş onun halının dəyişməsi hesabına olmuşdur. Cismin halını təyin edən bu hal funksiyası kinetik enerji adlanır, E_k ilə işarə olunur və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$E_k = \frac{m\upsilon^2}{2} \tag{2.12}$$

Görülən iş kinetik enerjinin dəyişməsinə bərabərdir:

$$A = E_{k2} - E_{k1} \tag{2.13}$$

Bu ifadə göstərir ki, cisim özü iş gördükdə onun enerjisi azalır, cisim üzərində kənar qüvvələr iş gördükdə isə onun kinetik enerjisi artır. Kinetik enerji hərəkət enerjisi olduğu üçün o, hesablama sisteminin seçilməsindən asılıdır. Hərəkət edən cisimlə bağlı hesablama sisteminə nəzərən cismin kinetik enerjisi sıfra bərabərdir.

Potensial enerji. Tutaq ki, *m* kütləli maddi nöqtə ondan çox böyük *M* kütləli maddi nöqtədən *r* məsafədə yerləşir və onunla qarşılıqlı təsirdədir. Onların qarşılıqlı təsir qüvvələri Nyutonun III qanununu ödəyir. Qəbul etmək olar ki, bu təsir nəticəsində *m* kütləli maddi nöqtə *dt* müddətində *dr* qədər yerini dəyişəcək, *M* kütləli maddi nöqtə isə yerində qalacaqdır. Deməli *m* kütləsi *M* kütləsinin sahəsində hərəkət edəcəkdir. Bu hərəkət zamanı görülən iş (2.7) düsturuna görə

$$A = \int F dr \qquad (2.14)$$

olar. *M* kütləli cismi *Yer* qəbul edək. Onda $F = G\frac{mM_Y}{r^2}$ yazmaq olar. Burada *r* *m* kütləli maddi nöqtə ilə *Yerin* mərkəzi arasındakı məsafədir. Cazibə qüvvəsinin ifadəsini (2.14) düsturunda nəzərə alıb inteqrallamanı əvvəlcə r_1-dən r_2-yə, sonra isə sonsuzluqdan *Yerin* səthinə qədər aparsaq,

$$A_1 = -G\frac{mM_Y}{r_2} + G\frac{mM_Y}{r_1}$$

$$A_2 = -G\frac{mM_Y}{R_Y} + 0$$

alarıq. Bu ifadə göstərir ki, cismin yerdəyişməsi zamanı görülən iş sistemin halının dəyişməsi hesabına olur. Bu hal funksiyası potensial enerji adlanır, E_p ilə işarə olunur və cazibə sahəsi üçün aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$E_p = -G\frac{m_1 m_2}{r},$$

Yer səthində $r = R_Y$ olduğundan

$$E_p = -G\frac{mM_Y}{R_Y} \tag{2.15}$$

olar. Cisimlər arasında qarşılıqlı təsir olduğu kimi, cismin öz hissəcikləri arasında da qarşılıqlı təsir vardır. Bu qarşılıqlı təsir hesabına cisim potensial enerjiyə malik olur və bu enerji

$$E_p = G\frac{m_0^2}{r}$$

düsturu ilə hesablanır. Qəbul etmək olar ki, bu enerji cismin sükunət enerjisidir və m_0c^2-na bərabərdir:

$$G\frac{m_0^2}{r} = m_0c^2$$

Burada m_0-cismin sükunət kütləsi, c-işığın boşluqdakı sürəti, $G = 6{,}67 \cdot 10^{-11}\,\frac{Nm}{kq^2}$ olub *qravitasiya sabitidir*. Axırıncı bərabərliyə daxil olan radius *qravitasiya radiusu* adlanır və

$$r_{qr} = \frac{Gm_0}{c^2} \tag{2.16}$$

düsturu ilə hesablanır. Bu düsturdan *Yer* üçün $r_{qr} \cong 0{,}4\ sm$ alınır, yəni *Yer* kürəsi fındıqdan kiçik olmalıdır. Nəzəriyyə göstərir ki, kütləsi Günəşin kütləsindən iki dəfə böyük olan cisimlər (ulduzlar) radiusu qravitasiya radiusuna bərabər olana qədər sıxıla bilərlər. Radiusu qravitasiya radiusuna bərabər olan cisimlərin cazibə sahəsinin intensivliyi çox böyük olur, özlərindən heç bir zərrəcik, işıq buraxmırlar. Belə ulduzlar *qara deşiklər* adlanırlar.

(2.8) və (2.9) ifadələri də potensial enerjinin dəyişməsini göstərən ifadələrdir. (2.9)-dan gərilmiş yayın potensial enerjisi üçün

$$E_p = \frac{kx^2}{2} \tag{2.17}$$

alınır. Potensial enerji hesablama sisteminin seçilməsindən asılı deyildir. Potensial enerji qarşılıqlı təsir enerjisi olduğundan onun qiyməti cisimlərin vəziyyətindən asılı olur. Potensial enerjini hesabladıqda müəyyən bir vəziyyətə uyğun enerjini sıfır və ya sabit ədəd qəbul edərək qalan hallara uyğun enerji tapılır. Ona görə də potensial enerji normalaşdırılan kəmiyyətdir. Məsələn, *Yer* səthindən müəyyən hündürlükdə olan cismin potensial enerjisini *mgh* ifadəsi ilə hesabladıqda əvvəldən *h*-ın $h=0$ və ya $h=h_0$ səviyyəsini qəbul etmək lazımdır. Əks halda potensial enerjinin qiyməti qeyri-müəyyən olar.

Cisim həmişə elə vəziyyət almağa çalışır ki, bu vəziyyətə uyğun potensial enerji minimum olsun.

Kinetik və potensial enerjilərin cəmi sistemin tam enerjisi adlanır, E ilə işarə edilir və $E=E_k+E_p$ kimi hesablanır.

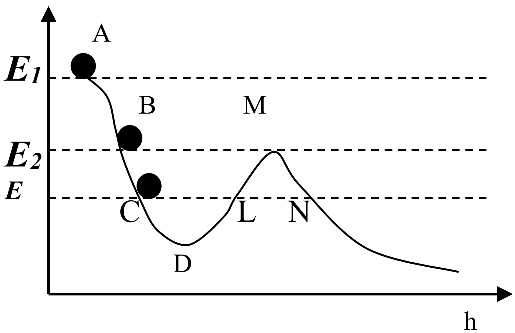
Qapalı sistemdə cismin kinetik və potensial enerjisi dəyişə bilər, lakin onların cəmi dəyişməməlidir, yəni bu enerjilərdən biri nə qədər artırsa, digəri həmin qədər azalmalıdır. Hətta müəyyən hallarda cismin tam enerjisi təkcə potensial və ya kinetik enerjidən ibarət ola bilər, yəni kinetik enerji tamamilə potensial enerjiyə, və ya tərsinə, çevrilə bilər. Məsələn, *Yerin* səthindən *h* hündürlükdə sükunətdə olan cismin tam enerjisi yalnız potensial enerjidən ibarətdir. Cisim *Yerin* səthinə düşdükdə onun tam enerjisi yalnız kinetik enerjidən ibarət olub, ədədi qiymətcə ilk potensial enerjiyə bərabər olur. Bu isə o deməkdir ki, cisim düşərkən onun potensial enerjisi tamamilə kinetik enerjiyə çevrilir. Sistemin gördüyü iş onun tam enerjisinin dəyişməsinə bərabər olur:

$$A=E_2-E_1 \quad \text{və ya} \quad A=dE$$

Əgər sistem iş görməzsə, və ya onun üzərində xarici qüvvələr iş görməzsə, onda $A=0$ və $dE=0$, $E=const$ olar. Bu ifadələr göstərir ki, qapalı sistemin enerjisi sabit qalır, dəyişmir. Enerjinin dəyişməsi isə görülən işə bərabər olur. Bu ifadələr enerjinin saxlanma və dəyişmə qanunudur.

Enerjinin saxlanma qanunu fundamental qanunlardan biri və başlıcasıdır. Bu qanun müəyyən bir prosesin baş verib-verə bilməyəcəyini əvvəlcədən söyləməyə imkan verir. Sistemdə təsir edən qüvvələrin təbiətini bilmədən də enerjinin saxlanma qanununu tətbiq etmək olur.

§6. İmpulsun və enerjinin saxlanma qanunlarının bəzi tətbiqləri



Şəkil 8

Yerin cazibə sahəsində cismin hərəkəti. Tutaq ki, cisim (kürəcik) profili şəkil.8-də göstərilən dağın müəyyən bir nöqtəsindədir. Əvvəlcə fərz edək ki, kürəcik *A* vəziyyətində sükunətdədir. Bu vəziyyətə uyğun hündür-lük h_1 olarsa, onda onun tam enerjisi $E_1=mgh_1$ olar. Kürəcik həmin nöqtədən hərəkətə başlarsa, o, profilin bütün nöqtələrindən keçərək dağdan düşəcək.

Enerjinin saxlanma qanununa görə bütün enerjisi kinetik enerjiyə çevriləcək və aldığı sürətlə hərəkətini davam etdirərək sonsuzluğa gedəcəkdir. Onun hərəkət trayektoriyası hiperbola olacaqdır. Cisim $E_2=mgh_2$ enerjisinə malik olduqda da (*B* nöqtəsi) profilin bütün nöqtələrindən keçərək son-suzluğa gedəcəkdir. Lakin bu dəfə onun trayektoriyası parabola olacaqdır. Tam enerjisi E_2–dən kiçik olduqda isə (məsələn, ***C*** nöqtəsi) cisim enerjinin saxlanma qanununa görə qarşıdakı *M* təpəsini aşa bilməyəcək və *CL* nöqtələri arasındakı çuxurda (potensial çuxurda) hərəkət edəcəkdir. *LM* çəpəri kürəciyin qabağını kəsir. Şəkil 8-də hündürlüyü *E_2-E* olan maneə ***enerji çəpəri*** adlanır. Cismin hərəkəti məhdud fəzada qapalı əyri (çevrə, ellips) boyunca olacaqdır. *D* nöqtəsində kürəciyin malik olduğu kinetik enerji *DM* hündürlüyünə uyğun cazibə enerjisindən az olduğu üçün kürəcik *L* nöqtəsinə qədər qalxa biləcəkdir. Bu misal göstərir ki, cismin kinetik enerjisi cazibə enerjisinə bərabər və ondan böyük olarsa (yəni tam enerjisi müsbət olarsa), o, qarşılıqlı təsirdə olduğu cismin sahəsinə üstün gələcək və onu tərk edəcəkdir. Cismin tam enerjisi mənfi olarsa, qapalı orbit boyunca hərəkət edəcəkdir. Belə sistem *bağlı sistem* adlanır. Məsələn *Günəş-Yer* sistemi bağlı sistemdir. *Yerin* tam enerjisi mənfi olduğundan o, *Günəş* ətrafında napalı orbit boyunca fırlanır.

Kürələrin və cisimlərin toqquşması. Tutaq ki, kürə formasında olan cisimlər bir-birinə rast gələrək toqquşurlar. Qəbul edək ki, toqquşma zamanı kürələr dəyişmirlər, yəni toqquşmadan sonrakı kürələr toqquşmadan əvvəlki kürələrlə eynidirlər. Fiziki baxımdan iki növ toqquşma – qeyri-elastik və elastik toqquşma ola bilər. ***Kürələr onların mərkəzlərini birləşdirən düz xətt üzrə toqquşarsa, belə zərbə mərkəzi zərbə adlanır.*** Başqa hallarda qeyri-mərkəzi zərbə olar.

Qeyri-elastik toqquşma. Bu toqquşmada impuls saxlanır, mexaniki enerji isə sabit qalmır, azalır. Bu toqquşmada toqquşan zərrəciklər bir-birinə yapışırlar və birlikdə hərəkət edirlər. İmpulsun saxlanma qanununa görə kürələrin toqquşmadan əvvəlki impulslarının cəmi toqquşmadan sonrakı impulsa bərabər olar:

$$\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = \vec{P} \quad \text{və ya} \quad m_1 \vec{\upsilon}_1 + m_2 \vec{\upsilon}_2 = (m_1 + m_2)\vec{\upsilon}$$

Toqquşmadan sonrakı sürət

$$\vec{\upsilon} = \frac{m_1 \vec{\upsilon}_1 + m_2 \vec{\upsilon}_2}{m_1 + m_2} \qquad (2.18)$$

düsturu ilə hesablanır. Buradan görünür ki, qarşı-qarşıya hərəkət edən kürələrin toqquşmadan əvvəlki impulsları ədədi qiymətcə bir-birinə bərabər olarsa, toqquşmadan sonra onlar dayanırlar (onların tam mexaniki enerjisi tamamilə başqa növ enerjiyə, məsələn, istilik, elektromaqnit sahəsinin enerjisinə çevrilir). Kütlələri eyni olan kürələrdən biri sükunətdə olduqda tam mexaniki enerjinin dəyişməsi

$$\Delta E = \frac{E_1}{2}$$

Kütlələr müxtəlif olarsa

$$\Delta E = \frac{m_2}{m_1 + m_2} E_1 \qquad (2.19)$$

olar. Burada E_1-birinci kürənin toqquşmadan əvvəlki kinetik enerjisidir. Məsələn, nüvə reaktorunda neytron sükunətdə olan qrafitlə (karbon atomu ilə) toqquşduqda neytronun kinetik enerjisi 12/13 dəfə, yəni 7,7 faiz azalır.

Elastik toqquşma. Bu toqquşmaya bilyard şarlarının toqquşmasını, topun döşəmə ilə toqquşmasını misal göstərmək olar. Bu toqquşmada həm impulsun və həm də mexaniki enerjinin saxlanma qanunu ödənir. Bu zərbədə potensial enerji dəyişmir. Zərbə zamanı kürələrin kinetik enerjisi onların elastiki deformasiyasının potensial enerjisinə çevrilir və bu potensial enerji zərbə müddətində kürələrə yenidən kinetik enerji verir. Toqquşmadan sonra cisimlər müxtəlif sürətlə hərəkət edirlər. Elastik zərbə zamanı impuls və enerjinin saxlanma qanunlarından

$$\begin{gathered}\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = \vec{P}_1^{/} + \vec{P}_2^{/} \\ \frac{P_1^2}{2m_1} + \frac{P_2^2}{2m_2} = \frac{P_1^{/2}}{2m_1} + \frac{P_2^{/2}}{2m_2}\end{gathered} \qquad (2.20)$$

yazmaq olar. Mərkəzi zərbədən sonra kürələrin sürətləri üçün aşağıdakı ifadələr alınır:

$$\upsilon_1^{/} = \frac{2m_2\upsilon_2 + (m_1 - m_2)\upsilon_1}{m_1 + m_2}; \quad \upsilon_2^{/} = \frac{2m_1\upsilon_1 + (m_2 - m_1)\upsilon_2}{m_1 + m_2} \tag{2.21}$$

Xüsusi halda kürələrdən biri, məsələn: ikincisi sükunətdə olarsa (2.21) düsturlarından

$$\upsilon_1^{/} = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2}\upsilon_1; \quad \upsilon_2^{/} = \frac{2m_1\upsilon_1}{m_1 + m_2} \tag{2.22}$$

olar. Burada *a)* $m_1>m_2$ olarsa, kürələr zərbədən sonra birinci kürənin zərbədən əvvəlki sürəti istiqamətində hərəkət edəcəkdir, *b)* $m_1<m_2$ olarsa, birinci kürə əvvəlki istiqamətinin əksinə, ikinci kürə isə υ_1 istiqamətində hərəkət edəcəkdir, s) $m_1=m_2$ olarsa, zərbədən sonra birinci kürə toqquşma nöqtəsində qalacaq, ikinci kürə isə birincinin zərbədən əvvəlki sürəti ilə həmin istiqamətdə hərəkət edəcəkdir, *d)* $m_1<<m_2$ (top divarla mərkəzi toqquşur) olarsa $\upsilon_2^{/}=0$, yəni divar yerində qalır. $\upsilon_1^{/}=-\upsilon_1$ olur, yəni birinci kürə divardan sıçrayaraq zərbədən əvvəlki sürətinə modulca bərabər sürətlə və onun əksinə hərəkət edir. Bu zaman onun impulsunun dəyişməsi

$\Delta\vec{P} = -2m_1\upsilon_1$ olur. Divarın da aldığı impuls modulca həmin qədər olur. Zərbə müddəti Δt olarsa, divara təsir edən qüvvə aşağıdakı düsturla hesablana bilər:

$$F_{or} = \frac{\Delta P}{\Delta t} = \frac{2m_1\upsilon_1}{\Delta t} \tag{2.23}$$

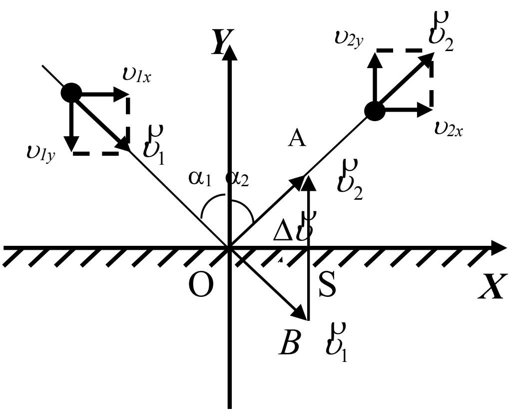
Bu qüvvə dəyişən olduğu üçün onun orta qiyməti götürülür.

İndi isə qeyri-mərkəzi elastik zərbəyə baxaq. Tutaq ki, top α_1 bucağı altında $\vec{\upsilon}_1$ sürətilə döşəməyə dəyir və ondan $\vec{\upsilon}_2$ sürətilə sıçrayır. Bu sürətləri şəkil 9-da göstərildiyi kimi *X* və *Y* istiqamətləri üzrə toplananlara ayıraq. Yuxarıda araşdırdığımız *d)* bəndinə əsasən $\vec{\upsilon}_{2y} = -\vec{\upsilon}_{1y}$, impulsun dəyişməsi *Y* oxu istiqamətində

$\Delta\vec{P}_y = -2m\vec{\upsilon}_{1y}$, döşəməyə təsir edən qüvvə (2.13) düsturuna əsasən

$$F_{or} = \frac{2m\vec{\upsilon}_{1y}}{\Delta t} = \frac{2m\upsilon_1 \cos\alpha_1}{\Delta t}$$

olur. Döşəməyə təsir edən $\vec{F}_{or}$ qüvvəsinin istiqaməti sürətin dəyişmə istiqamətində olub, döşəmənin səthinə perpendikulyardır.



Şəkil 9

Şəkil 9-dan görünür ki, bu halda *OAB* üçbucağında *OS* tənbölən olur. Bu isə *OAB* üçbucağında $|OA| = |OB|$ və ya $|\vec{\upsilon}_1| = |\vec{\upsilon}_2|$ olduğunu göstərir. Bu tərəflərin *X* oxu ilə əmələ gətirdikləri bucaqların bərabərliyindən $\alpha_2 = \alpha_1$ olduğu alınır. Beləliklə, isbat olunur ki, elastik qayıtma zamanı kürəciyin zərbədən sonrakı sürətinin modulu zərbədən əvvəlki sürətin moduluna, qayıtma bucağı isə düşmə bucağına bərabər olur.

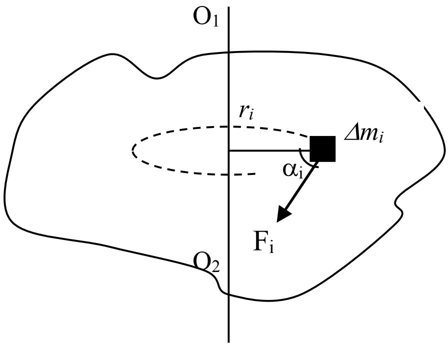
§7. Bərk cismin fırlanma hərəkətinin dinamikası. Qüvvə momenti və ətalət momenti

Birinci fəslin §1-də qeyd edilmişdir ki, bərk cismin ixtiyari mürəkkəb hərəkətini irəliləmə və fırlanma hərəkətinin cəmi kimi göstərmək olar. Əvvəlki paraqraflardan göründü ki, irəliləmə hərəkətini öyrənərkən, cismin ölçüsünü və formasını nəzərə almamaq olar. İrəliləmə hərəkətində bərk cismin əvəzinə kütləsi onun kütləsinə bərabər və koordinatı

$$\vec{r}_m = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \vec{r}_i}{\sum_{i=1}^{n} m_i}$$

ifadəsi ilə təyin olunan maddi nöqtə götürülür. Bu nöqtəyə *kütlə mərkəzi* deyilir. Burada $\vec{r}_i$ bərk cismin *i*-ci elementar kütləsinin (həcminin) radius-vektoru, $\vec{r}_m$ isə kütlə mərkəzinin radius-vektorudur. Bərk cismin irəliləmə hərəkətinin dinamikası maddi nöqtəninki kimidir. Qüvvə bərk cismin kütlə mərkəzinə tətbiq olunduqda onun hərəkətinə maddi nöqtənin hərəkəti kimi baxılır. Qüvvə bərk cismin başqa nöqtəsinə tətbiq olunduqda isə bərk cisim həm də fırlanma hərəkətində olur. İrəliləmə hərəkətinin yaranmaması üçün bərk cismin fırlanma oxunu bərkidək, yəni fırlanma oxunu tərpənməz qəbul edək. Bu halda bərk cisim həmin ox ətrafında yalnız fırlanma hərəkəti edəcək və onun hər bir nöqtəsi mərkəzi bu ox üzərində olan çevrələr cızacaqdır.

Tutaq ki, ixtiyari bərk cisim tərpənməz O_1O_2 (şəkil 10) oxu ətrafında fırlana bilər. Onu n sayda elementar kütlələrə bölək. Bu elementar kütlələrdən biri olan Δm_i kütləsinə təsir edən qüvvəni F_i ilə göstərək. Sadəlik üçün bu qüvvənin r_i radiuslu çevrə müstəvisində yerləşdiyini və radiusla α_i bucağı əmələ gətirdiyini qəbul edək. Bu qüvvənin $F_i^{/} = F_i \cos\alpha_i$



Şəkil 10

toplananı radius boyunca (şəkil 11) yönəldiyi üçün o, yalnız fırlanma radiusunu dəyişə bilər. Bərk cismin tərifinə görə bu mümkun deyildir, çünki bərk cismin nöqtələri arasındakı məsafə dəyişməməlidir. İkinci toplanan olan $F_i^{//} = F_i \sin\alpha_i$ toxunan istiqamətdə yönəlir və Δm_i kütləsinə a_i təcili verir. Nyutonun II qanununa görə bu hərəkətin tənliyini aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$\Delta m_i a_i = F_i \sin\alpha_i \qquad (2.24)$$

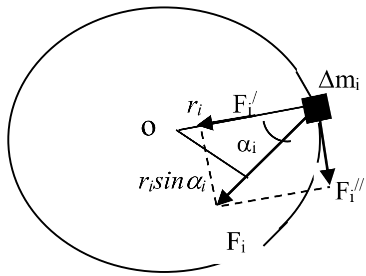
Fırlanma hərəkətinin kinematikasından (1.13a) düsturuna görə $a_i=\beta r_i$ olduğunu nəzərə alsaq və tənliyin hər iki tərəfini r_i-yə vursaq, alarıq

$$\Delta m_i r_i^2 \beta = F_i r_i \sin\alpha_i$$

Bu ifadəni bərk cismi təşkil edən bütün elementar kütlələr üçün yazıb onları toplasaq

$$\sum_{i=1}^{n} \Delta m_i r_i^2 \beta = \sum_{i=1}^{n} F_i r_i \sin\alpha_i \qquad (2.25)$$

olar.



Şəkil 11

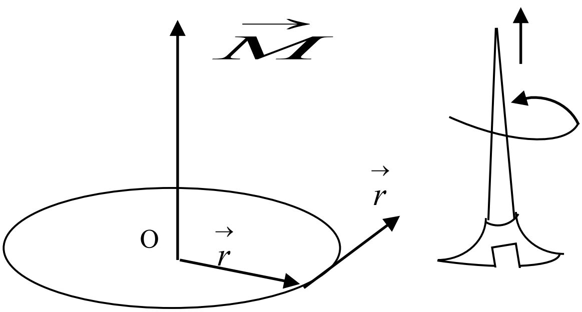
Şəkil 11-dən görünür ki, tənliyin sağ tərəfindəki $r_i sin\ a_i$ hasili O fırlanma mərkəzindən qüvvənin istiqamətinə endirilən perpendikulyarın uzunluğudur. Bu parça *qüvvənin qodu* adlanır. Deməli, sağ tərəfdə qüvvənin qolunun qüvvəyə hasili durur. ***Qüvvənin onun qoluna hasili qüvvə momenti adlanır***, M hərfi ilə işarə olunur, BS-də Nm-lə ölçülür və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$M = \sum F_i r_i \sin\alpha_i \tag{2.26}$$

Qüvvə momenti vektorial kəmiyyətdir və aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\vec{M} = \left[\vec{r}\,\vec{F}\right] \tag{2.27}$$

Onun istiqaməti sağ burğu qaydası ilə tapılır (şəkil 12). Burğunun başlığını $\vec{r}$-dən $\vec{F}$-ə doğru 90°-lik bucaq altında fırlatdıqda onun irəliləmə hərəkətinin istiqaməti qüvvə momentinin istiqamətini göstərir. (2.25) tənliyinin sol tərəfində olan $\Delta m_i r_i^2$ hasili Δm_i elementar



Şəkil 12

küt-lənin O_1O_2 tərpənməz oxa nəzərən ətalət momenti adlanır, ΔJ_i ilə işarə olunur. Bərk cismin tam ətalət momenti isə

$$J = \sum \Delta J_i = \sum m_i r_i^2 \tag{2.28}$$

Buradan görünür ki, ***cismin verilmiş oxa nəzərən ətalət momenti onun ayrı-ayrı hissələrinin həmin oxa nəzərən ətalət***

momentlərinin cəbri cəminə bərabərdir. (2.26) və (2.28) işarələmələrini (2.25)-də nəzərə alsaq

$$J\beta = M \tag{2.29}$$

alarıq. Bu, fırlanma hərəkətinin dinamikasının əsas tənliyidir. Bu tənlik irəliləmə hərəkətinin *ma=F* tənliyinə analoji tənlikdir. Fırlanma hərəkətində kütlə rolunu ətalət momenti, qüvvə rolunu isə qüvvə momenti oynayır, xətti təcil əvəzinə isə bucaq təcili yazılır.

§8. Bəzi cisimlərin ətalət momenti

Ətalət momenti aşağıdakı xassələrə malikdir:

a) Ətalət momenti additiv (hədd-bəhədd toplanan) kəmiyyətdir,

b) Ətalət momenti tenzor kəmiyyətdir,

c) Ətalət momentinin qiyməti hansı oxa nəzərən hesablanmasından asılıdır.

Eyni bir cismin müxtəlif oxlara nəzərən ətalət momenti müxtəlif olur. İxtiyari oxa nəzərən ətalət momenti bu oxa paralel və cismin kütlə mərkəzindən keçən oxa nəzərən ətalət momenti *J* ilə ma^2-nın cəminə bərabər olur ***(Hüygens-Steyner teoremi)***

$$J = J_o + ma^2$$

Burada *m* cismin kütləsi, *a* isə oxlar arasındakı məsafədir.

Ətalət momentini aşağıdakı düsturlarla hesablamaq olar.

1) Radiusu *r* olan çevrə boyunca fırlanan maddi nöqtənin ətalət momenti

$$J = mr^2$$

2) Silindrin onun simmetriya oxuna nəzərən ətalət momenti

$$J = \frac{1}{2}mr^2$$

Onun yan səthinə toxunan və simmetriya oxuna paralel olan oxa nəzərən ətalət momenti Hüygens-Şteyner teoreminə görə tapılır

$$J = J_o + ma = \frac{1}{2}mr^2 + mr^2 = \frac{3}{2}mr^2$$

3) Qalın divarlı (daxili radiusu r_1, xarici radiusu r_2 olan) silindrin onun simmetriya oxuna nəzərən ətalət momenti

$$J = \frac{1}{2}m(r_1^2 + r_2^2)$$

4) L uzunluqlu çubuğun onun kütlə mərkəzindən keçən və onunla α bucağı əmələ gətirən oxa nəzərən ətalət momenti

$$J = \frac{1}{12}mL^2 \sin^2 \alpha$$

Ox çubuğa perpendikulyar olarsa, $\alpha=90^o$, $sin^2\alpha=1$ və

$$J = \frac{1}{12}mL^2$$

Ox çubuğun bir ucundan keçib ona perpendikulyar olarsa

$$J = \frac{1}{3}mL^2$$

olur.

5) Konusun onun simmetriya oxuna nəzərən ətalət momenti

$$J = \frac{3}{10}mr^2$$

6) Kürənin simmetriya oxuna görə ətalət momenti

$$J = \frac{2}{5}mr^2$$

Cismin ixtiyari hərəkəti zamanı onun vəziyyəti 6 koordinatla təyin olunur, yəni bərk cisim 6 sərbəstlik dərəcəsinə malikdir. ***Asılı olmayan koordinatların sayı sərbəstlik dərəcəsinin sayını göstərir.*** Onlardan üçü irəliləmə hərəkətinə, digər üçü isə bərk cismin üç qarşılıqlı perpendikulyar ox ətrafında fırlanma hərəkətinə uyğundur. Kürə formasında olan bircins cismin yalnız 3 sərbəstlik dərəcəsi vardır. Onlar kürənin üçölçülü fəzada irəliləmə hərəkətinə aiddir. Kürənin öz simmetriya oxu ətrafında fırlanması onun vəziyyətində dəyişiklik yaratmadığı üçün fırlanma hərəkətinə sərbəstlik dərəcəsi yazılmır. Ona görə də kürənin ixtiyari hərəkəti üç sərbəstlik dərəcəsi ilə xarakterizə olunur. Qantel formalı bərk cisim 5 sərbəstlik dərəcəsinə malikdir. Onun oxu boyunca fırlanmasına sərbəstlik dərəcəsi yazılmır.

§9. İmpuls momenti və onun saxlanma qanunı

Tutaq ki, maddi nöqtə (elementar kütlə) *r* radiuslu çevrə boyunca toxunan istiqamətdə yönəlmiş $F\sin\alpha_1$ qüvvənin təsiri ilə fırlanır (şəkil 11). Nyutonun II qanununa görə onun hərəkət tənliyi (2.24) düsturu ilə verilir. Bu düsturda (1.5) düsturunu skalyar şəkildə nəzərə alsaq o, aşağıdakı kimi olar:

$$m\frac{d\upsilon}{dt} = F\sin\alpha$$

Bu düsturun hər tərəfini r-ə vursaq, alarıq

$$\frac{d}{dt}(r \cdot m\upsilon) = Fr\sin\alpha \text{ və ya } d(r \cdot m\upsilon) = Fr\sin\alpha dt \qquad (2.30)$$

(2.26) düsturuna görə

$$Fr\sin\alpha dt = Mdt \qquad (2.31)$$

olub, qüvvə momentinin impulsu adlanır və vektorial kəmiyyətdir.

Sol tərəfdə olan $rm\upsilon$ hasili impuls momenti adlanır, $\vec{L}$ ilə işarə olunur və vektorial kəmiyyət olub aşağıdakı düsturla tapılır:

$$\vec{L} = [\vec{r}m\vec{\upsilon}] \text{ və ya } \vec{L} = [\vec{r}\vec{P}] \qquad (2.32)$$

Axırıncı (2.30) və (2.31) düsturlarını (2.30)-da nəzərə alsaq

$$d\vec{L} = \vec{M}\,dt \qquad (2.33)$$

olar. Bu düstur göstərir ki, ***maddi nöqtənin impuls momentinin dəyişməsi xarici qüvvələrin qüvvə momentinin impulsuna bərabərdir.*** Əgər sistem qapalı olarsa, yəni xarici qüvvələrin momenti sıfır və ya onların təsir müddəti sonsuz kiçik olarsa, onda *M dt=0* və

$$d\vec{L} = 0 \quad \text{və} \quad \vec{L} = const \tag{2.34}$$

olar. (2.34) və (2.33) düsturları, uyğun olaraq maddi nöqtənin impuls momentinin saxlanma və dəyişmə qanununu ifadə edirlər.

Bərk cismin impuls momentini tapmaq üçün (2.24) düsturunda (1.15) və (1.12) ifadələrini skalyar şəkildə yerinə yazaq və hər tərəfini r_i-yə vuraq. Onda aşağıdakı ifadə alınır:

$$\Delta m_i \frac{d(\omega r_i)}{dt} \cdot r_i = F_i r_i \sin\alpha_i$$

Bərk cismin bütün nöqtələrinin bücaq sürətinin eyni olduğunu qəbul edək. Ona görə də ω indeksiz yazılır. Sonuncu ifadənin hər tərəfini *dt*-yə vurub bütün kütlə üzrə cəmləmə aparaq. Onda alarıq:

$$d\sum_{i=1}^{n}(\Delta m_i r_i^2 \cdot \omega) = \sum_{i=1}^{n} F_i r_i \sin\alpha_i \cdot dt$$

Bu tənliyin sağ tərəfi (2.31) düsturuna görə qüvvə momentinin impulsu, sol tərəfdəki $\sum_{i=1}^{n}\Delta m_i r_i^2$ isə (2.28) düsturuna görə bərk cismin ətalət momenti olduğundan axırıncı tənlik aşağıdakı şəkildə olar:

$$d(J\omega)=Mdt \tag{2.35}$$

Buradan

$$L=J\omega \tag{2.36}$$

olub, bərk cismin *impuls momenti* adlanır. Əgər sistem qapalı olarsa *Mdt=0* olar və *d(J*ω*)=0,* *J*ω*=const* (2.37) alınar. (2.37) və (2.35) düsturları, uyğun olaraq bərk cismin impuls momentinin saxlanma və dəyişmə qanununu ifadə edirlər. Xarici qüvvələrin momenti sıfra bərabər olduqda, sistemin impuls momenti sabit qalır, yəni $J\omega$ hasili dəyişmir. Vuruqlardan biri neçə dəfə artarsa digər vuruq həmin dəfə azalmalıdır. Tramplindən suya tullanan adam suyun səthinə çatana qədər daha çox dövr etmək üçün bədənini mümkün qədər yığır, yəni ətalət momentini azaldır. İmpuls momentinin saxlanma qanunundan

$$J_1\omega_1=J_2\omega_2 \quad \text{və ya} \quad \frac{\omega_2}{\omega_1}=\frac{J_1}{J_2}$$

görünür ki, ətalət momenti neçə dəfə azalarsa, fırlanma bucaq sürəti həmin dəfə artar və üzgüçü düşmə müddətində daha çox dövr edər. Sürtünməsiz fırlana bilən masa (Jukovski masası) üzərində duran və əllərini yanlara açmış adam kiçik bucaq sürətilə fırlanır. Adam əllərini sinəsinə yığdıqda ətalət momenti azalır və o, böyük bucaq sürətilə fırlanmağa başlayır. Adam əllərini yenidən yanlara açarsa, onun fırlanma sürəti azalır. Bu təcrübələr bərk cismin impuls momentinin saxlanma qanununu təsdiq edir.

Bu qanuna görə simmetriya oxu ətrafında fırlanan cisim həmişə fırlanma oxunun istiqamətini saxlamağa çalışır. Fırlanaraq tüfəngin lüləsindən çıxan qüllə hədəfə daha dəqiq çatır. Gəmidə və ya təyyarədə yerləşdirilmiş və böyük sürətlə öz simmetriya oxu ətrafında fırlanan diskin (jiroskop) fırlanma oxu həmişə *Yerin* cografi qütbünə doğru yönəlir (maqnit kompası *Yerin* maqnit qütbünü göstərir). Bu cihaz ***girokompas*** adlanır.

§10. Fırlanan bərk cismin kinetik enerjisi

Fırlanan cisim hərəkətdə olduğu üçün hərəkət enerjisinə, yəni kinetik enerjiyə malik olmalıdır, §5-də irəliləmə hərəkətinin kinetik enerjisinin hesablanmasında aparılan mülahizəyə uyğun olaraq qəbul etdik ki, bərk cisim ilk anda ω_1 sürətinə malikdir. O, qarşısına çıxan maneəyə qarşı iş görərsə sürəti ω_2–yə qədər azalar. Bu zaman onun elementar yolda gördüyü elementar iş

$$dA = F\overset{\cup}{dS} = m\frac{d\upsilon}{dt}rd\varphi = mr\omega d(\omega r) = mr^2\omega d\omega$$

və ya

$$dA = F\overset{\cup}{dS} = Frd\varphi = Md\varphi \qquad (2.38)$$

düsturları ilə hesablana bilər. Bu ifadələrdən birincisindən $J=mr^2$ olduğunu nəzərə alıb həmin ifadədən tam işi aşağıdakı kimi tapmış olarıq:

$$A = \int_{\omega_1}^{\omega_2} J\omega d\omega = \frac{J\omega_2^2}{2} - \frac{J\omega_1^2}{2}$$

Bu ifadə (2.11) ilə analoji düsturdur. Deməli sağ tərəfdə fırlanma hərəkətinin kinetik enerjisinin fərqi durur. Onda fırlanan bərk cismin kinetik enerjisi aşağıdakı düsturla ifadə edilər:

$$E_k = \frac{J\omega^2}{2} \qquad (2.39)$$

(2.38) ifadələrinin ikinci düsturunu inteqrallasaq, tam işi aşağıdakı şəkildə tapmış olarıq:

$$A=M\varphi= M\varphi_2- M\varphi_1$$

Xüsusi halda konservativ qüvvələrin gördüyü bu iş sistemin halının dəyişməsini ifadə edir. Hal funksiyası olaraq II Fəslin 5-ci paraqrafında potensial enerji qəbul edilmişdir. Deməli $M\varphi$ potensial enerjini ifadə edir. Buradan belə nəticə çıxır ki, cismin potensial enerjisi dönmə bucağının funksiyasıdır. Potensial enerjini qiymətləndirmək üçün φ bucağının müəyyən qiyməti başlanğıc qəbul edilir və bu bucağa uyğun potensial enerji sıfır götürülür (potensial enerjinin normalaşdırılması).

Yenə də almış oluruq ki, fırlanma hərəkətində kütləni ətalət momenti, qüvvəni qüvvə momenti, xətti sürəti bucaq sürəti və xətti yerdəyişməni bucaq yerdəyişməsi əvəz edir.

Qeyd etmək lazımdır ki, sistemin impuls momenti sabit qalmasına baxmayaraq onun kinetik enerjisi dəyişə bilər. Məsələn, Jukovski masasında adam əllərini sinəsinə yığdıqda əzələ qüvvələri iş görür və bunun hesabına onun kinetik enerjisi artır, impuls momenti isə dəyişmir.

Bərk cisim həm irəliləmə, həm də fırlanma hərəkətində olarsa, onun kinetik enerjisi hər iki hərəkətin kinetik enerjilərinin cəminə bərabər olur və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$E_k = \frac{m\upsilon_0^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2} \tag{2.40}$$

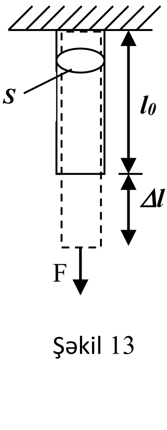
Burada υ_0- bərk cismin kütlə mərkəzinin xətti sürətidir.

III FƏSİL. CİSİMLƏRİN DEFORMASİYASI

§1. Deformasiyanın növləri

Model kimi qəbul edilmiş mütləq bərk cisimdən fərqli olaraq real cisimlər təsir nəticəsində öz forma və ölçülərini dəyişirlər. ***Cismin öz forma və ölçülərini dəyişməsi deformasiya adlanır. Cismi deformasiya etdirən təsir kəsildikdən sonra o öz əvvəlki forma və ölçülərini bərpa edərsə, belə cisim elastik cisim, bərpa edə bilməzsə, yəni qalıq deformasiya qalarsa plastik cisim adlanır.*** Belə cisimlərin deformasiyası da uyğun olaraq elastik və plastik deformasiya adlanır. Elastik deformasiya zamanı xarici qüvvənin gördüyü iş deformasiya olunmuş cismin elastik potensial enerjisinə çevrilir. Cisimdə xarici qüvvənin əksinə yönəlmiş elastik qüvvə yaranır, xarici təsir kəsildikdən sonra bu qüvvə cismi əvvəlki vəziyyətinə qaytarır.

Deformasiya həndəsi baxımdan 4 cür olur: uzununa (sıxılma), sürüşmə, əyilmə və burulma. Fiziki baxımdan axırıncı iki növ deformasiya uzununa (sıxılma) və sürüşmə deformasiyalarının birlikdə yaranması nəticəsində baş verir.



Şəkil 13

Uzununa (sıxılma) deformasiya. Tutaq ki, uzunluğu l_0 və en kəsiyinin sahəsi S olan çubuq F qüvvəsinin təsiri ilə Δl qədər elastik deformasiyaya uğramışdır (bu zaman onun en kəsiyinin sahəsi azalacaqdır, bu dəyişmə çox kiçik olduğundan nəzərə almamaq olar). Huq qanununu ifadə edən (işarə nəzərə alınmır)

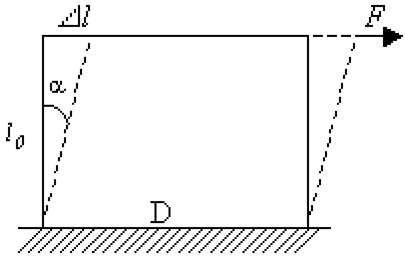
$$F=k\Delta l$$

düsturunun hər tərəfini Sl_0 hasilinə (çubuğun ilk həcminə) bölək. Onda

$$\frac{F}{S}\cdot\frac{1}{l_0}=k\frac{1}{S}\frac{\Delta l}{l_0} \quad \text{və ya} \quad \frac{F}{S}=k\frac{l_0}{S}\frac{\Delta l}{l_0} \quad \text{və ya} \quad \sigma=E\varepsilon \qquad (3.1)$$

alarıq. Axırıncı düstur Huq qanunu olub çubuğun elastik uzanma (sıxılma) deformasiya qanununu ifadə edir. Burada $\sigma=\frac{F}{S}$ mexaniki gərginlik olub, vahid səthə düşən qüvvəni göstərir, BS-də vahidi Pa-dır, $\varepsilon=\frac{\Delta l}{l_0}$ nisbəti deformasiya və ya nisbi uzanma adlanır və adsız kəmiyyətdir, E isə uzanmada (sıxılmada) *Yunq modulu* adlanır, cismin ölçülərindən asılı olmayıb, yalnız cismin materialından asılıdır, Pa-la ölçülür, $\alpha=\frac{1}{E}$ isə elastiklik modulu adlanır. Yunq modulu ədədi qiymətcə çubuğu özü boyda uzatmaq üçün lazım olan gərginliyə bərabər olan kəmiyyətdir. (3.1) düsturu yalnız elastik deformasiya üçün doğrudur. Bu qanun ödənən hüdud *elastiklik hüdudu*, və ya mütənasiblik hüdudu adlanır. Bu hüduddan böyük deformasiyalarda xətti asılılıq pozulur və cismin deformasiyası başqa qanunlarla ifadə olunur.

Sürüşmə deformasiyası. Tutaq ki, düzbucaqlı çubuğun alt oturacağı bərkidilmiş və onun üst oturacağına toxunan istiqamətdə *F* qüvvəsi təsir edir. Onda çubuğu təşkil edən laylar bir-birinə nəzərən sağa doğru sürüşəcəklər və yan üzlər α bucağı qədər sağa meyl edəcəklər. Sürüşmə deformasiyasında nisbi deformasiya olaraq α bucağı qəbul edilir.



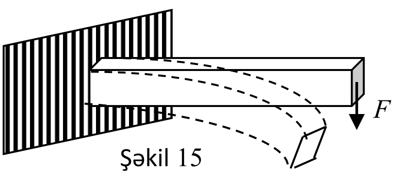
Şəkil 14

Doğrudan da, α-nın kiçik qiymətlərində $\varepsilon = \dfrac{\Delta l}{l_0} = tg\alpha$ düsturunda $tg\alpha \cong \alpha$ götürsək, $\varepsilon = \alpha$ alınır (şəkil 14). Onda (3.1) düsturuna analoji olaraq sürüşmə deformasiya qanununu aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\sigma = G\alpha \qquad (3.2)$$

Burada *G*-sürüşmə modulu adlanır, Pa-la ölçülür, ədədi qiymətcə 1 radian sürüşmə bucağı yaradan mexaniki gərginliyə bərabərdir, cismin ölçülərindən asılı olmayıb, onun materialından asılıdır. Sürüşmə modulunun tərs qiyməti $\dfrac{1}{G}$ sürüşmə əmsalı adlanır. Əksər materiallar üçün sürüşmə modulu Yunq modulunun yarısından kiçik olur.

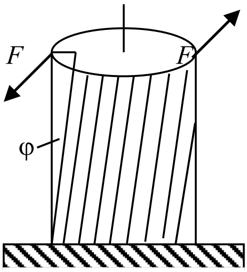
Əyilmə. Tutaq ki, düzbucaqlı çubuq bir başından divara bərkidilmiş, digər ucundan isə onun səthinə toxunan istiqamətdə *F* qüvvəsi təsir edir (şəkil 15) və çubuq şəkildə göstərildiyi kimi əyilir. Bu əyilmə deformasiyasıdır. Bu deformasiyada çubuğun üst səthi dartılır, alt səthi isə sıxılır, səthlər bir-birinə nəzərən sürüşürlər. Deməli, əyilmə deformasiyası



Şəkil 15

uzanma, sıxılma və sürüşmə deformasiyalarının eyni zamanda təzahürüdür.

Burulma. Silindrik çubuğun alt oturacağını bağlayıb üst oturacağına toxunan istiqamətdə cüt qüvvə (qiymətcə bərabər, istiqamətcə bir-birinin əksinə yönəlmiş və cismin müxtəlif nöqtələrinə tətbiq edilmiş qüvvə cüt qüvvə adlanır) tətbiq etdikdə cismin layları bir-birinə nəzərən sürüşür və uzunluqları dəyişir. Bu deformasiya burulma deformasiyası adlanır (şəkil 16). Göründüyü kimi, burulma deformasiyası da uzununa (sıxılma) və sürüşmə deformasiyalarının kombinasiyasından ibarətdir. Silindrin bütün nöqtələrində deformasiya eyni deyildir; silindrin mərkəzindən uzaqlaşdıqca deformasiyanın qiyməti artır. Silindrin burulma deformasiya qanunu aşağıdakı düsturla ifadə olunur:



Şəkil 16

$$M=N\varphi$$

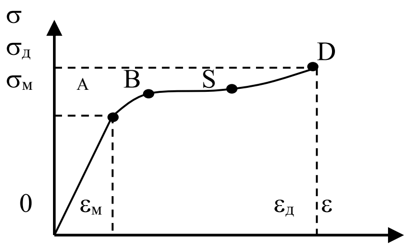
Burada φ-burulma bucağı, M-cüt qüvvələrin momenti, N-burulma modulu olub, sürüşmə modulu ilə əlaqəsi aşağıdakı kimidir:

$$N=\frac{\pi\cdot r^4}{2l}G$$

Burada r-silindrin radiusu, l-onun uzunluğudur.

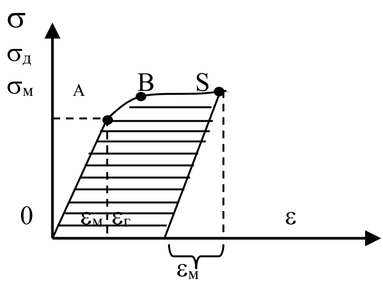
§2. Gərginlik-deformasiya diaqramı

Yuxarıda qeyd edildi ki, deformasiyanın kiçik dəyişmələrində gərginliyin deformasiyadan asılılığı xətti olur. Deformasiyanın sonrakı artmasında bu asılılıq mürəkkəb xarakter daşıyır. Şəkil 17-də əksər materiallar üçün xarakterik olan gərginlik-deformasiya diaqramı göstə-rilmişdir. Şəkildə *OA* parçası Huq qanununa tabe olan hissədir. *D* nöqtəisi cismin dağılmasına (qırılmasına) uyğundur. Bu nöqtəyə uyğun gərginlik dağılma gərginliyi adlanır və σ_d ilə işarə olunur. *A* nöqtəsinə uyğun gərginlik elastiklik hüdudu gərginliyidir və σ_m (mütənasiblik hüdudu) ilə işarə olunur. $\sigma_m = \sigma_d$ olarsa, belə cisim *kövrək cisim* adlanır. Kövrək cisim elastiklik hüdudunda dağılır. *AD* hissəsi plastik deformasiyaya uyğundur. *A* nöqtəsindən başlayaraq *S* nöqtəsinə qədər deformasiya gərginliyə nisbətən daha çox artır. Deformasiyanın bu xarakteri *BS* hissəsində özünü daha aydın göstərir. Plastik deformasiya əsasən bu hissədə yaranır. Müxtəlif materiallar üçün bu hissənin boyu müxtəlif olur. Məsələn, yüksək keyfiyyətli poladda bu hissə demək olar ki, müşahidə olunmur. *SD* hissəsində gərginliyin artma sürəti yenidən yüksəlir və *D* nöqtəsində cisim dağılır.



Şəkil 17

S nöqtəsində cisim xarici təsirdən azad edilərsə ε_q qədər qalıq deformasiya yaranır. Elastik deformasiya yox olur və **σ-ε** diaqramında deformasiyanın bərpa yolu onun inkişaf yolundan aralı keçir. Bu yollar və ε oxu arasında qalan sahə şəkil 18-də cizgilənmişdir. Bu sahə ədədi qiymətcə plastik



Şəkiil18

deformasiya zamanı cismin vahid həcminə düşən enerji *(w)* itgisinə bərabər olub, aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$w = \frac{W}{Sl_0} = \int_0^{\varepsilon_q} \sigma(\varepsilon) d\varepsilon$$

Gərginliyin deformasiyadan asılılıq funksiyası aşkar şəkildə məlum olarsa, bu düstur vasitəsi ilə vahid həcmdəki potensial enerjini hesablamaq olar. Misal olaraq elastiklik hüdudunda cismin potensial enerjisini hesablayaq. Elastiklik hüdudunda gərginliyin deformasiyadan asılılığı $\sigma = E\varepsilon$ şəklindədir. Bu ifadəni inteqral altında yerinə yazaq və 0-dan ε_m-ə qədər inteqrallayaq:

$$w = \int_0^{\varepsilon_q} E\varepsilon d\varepsilon = \frac{E\varepsilon_m^2}{2}$$

Bu elastik deformasiyanın vahid həcmə düşən potensial enerjisidir. Buna inanmaq üçün bu düsturda $E = k\frac{l_0}{S}$ və $\varepsilon_m = \frac{\Delta l}{l_0}$ yazmaq kifayətdir. Doğrudan da bunları yerinə yazsaq

$$w = \frac{1}{2} k \frac{l_0}{S} \frac{(\Delta l)^2}{l_0^{\ 2}} = \frac{1}{2} \frac{k(\Delta l)^2}{Sl_0} \quad \text{olar.}$$

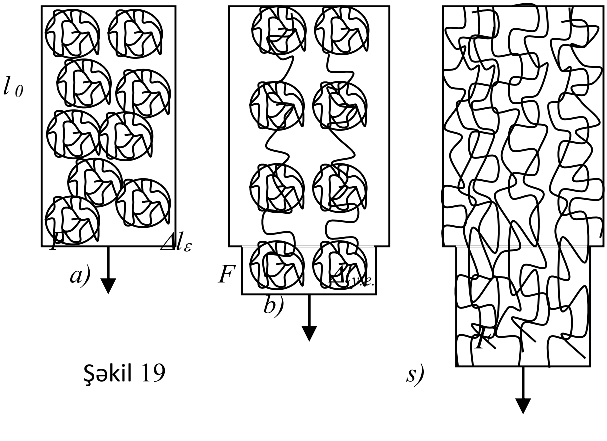
Burada $\frac{k\Delta l^2}{2}$ elastik deformasiyanın potensial enerjisi, Sl_0 isə cismin həcmidir.

Cismin plastiklik (özlülük), kövrəklik və s. mexaniki xassələri deformasiya sürətindən və temperaturdan asılıdır. Çox böyük sürətli deformasiyalarda cisim özünü kövrək material kimi aparır. Hətta suyu çəkiclə vurduqda belə o, şüşə kimi qəlpələrə parçalanır.

§3. Polimerlərin deformasiya xüsusiyyətləri

Polimerlərin deformasiyasının başqa cisimlərin deformasiyasından kəskin fərqlənməsi onların molekullarının zəncirvari quruluşa malik olması ilə əlaqədardır. Belə quruluş istər sintetik və istərsə də təbii, o cümlədən biopolimerlərə xasdır. Polimer ucları bir-birinin içərisinə keçən yumaqlar toplusu kimi təsəvvür edilir. Şəkil 19-da polimer nümunəsinin modeli göstərilmişdir. *a* şəklində polimerin deformasiyaya qədərki halı verilmişdir. Dairələrlə polimerin yumaq şəkilli makromolekulları və onları bir-biri ilə birləşdirən makromolekul zəncirinin hissələri təsvir edilmişdir. İlk anlarda *F* qüvvəsinin təsiri ilə polimer elastik deformasiyaya məruz qalır. Bu zaman yumaqlar – dairələr bir-birindən uzaqlaşır, yəni yumaqları birləşdirən zəncir hissələri uzanırlar (şəkil 19, *b*). Elastik deformasiyanın təbiəti bütün cisimlərdə belədir. Deformasiyadan əvvəl sistemi təşkil edən hissəciklər bir-birilə tarazlıqda olurlar. Cismi sıxarkən və ya uzatdıqda bu tarazlıq pozulur: sıxdıqda hissəciklər arasında itələmə, uzatdıqda - cəzbetmə qüvvələri üstünlük təşkil edirlər. Hər iki halda polimerin potensial enerjisi artır, yəni hər iki halda bu qüvvələrə qarşı iş görülür.

Elastiklik hüdudundan sonra polimerlərdə yaranan deformasiya yüksək elastiklik deformasiyası adlanır. Bu növ deformasiya yalnız



Şəkil 19

polimerlərə xasdır. Bu deformasiya zamanı polimer yumağı açılmağa başlayır; bir-birinə dolaşmış zəncir xətt formasını alır (şəkil 19, *s*). Yüksəkelastik deformasiyanın qiyməti polimerin xüsusiyyətindən asılı olaraq, çox böyük ola bilər. Kauçuk və rezinlərdə nisbi yüksəkelastiklik deformasiyası nümunənin öz ölçüsundən 10-12 dəfə böyük olur. Bu deformasiya zamanı polimer makromolekullarının forması, fəza quruluşu (konformasiyası) dəyişir, polimerin daxili potensial enerjisi dəyişir. Deformasiya zamanı istilik ayrılır (bu deformasiya polimerin entropiyasının azalmasına səbəb olur. Entropiya haqqında Termodinamikanın əsasları fəslində məlumat veriləcəkdir). Polimer makromolekulunun bir konformasiyadan digərinə keçidi sərbəst deyildir, onların qarşısında potensial çəpər (II Fəsil, §6) vardır. Makromolekul bir konformasiyadan digərinə keçmək üçün kənardan ən azı bu çəpərin hündürlüyünə bərabər enerji almalıdır. Bu enerji xarici deformasiya etdirici qüvvənin hesabına olur. Xarici qüvvəni kəsdikdən sonra polimerə onun yüksəkelastiki deformasiyası zamanı kənara verdiyi qədər istilik miqdarı versək polimer deformasiyadan əvvəlki forma və ölçülərini bərpa edəcəkdir.

Polimerin deformasiyasını davam etdirsək, yüksəkelastiklik deformasiyasından sonra özlüaxıcılıq – plastik deformasiya yaranır. Bu deformasiya zamanı düzlənmiş zəncirlər bir-birinə nəzərən sürüşürlər, yəni onların kütlə mərkəzləri yerini dəyişirlər. Belə deformasiyadan sonra polimer heç bir vasitə ilə öz əvvəlki halını bərpa edə bilmir.

Bioloji sistemlərdə yaranan deformasiyalar da bu fəsildə qısa şəkildə tanış olduğunuz deformasiyaların qanunauyğunluqlarına tabedir.

IV FƏSİL. MAYE VƏ QAZLARIN HƏRƏKƏTİ

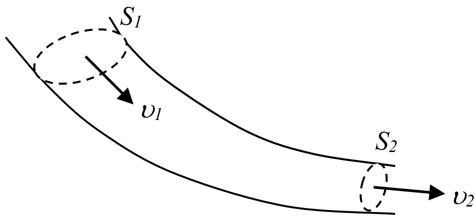
§1. İdeal mayenin hərəkəti. Axının kəsilməzliyi

Bu fəsildə maye və qazların hərəkətini yalnız maye misalında öyrənəcəyik, çünki öyrənəcəyimiz proseslərdə maye və qazı bir-birindən fərqləndirən xüsusiyyətlər nəzərə alınmır. Ümumi cəhət olaraq hərəkət zamanı onların sıxılmadığını qəbul edəcək, onları təşkil edən hissələrin müxtəlif sürətlərə malik olduqlarını nəzərə almayacaq, yalnız həcmin verilmiş nöqtədəki sürətləri ilə maraqlanacağıq. ***Əgər axının verilmiş nöqtədəki sürəti zaman keçdikcə dəyişməzsə belə axın stasionar axın adlanır.***

Təbəqələri arasında sürtünmə qüvvəsi olmayan və mütləq sıxılmayan maye ideal maye adlanır. Mayenin hərəkəti *cərəyan xətləri* və *cərəyan borusu* anlayışları ilə xarakterizə olunur. ***Hər bir nöqtəsində sürət vektoru toxunan istiqamətdə yönələn xətt cərəyan xətti, cərəyan xətləri çoxluğundan ibarət və onlarla***

hüdudlanmış boru cərəyan borusu adlanır. Maye axan borunun daxili divarı cərəyan borusunu məhdudlaşdırır. Cərəyan borusunda axın sürətinin böyük olan yerində cərəyan xətləri sıx, sürət kiçik olan yerdə – seyrək olur.

Tutaq ki, en kəsiyi dəyişən sonsuz uzun boruda ideal mayı axır. Bu boruda bir-birindən müəyyən məsafədə yerləşən iki S_1 və S_2 en kəsiklərindən Δt müddətində keçən maye həcmini hesablayaq. S_1 en kəsiyindən mayenin keçmə sürətini υ_1, S_2 en kəsiyindən keçmə sürətini isə υ_2 ilə işarə edək. Birinci en kəsikdən Δt müddətində keçən mayenin həcmi



Şəkil 20

$$\Delta V_1 = S_1 \upsilon_1 \Delta t \ ,$$

ikinci en kəsikdən həmin müddətdə keçən mayenin həcmi isə

$$\Delta V_2 = S_2 \upsilon_2 \Delta t$$

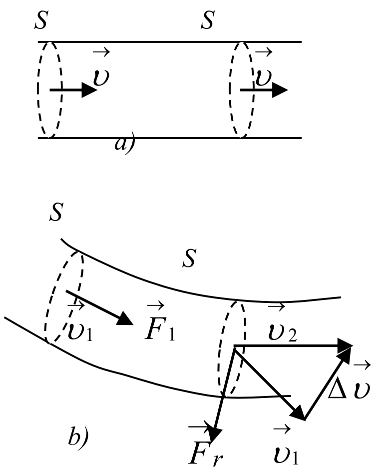
olacaqdır. Maye mütləq sıxılmayan olduğundan hərəkət zamanı axında onun həcmi dəyişməməlidir, yəni borunun ixtiyari kəsiyindən eyni zamanda keçən mayenin həcmləri bir-birinə bərabər olmalıdır. Bu səbəbdən $\Delta V_1 = \Delta V_2$ yazsaq, Δt-ləri ixtisar etsək, alarıq

$$S_1 \upsilon_1 = S_2 \upsilon_2 \qquad (4.1)$$

Bu, axının kəsilməzliyini ifadə edən bərabərlikdir. (4.1)-dən belə nəticə çıxır ki, borunun en kəsiyi böyük olan yerdə axının sürəti kiçik, en kəsiyi kiçik olan yerdə isə axının sürəti böyük olur.

§2. İdeal maye axınına impulsun saxlanma qanununun tədbiqi

Tutaq ki, üfüqi yerləşmiş və bütün nöqtələrində en kəsiyi eyni olan cərəyan borusunda ideal maye axır. Axın stasionardır. Onda axının kəsilməzliyinə görə boru boyunca sürət bütün nöqtələrdə eyni olacaqdır (şəkil 21, *a*). İdeal maye mütləq sıxılmayan olduğu üçün bütün en kəsiklərdən eyni zaman fasiləsində keçən mayenin həcmi də bərabər olur.



Şəkil 21

(4.1) ifadəsinin hər tərəfini mayenin (maye bircinsdir) sıxlığına və müəyyən zaman fasiləsinə vursaq

$$S_1\upsilon_1\rho\Delta t = S_2\upsilon_2\rho\Delta t$$

alınar.

Aydındır ki, bərabərliyin sol və sağ tərəflərində duran hasillər, uyğun olaraq S_1 və S_2 en kəsiklərindən Δt müddətində keçən mayenin kütləsini verəcəkdir: $m_1 = m_2$; $m_1 = \rho S_1\upsilon_1\Delta t$; $m_2 = \rho S_2\upsilon_2\Delta t$ (4.2)

Bu bərabərliyin hər tərəfini uyğun olaraq öz sürətlərinə vektorial vuraq. Onda

$$m_1\vec{\upsilon}_1 = m_2\vec{\upsilon}_2$$ olar.

Bu ifadə o vaxt doğrudur ki, $\vec{\upsilon}_1 = \vec{\upsilon}_2$ olsun. Bu şərt daxilində

$$\vec{P}_1 = \vec{P}_2 = const \qquad (4.3)$$

alınır, yəni bütün nöqtələrində en kəsiyi eyni olan düz boru boyunca stasionar maye axınının impulsu dəyişməz qalır.

Bütün nöqtələrində en kəsiyi eyni olan cərəyan borusu əyri olduqda (şəkil 21, *b*) axın sürətinin ədədi qiyməti sabit qalsa da onun istiqaməti nöqtədən nöqtəyə dəyişir. Şəkildə ikinci en kəsikdə sürətin dəyişməsi $\Delta\vec{\upsilon}$ ilə göstərilmişdir.

$$\Delta\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_2 - \vec{\upsilon}_1$$

Bu ifadənin hər tərəfini *Δt* müddətində keçən maye kütləsinə vuraq. Onda alarıq

$$\Delta(m\vec{\upsilon}) = m\vec{\upsilon}_2 - m\vec{\upsilon}_1 \text{ və ya } \Delta\vec{P} = \vec{P}_2 - \vec{P}_1 \qquad (4.4)$$

Alınan (4.3) ifadəsi göstərir ki, cərəyan borusu əyri olduqda maye axınının impulsu dəyişir. İmpulsun dəyişməsinə səbəb cərəyan borusunun maye kütləsinə göstərdiyi qüvvədir

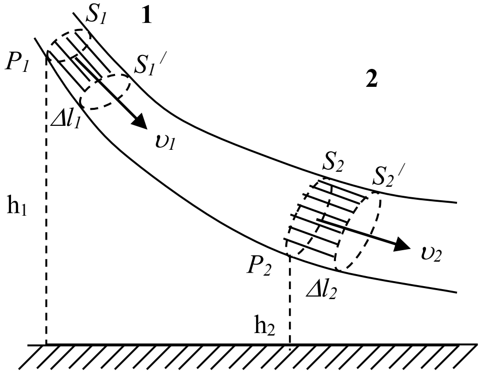
$$\Delta\vec{P} = m\Delta\vec{\upsilon} = \vec{F}\Delta t \qquad (4.4)$$

Bu qüvvə $\vec{F}$ borusunun səthinə perpendikulyar olub sürətin dəyişmə vektoru istiqamətində mayenin daxilinə doğru yönəlir. Nyutonun III qanununa görə ədədi qiymətcə bu qüvvəyə bərabər və istiqamətcə onun əksinə yönəlmiş qüvvə yaranır. Bu qüvvə $\vec{F}_r$ maye axınının yaratdığı *reaktiv qüvvə* adlanır. Reaktiv qüvvə cərəyan borusunu düzləndirməyə çalışır. Rezin borulardan su axarkən reaktiv qüvvənin təsiri aydın görünür.

§3. İdeal maye axınına enerjinin saxlanma qanununun tədbiqi.

Bernulli düsturu

Tutaq ki, şəkil 22-də göstərildiyi kimi yerləşmiş cərəyan borusunda ideal maye stasionar axır. Onun ixtiyari yerlərində bir-birindən aralı yerləşmiş S_1 və S_2 kəsiklərində axının sürəti υ_1 və υ_2-dir. S_1 və S_2 kəsikləri arasında olan maye kütləsi Δt müddətində yerini dəyişərək $S_1^{/}$ və $S_2^{/}$ vəziyyətini alır. Mayenin bu yerdəyişməsini $S_1S_1^{/}$ aralığında olan Δm maye kütləsinin $S_2S_2^{/}$ aralığına yerini dəyişməsi ilə əvəz etmək olar,



Şəkil 22

çünki maye kəsilməzdir və $S_1^{/}\,S_2$ aralığı elə bil ki, yerində qalır. Elementar Δt müddətini elə seçək ki, $S_1^{/}$ en kəsiyi S_1-dən $S_2^{/}$ en kəsiyi S_2-dən fərqlənməsinlər. Bu şərt daxilində υ_1 və υ_2 sürətlərini də dəyişməz qəbul etmək olar. Onda S_1 və $S_1^{/}$ oturacaqlara malik silindrik maye sütununun uzunluğu (mayenin Δt müddətində getdiyi yolu) $\Delta l_1=\upsilon_1\Delta t$ və uyğun olaraq $\Delta l_2=\upsilon_2\Delta t$ yazmaq olar. Bu maye sütunlarının seçilmiş səviyyədən olan hündürlüklərini h_1 və h_2 ilə göstərək. $S_1S_1^{/}$ aralığında olan Δm maye kütləsinin enerjisini isə E_1 ilə işarə edək. Bu kütlə 1 vəziyyətindən 2 vəziyyətinə yerini dəyişərkən onun enerjisinin dəyişməsi P_1 və P_2 təzyiqlərinə (təzyiq vahid səthə düşən qüvvə olub $P=\dfrac{F}{S}$ -ə bərabərdir) uyğun qüvvələrin gördüyü işlərin fərqinə bərabər olacaqdır:

$$E_2-E_1=A_1-A_2 \tag{4.5}$$

Hərəkət edən maye *Yerlə* qarşılıqlı təsirdə olduğundan onun tam enerjisi kinetik və potensial enerjilərin cəmindən ibarət olacaqdır. Onların ifadələrini (4.5) düsturunda nəzərə alsaq

$$\frac{\rho S_2 \upsilon_2 \Delta t \upsilon_2^2}{2} + \rho S_2 \upsilon_2 \Delta t h_2 - \frac{\rho S_1 \upsilon_1 \Delta t \upsilon_1^2}{2} - \rho S_1 \upsilon_1 \Delta t h_1 = P_1 S_1 \upsilon_1 \Delta t - P_2 S_2 \upsilon_2 \Delta t$$

olar. Bu ifadənin bütün hədlərini (4.1) düsturunda nəzərə alaraq $\Delta V = S\upsilon\Delta t$ həcminə bölək və eyni indeksli hədləri bərabərliyin bir tərəfində yazaq

$$\frac{\rho \upsilon_1^2}{2} + \rho g h_1 + P_1 = \frac{\rho \upsilon_2^2}{2} + \rho g h_2 + P_2 \qquad (4.6)$$

Bu bərabərlik göstərir ki, ***stasionar ideal maye axınının enerji sıxlığı borunun bütün en kəsiklərində eyni olub dəyişməz qalır.*** Bu üç həddin cəmi bütün en kəsikləri üçün sabit olduğundan ümumi halda onu aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\frac{\rho \upsilon^2}{2} + \rho g h + P = const \qquad (4.7)$$

Bu ifadə ***Bernulli düsturu*** adlanır və stasionar ideal maye axınında enerji sıxlığının saxlanma qanununu ifadə edir. Həyatda bu düstur geniş tətbiq olunur və praktikada mayenin təzyiqini ölçmək üçün istifadə edilir. Bu düstura daxil olan $\frac{\rho \upsilon^2}{2}$ -*dinamik*, $\rho g h$-*hidrostatik*, P isə *statik* təzyiq adlanır.

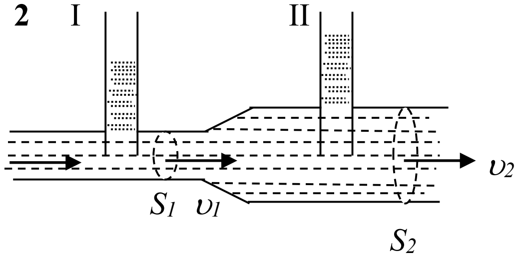
§4. Bernulli düsturundan çıxan nəticələr

Bernulli düsturunun borunun iki en kəsiyi üçün yazılmış (4.6) düsturundan istifadə edərək ondan çıxan bəzi nəticələri araşdıraq.

1) Tutaq ki, cərəyan borusu üfüqi yerləşmişdir (şəkil 23), yəni $h_1=h_2$-dir. Onda (4.6) düsturunu aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

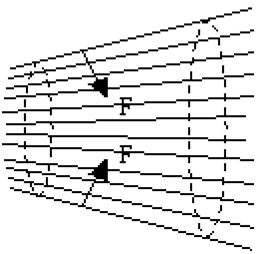
$$\frac{\rho \upsilon_1^2}{2} - \frac{\rho \upsilon_2^2}{2} = P_2 - P_1 \qquad (4.8)$$

Buradan görünür ki, axının sürəti böyük olan yerdə (sol tərəf müsbətdir) statik təzyiq kiçik olur, yəni sağ tərəfin də müsbət olması üçün $P_2 > P_1$ olmalıdır. Bu nəticəni təcrübədə yoxlamaq üçün cərəyan borusunun en kəsiyinin müxtəlif olan yerlərinə şaquli borular salırlar (bu borular ***Pito boruları*** adlanır).



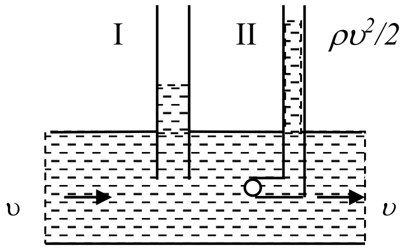
Şəkil 23

Təcrübə göstərir ki, cərəyan borusunun en kəsiyi böyük olan yerə salınmış Pito borusunda mayenin səviyyəsi yuxarı olur. Pito borusunda qalxan maye sütunu cərəyan borusunun daxilindəki statik təzyiqi göstərir. Deməli, cərəyan borusunun en kəsiyi böyük olan yerdə statik təzyiq böyük olur. Borunun genişlənən yerində statik təzyiqin artmasını impulsun dəyişməsi ilə izah etmək olar. Borunun en kəsiyi dəyişdikdə axının sürəti və impulsu dəyişir. İmpulsu dəyişdirən qüvvə §2-də göstərildiyi kimi səthə perpendikulyar olub mayenin daxilinə yönəlir. Bu qüvvələrin istiqaməti şəkil 24-də göstərilmişdir. Göründüyü kimi, bu qüvvələr cərəyan borusunun genişlənən istiqamətində yönəlirlər və ona görə də en kəsiyi böyük olan yerdə statik təzyiqi artırırlar.



Şəkil 24

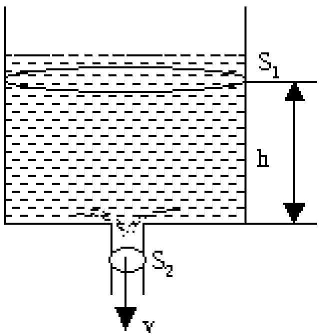
2) Cərəyan borusu üfüqi yerləşmişdir və onun bütün nöqtələrində en kəsiyi eynidir (şəkil 25). Cərəyan borusuna şəkildə göstərildiyi kimi iki Pito borusu salaq. İkinci boruda mayenin səviyyəsi birinci borudakı mayenin səviyyəsindən yuxarıda olur. Birinci borunun axın daxilində olan ucunda mayenin sürəti axının sürətinə bərabərdir ($\upsilon_1=\upsilon$) və ona görə də həmin Pito borusunda maye sütununun hündürlüyü statik təzyiqə bərabər olacaqdır. İkinci Pito borusunun axında olan ucunda mayenin sürəti sıfra bərabərdir ($\upsilon_2=0$). Deyilənləri (4.8) düstüründa nəzərə alsaq



Şəkil 25

$$P_2 - P_1 = \frac{\rho\upsilon^2}{2} \text{ və ya } P_2 = P_1 + \frac{\rho\upsilon^2}{2}$$

olar. Buradan görünür ki, ikinci boruda maye sütununun hündürlüyü statik və dinamik təzyiqlərin cəmini göstərir. Borulardakı maye sütunlarının fərqini təcrübədən təyin edərək onların fərqi ilə ifadə olunan dinamik təzyiq hesablanır. Dinamik təzyiqi və mayenin sıxlığını bilərək cərəyan borusunda mayenin axma sürətini tapırlar. Borudan axan mayenin miqdarını ölçən maye sayğacının iş prinsipi yuxarıda deyilənlərə – dinamik təzyiqin ölçülməsinə əsaslanmışdır.



Şəkil 26

3) Tutaq ki, cərəyan borusu en kəsikləri bir-birindən kəskin fərqlənən, ardıcıl birləşdirilmiş iki borudan ibarət olub, şaquli yerləşdirilmişdir. Borunun üst və alt hissələrinə eyni atmosfer təzyiqi təsir

göstərir və ona görə də $P_1=P_2$ yazmaq olar. Bu şərti (4.6) düsturunda nəzərə alsaq

$$\frac{\rho\upsilon_1^2}{2}+\rho g(h_1-h_2)=\frac{\rho\upsilon_2^2}{2}$$

olar. S_1 kəsiyi S_2-dən çox-çox böyük olduğundan (4.1) düsturuna görə $\upsilon_1 << \upsilon_2$ olur. Bu halda $\upsilon_1=0$ və $h_1-h_2=h$ yazmaq olar. Burada h geniş borudakı mayenin hündürlüyüdür. Bu şərtləri nəzərə alsaq, axırıncı düsturdan mayenin ikinci borudan axma sürəti üçün aşağıdakı düstur alınar:

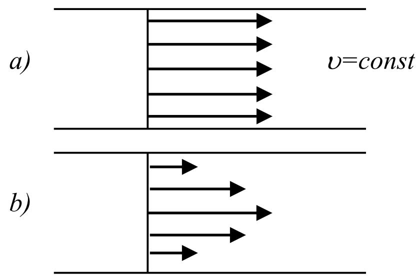
$$\upsilon=\sqrt{2gh}$$

Bu h-hündürlükdən sərbəst düşən cismin aldığı sürətdir.

Bu nəticələrdən borularda qaz və mayelərin, damarlarda qanın hərəkət dinamikasını öyrənmək üçün istifadə edilir.

§5. Real (özlü) mayenin hərəkəti

Təbəqələri arasında sürtünmə qüvvəsi olan maye real, və ya özlü maye adlanır. İdeal cərəyan borusunda verilmiş en kəsiyin bütün nöqtələrində axın sürəti eyni olur (şəkil 27, *a*). Real mayedə isə axının sürəti borunun radiusu boyunca olan məsafədən asılıdır: maye özlü olduğu üçün borunun divarına yaxın təbəqə divara yapışır, onun sürəti sıfır olur, borunun simmetriya oxuna yaxınlaşdıqca sürəti artır, simmetriya oxunda axın sürəti ən böyük olur. Borunun simmetriya oxundan uzqlaşdıqca sürətin azalması təbəqələr arasında



Şəkil 27

sürtünmə qüvvəsinin olması ilə izah olunur. Bu sürtünmə qüvvəsi aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$F = \xi \frac{\Delta \upsilon}{\Delta r} S \tag{4.9}$$

Burada Δr – borunun mərkəzindən hesablanaraq radiusun dəyişməsi, $\Delta \upsilon$ – bu məsafədə sürətin dəyişməsi, onların nisbəti olan $\Delta \upsilon / \Delta r$ *–sürət qradiyenti*, *S*- sürtünən təbəqələrin sahəsi, ξ -isə *özlülük əmsalı,* və ya *daxili sürtünmə əmsalı* adlanır. Mayenin temperaturu artdıqca özlülük azalır, qazlarda isə artır. Mayenin temperaturunu azaltmaqla elə hal əldə etmək olar ki, maye təbəqələri arasında sürtünmə olmasın. Bu hal *ifrat axıcılıq* adlanır.

Real mayenin xüsusiyyətindən və sürətindən asılı olaraq axın *laminar* və *turbulent* ola bilər. Təbəqəli axın laminar axındır. Belə axında maye hissəcikləri bir təbəqədən digərinə keçmirlər, sürətin cərəyan borusunun oxuna perpendikulyar proyeksiyası sıfır olur. Axın elə ola bilər ki, sürətin göstərilən proyeksiyası sıfırdan fərqli olsun. Onda mayenin hissəcikləri bir təbəqədən digərinə keçərək qarışacaq, təbəqəli hərəkət pozulacaqdır. Belə **hərəkət *turbulent hərəkət*** adlanır. Laminar hərəkətdən turbulent hərəkətə keçid ***Reynolds ədədinin*** böhran qiyməti ilə xarakterizə olunur. ***Reynolds ədədi axında götürülmüş müəyyən kütlənin kinetik enerjisinin onun özü boyda yerini dəyişməsi zamanı sürtünmə qüvvəsinə qarşı görülən işə nisbətinə bərabərdir***, Re ilə işarə olunur və kubik həcm üçün aşağıdakı düsturla hesablanır:

Re=kinetik enerji/sür.qüvvə.işi=$E_k/A_{sür.or}$=$m\upsilon^2/2F_{sür.or}\cdot l$=

$$= \frac{\rho l^3 \upsilon^2 2}{2\xi \frac{\upsilon}{l} l^2 l} = \frac{\rho \upsilon l}{\xi}$$

Məsələn, Reynolds ədədinin böhran qiyməti 1200 olduqda su laminar axından turbulent axına keçir.

§6. Real mayenin axma sürəti. Puazeyl düsturu

Tutaq ki, real maye en kəsiyi sabit olan üfüqi boruda axır. Borunun uclarında təzyiqi P_1 və P_2 qəbul edək. Boru daxilində r məsafədə yerləşən və qalınlığı dr olan silindrik təbəqə ayıraq (şəkil 28). Bu təbəqənin səthinin sahəsi $2\pi rl$ olsun. Ona içəri və çöl üzdən toxunan istiqamətdə bir-birinin əksinə yönələn sürtünmə qüvvələri təsir edir. Bu qüvvələrin fərqi (4.9) düsturuna əsasən

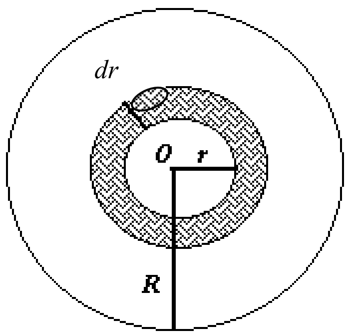
$$dF = d\left[\xi \frac{d\upsilon}{dr} 2\pi rl\right] \qquad (4.10)$$

olar. Bu qüvvə borunun uclarındakı təzyiqlər fərqi hesabına yaranan

$$dF = (P_1 - P_2)2\pi r dr \qquad (4.11)$$

qüvvəsinə bərabər olduqda mayenin hərəkəti qərarlaşmış olur. Bu şərtdən

$$d\left[\xi \frac{d\upsilon}{dr} 2\pi rl\right] = (P_1 - P_2)2\pi r dr$$



Şəkil 28

alınır. Bu ifadəni iki dəfə inteqrallayıb, $r=0$ şərtində $d\upsilon/dr=0$ və $r=R$ şərtində $\upsilon=0$ olduğunu nəzərə alsaq axın sürətinin borunun mərkəzindən olan məsafədən asılılığı üçün aşağıdakı düsturu alarıq:

$$\upsilon = \frac{P_2 - P_1}{4\xi l}(R^2 - r^2) \qquad (4.12)$$

Vahid zamanda borudan axan mayenin həcmi

$$dV = 2\pi r \upsilon d\upsilon$$

düsturunda (4.12)-ni nəzərə alıb inteqrallamaqla tapırıq:

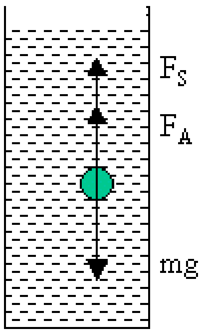
$$V = \frac{\pi(P_1 - P_2)}{8\xi l} R^4 \qquad (4.13)$$

Bu ***Puazeyl düsturu*** adlanır. Puazeyl düsturundan istifadə edərək təcrübədən mayenin özlülük əmsalını tapmaq olar. Özlülüyü ölçmək üçün istifadə olunan cihaz ***viskozimetr*** adlanır.

Müxtəlif mayelərin özlülüyü müxtəlif olur. Məsələn, 20^0C temperaturda qliserinin özlülüyü suyun həmin temperaturdakı özlülüyündən təqribən 800 dəfə çoxdur.

§7. Stoks qüvvəsi. Stoks üsulu. Sentrifuqa

Mayenin özlülüyünü təyin edən üsullardan biri Stoks üsuludur. Tutaq ki, şaquli qoyulmuş və hündür, geniş silindrik qabda özlülüyünü ölçmək istədiyimiz maye vardır. Radiusu qabın radiusundan çox-çox kiçik olan kürəciyi mayeyə saldıqda o, mayedə düşəcəkdir. Mayedə hərəkət edən kürəciyə şəkil 29-da göstərildiyi kimi üç qüvvə təsir edir. Kürəciyə təsir edən ağırlıq qüvvəsi şaquli olaraq aşağıya, F_A-Arximed və F_S–Stoks qüvvələri isə yuxarıya yönəlmişdir. Stoks qüvvəsi kürəcik özlü mayedə hərəkət edən zaman meydana çıxır. Bu qüvvə kürəciyin sürəti ilə mütənasibdir. Mayeyə salınmış kürə əvvəlcə bərabər artan hərəkət edir. Sürətin müəyyən qiymətində göstərilən üç qüvvənin əvəzləyicisi sıfra bərabər olur və kürəcik bərabər sürətlə düşür. Bu şərt aşağıdakı kimi yazılır:



Şəkil 29

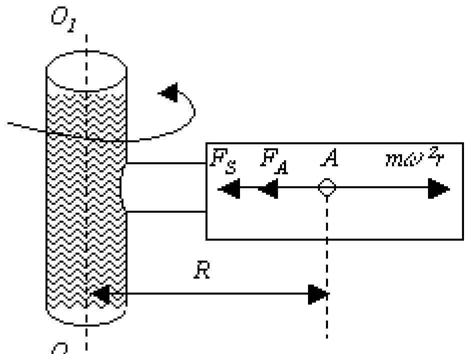
$$F_S + F_A = mg \qquad (4.14)$$

Özlü mayedə v sürəti ilə hərəkət edən kürəciyə təsir edən Stoks qüvvəsinin $F_S=6\pi\xi r\upsilon$, Arximed qüvvəsinin $F_A=\rho_m V_k g$, ağırlıq qüvvəsinin $mg==\rho V_k$ və kürəciyin həcminin $V_k=4\pi r^3/3$ olduğunu nəzərə alıb onları (4.14) düsturunda yerinə yazaraq sadələşdirsək, mayenin özlülüyünün hesablanması üçün aşağıdakı düsturu alarıq:

$$\xi = \frac{2}{9}\frac{(\rho - \rho_m)gr^2}{\upsilon}$$

Burada ρ -kürəciyin, ρ_m –mayenin sıxlığı, *r*- kürəciyin radiusu, *g*- sərbəstdüşmə təsili, υ isə kürəciyin mayedə bərabərsürətli hərəkətinin sürətidir.

Tutaq ki, maye daxilində başqa qarışıq vardır. Bu qarışığı mayedən ayırmaq lazımdır. Qarışığın hissəciklərini kürə kimi qəbul etsək onlara da şəkil 29-da göstərilən qüvvələr təsir edəcəkdir və tədricən qarışıq adlandırdığımız maddə mayedən ayrılacaqdır (çöküntü verəcək, və ya mayenin səthinə çıxacaqdır). Ancaq bu proses əksər hallarda uzun müddət tələb edir. Bu prosesi – qarışığın bir-birindən ayrılma prosesini sürətləndirmək üçün mərkəzəqaçma maşınından – *sentrifuqadan* istifadə edilir (şəkil 30). Sentrifuqanın rotoru və ona bağlı, üfüqi vəziyyətdə içərisində maye qarışığı olan qab şaquli O_1O_2 oxu ətrafında böyük sürətlə fırladılır. Bu zaman sentrifuqanın fırlanma oxundan *R* məsafədə yerləşmiş *r* radiuslu *A* zərrəciyinə (kürəciyə) şəkil 30-da göstərilmiş $m\omega^2R$ mərkəzdənqaçma qüvəsi,



Şəkil 30

$F_A = \rho_m \dfrac{m}{\rho}\omega^2 R$ Arximed qüvvəsi və $F_S = 6\pi\xi r\upsilon$ Stoks qüvvəsi təsir edir. (Ağırlıq qüvvəsi mərkəzdənqaçma qüvvəsinə nəzərən çox-çox kiçikdir, ona görə də o, nəzərə alınmır). Zərrəciyə təsir edən qüvvələr tarazlaşdıqda o, bərabərsürətli hərəkət edir. Qüvvələrin bərabərliyi şərtini ifadə edən

$$6\pi\xi r\upsilon + \frac{\rho_m}{\rho} m\omega^2 R = m\omega^2 R$$

düsturundan zərrəciyin mayedən ayrılma sürəti tapılır və

$$\upsilon = m(1 - \frac{\rho}{\rho_m}) \frac{\omega^2 R}{6\pi\xi r}$$

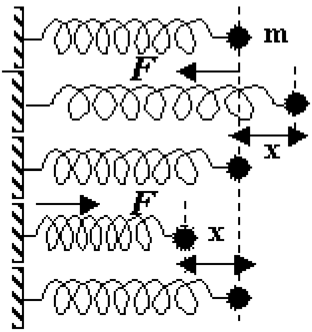
olur.

Bu düsturdan görünür ki, müxtəlif sıxlıqlı və müxtəlif olçülü zərrəciklər silindr boyunca müxtəlif yerlərdə paylanırlar. Sentrifuqadan çox geniş sahələrdə istifadə olunur.

V FƏSİL. MEXANİKİ RƏQSLƏR VƏ DALĞALAR

§1. Harmonik rəqslər

Tarazlıq vəziyyətindən çıxarılmış cismin hərəkəti həmin nöqtə ətrafında təkrar olunarsa, belə hərəkət rəqsi hərəkət adlanır. Bu hərəkət zamanı tarazlıq vəziyyətindən çıxmış cismə təsir edən qüvvələrin əvəzləyicisi həmişə tarazlıq nöqtəsinə doğru yönəlir. Rəqsi hərəkət təcilli hərəkətdir. Rəqsi hərəkətin ən sadə forması *harmonik rəqslərdir.* ***Yerdəyişmə ilə mütənasib olub onun əksinə yönəlmiş qüvvənin təsiri ilə yaranan rəqslər harmonik rəqslər adlanır.*** Bu hərəkəti sərtliyi *k* olan elastik yaya bağlanmış *m* kütləli maddi nöqtə misalında öyrənək (şəkil 31). Yaya bağlanmış maddi nöqtə *yaylı rəqqas* adlanır. Kürəciyi tarazlıq vəziyyətindən *x* qədər uzaqlaşdırdıqda yayda meydana çıxan F=-*kx* elastik qüvvə kürəciyi tarazlıq vəziyyətinə qaytarır. Lakin kürəcik ətalətə (kütləyə) malik olduğu üçün o, tarazlıq nöqtəsində qalmır və hərəkətini davam etdirərək yayı sıxır. Sıxılmış yayda meydana çıxan elastik qüvvə yenə də kürəciyi tarazlıq vəziyyətinə qaytarır. Kürəcik öz ətaləti ilə tarazlıq vəziyyətindən sağa doğru yerini dəyişir və təsvir edilən hərəkət təkrar olunur. Nyutonun II qanununa görə bu hərəkətin tənliyi aşağıdakı kimi yazılır:



Şəkil 31

$$ma=-kx \qquad (5.1)$$

Təcil (1.6) düsturuna əsasən yerdəyişmənin zamana görə ikinci tərtib törəməsidir. Zamana görə törəmə həmin kəmiyyətin üzərində nöqtə qoymaqla yazılır. Nöqtələrin sayı törəmənin tərtibini göstərir. Məsələn, təcil $a=\ddot{x}$ kimi yazılır. Belə işarələməni qəbul edərək (5.1) düsturunu aşağıdakı kimi yazaq:

$$m\ddot{x}=-kx \text{ və ya } \ddot{x}+\frac{k}{m}x=0 \text{ və ya } \ddot{x}+\omega_0^2 x=0 \qquad (5.2)$$

(5.2) tənlikləri iki tərtibli, sabit əmsallı, bircins (sağ tərəf sıfırdır) xətti differensial tənlikdir. Differensial tənliklər nəzəriyyəsindən belə tənliklərin həlli ümumi şəkildə aşağıdakı kimi tapılır:

$$x=a_o e^{i(\omega_o t+\varphi_o)} \qquad (5.3)$$

Burada a_o –rəqs edən nöqtənin tarazlıq vəziyyətindən maksimum uzaqlaşması olub *rəqsin amplitudu*, $(\omega_o t+\varphi_0)$ - *rəqsin fazası*, $\omega_o=\sqrt{\frac{k}{m}}$ - *məxsusi rəqslərin dairəvi tezliyi*, $i=\sqrt{-1}$, φ_0 isə başlanğıc anda rəqs edən cismin tarazlıq nöqtəsindən olan vəziyyətini göstərib *başlanğıc faza* adlanır.

Differensial tənliyin həllini ifadə edən (5.3) düsturunu sinus və kosinus funksiyaları və onların cəmi ilə də göstərmək olar. Qəbul edək ki, rəqs edən nöqtə tarazlıq vəziyyətindən hərəkətə başlayır, yəni φ_0 =0-dır. Onun hərəkətini ifadə edən funksiyanı

$$x=a_o \sin\omega_o t \qquad (5.4)$$

şəklində yazmaq olar. Hərəkət ən böyük yerdəyişməyə, yəni x=a_o -a uyğun nöqtədən başlayarsa, onda $\varphi_o = \frac{\pi}{2}$ olur və hərəkət tənliyinin həlli

$$x = a_o \sin(\omega_o t + \frac{\pi}{2}) \text{ və ya } x = a_o \cos\omega_o t \qquad (5.5)$$

şəklində yazılır.

Bir tam rəqs üçün sərf olunan müddət rəqsin periodu adlanır, *T* ilə işarə olunur, BS-də san. ilə ölçülür. Rəqqas bir tam rəqs etdikdə (çevrə üzrə hərəkətdə olduğu kimi) fazası 2π qədər olur, yəni t=T olduqda, $\omega_o T = 2\pi$ olur. Buradan

$$T = \frac{2\pi}{\omega_o} \qquad (5.6)$$

alınır.

Bir saniyədəki raqslərin sayı *xətti tezlik* adlanır, ν ilə işarə edilir, BS-də Hs-lə ölçülür və aşağıdakı düsturlarla hesablanır:

$$\nu = \frac{1}{T}; \quad \nu = \frac{\omega_O}{2T} \qquad (5.7)$$

Harmonik rəqslərin (5.4) və (5.5) ifadələrini (5.6) və (5.7) düsturlarındakı kəmiyyətlərlə də yazmaq olar.

Harmonik rəqs edən maddi nöqtə *harmonik ossilyator* adlanır.

§2. Harmonik rəqsin sürəti, təcili, impulsu və enerjisi

Tutaq ki, harmonik ossilyator sinusoidal qanunla rəqs edir

$$x = a_0 \sin\omega_0 t$$

Onun sürəti (1.3) düsturuna görə

$$\dot{x} = a_0\omega_0 \cos\omega_0 t \qquad 5.8)$$

təcili isə (1.6) düsturuna görə

$$\ddot{x} = -a_0\omega_0^2 \sin\omega_0 t \qquad (5.9)$$

düsturu ilə tapılır. Burada $a_0\omega_0$ - rəqsin sürətinin, $-a_0\omega_0^2$ - rəqsin təcilinin amplitud qiymətləridir. Bu ifadələr göstərir ki, maddi nöqtə tarazlıq vəziyyətini keçdikdə onun sürəti ən böyük olur, tarazlıq vəziyyətindən uzaqlaşdıqca sürət azalır və rəqqas kənar vəziyyətinə çatdıqda sürəti sıfır olur. Rəqqas kənar vəziyyətindən tarazlıq vəziyyətinə qayıtdıqda o, yeyinləşən hərəkət edir. Rəqqas tarazlıq vəziyyətindən uzaqlaşdıqca təcilin mütləq qiyməti artır, istiqaməti isə sürətin istiqamətinin əksinə olur. Ona görə də tarazlıq vəziyyətindən $\upsilon_0=\omega_0 a_0$ başlanğıc sürətinə malik olan rəqqas mütləq qiymətcə artan təcillə yavaşıyan hərəkət edir.

Rəqqas hərəkət edir və eyni zamanda vəziyyəti dəyişir. Deməli, rəqqas həm kinetik, həm də potensial enerjiyə malik olur. Onun kinetik enerjisi

$$E_K = \frac{m\dot{x}^2}{2} = \frac{m\omega_0^2 a_0^2}{2}\cos^2 \omega t$$

yaylı rəqqas misalında potensial enerji

$$E_P = \frac{kx^2}{2} = \frac{m\omega_0^2 a_0^2}{2}\sin^2 \omega t$$

tam enerji isə

$$E = E_K + E_P = \frac{m\omega_0^2 a_0^2}{2} \qquad (5.10)$$

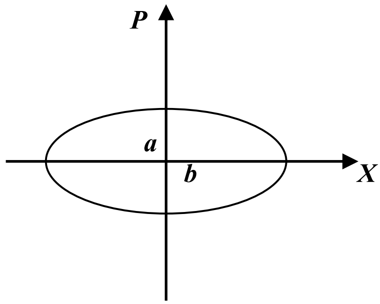
düsturları ilə hesablanır. Harmonik ossilyatorun enerjisi bütün rəqs müddətində sabit qalır. Ona görə də harmonik rəqslər sönməyən rəqslərdir. Onun amplitudu və tezliyi zamandan asılı deyildir. İmpulsu isə

$$P = m\dot{x} = ma_0\omega_0 \cos\omega_0 t \qquad (5.11)$$

qanunu ilə dəyihir.

Harmonik ossilyatorun *PX* müstəvisində (bu müstəvi ***faza müstəvisi*** adlanır) hərəkət trayektoriyasını tapaq. Bunun üçün (5.10) və (5.8) düsturlarını uyğun olaraq a_0 və $m\omega_0 a_0$-a bölüb kvadrata yüksəldək, tərəf-tərəfə toplayaq və $\sin^2 \omega_0 t + \cos^2 \omega_0 t = 1$ olduğunu qəbul edək. Onda trayektoriyanın tənliyini aşağıdakı şəkildə alarıq:

$$\frac{P^2}{m^2 a_0{}^2 \omega_0{}^2} + \frac{x^2}{a_0^2} = 1$$



Şəkil 32

Bu ifadə yarımoxları *P* və *X* oxları ilə üst-üstə düşən ellipsin tənliyidir. Bu ellips şəkil 32-də göstərilmişdir. Ellipsin yarımoxları $a=m\omega_0 a_0$, $b=a_0$-dır. Məlumdur ki, ellipsin sahəsi onun yarımoxları ilə π hasilinə bərabərdir:

$$S = \pi ab = \pi m\omega_0 a^2 = \frac{2\pi}{\omega_0} \frac{m\omega_0^2 a_0^2}{2} = \frac{E}{\nu}$$

Buradan görünür ki, ellipsin sahəsi ədədi qiymətcə vahid tezliyə düşən enerjidir.

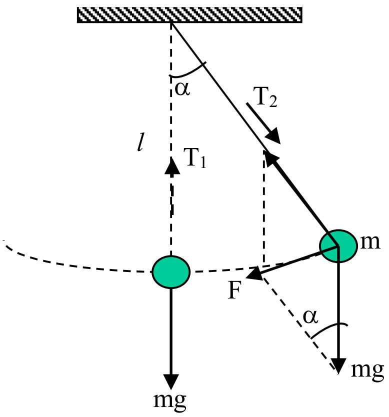
§3. Riyazi və fiziki rəqqaslar

Uzanmayan, çəkisiz, nazik sapdan asılmış m kütləli maddi nöqtə riyazi rəqqas adlanır. Rəqqas tarazlıq vəziyyətində olduqda ona təsir edən ağırlıq qüvvəsi və ipin gərilməsi bir-birini tarazlaşdırır və əvəzləyici qüvvə sıfra bərabər olur.

$$m\vec{g} + \vec{T}_1 = 0$$

Rəqqası kiçik α bucağı qədər meyl etdirdikdə əvəzləyici $\vec{F}$ qüvvəsi yaranır. Bu qüvvə şəkil 33-dən göründü kimi tarazlıq vəziyyətinə doğru yönəlir və ədədi qiymətcə

$$F=-mg\sin\alpha \cong -mg\alpha$$



Şəkil 33

olub, bucaq yerdəyişməsi ilə mütənasibdir. Mənfi işarəsi qüvvənin bucaq yerdəyişməsinin əksi istiqamətində yönəldiyini göstərir. Bu qüvvənin təsiri ilə maddi nöqtə rəqs edir. Bu hərəkət maddi nöqtənin *l* radiuslu çevrə üzrə fırlanma hərəkəti kimidir. Ona görə də hərəkət tənliyini fırlanma hərəkətinin əsas tənliyi olan (2.29) tənliyi kimi yazmaq lazımdır:

$$J\ddot{\alpha}=M \qquad (5.12)$$

Burada $\ddot{\alpha}=\beta=\dfrac{d^2\alpha}{dt^2}$ - bucaq təcili, $J=mr^2=ml^2$ - maddi nöqtənin ətalət momenti, $M=Fl=-mgl\alpha$ olub *F* qüvvəsinin momentidir. Bu ifadələri (5.12)-də yerinə yazıb riyazi rəqqasın hərəkət tənliyini aşağıdakı kimi alarıq:

$$ml^2\ddot{\alpha}=-mgl\alpha \quad \text{və ya} \quad \ddot{\alpha}+\frac{g}{l}\alpha=0;\ \ddot{\alpha}+\omega_0{}^2\alpha=0 \qquad (5.13)$$

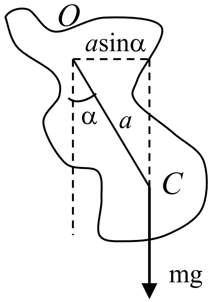
Burada $\omega_0=\sqrt{\dfrac{g}{l}}$ olub riyazi rəqqasın məxsusi dairəvi tezliyidir.

Riyazi rəqqasın periodu isə

$$T=\frac{2\pi}{\omega}=2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \qquad (5.14)$$

düsturu ilə hesablanır.

Ağırlıq mərkəzindən keçməyən ox ətrafında rəqs edə bilən ixtiyari bərk cisim fiziki rəqqas adlanır. Tutaq ki, *m* kütləli bərk cisim *O* nöqtəsindən keçən və şəkil müstəvisinə perpendikulyar olan oxdan asılmışdır. Onu kiçik bucaq qədər meyl etdirsək $m\vec{g}$ qüvvəsinin uzantısı fırlanma oxundan keçməyəcək və o fırlanma momenti yaradacaqdır. Fırlanma momenti (şəkil 34) $m\vec{g}$ ilə onun qolu olan *a*sinα (*a* – rəqqasın asılma oxu ilə onun ağırlıq mərkəzi arasındakı məsafədir) hasilinə bərabərdir və α-nın əksinə yönəlir:



Şəkil 34

$$M = -mga\sin\alpha \cong -mga\alpha$$

Bu ifadəni (5.12)-də yerinə yazmaqla fiziki rəqqasın hərəkət tənliyini aşağıdakı şəkildə alarıq:

$$J\ddot{\alpha} = -mga\alpha \quad \text{və ya} \quad \ddot{\alpha} + \frac{mga}{J}\alpha = 0; \quad \ddot{\alpha} + \omega_0^2\alpha = 0 \qquad (5.15)$$

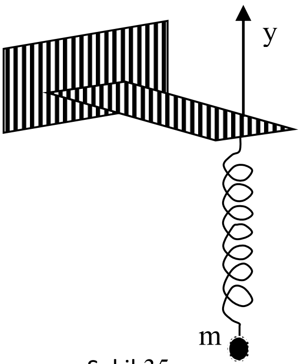
Burada $\omega_0 = \sqrt{\dfrac{mga}{J}}$ fiziki rəqqasın məxsusi dairəvi tezliyi, J – onun verilmiş fırlanma oxuna nəzərən ətalət momentidir. Bu düsturdan fiziki rəqqasın periodu üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{J}{mag}} \qquad (5.16)$$

Əgər $L = \dfrac{J}{ma}$ qəbul etsək $T = 2\pi\sqrt{\dfrac{L}{g}}$ alarıq. *L* –fiziki rəqqasın *gətirilmiş uzunluğu* adlanır və elə riyazi rəqqasın uzunluğuna bərabərdir ki, periodu onun perioduna bərabər olsun.

§4. Harmonik rəqslərin toplanması

Tutaq ki, maddi nöqtə iki rəqsdə iştirak edir. Bu rəqslərin tezliklərini eyni qəbul edək. Əvvəlcə eyni istiqamətdə baş verən rəqslərə baxaq. Fərz edək ki, *m* kütləli maddi nöqtə üfüqi istiqamətdə divara bərkidilmiş elastik xətkeşin ucundan asılmış yaya bağlanmışdır (şəkil 35). Xətkeşin və yayın məxsusi tezlikləri eynidir və onlar şaquli ox boyunca rəqs edirlər. Onların rəqs tənlikləri



Şəkil 35

$$y_1 = a_1 \sin(\omega t + \varphi_1) \quad \text{və}$$

$$y_2 = a_2 \sin(\omega t + \varphi_2)$$

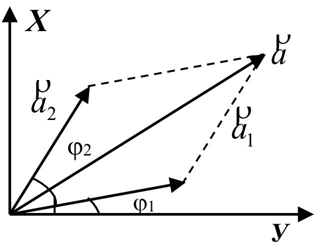
şəklində olsun. Bu iki rəqsdə iştirak edən *m* maddi nöqtəsinin hərəkəti superpozisiya prinsipinə görə (adi toplanma) bu hərəkətlərin cəmindən ibarət olacaqdır:

$$y = a_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + a_2 \sin(\omega t + \varphi_2)$$

m maddi nöqtəsi də həmin tezliklə və

$$y = a \sin(\omega t + \varphi)$$

qanunu ilə rəqs edəcəkdir. Onun amplitudunu və fazasını vektor diaqramı üsulu ilə tapmaq olar. Bu üsulda hər bir rəqs amplitud vektorla ifadə olunur, onların vektorial cəmi yekun rəqsin amplitud vektorunu verir (şəkil 36). Kosinuslar teoreminə görə yekun rəqsin amplitudu aşağıdakı düsturla hesablanır:



Şəkil 36

$$a^2=a_1^2+a_2^2+2a_1a_2\cos(\varphi_2-\varphi_1) \qquad (5.17)$$

Amplitudların *XY* oxları üzrə proyeksiyalarının nisbətindən başlanğıc faza tapılır:

$$tg\varphi = \frac{a_{1x} + a_{2x}}{a_{1y} + a_{2y}} = \frac{a_1 \sin\varphi_1 + a_2 \sin\varphi_2}{a_1 \cos\varphi_1 + a_2 \cos\varphi_2}$$

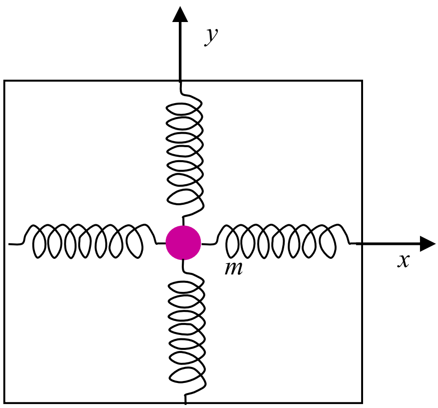
Alınmış (5.17) ifadəsi göstərir ki, baxılan iki rəqsdə iştirak edən maddi nöqtənin harmonik rəqslərinin amplitudu toplanan rəqslərin başlanğıc fazalar fərqindən asılıdır. Fazalar fərqi

a) φ_2-φ_1=$2\pi k$ olduqda amplitud $a=a_1+a_2$ $\rightarrow$maxsimum

b) φ_2-φ_1=$(2k+1)$ olduqda amplitud $a=a_2-a_1$ $\rightarrow$minimum (5.18)

olur, yəni toplanan rəqslərin istiqaməti üst-üstə düşdükdə maddi nöqtə ən böyük, rəqslərin istiqaməti bir-birinə əks olduqda maddi nöqtə ən kiçik amplitudla rəqs edir.

Fərz edək ki, maddi nöqtə bir-birinə perpendikulyar olan *X* və *Y* istiqamətlərində yaranan iki rəqsdə iştirak edir (şəkil 37). Bu rəqslərin tezliklərini eyni (yaylar eynidir), başlanğıc fazalarını isə φ_1 və φ_2 qəbul edək. Onların rəqs tənliklərini aşağıdakı kimi yazaq:



Şəkil 37

$$x=a_1\sin(\omega t+\varphi_1)$$

$$y=a_2\sin(\omega t+\varphi_2)$$

Bu ifadələrdən zamanı yox etməklə yekun rəqsdə iştirak edən maddi nöqtənin trayektoriya tənliyini alarıq:

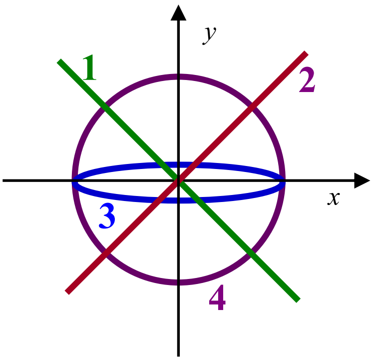
$$\frac{x^2}{a_1^2} + \frac{y^2}{a_2^2} + 2\frac{xy}{a_1 a_2}\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1) \qquad (5.19)$$

Bu ifadə yarımoxları *X* və *Y* oxları ilə üst-üstə düşməyən ellipsin tənliyidir. Deməli, maddi nöqtə ümumi halda ellips boyunca hərəkət edəcəkdir. Aşağıdakı xüsusi hallara baxaq:

1) φ_2-φ_1=$2k\pi$ olarsa $y=-\dfrac{a_2}{a_1}x$ olar, yəni maddi nöqtə II və IV rübdən keçən düz xətt boyunca rəqs edər (şəkil 38, 1);

2) φ_2-φ_1=$(2k+1)\pi$ olarsa $y=\dfrac{a_2}{a_1}x$ olar, yəni maddi nöqtə I və III rübdən keçən düzğxətt boyunca rəqs edər (şəkil 38, 2);

3) $\varphi_2-\varphi_1=(2k+1)\dfrac{\pi}{2}$ olarsa, $\dfrac{x^2}{a_1}+\dfrac{y^2}{a_2}=1$ olar, yəni maddi nöqtə yarımoxları X və Y oxları ilə üst-üstə düşən ellips boyunca hərəkət edər (şəkil 38, 3).



Şəkil 38

4) Əgər rəqslərin amplitudları a_1=a_2=a olarsa onda $x^2+y^2=a^2$ çevrə tənliyi alınar, yəni maddi nöqtə radiusu toplanan rəqslərin amplituduna bərabər olan çevrə boyunca fırlanar (şəkil 38, 4). Fırlanma istiqaməti fazalar fərqinin bu şərtdə göstərilmiş konkret qiymətindən asılıdır.

§5. Sönən və məcburi rəqslər

Rəqslər real mühitdə baş verdiyi üçün onun enerjisinin bir hissəsi sürtünmə qüvvələrinə qarşı görülən işə sərf olunur, onun enerjisi və o cümlədən amplitudu azalır. Belə rəqslər ***sönən rəqslər*** adlanır. Bu rəqslərin hərəkət tənliyini yazdıqda sürtünmə qüvvəsini də nəzərə almaq lazımdır. Tutaq ki, sürtünmə qüvvəsi

$F_{sür} = -b\dot{x}$ (Nyuton və ya Stoks qanunu) qanununa tabedir. Onda (5.2) tənlikləri aşağıdakı kimi olar:

$$m\ddot{x} = -kx - b\dot{x}\,, \quad \ddot{x} + \frac{b}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = 0\,, \quad \ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = 0 \tag{5.20}$$

Burada $\gamma = \dfrac{b}{2m}$ olub, *sönmə dekrementi* adlanır. Bu tənliyin həllini

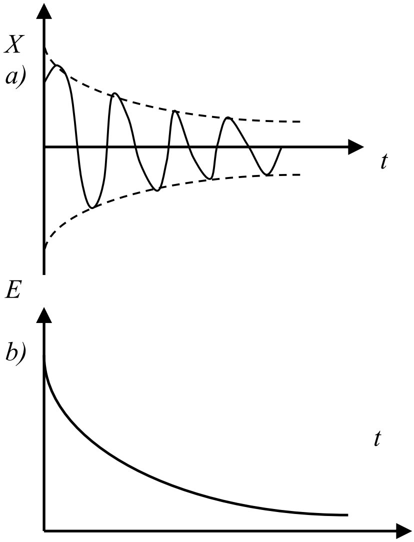
$$x = a_0 e^{-\gamma \cdot t} \tag{5.21}$$

şəklində axtaraq. Sönən rəqsin amplitudu

$x = a_0 e^{-\gamma \cdot t}$ olub eksponensial qanunla azalır. Enerjisi isə (5.11) düstürüna görə

$$E = \frac{1}{2} m\omega_0^2 a_0^2 e^{-2\gamma \cdot t}$$

qanunu ilə azalır. Burada *e* ≅ 2,72 olub natural loqarifmanın əsasıdır. Şəkil 39, *a)*-da bütöv xətlə sönən rəqslər, qırıq xətlərlə amplitudun dəyişməsi, *b*)-də isə enerjinin zamandan asılılığı göstərilmişdir. Sönmənin kiçik qiymətlərində sönən rəqslərin tezliyini sabit qəbul etmək olar.



Şəkil 39

Sönməni xarakterizə etmək üçün *sönmənin loqarifmik dekrementi* anlayışından istifadə edilir. Bu kəmiyyət iki ardıcıl amplitudların nisbətinin natural loqarifmasına bərabər olub θ ilə işarə olunur və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$\theta = \ln\frac{a_0 e^{-\gamma \cdot t}}{a_0 e^{-\gamma(t+T)}} = \gamma T = \frac{2\pi\gamma}{\omega_0} = \frac{\pi b}{m\omega_0} \tag{5.22}$$

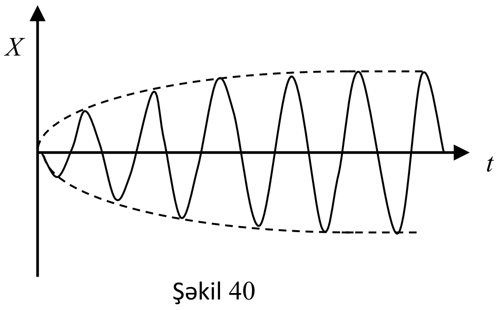
Sönmənin loqarifmik dekrementi amplitudun *e* dəfə azalması üçün keçən rəqslərin sayının tərs qiymətinə bərabər olan kəmiyyətdir.

Rəqslərin sönməməsi üçün ona kənardan enerji vermək lazımdır. Əgər xaricdən qəbul edilən enerjini rəqs sistemi özü idarə edərsə, belə sönməyən rəqslər *avtorəqslər*, rəqs sistemi isə *avtorəqs sistemi* adlanır. Avtoreqslərin tezliyi təqribən sistemin məxsusi tezliyinə bərabər olur, onlar əks əlaqəyə malikdir, birinci yarımperiodda nə qədər enerji itirirsə, ikinci yarımperiodda xaricdən həmin qədər enerji qəbul edir.

Sönməyən rəqsləri almaq üsullarından biri də sistemə xaricdən periodik enerji verməkdir. ***Xarici periodik qüvvənin təsiri ilə sistemdə yaranan rəqslər məcburi rəqslər adlanır.*** Məcburedici periodik qüvvənin $F=F_0\sin\omega t$ olduğunu qəbul etsək (5.20) tənliyində onu nəzərə alaraq məcburi rəqslərin differensial tənliyini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$m\ddot{x} = -kx - b\dot{x} + F_0\cos\omega t\ ; \quad \ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m}\cos\omega t \qquad (5.23)$$

Burada ω - xarici periodik qüvvənin dəyişmə tezliyidir. İlk anlarda məcburi rəqslər yaranarkən sürtünmə qüvvəsi özünü göstərir. Bir müddətdən sonra rəqslər qərarlaşır və amplitud sabit qalır; qərarlaşmış məcburi rəqslər yaranır (şəkil 40). Məcburi rəqslərin tezliyi xarici məcburedici qüvvənin dəyişmə tezliyinə bərabər olur. Bu rəqslər



Şəkil 40

$$x = a\sin(\omega t + \varphi)$$

qanunu ilə baş verir. Burada *a* –məcburi rəqslərin ampli-tudu, φ - isə onların başlanğıc fazası olub, sistemin və məcburedici qüvvənin parametrlərindən asılıdır. Bu asılılıqlar aşağıdakı düsturlarla ifadə olunurlar:

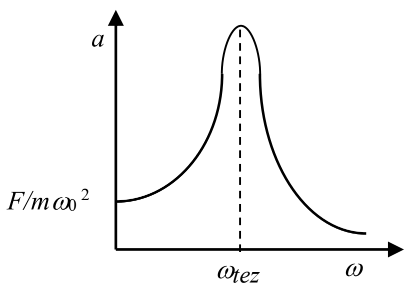
$$a = \frac{F_0}{m}\frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2\omega^2}} \tag{5.24}$$

$$tg\varphi = \frac{2\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \tag{5.25}$$

(5.24) asılılığı göstərir ki, xarici qüvvənin tezliyi rəqs sisteminin məxsusi tezliyinə təqribən bərabər, yəni $\omega_{rez} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\gamma^2}$ olduqda rəqslərin amplitudu kəskin artır. Bu hadisə *rezonans* adlanır. Şəkil 41-də rezonans əyrisi göstərilmişdir. Onun şaquli oxla kəsişdiyi nöqtə amplitudun statik qiymətinə (*F=F₀* olduqda) $a_{st} = \frac{F_0}{m\omega_o^2} = \frac{F_0}{k}$ uyğun gəlir. Amplitudun rezonans qiyməti isə

$$a_{rez} = \frac{F_0}{m}\frac{1}{2\gamma\sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}} \cong \frac{F_0}{m}\frac{1}{2\gamma\omega_0} \tag{5.26}$$

düsturu ilə hesablanır. Bir daha qeyd edək ki, baxdığımız rəqslərdə sönmə dekrementi çox kiçik qəbul edilir.



Şəkil 41

Rəqs sistemi bir neçə məxsusi tezliyə malik olarsa, həmin sayda rezonans maksimumları (zirvələri) müşahidə olunacaqdır. Sistemin mürəkkəb rəqsi bu qayda ilə sadə rəqslərə ayrılacaqdır. Mürəkkəb rəqslərin sadə rəqslərlə ifadə olunması *harmonik təhlil (analiz)* adlanır.

§6. Mexaniki dalğalar və onların elastik mühitdə yayılma sürəti.
Dalğa tənliyi.

Rəqslərin mühitdə yayılması dalğa adlanır. Mexaniki rəqslər yalnız mühitdə yayıla bilirlər. Elastik mühit modeli olaraq sonsuz sayda elastik yay və kürəciklərdən ibarət üçölçülü sistem qəbul edək (məsələn, sonsuz böyük monokristal). Bu sistemin bir üzündə rəqslər yaratsaq bu rəqslər yaylar vasitəsilə kürəcikdən-kürəciyə ötürüləcək və mühitdə dalğa yaranacaqdır. Belə dalğalar *qaçan dalğalar* adlanır. Qaçan dalğalarda enerji dalğanın yayılma istiqamətində ötürülür. Dalğanın yayılma istiqaməti rəqslər istiqamətində olarsa, belə rəqslər *uzununa dalğalar*, yayılma istiqaməti rəqslərin istiqamətinə perpendikulyar olarsa – *eninə dalğalar* adlanır. Uzununa dalğa bütün mühitlərdə yayıla bilir, eninə dalğa isə sürüşmə deformasiyasına məruz qalan mühitlərdə (bərk cisimlərdə) yayılır.

Rəqslərin bir period müddətində yayıldığı məsafə *dalğa uzunluğu* adlanır, λ ilə işarə olunur və

$$\lambda = \upsilon T \tag{5.27}$$

düsturu ilə hesablanır. Dalğanın yayılma sürəti mühitin xassələrindən asılı olub bərk cisimlərdə uzununa dalğalar üçün $\upsilon = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$, eninə dalğalar üçün $\upsilon = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$ düsturları ilə hesablanır.

Qazlarda $\upsilon = \sqrt{\frac{RT}{M}}$ olur. Burada *R - universal qaz sabiti, T - Kelvin şkalasında temperatur, M - molyar kütlədir*. Bu ifadə göstərir ki, qazlarda səsin sürəti qaz molekullarının istilik hərəkətinin sürətinə yaxındır.

Mayelərdə isə $\upsilon = \sqrt{\dfrac{\beta}{\rho}}$ olur. Burada β - mayenin adiabatik sıxılma əmsalıdır.

Dalğanın yayılma sürəti rəqslərin tezliyindən asılı deyildir. Dalğa bir mühitdən digərinə keçdikdə (dispersiya etdirici mühit olmazsa) onun tezliyi sabit qalır, sürəti və dalğa uzunluğu isə bir-birinə düz mütənasib olaraq dəyişirlər:

$$\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = \frac{\gamma\lambda_1}{\gamma\lambda_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$$

Dalğaların eyni zamanda çatdıqları nöqtənin həndəsi yeri *dalğa cəbhəsi*, eyni fazalı nöqtələrin həndəsi yeri isə *dalğa səthi* adlanır. Bircins mühitdə hər iki səth üst-üstə düşür. Cəbhəsi müstəvi olan

dalğa *müstəvi dalğa*, cəbhəsi sferik səth olan dalğa *sferik dalğa* adlanır. Ölçüsü dalğa uzunluğuna bərabər və ondan böyük olan rəqs mənbəyindən yayılan dalğalar müstəvi, nöqtəvi mənbədən yayılan dalğalar isə sferik dalğalar olur.

Tutaq ki, rəqslər mühitdə υ sürəti ilə *r* istiqamətində yayılır. *A* nöqtəsinin *t* anındakı rəqsini $x = a\sin\omega t$ ilə göstərək. Aydındır ki, bu rəqslər *B* nöqtəsinə müəyyən Δt müddətindən sonra çatacaqdır. Yəni *A* nöqtəsindən *r* məsafədə yerləşən *B* nöqtəsində rəqslər *A* nöqtəsinə nəzərən $t - \Delta t = t - \dfrac{r}{\upsilon}$ anında yaranacaqdır. Onda *B* nöqtəsinin rəqsini

$$x = a\sin\omega(t - \Delta t) = a\sin\omega\left(t - \frac{r}{\upsilon}\right) \qquad (5.28)$$

kimi yazmaq lazımdır. ***Mühitin ixtiyari anda ixtiyari nöqtəsinin yerdəyişməsini ifadə edən tənlik dalğa tənliyi adlanır.*** (5.28) ifadəsi dalğanın yayılmasını ifadə edən funksiyadır. Bu tənlikdə

$\omega = \dfrac{2\pi}{T}$ və (5.27) düsturunu nəzərə alsaq, dalğa tənliyi üçün aşağıdakı ifadə alınar:

$$x = a\sin(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r) \qquad (5.29)$$

Burada $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ - *dalğa ədədi* adlanır. Vektor kimi qəbul edilən dalğa ədədi $\vec{k}$ dalğanın yayılma istiqamətini göstərməyə imkan verir. Digər tərəfdən *r* rəqs edən nöqtənin vəziyyətini təyin etdiyi üçün o, da vektordur. Bunları nəzərə alsaq (5.29) tənliyini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$x = a\sin(\omega t - \vec{k}\vec{r}) \qquad (5.30)$$

Burada $\vec{k}\vec{r}$ - skalyar hasildir. Bu tənlik dalğanın dinamik proses olduğunu daha dolğun əks etdirir. Müstəvi dalğanın amplitudu sabit olur, sferik dalğanın amplitudu isə məsafə artdıqca artır.

§7. Səs və ultrasəs dalğaları

Tezlikləri 20 Hs-lə 20 kHs arasında olan mexaniki dalğalar səs dalğalarıdır. İnsanın eşitmə üzvü göstərilən tezlikli dalğaları qəbul edə bilir. ***Tezliyi 20 Hs-dən kiçik dalğalar infrasəs, tezlikləri 20 kHs-dən böyük dalğalar ultrasəs, 10^{10} Hs-dən böyük dalğalar hipersəs dalğaları adlanır.*** Səsin *tonunun yüksəkliyi* dalğaların tezliyi, səsin *gurluğu* isə dalğanın amplitudu ilə mütənasibdir. Səs dalğalarının spektri genişdir. Eyni anda qəbul etdiyimiz səs dalğaları çox sayda tezliklərdən ibarətdir. Bu çoxluq – spektr - səsin *tembrini* təyin edir. Səs həm də enerji seli sıxlığı ilə xarakterizə olunur. Vahid zamanda vahid səthdən keçən enerji *enerji seli sıxlığı* və ya *intensivlik* adlanır, *J* ilə işarə olunur və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$J = \frac{E}{st} = \frac{ws\upsilon t}{st} = w\upsilon \tag{5.31}$$

Burada $w = \frac{E}{V} = \frac{E}{s\upsilon t}$ - *enerji sıxlığıdır*. Bu düstur göstərir ki, intensivlik dalğanın enerji sıxlığı ilə onun həmin mühitdə yayılma sürətinin hasilinə bərabərdir. Eşitmə intensivliyinin minimum qiyməti tezlikdən asılıdır. 2000 Hs tezlikdə bu intensivlik $10^{-12}\frac{C}{m^2 san}$ - dir. İntensivliyin bu qiymətindən 10 dəfə böyük olan intensivlik səsin gurluğunun vahidi qəbul olunur və bel (b) adlanır. Əksər hallarda gurluq vahidi olaraq desibeldən (0,1 b) istifadə olunur.

İnfrasəs və ultrasəs dalğalarını insan qulağı hiss etmir, eşitmir. Bu qalğaları bəzi heyvanlar və həşəratlar eşidirlər.

Ultrasəs almaq üçün istifadə olunan cihazların iş prinsiplərinin əsasında *tərs pyezoeffekt* və *maqnitostriksiya* hadisəsi durur. ***Kristalloqrafik oxlarına nəzərən müəyyən istiqamətdə kəsilmiş bəzi kristal (məsələn, kvars) lövhələrin üzərində periodik dəyişən potensiallar fərqi yaratdıqda onun üzlərinin həmin tezlikdə rəqs etməsi və ultrasəs şüalandırması hadisəsi tərs pyezoeffekt adlanır. Bəzi metalların (nikel, dəmir) maqnit sahəsində öz ölçülərini dəyişməsi hadisəsi maqnitostriksiya adlanır.*** Dəyişən maqnit sahəsində yerləşdirilmiş belə metallar da ultrasəs şüalandırırlar. Xarici sahənin (elektrik və ya maqnit sahəsinin) dəyişmə tezliyi həmin materialın məxsusi tezliyinə bərabər olduqda şüalanan ultrasəsin dalğa uzunluğu lövhənin qalınlığından 2 dəfə böyük olur *(λ=2l).* Materialda ultrasəsin yayılma sürətini bilərək onun tezliyini hesablamaq olar. Məsələn, kvars lövhənin qalınlığı $2{,}5\cdot 10^{-3}$ m və səsin orada yayılma sürəti 5000 m/san olarsa, onun məxsusi tezliyi $\gamma = \frac{\upsilon}{\lambda} = \frac{\upsilon}{2l} = 10^6$ Hs olar. Deməli, xarici elektrik sahəsinin tezliyi 10^6 Hs olduqda baxılan kvars lövhə 10^6 Hs tezlikdə ultrasəs şüalandıracaqdır. Hazırda müxtəlif tezlikli ultrasəs almaq üçün mürəkkəb tərkibli monokristallardan istifadə olunur. Ultrasəs dalğalarının üstünlüyü ondadır ki, bu dalğalar yayılma istiqamətini saxlaya bilirlər. Ultrasəsin bu xassəsindən istifadə edərək dənizin dərinliyini, aysberqlərin ölçüsünü, dənizdə balıqlar toplusuna qədər məsafəni təyin etmək olur. Ultrasəsin bu tətbiq sahəsi *exolot* və ya *ultrasəs lokasiyası (hidrolokasiya)* adlanır.

Təbii ultrasəs mənbələri mövcuddur. Buna misal bəzi yarasaları göstərmək olar. Onlar öz uçuşlarını idarə etmək və şikarının yerini təyin etmək üçün ultrasəs lokasiyasından istifadə edirlər.

Ultrasəs vasitəsi ilə məmulatlarda olan defektləri, o cümlədən canlı orqanizmin ə′zalarında yaranan dəyişiklikləri və kənar maddələri aşkar etmək olur. Bu üsul *ultrasəs defektoskopiyası* adlanır.

Yüksək intensivlikli ultrasəsdən lazım olan yerdə (mayenin müəyyən həcmində, orqanizmin müəyyən nahiyəsində) yüksək təzyiq və ya boşluq – kavitasiya yaratmaq üçün istifadə edilir (toxumaları və bakteriyaları parçalayır və ya məhv edir, kimyəvi reaksiyanı sürətləndirir).

II BÖLMƏ. MOLEKULYAR FİZİKA

Bizi əhatə edən bütün cisimlər – maddələr atom və molekullardan təşkil olunmuşlar. Atom və molekullar istilik hərəkətindədirlər və onlar arasında qarşılıqlı təsir vardır. Maddəni təşkil edən atomlar (molekullar) arasındakı məsafədən və onların qarşılıqlı təsir qüvvələrindən asılı olaraq maddələr qaz, maye və bərk halda ola bilər. Bu hallar maddənin *aqreqat halları* adlanır. Molekulyar fizika - bu halları, onların bir-birinə çevrilməsini, atom və molekulların hərəkətini, onlar arasındakı qarşılıqlı təsirin xarakterindən və daxili quruluşundan asılı olaraq öyrənən bölmədir. Molekulyar fizikanın öyrəndiyi obyekt çoxlu zərrəciklərdən ibarət olduğu üçün, onun halını mexanikanın qanunlarını bilavasitə tətbiq etməklə tapmaq mümkün deyildir. Bu obyektin vahid həcmdə olan zərrəciklərinin sayı təqribən 10^{25} tərtibdədir, onlar müxtəlif sürətlə hərəkət edirlər və 1 saniyədə bir-birilə milliyardlarla dəfə toqquşurlar. Hər qarşılıqlı təsirdə onların impulsunun qiyməti və istiqaməti dəyişir. Bütün bunları mexanikanın qanunlarında nəzərə alıb molekulyar fizikanın məsələsini bu şəkildə həll etmək qeyri-mümkündür. Molekulyar fizikada bir-birini tamamlayan iki üsuldan – statistik və termodinamik üsullardan istifadə edilir. Statistik üsulda qəbul edilir ki, makroskopik sistemin xassəsi onu təşkil edən zərrəciklərin xassəsinin hərəkət xarakterindən asılı olub, onların sürətinin, impulsunun və enerjisinin orta qiyməti ilə təyin edilir. Termodinamik üsul isə sistemdə gedən proseslərdə enerjinin dəyişməsini və dəyişmə şərtlərini təhlil edərək onun xassələrini öyrənir.

Fizikanın başqa bölmələrində olduğu kimi, molekulyar fizikada da öyrənilən obyektin və proseslərin modelindən istifadə edilir. Bu modellərdən biri *ideal qaz* modelidir. *Bu modelə görə qaz molekulları elastik kürəcikdən ibarətdir və onlar arasında qarşılıqlı təsir yoxdur.* Kürəciklər xaotik istilik (Broun) hərəkəti edirlər.

Onların hərəkət sürətinin orta qiyməti (kinetik enerjisi) qazın temperaturunu təyin edir:

$$\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2}kT$$

Burada *T* – *mütləq* temperatur şkalasında (*Kelvin şkalasında*) *temperatur*, *k* – isə *Bolsman sabiti*dir. Belə qazın halı *Mendeleyev-Klapeyron tənliyi* ilə müəyyən olunur:

$$PV = \nu RT$$

Burada *P* – qazın təzyiqi, *V* – onun həcmi, $R=kN_A$ olub *universal qaz sabiti,* N_A – 1 molda olan molekulların sayı olub, *Avoqadro ədədi* adlanır.

Qazın halını təyin edən *P, V, T* kəmiyyətlərindən biri sabit qalmaqla gedən proses *izoproses* adlanır. Bu proseslər aşağıdakılardır:

1) ***İzotermik proses.*** Bu prosesdə *T=const* olduğundan *PV=const* olur (*Boyl-Mariott qanunu*);

2) ***İzobarik proses.*** Bu prosesdə *P=const* olduğundan *V/T=const* olur (*Gey-Lüssaq qanunu*);

3) ***İzoxorik proses.*** Bu prosesdə *V=const* olduğundan *P/T=const* olur (*Şarl qanunu*).

VI FƏSİL. TERMODİNAMİKA

§1. Daxili enerji

Aqreqat halından asılı olmayaraq bütün maddələr daxili enerjiyə malikdirlər. Maddəni təşkil edən zərrəciklərin (atom, molekul, ion və s.) hərəkət (kinetik) və qarşılıqlı təsir (potensial) enerjilərinin cəmi onun *daxili enerjisi* adlanır, *U* ilə işarə olunur:

$$U = E_k + E_p$$

Burada E_k – zərrəciklərin maddə daxilində bütün hərəkət növlərinin – irəliləmə, fırlanma, rəqsi hərəkətlərinin kinetik enerjisi, E_p – bütün qarşılıqlı təsirlərin potensial enerjisidir. Buraya atom daxilində elektronların hərəkət enerjisi, elektron və nüvələr arasındakı enerji, nüvədə proton və neytronların hərəkət enerjisi və qarşılıqlı təsir enerjisi, nüvələrin öz aralarındakı enerji və s. daxildir. Buradan görünür ki, daxili enerji sistemin termodinamik halını təyin edən kəmiyyətdir. *İdeal qazı təşkil edən kürəciklər arasında qarşılıqlı təsir olduğundan onun daxili enerjisi yalnız hissəciklərin kinetik enerjisindən ibarət olacaqdır.* Bu hissəcikləri maddi nöqtə kimi qəbul etsək, onların hər biri üç sərbəstlik dərəcəsinə malik olacaqlar (II Fəsil, §8). Bir atomun kinetik enerjisi $\frac{3}{2}kT$-dir. Enerji bütün sərbəstlik dərəcələrinə eyni paylanır. Ona görə də hər sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji $\frac{1}{2}kT$ olacaqdır. Bir neçə atomdan ibarət olan sərt molekulu bərk cisim kimi qəbul etsək, onun sərbəstlik dərəcəsinin sayı 6 olduğundan onun enerjisi $\frac{6}{2}kT = 3kT$ olar. İki atomdan ibarət qantel formalı molekul 5 sərbəstlik dərəcəsinə malik olduğu üsün, onun enerjisi $\frac{5}{2}kT$ olar. Sərbəstlik dərəcəsinin sayı *i* olan molekulun enerjisi

$$U_0 = \frac{i}{2}kT \tag{6.1}$$

olar. Onda (6.1) düsturuna görə bir mol qazın enerjisi

$$U_m = N_A \cdot U_0 = \frac{i}{2}kN_AT = \frac{i}{2}RT\,, \tag{6.2}$$

ixtiyari *m* kütləsinin enerjisi isə

$$U = \frac{i}{2}\frac{m}{M}RT = \frac{i}{2}\nu RT \tag{6.3}$$

olar. Burada *M* – molyar kütlə, ν - isə molların sayıdır. Axırıncı ifadə göstərir ki, ideal qazın daxili enerjisi onun miqdarından və temperaturdan asılıdır. Bu kəmiyyətlər sabit qaldıqda qazın daxili enerjisi də sabit qalır.

§2. Termodinamikada iş və istilik miqdarı

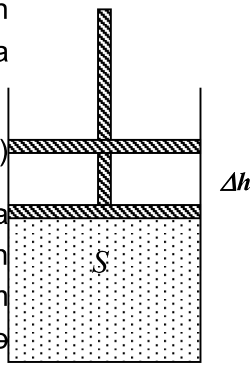
Məlumdur ki, dəyişən qüvvənin gördüyü iş (2.7) düsturuna görə

$$A = \int F_S dS$$

kimi hesablanır.

Burada inteqrallama yolun başlanğıcından sonuna qədər aparılır. Tutaq ki, çəkisiz porşen altında silindrik qabda təzyiqi *P* olan qaz vardır. Porşenin səthinin sahəsi *S* olarsa, ona qaz tərəfindən $F_S=PS$ qüvvəsi təsir edəcək və porşen *dh* qədər yuxarıya yerini dəyişəcəkdir (şəkil 42). F_S-in ifadələrini və $dS=dh$ olduğunu yuxarıdakı düsturda yerinə yazsaq, alarıq:

$$A = \int PSdh \quad \text{və ya} \quad A = \int PdV \qquad (6.4)$$



Şəkil 42

Burada $dV=Sdh$ –dır. Bu düstur termodinamikada işin hesablanma düsturudur. Əgər təzyiqin həcmdən asılılıq funksiyası aşkar şəkildə məlum olarsa, onda həmin funksiyanı (6.4)-də yerinə yazıb verilmiş prosesdə görülən termodinamik işi tapmaq olar. Məsələn, izobarik prosesdə *P* sabit olduğundan inteqrallamanı V_1-dən V_2 –yə qədər apararaq görülən iş üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$A' = P(V_2 - V_1) \quad \text{və ya} \quad A' = P\Delta V \qquad (6.5)$$

Əgər qaz genişlənərsə, yəni $\Delta V > 0$ olarsa, qazın gördüyü iş müsbət, qaz sıxılarsa – mənfi olur. Xarici qüvvələrin qaz üzərində gördüyü iş A′ -lə işarə olunur və $A' = -A$ yazılır. Əksər hallarda termodinamik iş gördükdə qazın daxili enerjisi dəyişir (izotermik proses zamanı iş gördükdə daxili enerji dəyişmir).

Ümumiyyətlə qazın daxili enerjisi üç halda dəyişir: 1) iş görüldükdə, 2) istilik mübadiləsində, 3) kütlə mübadiləsində. Birinci hal mexanika kursunda iş görülərkən sistemin enerjisinin dəyişməsinə ekvivalentdir. İkinci hal o deməkdir ki, soyuq cismi isti cisim olan yerə qoyduqda (toxundurduqda) onlar arasında istilik mübadiləsi yaranır: isti cisim soyuyur, soyuq cisim isə qızır. Bu proses cisimlərin temperaturu bərabərləşənə qədər davam edir. İstilik mübadiləsi – istilikvermə üç üsulla yaranır: *istilikkeçirmə, konveksiya və şüalanma.* İstilik mübadiləsində olan cisimləri elə qabda yerləşdirirlər ki, onlara kənardan heç bir istilik mudaxilə etməsin. Belə qab *termostat* adlanır. Termostatda yerləşdirilmiş cisimlərin temperaturu bir müddətdən sonra bərabərləşir. Bu temperatur *istilik tarazlığı* temperaturu adlanır, θ ilə işarə olunur. Tutaq ki, soyuq cismin ilk temperaturu T_1, isti cismin ilk temperaturu T_2-dir. Onda onların temperaturlarının dəyişməsi uyğun olaraq $(\theta - T_1) = \Delta T_1$ və $(T_2 - \theta) = \Delta T_2$ olar. Təcrübə göstərir ki, eyni materialdan olan cisimlərin temperatur dəyişmələrinin nisbəti onların kütlələrinin tərs nisbətinə bərabərdir:

$$\frac{\Delta T_1}{\Delta T_2} = \frac{m_2}{m_1}$$

Müxtəlif materiallardan olan bərabər kütləli cisimlər eyni qabda, eyni zamanda qızdırıldıqda, onların temperaturlarının dəyişməsi müxtəlif olur. Buradan görünür ki, cisimlərin temperaturlarının dəyişməsi onların kütləsindən və materialından asılıdır:

$$\frac{\Delta T_1}{\Delta T_2} = \frac{C_2}{C_1} \quad \text{və ya} \quad C_1 \Delta T_1 = C_2 \Delta T_2$$

Burada *C* – cismin *istilik tutumu*, onun vahid kütləyə düşən qiyməti *xüsusi istilik tutumu* (*c* ilə işarə olunur, $c = \frac{C}{m}$), $C\Delta T$ hasili isə *istilik miqdarı* adlanır, Q ilə işarə olunur:

$$Q = C\Delta T = cm\Delta T \tag{6.6}$$

İstilik miqdarı Coulla ölçülür, onda

$$C = \frac{Q}{\Delta T} \quad \text{və} \quad c = \frac{Q}{m\Delta T} \tag{6.7}$$

düsturlarından görünür ki, istilik tutumu $\frac{C}{K}$, xüsusi istilik tutumu isə $\frac{C}{kq \cdot K}$ vahidləri ilə ölçüləcəkdir.

Cisimlərin istilik tutumunu təyin etmək üçün istifadə olunan cihaz kalorimetr adlanır.

§3. Termodinamikanın I qanunu

Termodinamikanın I qanunu istilik proseslərində enerjinin saxlanma qanununu ifadə edir. Bu qanuna görə qazın daxili enerjisinin dəyişməsi *ΔU* qaza verilən istilik miqdarı *Q* ilə xarici qüvvələrin qaz üzərində gördükləri işin *A* cəminə bərabərdir:

$$\Delta U = Q + A \tag{6.8}$$

Əgər qaz xarici qüvvələrə qarşı iş görərsə $A' = -A$ olduğunu nəzərə alaraq (6.8) ifadəsini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$Q = \Delta U + A' \tag{6.9}$$

Bu isə o deməkdir ki, qaza istilik miqdarı verdikdə onun bir hissəsi qazın daxili enerjisinin artmasına, qalan hissəsi isə xarici qüvvələrə qarşı görülən işə sərf olunur.

Bu qanunun sabit kütləli qazlarda gedən müxtəlif proseslərə tətbiqinə baxaq:

1) İzotermik prosesdə *T=const* olduğundan daxili enerji *U=const* olur və (6.9) düsturundan $Q = A'$ alınır, yəni izotermik prosesdə qaza verilən istilik miqdarı tamamilə qazın iş görməsinə sərf olunur.

2) İzoxorik prosesdə *V=const* olduğu üçün (6.5) düsturuna görə $A'=0$ olur və (6.9) düsturundan $Q=\Delta U$ alınır, yəni izoxorik prosesdə qaza verilən istilik miqdarı tamamilə qazın daxili enerjisinin artmasına sərf olunur. (6.7) düsturuna əsasən $Q=C\Delta T$ -dir. Onda $\Delta U=C\Delta T$ olar. Proses izoxorik olduğu üçün bu düstura daxil olan istilik tutumu *sabit həcmdə istilik tutumu* adlanır və C_V ilə işarə olunur. Onda izoxorik prosesdə

$$\Delta U = C_V \Delta T \qquad (6.10)$$

olur.

3) İzobarik prosesdə P=const olduğundan qaza verilən istilik miqdarı həm qazın daxili enerjisinin artmasına, həm də onun gördüyü işə sərf olunur. Bu iş (6.5) düsturu ilə təyin olunduğundan (6.9)-u aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$Q = \Delta U + P\Delta V \qquad (6.11)$$

İzobarik prosesdə istilik tutumu C_P ilə işarə olunur və *sabit təzyiqdə istilik tutumu* adlanır, yəni (6.7) düsturuna uyğun olaraq

$$Q = C_P \Delta T \qquad (6.12)$$

şəklində yazılır. (6.10) və (6.12) düsturlarına və Mendeleyev-Klapeyron tənliyinə əsasən yazılmış $P\Delta V=\nu R\Delta T$ ifadəsini (6.11) düsturunda bir mol üçün nəzərə alsaq:

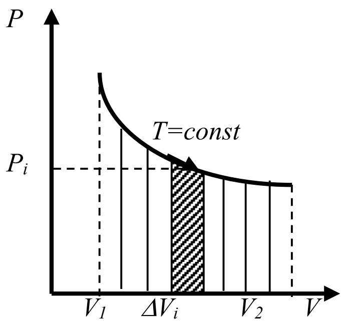
$$C_P \Delta T = C_V \Delta T + R\Delta T \quad \text{və} \quad C_P = C_V + R \qquad (6.13)$$

alarıq. (6.2) və (6.10) düsturlarının müqayisəsindən və biratomlu qaz üçün sərbəstlik dərəcəsinin *i*=3 olduğundan $C_V = \dfrac{3}{2}R$,

$C_P = \frac{3}{2}R + R = \frac{5}{2}R$ olduğu alınır. İkiatomlu qaz üçün *i=5* olduğundan $C_V = \frac{5}{2}R$ və $C_P = \frac{7}{2}R$ olur. Təcrübədən bu istilik tutumlarının nisbətinin doğrudan da $\frac{C_P}{C_V} = 1{,}4$ olduğu alınır.

§4. İzotermik prosesdə görülən iş

İzotermik proses elə gedir ki, onun bütün mərhələlərində temperatur sabit qalır. Çox kiçik sürətlə gedən prosesi izotermik qəbul etmək olar. Bu prosesdə görülən işi *PV* diaqramından istifadə edərək hesablayaq (şəkil 43). Qazın gördüyü iş (6.4) düsturu ilə hesablanır. Qeyd olunmuşdur ki, işi hesablamaq üçün P(V) funksiyasını bilmək lazımdır. İzotermik prosesdə bu asılılıq Boyl-Mariott qanunu ilə verilir:



Şəkil 43

$$P = \frac{const}{V}$$

PV diaqramında izotermik proses hiperbola ilə təsvir edilir və izoterm adlanır (şəkil 43). II Fəslin §4-də tətbiq edilən üsuldan istifadə edərək qrafikdən həcmin ΔV_i qədər dəyişməsi zamanı görülən işi $P_i \Delta V_i$ kimi tapa bilərik. Onda qazın V_1-dən V_2-yə qədər genişlənməsi zamanı görülən iş

$$A' = \lim_{\Delta V_i \to 0} \sum P_i \Delta V_i = \int_{V_1}^{V_2} PdV$$

olar. Boyl-Mariott qanununa görə $PV=\nu RT=const$ düsturundan P-ni təyin edib $P = \nu \frac{RT}{V}$ inteqralda yerinə yazsaq, alarıq

$$A' = \int_{V_1}^{V_2} \nu RT \frac{dV}{V} = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1} \qquad (6.14)$$

Bu, izotermik prosesdə ν mol qazın genişləndiyi zaman gördüyü işdir. Qaz sıxılarkən gördüyü iş mənfi olduğundan xarici qüvvələrin qaz üzərində gördükləri iş müsbət olur. Boyl-Mariott qanununa əsasən $P_1V_1=P_2V_2$ olduğunu nəzərə alsaq (6.14) düsturunu

$$A' = \nu RT \ln \frac{P_1}{P_2} \qquad (6.15)$$

şəklində təzyiqlər nisbəti ilə də ifadə etmək olar.

§5. Adiabatik proses və bu prosesdə görülən iş

Xarici mühitlə istilik mübadiləsi olmadan gedən proses adiabatik proses adlanır, yəni $Q=0$ olur. Prosesin ayrı-ayrı mərhələlərində xarici mühitlə istilik mübadiləsi ola bilər, lakin tam prosesdə istilik mübadiləsinin yekunu sıfra bərabər olmalıdır. Bu proses üçün termodinamikanın I qanunu (6.10) və (6.11) düsturlarını nəzərə almaqla aşağıdakı kimi yazılar:

$$0 = C_V \Delta T + P\Delta V \text{ və ya } 0 = C_V dT + RT\frac{dV}{V}$$

Bu düsturun hədlərini C_V-yə bölsək və (6.13) düsturunu nəzərə alsaq

$$\frac{dT}{T}+(\gamma-1)\frac{dV}{V}=0$$

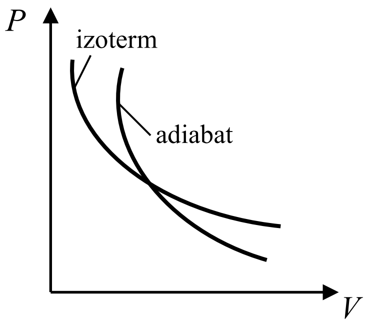
olar. Aldığımız ifadəni inteqralladıqdan sonra isə

$$TV^{\gamma-1}=const$$

alarıq. Bu düstur adiabatik prosesdə qazın həcmi ilə onun temperaturu arasında asılılığı müəyyən edir. Burada $T=\frac{PV}{R}$ olduğunu nəzərə alsaq

$$PV^{\gamma}=const \qquad (6.16)$$

olar. Bu ifadə *adiabat tənliyi* adlanır. Şəkil 44-də müqayisə üçün *PV* diaqramında izoterm və adiabat əyriləri göstərilmişdir. Adiabat əyrisi izotermə nəzərən daha kəskin dəyişir, çünki (6.16) düsturunda $\gamma>1$ –dir.



Şəkil 44

Termodinamikanın I qanununu adia-batik proses üçün tətbiq etdikdə (6.9) ifadəsində Q=0 qəbul edirik və

$$A'=-dU \qquad (6.17)$$

alırıq. Buradan görünür ki, adiabatik prosesdə qaz iş gördükdə onun daxili enerjisi azalır, qaz soyuyur. Bu nəticə aydındır. Həqiqətən qaz kənardan istilik almadıqda öz daxili enerjisi hesabına iş görür. Bir mol qazın bu prosesdə gördüyü işi hesablayaq. Bunun üçün (6.10) və (6.13) düsturlarını axırıncı düsturda nəzərə alaq. Onda

$$A' = -C_V \Delta T = -C_V(T_2 - T_1) = \frac{R}{\gamma - 1}(T_1 - T_2) =$$

$$= \frac{RT_1}{\gamma - 1}(1 - \frac{T_2}{T_1}) = \frac{P_1V_1}{\gamma - 1}(1 - \frac{T_2}{T_1})$$

olar. Burada adiabat tənliyini də nəzərə alsaq

$$A' = \frac{P_1V_1}{\gamma - 1}\left[1 - (\frac{V_1}{V_2})^{\gamma - 1}\right] \text{ və ya } A' = \frac{P_1V_1}{\gamma - 1}\left[1 - (\frac{P_1}{P_2})^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}\right]$$

olar. Bu düsturlar adiabatik prosesdə qazın gördüyü işi ifadə edirlər.

Yuxarıda müxtəlif proseslər üçün qazın təzyiqi ilə onun həcmi arasında asılılıqlara baxdıq. Onları ümumiləşdirərək göstərilən kəmiyyətlər arasındakı asılılığı aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$PV^n = const$$

Burada

n=0	olduqda	P=*const*	→	izobarik proses,
n=1	olduqda	PV=*const*	→	izotermik proses,
n=γ	olduqda	PV^{γ}=*const*	→	adiabatik proses,
n=±∞	olduqda	V=*const*	→	izoxorik proses

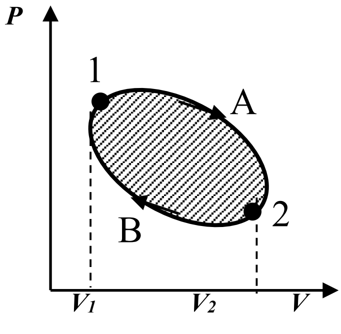
olur.

Bu proseslərin ümumi adı *politrop proses*, *n* – isə *politrop dərəcəsi* adlanır.

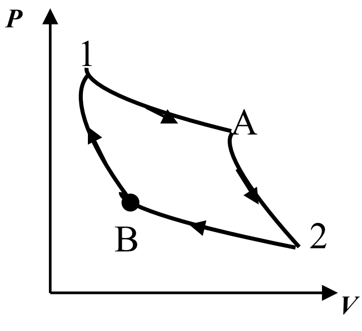
§6. Dairəvi proseslər. Karno sikli. Termodinamikanın II qanunu

Proses zamanı sistem öz əvvəlki halına qayıdarsa belə proses dairəvi proses adlanır. Tərifdən görünür ki, bu prosesdə sistemin halını xarakterizə edən funksiya – daxili enerji dəyişməməlidir, çünki sistem ilk halına qayıdır. İstilik maşınlarında (daxili yanma mühərriklərində, buxar turbinlərində, soyuducularda) gedən proses dairəvi prosesdir.

Tutaq ki, sistem 1 halından 1A2 yolu ilə 2 halına keçmiş və 2B1 yolu ilə yenidən 1 halına qayıtmışdır (şəkil 45), yəni dairəvi proses baş vermişdir. *Saat əqrəbi istiqamətində gedən proses düz proses adlanır.* Yuxarıda göstərilmişdir ki, 1A2 prosesində qazın gördüyü



Şəkil 45



Şəkil 46

iş $V_1 1A2V_2$ sahəsinə ədədi qiymətcə bərabər olub qaz genişləndiyi üçün müsbətdir. Bu işi A_1' ilə işarə edək. Sistemi 2 halından 1 halına qaytarmaq üçün xarici qüvvə qazı sıxır və qaz üzərində ədədi qiymətcə $V_2 2B1V_1$ sahəsinə bərabər A_2 işi görür. Məlumdur ki, $A_2=-A_2'$ - dir. Buradan alınır ki, baxılan dairəvi prosesdə qazın gördüyü iş müsbət olub, A_1'- A_2' -ə bərabərdir. Bu fərq şəkil 45-də cizgilənmiş sahəni ifadə edir.

Dairəvi proses saat əqrəbinin əksinə olarsa (tərs dairəvi proses) qazın gösdüyü iş mənfi olur.

Fərz edək ki, düz dairəvi proses şəkil 46-da göstərildiyi kimi iki izotermik və iki adiabatik prosesdən ibarətdir (1A –izotermik , A2 –adiabatik, 2B –izotermik, B1 –adiabatik proseslərdir). 1A yolunda qaz izotermik genişləndiyi üçün termodinamikanın I qanununa əsasən qızdırıcıdan Q_1 qədər istilik alır və həm də iş görür. Qaz A2 yolunda adiabatik genişlənir, iş görür və (6.17) düsturuna görə daxili enerjisi azalır. Qaz 2B yolunda izotermik sıxılır və soyuducuya Q_2 qədər istilik verir. Qaz B1 yolunda adiabatik sıxıldığı üçün qızır və əvvəlki vəziyyətini bərpa edir. Bu dairəvi proses ***Karno sikli*** adlanır. Qaz bu prosesdə ədədi qiymətcə siklin sahəsinə bərabər olan müsbət iş görür. Bu iş $A=Q_1-Q_2$ olur və qazın (işçi cismin) ***faydalı işi*** adlanır. Buradan görünür ki, işçi cisim (qaz) qızdırıcıdan aldığı istilik miqdarını tamamilə işə çevirə bilmir (termodinamikanın I qanununa görə bu mümkündür), aldığı istiliyin bir hissəsini soyuducuya verir. ***Düz Karno sikli istilik maşınının iş prinsipini göstərir*** (işçi cisim qızdırıcıdan istilik alır, iş görür. Aldığı istiliyin bir hissəsini isə soyuducuya verir). Tərs Karno siklində isə kənar qüvvələrin hesabına qaz (işçi cisim) soyuq cisimdən (soyuducudan) istilik alır, iş görür, soyuducudan aldığı istiliyin bir hissəsini isti cismə (qızdırıcıya) verir. ***Soyuducu maşınların iş prinsipi baxdığımız tərs Karno siklinə əsaslanmışdır.***

Yuxarıdakı mülahizələrdən belə nəticə çıxır ki, qızdırıcıdan və ya soyuducudan alınan istilik miqdarını tamamilə işə çevirmək mümkün deyildir. Bu ***termodinamikanın II qanunu*****dur**. Onu müxtəlif formalarda ifadə etmək olar: ***yeganə nəticəsi yalnız qızdırıcıdan alınan istiliyi ona bərabər işə çevirən proses əldə etmək mümkün deyildir.***

Termodinamikanın II qanununa görə istilik maşınlarının faydalı iş əmsalı

$$\zeta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

həmişə vahiddən kiçik olur. Onun maksimum qiyməti, başqa sözlə ideal istilik maşınının faydalı iş əmsalı Karno siklindən alınan

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

bərabərliyindən

$$\zeta = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

ilə tapılır. Bu ifadələr göstərir ki***, Karno siklinin faydalı iş əmsalı işçi cismin nöüündən asılı olmayıb, yalnız qızdırıcı və soyuducunun temperaturundan asılıdır****.*** Bu ***Karno teoremi*** adlanır.

§7. Dönən və dönməyən proseslər. Entropiya

Qarşılıqlı təsirdə olduğu cisimlərdə heç bir dəyişiklik yaranmadan sistem əvvəlki halına qayıdarsa, belə proses dönən proses adlanır*.* Məsələn, tarazlıqdan çıxarılmış yaylı rəqqas və ya riyazi rəqqas sürtünməsiz hərəkət edərsə, ətrafda heç bir dəyişiklik yaratmadan yenidən ilk vəziyyətinə qayıdır. Sürtünmə nəzərə alınmayan bütün mexaniki proseslər dönən proseslərdir.

Termodinamik tarazlıq halında gedən proseslər dönəndir. Deməli, prosesin dönən olması üçün onun bütün mərhələlərində termodinamik tarazlıq şərti ödənməlidir. Əks halda kənar cisimlərdə dəyişiklik yaranar.

Termodinamik tarazlıq olmadan gedən proses dönməyən prosesdir*.* Real proseslər dönməyəndir. Məsələn, rəqqas havada hərəkət etdikdə sürtürmə nəticəsində enerjinin bir hissəsi istilik şəklində itir. Mexaniki enerjinin istiliyə çevrilməsi dönməyən prosesdir. Dönməyən prosesin istiqaməti istilik, enerji, iş baxımından onun əksi olan prosesdən fərqlənir. Başqa misala baxaq.

Tutaq ki, ağzı bağlı balonda qaz vardır. Balonun ağzını açdıqda qazın bir hissəsi balondan çıxır, onun çıxması üçün iş görmək tələb olunmur. Lakin həmin qazı yenidən balona doldurmaq üçün iş görmək lazımdır. Bu misallardan görünür ki, bir istiqamətdə gedən proses əks istiqamətdə gedən prosesə ekvivalent deyildir. Belə proseslər dönməyən proseslərdir.

İstilik maşınında da soyuducuya verilən istilikdən başqa sürtünmə və istilikkeçirmə hesabına istiliyin azalması yaranır. Odur ki, istilik maşınının faydalı iş əmsalı Karno siklinin faydalı iş əmsalından kiçik olur. İtgi olmadıqda isə bərabər olur:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

Buradan

$$\frac{Q_2}{Q_1} \geq \frac{T_2}{T_1} \quad \text{və ya} \quad \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} \leq 0$$

alınır. Burada Q_2 – soyuducuya verilən istilik miqdarıdır. Məlumdur ki, soyuducuya verilən istilik miqdarı əks işarə ilə soyuducunun verdiyi istilik miqdarına – Q_2'-ə bərabər olacaqdır. Sonuncu düsturda $Q_2=-Q_2'$ yazsaq, alarıq

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2^{/}}{T_2} \leq 0 \tag{6.17}$$

$\frac{Q}{T}$ nisbəti ***gətirilmiş istilik*** adlanır. Baxılan prosesi ifadə edən Karno siklini elə elementar proseslərə bölək ki, onun hər birində termodinamik tarazlığın ödəndiyini qəbul etmək mümkün olsun. Onda hər bir elementar prosesdə T=const olacaqdır. Əgər elementar prosesdə alınan istilik miqdarı ΔQ olarsa, i-ci elementar proses üçün (6.17) düsturunu aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\frac{\Delta Q_{1i}}{T_{1i}}+\frac{\Delta Q_{2i}}{T_{2i}}\leq 0$$

Bu ifadəni tam sikl üzrə cəmləyib limitə keçsək, dairəvi ideal proses üçün alarıq

$$\oint\frac{\delta Q}{T}=0$$

Bu ifadə göstərir ki, ***ixtiyari dönən dairəvi prosesdə cismə verilən gətirilmiş istilik miqdarı sıfra bərabərdir***. Q sistemin hal funksiyası olmadığından onun elementar dəyişməsi δ ilə işarə olunmuşdur (*d* işarəsi tam differensialı ifadə edir və bu işarə həmin kəmiyyətin hal funksiyası olduğunu göstərir). Lakin δQ –nün *1/T* –yə hasili tam differensial verir, ona görə də $\frac{\delta Q}{T}$ *nisbəti sistemin halını xarakterizə edən funksiyanın tam differensialı adlanır*. Bu funksiyanı *S* ilə işarə etsək, dönən proses üçün

$$dS=\frac{\delta Q}{T}\qquad(6.18)$$

alarıq. *S* hal funksiyası ilə xarakterizə olunan kəmiyyət *entropiya* adlanır.

§8. Entropiyanın xassələri. Nernst teoremi

Əvvəlki paraqrafdakı (6.18) ifadəsi göstərir ki, cisim qızdıqda onun entropiyası artır, soyuduqda isə – azalır, **yəni *entropiya prosesin istiqamətini təyin edir***.

Əgər sistem bir neçə komponentdən ibarətdirsə və termodinamik tarazlıqdadırsa, onun entropiyası ayrı-ayrı komponentlərin entropiyaları cəmindən ibarət olur, yəni ***entropiya hədd-bəhədd toplanan (additiv) kəmiyyətdir***. Onun bu xassəsi sistem termodinamik tarazlıqda olmadıqda da öz qüvvəsində qalır.

(6.18) düsturundan alınan

$$\delta Q=TdS \tag{6.19}$$

ifadəsi göstərir ki, istilik mübadiləsi olmayan proseslərdə entropiya dəyişmir. Adiabatik prosesdə istilik mübadiləsi olmadığı üçün, orada entropiya dəyişmir. Ona görə də *adiabatik proses izoentropik proses adlanır*.

Elementar işin *PdV* olduğunu və (6.19) düsturunu termodinamikanın I qanununu ifadə edən (6.11)–də yerinə yazsaq, alarıq:

$$dU=TdS-PdV \tag{6.20}$$

Bu ifadə göstərir ki, izoxorik prosesdə, yəni həcm sabit qalan prosesdə entropiya daxili enerjinin monoton artan funksiyasıdır.

Entropiya müəyyən bir sabit dəqiqliyi ilə tapılır. (6.19) ifadəsini

$$S_2 - S_1 = \int \frac{\delta Q}{T} \quad \text{və ya} \quad S_2 = S_1 + \int \frac{\delta Q}{T}$$

şəklində yazılışı göstərir ki, entropiyanı hesabladıqda S_1 sabiti yaranır, yəni entropiyanı S_1 sabitinə nəzərən təyin edirik. Nernst teoremi bu çətinliyi aradan götürür**. *Nernst teoreminə əsasən tarazlıqda olan sistemin temperaturu mütləq sıfra yaxınlaşdıqca onun entropiyası sıfra yaxınlaşır*.** Bu teorem bəzən ***termodinamikanın III qanunu*** adlanır.

Sistemin tarazlıq halı entropiyanın böyük qiymətinə uyğun gəlir. Entropiyanın hesablanması göstərir ki, inteqrallamanın nəticəsi yoldan asılı olmayıb sistemin başlanğıc və son halından asılıdır.

Dönən Karno siklində entropiyanın dəyişməsi sıfra bərabərdir, yəni

$$dS=0 \text{ və } S=\text{const}.$$

Dönməyən Karno siklində isə sistemin entropiyası artır, yəni

$$\Delta S>0$$

olur. Entropiyanın dəyişməsinin ədədi qiyməti prosesin hansı dərəcədə dönməz olduğunu göstərir. Axırıncı iki nəticəni ümumiləşdirərək söyləmək olar ki**, *qapalı sistemdə gedən ixtiyari prosesdə sistemin entropiyası azalmır***, yəni

$$dS \geq 0 \text{ və ya } \delta Q \leq TdS \tag{6.21}$$

olur. Burada bərabərlik işarəsi dönən, bərabərsizlik işarəsi isə dönməyən prosesə aiddir.

Termodinamikanın I qanununu elementar istilik mübadiləsi üçün aşağıdakı şəkildə yazaq:

$$\delta Q = dU + \delta A$$

və bu ifadədə (6.21) düsturunu nəzərə alaq. Onda

$$TdS \geq dU + \delta A \tag{6.22}$$

alarıq. Bu termodinamikanın əsas düsturu olub, onun hər iki qanununu özündə birləşdirir. Dönən proses üçün bu düsturu aşağıdakı şəkildə yazaq:

$$\delta A = -(dU - TdS) \tag{6.23}$$

Bu ifadəyə *SdT* hasili əlavə edək və çıxaq

$$\delta A = -(dU - TdS - SdT) - SdT$$

və

$$dU - TdS - SdT = d(U - TS) = dF$$

işarələməsini qəbul edək. Onda (6.23) aşağıdakı kimi yazılar:

$$\delta A = -(dF + SdT) \tag{6.24}$$

Burada

$$F = U - TS \tag{6.25}$$

olub iki hal funksiyası ilə təyin olunduğu üçün özü də hal funksiyası olacaqdır. Bu hal funksiyası ***sərbəst enerji*** və ya ***Helmhols potensialı*** adlanır.

(6.24) ifadəsindən görünür ki, izotermik prosesdə (dT=0) görülən iş $A=F_1-F_2$ olur. Bu ifadə göstərir ki, ***sərbəst enerji başqa enerjilər kimi cismin işgörmə qabiliyyətini xarakterizə edir.***

(6.22) düsturundakı bütün həddləri sağ tərəfə keçirək və $A=PdV$, T=const və P=const qəbul edərək onu aşağıdakı şəkildə yazaq:

$$d(U-TS+PV)\leq 0$$

və ya

$$dG\leq 0 \tag{6.26}$$

Burada $G=U-TS+PV$ olub ***Gibbs potensialı*** adlanır. ***Sistemin tarazlıq halı bu potensialın minimumuna uyğun gəlir.*** Ona görə də yuxarıdakı şərtlər daxilində gedən proses həmişə bu potensialın azalması istiqamətində olur.

§9. Termodinamikanın II qanununun statistik xarakteri. Entropiya ilə ehtimal arasında əlaqə

Yuxarıda entropiyaya verilən tə′rif əslində termodinamikanın II qanununu ifadə edir. Entropiya elə hal funksiyasıdır ki, onun dəyişməsi statik prosesdə sistemə verilən gətirilmiş istilik miqdarına bərabər olur. Termodinamikanın II qanununu bir və ya bir neçə zərrəciyə tətbiq etmək olmaz, bu ondan irəli gəlir ki, istilik miqdarı, temperatur, entropiya anlayışları kifayət qədər çox sayda molekullardan ibarət sistemlərə aiddir.

Bolsman termodinamikanın II qanununun statistik mənasını açmışdır. Molekulyar-kinetik nəzəriyyəyə görə bu qanunun mahiyyəti aşağıdakından ibarətdir: ***sistemlər ehtimalı az olan haldan ehtimalı çox olan hala keçməyə çalışır.*** Digər tərəfdən qeyd olunmuşdur ki, qapalı sistemin heç bir halda entropiyası azala bilməz. Dönməyən proseslərdə entropiya artır. Molekulyar-kinetik nəzəriyyə baxımından ***entropiya sistemin qeyri-nizamlılıq ölçüsü kimi qəbul olunur.*** Sabit həcmdə olan qazı soyutduqda ondan istilik alırıq, eyni zamanda ondan entropiya «alırıq». Qaz soyuyur və onun molekullarının «düzülüşündə» nizamlılıq artır, qeyri-nizamlılıq isə azalır, yəni entropiyası azalır. Böhran temperaturundan aşağı temperaturlarda olan qazı soyudaraq onu mayeyə çevirmək olar. Bu zaman molekulların qeyri-nizamlılığı daha da azalır. Tutaq ki, silindrik qabın həcmi arakəsmə ilə yarıya bölünmüşdür. Onun bir yarısında qaz vardır, digər yarısı isə boşdur. Arakəsməni götürsək qaz qabın həcmini tam dolduracaqdır. Termodinamikanın II qanununa əsasən qaz ona görə qabın həcmini tam doldurur ki, o, ehtimalı kiçik olan haldan ehtimalı böyük olan hala keçir. Entropiya baxımından isə qaz ona verilmiş həcmi o səbəbdən doldurur ki, o, qeyri-nizamlılığını artırmağa çalışır. Beləliklə görürük ki, nizamsızlıq ölçüsü olan entropiya sistemin bu, və ya digər halda olma ehtimalı ilə əlaqəlidir. Göstərdik ki, dönməyən proseslərdə bu kəmiyyətlərin hər ikisi artır. Bu kəmiyyətlərin xassələrinə istinad edərək onlar arasında əlaqə yaratmaq olar. Bundan əvvəlki paraqrafda qeyd olundu ki, entropiya additiv kəmiyyətdir. İki hissədən ibarət və parametrləri eyni olan qazın entropiyası ayrı-ayrı hissələrin entropiyalarının cəminə bərabərdir:

$$S=S_1+S_2$$

Bu halların ayrı-ayrılıqda termodinamik ehtimalları, uyğun olaraq W_1 və W_2 olarsa, bu iki halın eyni zamanda mövcud olmasının termodinamik ehtimalı (asılı olmayan hadisələrin eyni zamanda baş verməsi ehtimalı ayrı-ayrı hadisələrin ehtimalları hasilinə bərabərdir)

$$W=W_1 \cdot W_2$$

olar. Buradan görünür ki, entropiyaların cəmi termodinamik ehtimalların hasilinə uyğun gəlir. Bolsman bu uyğunluğu aşağıdakı kimi ifadə etmişdir: ***qazın entropiyası onun termodinamik ehtimalı ilə düz mütənasibdir*** və aşağıdakı düsturla verilir:

$$S=k\ln W$$

Termodinamik ehtimal sistemin xaotikliyi artdıqca böyüyür, sistemdəki qazın xaotik paylanma variantlarının sayı çox böyük olduğundan termodinamik ehtimal da çox böyük qiymət alır. Kristal cisimlər üçün aşağı temperaturlarda bu qiymət az olur. Mütləq sıfırda termodinamik ehtimal vahidə bərabər olur, yəni T=0 olduqda W=1 olur və yuxarıdakı düstura görə entropiya sıfra bərabər olur.

VII FƏSİL. QAZLARIN KİNETİK NƏZƏRİYYƏSİ

§1. Qazların kinetik nəzəriyyəsinin əsas tənliyi

Kinetik nəzəriyyə maddələrin xassələrini onların molekulyar quruluşuna, molekullararası qarşılıqlı təsir qanununa əsaslanaraq statistik üsullarla öyrənir. Maddəni təşkil edən zərrəciklərin sayı həddən artıq çox olduğu üçün kinetik nəzəriyyənin əsasında statistik üsul durur. Statistik sistem, qeyd edildiyi kimi, çoxlu zərrəcikdən (elementdən) ibarət olur. Hər zərrəcik verilmiş parametrin özünəməxsus qiyməti ilə (məsələn, hər atomun özünəməxsus sürəti olur) xarakterizə olunur. Statistik üsul bu qiymətlərin paylanmasını öyrənir, bu paylanmanı əsas götürərək həmin parametrin makroskopik sistemi xarakterizə edəbiləcək qiymətini tapır. Göründüyü kimi, statistik üsul da model təsəvvürlərinə əsaslanır. Burada da qaz modeli olaraq ideal qaz modeli qəbul edəcəyik. İdeal qaz elastik kürəciklərdən ibarətdir. Onlar maddi nöqtə kimi özlərini aparırlar: sərbəst xaotik hərəkət edirlər; rast gəldikdə bir-birilə elastik toqquşurlar; bu toqquşmalar arasında bərabərsürətli düzxətli hərəkət edirlər. İki toqquşma arasında keçən müddət ***sərbəst uçuş müddəti,*** onlar arasındakı məsafə isə ***sərbəst yolun uzunluğu*** adlanır. İdeal qaz molekullarının toqquşma müddəti onların sərbəst uçuş müddətindən çox-çox kiçik olur. Lakin qeyd etmək lazımdır ki, sərbəst uçuş müddəti qazın olduğu qabın divarları arasında hərəkət müddətindən kiçik olmalıdır, yəni molekulun sərbəst yolunun uzunluğu qabın divarları arasındakı məsafədən kiçik olmalıdır. Seyrəldilmiş və sadə kimyəvi quruluşa malik olan qazları (hidrogen, oksigen) ideal qaz kimi qəbul etmək olar. Normal şəraitdə (10^5 Pa təzyiqdə və 273K temperaturda) molekulların sürəti $10^2 \div 10^3$ m/san, toqquşma müddətinin sərbəst uçuş müddətinə nisbəti isə 10^{-3} tərtibində olur. Bu nisbət çox kiçik olduğu üçün ideal qazların kinetik nəzəriyyəsində molekulların bir-birilə toqquşması nəzərə alınmır, yalnız onların olduqları qabın divarı ilə toqquşması nəzərə alınır. Belə model qazların kinetik nəzəriyyəsinin əsas tənliyinin riyazi çıxarılışını sadələşdirir.

Qazın təzyiqi molekulların olduğu qabın divarlarına zərbələri ilə ölçülür. Tutaq ki, tilinin uzunluğu l olan kub şəkilli qabın daxilində ideal qaz vardır. Onun molekulları bütün istiqamətlərdə xaotik hərəkət edirlər. Onların hərəkətini bir-birinə perpendikulyar istiqamətdə üç hərəkətin cəmi kimi göstərmək olar. Bu hərəkətləri *X, Y, Z* oxları istiqamətində qəbul edək. Əgər qabda N sayda molekul olarsa, onların hər birinin fərdi sürəti olacaqdır. X oxunun müsbət istiqamətində hərəkət edən i-ci molekulun hərəkətinə baxaq. Onun kütləsini m_i, sürətini v_{ix} –lə işarə edək (şəkil 47). Bu molekul X oxunun müsbət istiqamətində ona perpendikulyar divarla elastik toqquşduqda (2.23) düsturuna əsasən divara

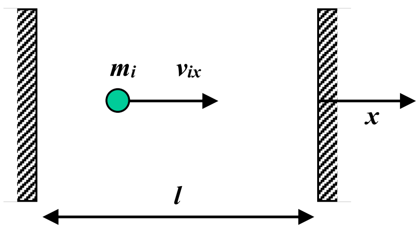
$$F_{ix} = \frac{2m_i v_{ix}}{\Delta t_i'} \tag{7.1}$$

qüvvəsi ilə təsir edəcəkdir. Həmin divarla toqquşan molekulların sayı N olduğundan onların birlikdə divara göstərdikləri təzyiq qüvvəsi

$$F_x = \sum_{i=1}^{N} \frac{2m_i v_{ix}}{\Delta t_i'},$$

təzyiqi isə

$$P_x = \frac{F_x}{l^2} = \frac{1}{l^2} \sum_{i=1}^{N} \frac{2m_i v_{ix}}{\Delta t_i'} \tag{7.2}$$



Şəkil 47

olar. Burada $\Delta t_i'$ - i-ci molekulun divarla zərbə müddətidir və naməlum kəmiyyətdir. Onu elə Δt müddəti ilə əvəz edək ki, molekulun bu müddətdə orta zərbə qüvvəsi $\Delta t'$ müddətindəki zərbə qüvvəsinə bərabər olsun, yəni

$$2mv_{ix} = F_{ix}\Delta t' = \overline{F}_{ix}\Delta t \tag{7.3}$$

bərabərliyi ödənsin.

Bu müddət molekulun üz-bəüz divara gedib-qayıtma müddətinə bərabər olub, aşağıdakı düsturla hesablanır (şəkil 47):

$$\Delta t = \frac{2l}{|v_{ix}|} \tag{7.4}$$

(7.3) və (7.4) düsturlarını (7.2)-də nəzərə alsaq, *x*-in müsbət istiqamətində və ona perpendikulyar olan səthə edilən təzyiq üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$P_x = \frac{1}{l^3}\sum_{i=1}^{N} m_i v_{ix}{}^2$$

Y və *Z* oxlarına perpendikulyar yerləşmiş divarlara edilən təzyiq də analoji olaraq

$$P_y = \frac{1}{l^3}\sum_{i=1}^{N} m_i v_{iy}{}^2$$

$$P_z = \frac{1}{l^3}\sum_{i=1}^{N} m_i v_{iz}{}^2$$

olar.

Xaotik hərəkətdə bütün istiqamətlər eyni hüquqlu olduğu üçün, bütün istiqamətlərə perpendikulyar yerləşmiş divarlara qazın göstərdiyi iəzyiq eyni olacaqdır, yəni

$$P_X = P_Y = P_Z = P \tag{7.5}$$

i-ci zərrəciyin bütün istiqamətlərdə sürəti eyni olduğundan (7.5) bərabərliklərindən $v_{ix}{}^2 = v_{iy}{}^2 = v_{iz}{}^2 = \frac{v_i{}^2}{3}$ yazmaq olar. Onda

$$P = \frac{1}{3l^3}\sum_{i=1}^{N} m_i v_i{}^2 \tag{7.6}$$

alınar. Bu ifadəni 2-yə vurub, bölsək və

$$E_k = \frac{\sum_{i=1}^{N} m_i v_i^{\,2}}{2} \tag{7.7}$$

olduğunu qəbul etsək (7.6) ifadəsindən ideal qazın təzyiqi ilə onun tam kinetik enerjisi arasında əlaqəni almış olarıq. Bu əlaqə aşağıdakı şəkildə olar:

$$P = \frac{2}{3}\frac{E_k}{l^3} = \frac{2}{3}\frac{E_k}{V} \tag{7.8}$$

Burada $V=l^3$ –dur.

Bu ifadə ideal qazın ***kinetik nəzəriyyəsinin əsas tənliyidir***.

Bircins qazın bütün molekullarının kütləsi eynidir. Bir molekulun kütləsi m_o olarsa, onda (7.7) düsturuna əsasən bir molekulun kinetik enerjisi

$$E_k = \frac{m_o}{2}\sum_{i=1}^{N} v_i^{\,2} \tag{7.9}$$

olar.

Orta kvadratik sürət anlayışı daxil edək. Bu sürət molekulların sürətlərinin kvadratları cəminin orta qiymətinə bərabər olub, aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$\bar{v}^2 = \frac{v_1^2 + v_2^2 + ... + v_N^2}{N} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} v_i^2 \tag{7.10}$$

(7.10) düsturunu (7.9)-da nəzərə alsaq

$$E_k = \frac{1}{2} m_o N \bar{v}^2 = \frac{1}{2} m \bar{v}^2 \tag{7.11}$$

olar. Burada $m=m_oN$ qazın kütləsidir. (7.11)-i (7.8)-də yerinə yazaq. Onda

$$P = \frac{1}{3} m_o n \bar{v}^2 = \frac{1}{3}\rho \bar{v}^2 \tag{7.11$^/$}$$

olar. Burada $n=\dfrac{N}{l^3}$ olub, vahid həcmdə qaz molekullarının sayını göstərir və ***konsentrasiya*** adlanır, $\rho=m_o n$ isə qazın sıxlığıdır.

Mendeleyev-Klapeyron tənliyi ilə (7.8) ifadəsindən

$$\frac{2}{3}E_k=\frac{m}{M}RT \quad \text{və ya} \quad E_k=\frac{3}{2}\frac{m}{M}RT \tag{7.12}$$

alınır. Axırıncı düsturun (7.11)-lə müqayisəsindən isə orta kvadratik sürət üçün aşağıdakı ifadə alınır

$$\bar{v}^2=\frac{3RT}{M} \tag{7.13}$$

(7.12) ifadəsində $\dfrac{m}{M}=\dfrac{N}{N_A}$ və $R=kN_A$ (k – ***Bolsman sabitidir***) olduğunu nəzərə alsaq

$$E_k=N\frac{3}{2}kT$$

və zərrəciklərin sayına bölməklə bir zərrəciyə düşən kinetik enerjini

$$E_k=\frac{3}{2}kT \tag{7.14}$$

tapmış olarıq. Buradan görünür ki, zərrəciyin (atomun, molekulun) kinetik enerjisi yalnız temperaturdan asılıdır. Deməli, mütləq temperatur ideal qaz molekullarının kinetik enerjisinin ölçüsüdür.

(7.13) düsturunda $\dfrac{R}{M}=\dfrac{k}{m_o}$ olduğunu nəzərə alsaq molekulun orta kvadratik sürəti üçün aşağıdakı ifadə alınar:

$$\bar{v}^2=\frac{3kT}{m_o} \tag{7.13'}$$

Bu düsturu (7.11$'$) ifadəsində yerinə yazsaq

$$P=nkT \tag{7.15}$$

olar. Qazın təzyiqi onun növündən asılı olmayıb, konsentrasiyasından və temperaturundan asılıdır. Tutaq ki, qaz bir neçə qazın qarışığından ibarətdir və onların parsial konsentrasiyaları $n_1, n_2, \ldots$-dir. Onda $n=n_1+n_2+\ldots$ olduğunu (7.15) ifadəsində yerinə yazsaq

$$P=(n_1+n_2+\ldots)kT=n_1kT+n_2kT+\ldots=P_1+P_2+\ldots \qquad (7.16)$$

Bu düstur ***Dalton qanununu*** ifadə edir: ***istilik tarazlığında olan qaz qarışığının təzyiqi ayrı-ayrı qazların parsial təzyiqlərinin cəminə bərabərdir.*** (7.15) düsturunda $n=\dfrac{N}{V}$ olduğunu nəzərə alsaq, verilmiş həcmdə olan qaz molekullarının sayı aşağıdakı düsturla tapılar:

$$N=\frac{PV}{kT} \qquad (7.17)$$

Buradan görünür ki, ***eyni təzyiq və temperaturda olan müxtəlif qazların bərabər həcmlərində bərabər sayda molekul olur***. Bu ***Avoqadro qanunu*** adlanır. 1 *atm* təzyiqdə və 0^oS temperaturda ixtiyari qazın 1 sm^3 həcmində $n_o=2{,}7\cdot10^{19}$ sayda molekul olur. Bu ədəd ***Loşmidt ədədidir***.

Avoqadro qanununu ifadə edən (7.17) düsturundan istifadə edərək izoprosesləri ifadə edən qanunları almaq olar.

§2. Molekulların sürətlərə görə paylanma qanunu

Əvvəlki paraqrafda kinetik enerjini xarakterizə etmək üçün Mendeleyev-Klapeyron tənliyindən istifadə edərək molekulların istilik hərkətinin sürətini təyin etdik və onu orta kvadratik sürət adlandırdıq. Bu sürət xaotik hərəkətdə olan heç bir molekulun fərdi sürəti deyildir. Molekullar müxtəlif sürətlərlə hərəkət edirlər. ***Molekulların sürətlərə görə paylanma qanununu Maksvell müəyyən etmişdir.*** O, tapmışdır ki, termodinamik tarazlıqda olan ideal qazda sürətləri *v* ilə *v+dv* arasında olan molekulların sayı aşağıdakı düstura tabedir:

$$dN = N\left(\frac{m_o}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m_O v^2}{2kT}} \cdot 4\pi v^2 dv \qquad (7.18)$$

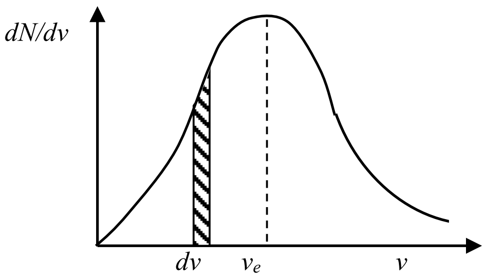
O, bu düsturla ifadə olunan qanunu ehtimal nəzəriyyəsindən istifadə edərək çıxarmışdır. Ona görə də bu qanun statistik qanundur. Bu funksiyanın maksimumunu təmin edən sürət ən ehtimallı sürət adlanır, v_e ilə işarə olunur və ekstremallıq şərtindən tapılır:

$$\frac{d}{dv}\left[e^{-\frac{m_o v^2}{2kT}} \cdot v^2\right] = 0$$

Buradan $v_e = \sqrt{\dfrac{2kT}{m_o}}$ alınır. Burada (7.13$'$) düsturunu nəzərə alsaq

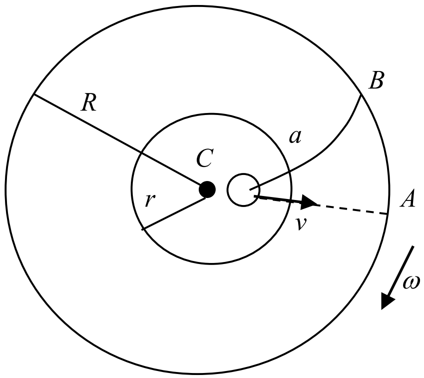
$v_e = \sqrt{\dfrac{2}{3}}\bar{v}$ olar. Bu paylanmadan istifadə edərək sürətin orta kvadratik ifadəsi üçün aşağıdakı düstur alınır:

$$\bar{v}_2 = \frac{3kT}{m_o}$$



Şəkil 48

Bu düstur (7.13$'$) düsturu ilə üst-üstə düşür. Şəkil 48-də Maksvell paylanmasının qrafiki göstərilmişdir. Cizgilənmiş sahə sürətləri *v* ilə *v+dv* intervalında olan molekulların sayını göstərir. Qrafikin maksimumu ən ehtimallı sürətə uyğun gəlir. Qrafikdən görünür ki, əksər molekullar ən ehtimallı sürət ətrafında olan sürətlərlə hərəkət edirlər. Temperatur artdıqca əyrinin maksimumu sağa sürüşür və əyri dartılmış şəkildə olur. Bu o deməkdir ki, temperatur artdıqca kiçik sürətlərlə hərəkət edən molekulların sayı azalır, böyük sürətlərə malik olan molekulların sayı isə artır.



Şəkil 49

Təcrübi olaraq molekulların sürəti Ştern tərəfindən ölçülmüşdür. Təcrübə aparılan qurğu koaksial yerləşdirilmiş iki silindrdən və onların simmetriya oxu boyunca uzadılmış simdən ibarətdir. Sim çətin əyilən platindən hazırlanmış, üzərinə isə gümüş təbəqə çəkilmişdir. Daxili silindrin yan səthində onun oxuna paralel dar yarıq açılmışdır. Xarici silindr isə bütövdür. Bu qurğunun daxilindən hava çıxarılmışdır (şəkil 49). Simdən elektrik cərəyanı keçdikdə o qızır və onun səthindən gümüş atomları buraxlanır. Bu atomlar bütün istiqamətlərdə xaotik hərəkət edirlər. Radial istiqamətdə *a* yarığına doğru hərəkət edən gümüş atomları yarıqdan keçərək böyük silindrin daxili səthinə düşürlər və *A* nöqtəsindən keçən gümüş zolaq əmələ gətirirlər. Silindrlərin radiusu *r* və *R* olarsa, yarıqdan *v* sürəti ilə çıxan atomlar *(R-r)* məsafəsini

$$t = \frac{R-r}{v}$$

müddətinə gedirlər. Bu müddəti tapmaq üçün silindrləri onların simmetriya oxu ətrafında ω bucaq sürəti ilə fırladırlar. Onda gümüş atomları *B* nöqtəsindən keçən zolaq əmələ gətirirlər, çünki *a* yarığından çıxan atomlar xarici silindrin səthinə çatana qədər bu silindr $\breve{AB} = \breve{S}$ qövsü qədər dönəcəkdir. $\breve{S} = \varphi(R-r) = \omega t(R-r)$ olduğundan

$$t = \frac{\overset{\frown}{S}}{\omega(R-r)}$$

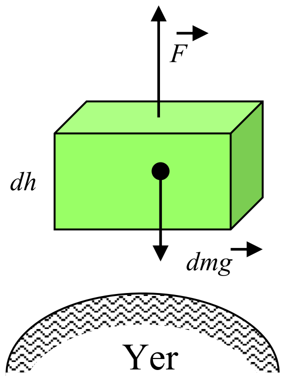
olur. Axırıncı düsturların bərabərliyindən gümüş atomlarının sürəti üçün

$$v = \frac{\omega(R-r)}{\overset{\frown}{S}} \qquad (7.19)$$

alınır. Ştern silindrlərin radiusunu, onların bucaq sürətini və qövs yerdəyişməsini ölçərək (7.19) düsturu ilə gümüş atomlarının sürətini tapmışdır. Zolağın eni göstərir ki, *a* yarığından müxtəlif sürətli atomlar çıxır. Bundan əlavə, zolağın orta hissəsində gümüşün miqdarı daha çox olur, kənarlara getdikcə azalır. Bu isə gümüş atomlarının sürətlərə görə paylanmasını göstərir.

§3. Barometrik düstur. Bolsman paylanması. Perren təcrübəsi

Qeyd edildi ki, termodinamik tarazlıq halında ideal qaz molekulları xaotik hərəkət edirlər və onlar verilmiş həcmi doldururlar. Həcmin bütün nöqtələrində qazın sıxlığı eyni olur (flüktuasiya – təsadüfi kənaraçıxmalar nəzərə alınmır), lakin molekullar müxtəlif sürətlərlə hərəkət edirlər (Maksvell paylanması). Qaz qüvvə sahəsində olduqda onun sıxlığı (konsentrasiyası) dəyişəcəkdir. Bu dəyişikliyi öyrənmək üçün Yerin cazibə sahəsində olan atmosferin halına baxaq. Yerin cazibə sahəsi olmasa idi, qaz kainata axıb gedərdi. Əgər xaotik istilik hərəkəti olmasa idi, atmosfer qazı Yerin səthinə çökərdi.



Şəkil 50

Tutaq ki, atmosfet və Yer qapalı sistemdir və onlar bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdədirlər. Atmosfer qatında tilinin uzunluğu (hündürlüyü) *dh* olan düzgün paralelopiped şəkilli elementar həcm götürək və onu sükunətdə qəbul edək. Bu həcmdə olan havanın kütləsi *dm* olarsa, ona Yer tərəfindən $dm\vec{g}$ qüvvəsi, atmosfer tərəfindən isə bu həcmi əhatə edən qazın təzyiq qüvvəsi təsir edəcəkdir. Bu qüvvələr bir-birinə bərabər olduqda götürülmüş həcm yerində qalacaqdır. Paralelopipedin kənar üzlərinə təsir edən təzyiq qüvvələrini eyni qəbul etmək olar. Onun alt və üst üzlərinə təsir edən təzyiqlər fərqi *(dP)* hesabına $\vec{F}$ qüvvəsi yaranır (şəkil 50). Tarazlıq şərti

$$dm\vec{g}+\vec{F}=0 \qquad (7.20)$$

şəklində yazılır. Götürülmüş elementar həcmin hündürlüyü çox kiçik olduğundan bu həcmdə sıxlığı sabit qəbul etmək olar. Paralelopipedin oturacağının sahəsi *S* olarsa, $dm=\rho Sdh$ və $F=dPS$. Onda (7.20) şərtindən

$$dP=-\rho gdh$$

alarıq. Mendeleyev-Klapeyron düsturundan $\rho = \frac{PM}{RT}$ ifadəsini əvvəlki düsturda yerinə yazaq. Onda

$$dP = -\frac{PM}{RT} g dh \quad \text{və ya} \quad \frac{dP}{P} = -\frac{Mg}{RT} dh$$

olar. Bu ifadəni Yerin səthindən *h* hündürlüyünə qədər inteqrallasaq, alarıq

$$P = P_O e^{-\frac{Mg}{RT}h} \tag{7.21}$$

Burada P_o – Yerin səthində atmosfer təzyiqidir. Bu düstur atmosfer təzyiqinin hündürlükdən asılılığını ifadə edir. Məlumdur ki, atmosfer təzyiqi barometrlə ölçülür. Ona görə də (7.21) düsturu və ondan tapılan

$$h = \frac{RT}{Mg} \ln \frac{P_O}{P} \tag{7.21$'$}$$

ifadəsi ***barometrik düstur*** adlanır. Bu ifadədən görünür ki, Yer səthində və müəyyən hündürlükdə təzyiqi ölçməklə hündürlüyü tapmaq olar. Şkalası hündürlüyə görə dərcələnmiş barometr ***altimetr*** adlanır. Aviasiyada, alpinizmdə bu cihazdan istifadə edilir.

(7.21)-də (7.15)-i nəzərə alsaq atmosfer qatında hava molekullarının konsentrasiyasının hündürlükdən asılılıq düsturunu alarıq

$$n = n_O e^{-\frac{Mg}{RT}h} \tag{7.22}$$

Burada n_o – Yerin səthində havanın konsentrasiyasıdır.

Bolsman (7.22) düsturunda *Mgh* enerjisini sahənin potensial enerjisi ilə əvəz edərək onu ixtiyari potensial sahə üçün ümumiləşdirmişdir. Əgər (7.22)-də $\frac{M}{R} = \frac{m_o}{k}$ olduğunu nəzərə alsaq və $m_o gh = E_P$ yazsaq alarıq

$$n = n_o e^{-\frac{Ep}{kT}} \tag{7.23}$$

Bu asılılıq ixtiyari potensial sahədə ideal qazın molekullarının paylanma qanununu ifadə edir və ***Bolsmanın paylanma qanunu*** adlanır.

(7.22) düsturunda $M = m_o N_A$ yazıb, alınan ifadədən N_A -nı tapaq:

$$N_A = \frac{RT}{m_o gh} \ln \frac{n_o}{n} \tag{7.24}$$

Bu düstur ilə Avoqadro ədədini hesablamaq olar.

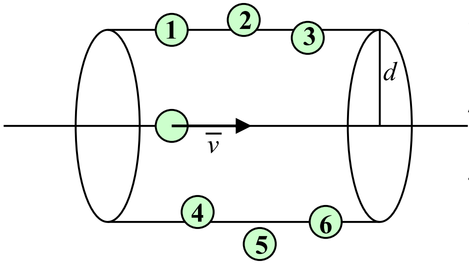
Fransız alimi J.Perren təcrübi olaraq molekulların hündürlüyə görə paylanmasını öyrənmişdir. O, qummiqut qətranının çox xırda hissəciklərini qabda olan suya tökmüş və istilik tarazlığı alındıqdan sonra mikroskop altında müxtəlif hündürlüklərdə yerləşmiş qatların şəklini çəkərək bu qatlarda olan qummiqut zərrəciklərini saymışdır. Perren müəyyən etmişdir ki, qabın dibindən yuxarı qalxdıqca zərrəciklərin sayı azalır və bu azalma aşağıdakı qanuna tabe olur:

$$n = n_o e^{-\alpha h}$$

Bu ifadə (7.22) ilə tamami ilə eynidir ($\alpha = \frac{Mg}{RT}$). Perren (7.24) düsturundan istifadə edrək Avoqadro ədədini də hesablamışdır. O, zərrəcikləri kürə formasında qəbul edib, onlara təsir edən Arximed qüvvəsini də nəzərə almışdır. Perrenin aldığı ədəd Avoqadro ədədinə yaxın olmuşdur.

§4. Molekulların sərbəst yolunun orta uzunluğu

Molekullar arasında qarşılıqlı təsiri nəzərə almadıqda onların bir-birilə toqquşmadıqlarını və ona görə də maddi nöqtə olduqlarını qəbul etmişdik. Ancaq Broun hərəkəti göstərir ki, molekullar bir-birilə toqquşurlar və bunun nəticəsində hərəkət istiqamətlərini dəyişirlər. Belə hərəkət sonlu ölçülərə malik olan zərrəciklərə xasdır.



Şəkil 51

Deməli, molekullar həqiqətdə ölçüyə malikdirlər. Ona görə də qazı diametri *d* olan eyni elastik kürəciklər toplusu kimi qəbul edək və vahid zamanda bir molekulun başqa molekullarla toqquşmalarının sayını tapaq. Sadəlik xatirinə baxdığımız molekulun orta ədədi sürətlə ($\bar{v}$) hərəkət etdiyini, qalan molekulların isə sükunətdə olduğunu qəbul edək. Qazın daxilində diametri *2d*-yə bərabər olan silindrik həcm ayıraq və fərz edək ki, molekulun mərkəzi silindrin simmetriya oxu boyunca hərəkət edir, ətrafdakı molekullar isə sükunətdədir. Toqquşma dedikdə kürəciklərin səthlərinin bir-birinə toxunması başa düşülür. Onda qəbul edə bilərik ki, baxdığımız molekul mərkəzləri silindrin səthində, onun daxilində yerləşən molekullarla toqquşacaq (bu məsafə *d*-yə bərabər və ondan kiçik olur), mərkəzləri silindrin səthindən uzaqda olan molekullarla toqquşmayacaqdır. Şəkil 51-dən görünür ki, hərəkət edən kürəcik 1, 3, 4, 6 kürəcikləri ilə toqquşur, 2, 5 kürəcikləri ilə toqquşmur. Silindrin vahid həcmində olan molekulların sayını *n*, onun uzunluğunu $\bar{v}t$, oturacağının sahəsini πd^2 ilə göstərsək bu silindrdə baxdığımız molekul $n \cdot \pi d^2 \cdot \bar{v}t$ sayda molekullarla toqquşacaqdır. Onda vahid zamanda toqquşmaların orta sayı

$$\bar{z} = n\pi d^2\bar{v} \qquad (7.25)$$

olar. Real halda bütün molekullar hərəkət edir. Bu zaman (7.25) düsturunda molekulun orta ədədi sürəti əvəzinə onun nisbi orta ədədi sürətini götürmək lazımdır. Maksvell paylanmasına əsasən hesablanmış nisbi orta ədədi sürət orta ədədi sürətdən $\sqrt{2}$ dəfə böyük olur. Bunu (7.25) düsturunda nəzərə alsaq toqquşmaların orta sayını aşağıdakı kimi yazmaq lazımdır:

$$\bar{z} = \sqrt{2} n \pi d^2 \bar{v} \qquad (7.26)$$

Molekulun iki toqquşma arasında getdiyi məsafə sərbəst yolun uzunluğu adlanır. Müxtəlif toqquşmalar arasındakı məsafə müxtəlif olduğundan onun orta qiymətindən istifadə edilir. Bu məsafənin orta qiyməti ***sərtəst yolun orta uzunluğu*** adlanır (VII Fəsil, §1), $\bar{\lambda}$ ilə işarə olunur və vahid zamanda gedilən orta yolun vahid zamandakı toqquşmaların orta sayına nisbəti ilə tapılır:

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}}{\bar{z}} \quad \text{və ya} \quad \bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2} n \pi d^2} \qquad (7.27)$$

Bu düsturdan $\bar{\lambda} n = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2}$ və ya verilmiş qaz üçün $\bar{\lambda}_1 P_1 = \bar{\lambda}_2 P_2 = const$ olduğu görünür, yəni ***sərbəst yolun orta uzunluğu qazın təzyiqi ilə tərs mütənasibdir***. Sərbəst yolun orta uzunluğunu təyin etməklə (7.27) düsturuna əsasən molekulun diametrini hesablamaq olar.

§5. Qazlarda köçürmə hadisələri

Ümumi halda termodinamik tarazlıqda olan sistem termodinamik qeyri-bircins ola bilər: həcmin müxtəlif yerlərində sıxlıq, temperatur, sürət, təzyiq, enerji müxtəlif qiymətə malik ola bilər. Xarici təsir də sistemdə qeyri-bircinslilik yarada bilər. Molekullar hərəkət edərək bu qeyri-bircinsliliyi aradan qaldırmağa çalışırlar. Bu zaman sistemdə yaranan hadisə ***köçürmə hadisəsi***, proses isə ***kinetik***

proses adlanır. Hər bir kinetik proses heç olmazsa bir köçürmə hadisəsi yaradır. Enerjinin istilik formasında ötürülməsi istilikkeçirmə, maddənin köçürülməsi diffuziya (öz-özünə diffuziya) impulsun ötürülməsi daxili sürtünmə (özlülük) köçürmə hadisəsi adlanır. Köçürmə hadisələri istiqamətlənmiş proses olduğu üçün dönməyən prosesdir. Bu hadisələrə ayrı-ayrılıqda baxaq.

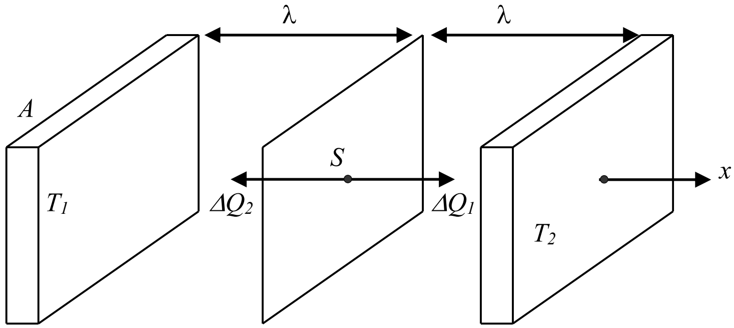
İstilikkeçirmə. ***Maddənin həcminin müxtəlif yerlərində temperaturun müxtəlif olması hesabına yaranan hadisə istilikkeçirmə adlanır***. Tutaq ki, qaz həcminin birinci üzündə temperatur T_1, ikinci üzündə T_2-dir. Onlar arasında məsafə Δx-dır. Bu həcmdə ayrılmış A təbəqəsində temperatur $T_1^/$, B təbəqəsində isə $T_2^/$-dir. Bu tərəflər x oxuna perpendikulyar olub, bir-birindən 2λ (λ-sərbəst yolun uzunluğu) məsafədə yerləşmişlər. Xaotik hərəkət bütün istiqamətlərdə eyni ehtimallı olduğu üçün vahid həcmdəki n sayda molekuldan $n/6$ qədəri x oxunun müsbət, həmin qədər də x oxunun mənfi istiqamətində hərəkət edəcəklər. Sol təbəqədə hər bir molekulun kinetik enerjisi $\frac{i}{2}kT_1^/$, sağ təbəqədə $\frac{i}{2}kT_2^/$ olarsa, S səthindən sağ tərəfə Δt müddətində daşınan istilik miqdarı (şəkil 52)

$$\Delta Q_1 = \frac{i}{2}kT_1^/ \cdot \frac{1}{6}nS\bar{v}\Delta t\ ,$$

sol tərəfə isə

$$\Delta Q_2 = \frac{i}{2}kT_2^/ \cdot \frac{1}{6}nS\bar{v}\Delta t$$

olar. $\Delta Q_1 > \Delta Q_2$ olduğundan (molekullar eynidir və $T_1^/ > T_2^/$-dir) S



Şəkil 52

səthindən soldan sağa keçən istilik miqdarı:

$$\Delta Q = \frac{i}{2} k (T_1^/ - T_2^/) \cdot \frac{1}{6} n S \bar{v} \Delta t \qquad (7.28)$$

olar. Qaz həcminin üzlərindəki temperaturlar fərqi $\Delta T = T_2 - T_1$, üzlər arasındakı məsafə isə Δx olduğundan $-\frac{\Delta T}{\Delta x}$ vahid məsafədə temperaturun dəyişməsi olub, *temperatur qradiyenti* adlanır (IV Fəsil, §5). Bunu nəzərə alsaq

$$T_1^/ - T_2^/ = -\frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot 2\lambda$$

yazmaq olar. Digər tərəfdən $\frac{i}{2} kn = C_V \frac{\rho}{m} = c_V \rho$ (buradac$_V$ – xüsusi istilik tutumudur) olduğunu (4.28) düsturunda yerinə yazsaq, alarıq

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} c_V \rho \bar{v} \bar{\lambda} \frac{\Delta T}{\Delta x} S \Delta t \qquad (7.29)$$

Bu düstur istilikkeçirmədə ***Fürye qanununu*** ifadə edir. Burada

$$\chi = \frac{1}{3} c_V \rho \bar{v} \bar{\lambda} \qquad (7.30)$$

istilikkeçirmə əmsalı adlanır.

Buradan görünür ki, istilikkeçirmə əmsalına sıxlığın və sərbəst yolun orta uzunluğunun hasili daxildir. Sıxlıq qazın təzyiqi ilə düz, sərbəst yolun orta uzunluğu isə təzyiqlə tərs mütənasibdir. Onda göstərilən hasil təzyiqdən asılı olmayacaqdır. Deməli ***istilikkeçirmə əmsalı qazın təzyiqindən asılı deyildir.***

<u>Diffuziya.</u> Maddənin (qazın) müxtəlif təbəqələrində sıxlığın müxtəlif olması nəticəsində diffuziya yaranır. İstilikkeçirmədə aparılan mülahizələrdən temperatur anlayışı əvəzinə sıxlıq anlayışından istifadə etsək diffuziyanın istilikkeçirməyə analoji proses olduğunu görərik. Fərq ondadır ki, istilikkeçirmədə enerji, diffuziyada isə maddə daşınır. Qəbul edək ki, *S* səthindən (şəkil 52) Δt müddətində sağ tərəfə keçən maddə miqdarı

$$\Delta m_1 = \frac{1}{6}\rho_1 S\bar{v}\Delta t\,,$$

sol tərəfə keçən isə

$$\Delta m_2 = \frac{1}{6}\rho_2 S\bar{v}\Delta t$$

olsun. Onda soldan sağa keçən yekun maddə miqdarı

$$\Delta m = \Delta m_1 - \Delta m_2 = \frac{1}{6}(\rho_1 - \rho_2)S\bar{v}\Delta t \qquad (7.31)$$

olar. Burada $-\dfrac{\Delta\rho}{\Delta x}$ ***sıxlıq qradienti*** və

$$\rho_1 - \rho_2 = -\frac{\Delta\rho}{\Delta x}\cdot 2\bar{\lambda}$$

olduğunu nəzərə alsaq (7.31) düsturu aşağıdakı şəkildə yazılar:

$$\Delta m = -\frac{1}{3}\bar{\lambda}\bar{v}\frac{\Delta\rho}{\Delta x}S\Delta t \qquad (7.32)$$

Burada

$$D=\frac{1}{3}\bar{v}\bar{\lambda} \quad (7.33)$$

olub ***diffuziya əmsalı*** adlanır. (7.32) düsturunun hər tərəfini $S\Delta t$-yə bölsək, sol tərəfdə $\Delta m_S=\frac{\Delta m}{S\Delta t}$ alınar. Δm_S – ***kütlə seli sıxlığı*** və ya ***xüsusi kütlə seli*** adlanır. Bu işarələməni və (7.33) düsturunu (7.32)-də nəzərə alsaq

$$\Delta m_S=-D\frac{d\rho}{dx} \quad (7.32')$$

olar. Bu düsturda $\rho=nm_o$ (n –konsentrasiya, m_o –bir molekulun kütləsidir) olduğunu nəzərə alaq, hər tərəfini m_o –a bölək və $\Delta n_S=\frac{\Delta m_S}{m_o}$ işarələməsini qəbul edək. Onda (7.32') aşağıdakı şəkildə yazılar:

$$\Delta n_S=-D\frac{dn}{dx} \quad (7.32'')$$

Burada Δn_S –konsentrasiya seli sıxlığı olub, xüsusi konsentrasiya seli adlanır. (7.32') və (7.32'') düsturları ***Fik qanununu*** ifadə edirlər. Buradan görünür ki, diffuziya zamanı daşınan maddənin xüsusi seli onun qradiyenti ilə mütənasibdir. Yüngül qazın sürəti böyük olduğu üçün onların diffuziya əmsalı böyük olur.

Daxili sürtünmə (özlülük). ***Maddənin (qazın) təbəqələri arasında impulsun ötürülməsi nəticəsində yaranan hadisə daxili sürtünmə (özlülük) adlanır.*** Tutaq ki, üfüqi istiqamətdə qaz axını vardır. X oxu cərəyan xətlərinə perpendikulyar yerləşmişdir (IV Fəsil, §5) və sürət qradiyenti $\Delta v/\Delta x$ –dir. Bu qaz axınında üfüqi yerləşmiş və bir-birindən 2λ qədər məsafədə olan iki təbəqə ayıraq (şəkil 52-nin şaquli halı). Qaz molekulları istiqamətlənmiş hərəkətlə yanaşı istilik hərəkətində də olduqları üçün S səthindən aşağıya və yuxarıya keçən molekullar da olacaqdır. Onlar özləri ilə müəyyən miqdarda impuls aparacaqlar. Sürət qradiyenti x istiqamətində şaquli yuxarı yönəldiyi üçün S səthindən aşağıya keçən molekullar aşağı təbəqəni sürətləndirəcək, S səthindən yuxarı keçən molekullar isə üst təbəqəni ləngidəcəklər. Əvvəlki köçürmə hadisələrindəki mülahizələrə əsasən Δt müddətində S səthindən aşağıya keçən impulsun miqdarı

$$\Delta P_1 = \frac{1}{6}\rho v_1 S\bar{v}\Delta t\ ,$$

yuxarı keçən isə

$$\Delta P_2 = \frac{1}{6}\rho v_2 S\bar{v}\Delta t$$

və onların fərqi

$$\Delta P = \Delta P_1 - \Delta P_2 = \frac{1}{6}\rho(v_1 - v_2)S\bar{v}\Delta t$$

olar. Burada $(v_1 - v_2) = -\frac{\Delta v}{\Delta x}\cdot 2\lambda$ olduğunu nəzərə alsaq (sürət qradiyenti X-in müsbət istiqamətində olduğu üçün mənfi işarəsi yazılır)

$$\Delta P = -\frac{1}{3}\rho\bar{v}\bar{\lambda}\frac{\Delta v}{\Delta x}S\Delta t$$

Məlumdur ki, impulsun dəyişməsi qüvvə impulsuna bərabərdir (II Fəsil, §3). Onda (2.3) düsturuna əsasən

$$F = -\frac{1}{3}\rho\bar{v}\bar{\lambda}\frac{\Delta v}{\Delta x}S \tag{7.34}$$

alınar. Burada

$$\xi = \frac{1}{3}\rho\bar{v}\bar{\lambda} \tag{7.35}$$

olub ***daxili sürtünmə əmsalı*** və ya ***özlülük əmsalı*** adlanır. İstilikkeçirmədə göstərildi ki, $\rho\bar{v}$ hasili təzyiqdən asılı deyildir.

Deməli, ***daxili sürtünmə əmsalı da təzyiqdən asılı olmayacaqdır***.

İstilikkeçirmə, diffuziya və daxili sürtünmə əmsalları arasında əlaqə (7.30), (7.33) və (7.35) düsturlarından aydın görünür ki, $\chi = \xi c_V$, $\xi = D\rho$, $\chi = D\rho c_V$ şəklindədir.

Sistemdəki qeyri-bircinsliliyin hesabına yaranan bu hadisələr sistemi bircins hala gətirməyə çalışır. Onların əsasında isə molekulların xaotik hərəkəti durur.

Qeyd olundu ki, normal şəraitdə olan qazın istilikkeçirmə və daxili sürtünmə əmsalları təzyiqdən asılı olmur. Çox seyrəldilmiş qazlarda isə bu asılılıq özünü göstərir. Tutaq ki, qaz o qədər seyrəlmişdir ki, sərbəst yolun orta uzunluğu qaz olan qabın üzləri arasındakı məsafəyə bərabərdir. Bu halda molekullar qızdırılmış divardan soyuq divara toqquşmadan gəlib çatacaqlar. Qabda molekulların sayı az olduğundan onun istilikkeçirməsi də az olacaqdır, yəni təzyiqdən asılılıq özünü göstərəcəkdir. Seyrəldilmiş qazların istilikkeçirməsinin az olması xassəsinə əsaslanan qablar *Dyuar qabları* adlanır. Dyuar qabları bir-birinin içərisinə geydirilmiş iki qabdan ibarətdir. Bu qablar arasındakı hava sovrulub çıxardılır. Ona görə də qablar arasında istilikkeçirmə yaranmır. Bu səbəbdən Dyuar qabının daxilində temperatur sabit qalır. Məsələn, Dyuar qabında olan maye azotu həmin temperaturda saxlamaq olur. Xörəyi və ya çayı isti saxlamaq üçün işlədilən qablarda da temperaturun saxlanması seyrəldilmiş qazların isti-likkeçirməsinin çox kiçik olması prinsipinə əsaslanmışdır. Belə qablar ***termo****s* adlanır.

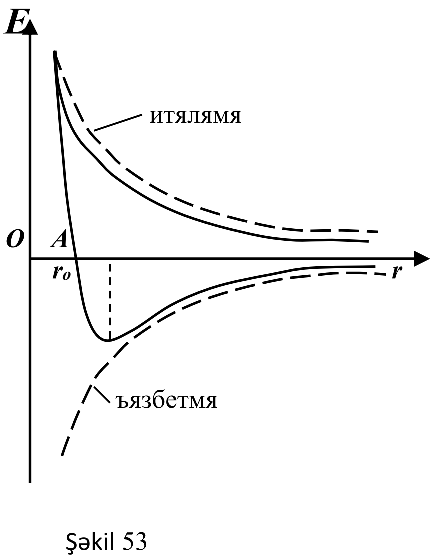
Seyrəldilmiş qazlarda daxili sürtünmə demək olar ki, olmur. Diffuziya isə sistemin ən ehtimallı (VI Fəsil, §9) hala keçməsi ilə əlaqədar baş verir.

VIII FƏSİL. REAL QAZLAR

§1. Qaz molekulları arasında qarşılıqlı təsir qüvvələri

Molekulları arasında qarşılıqlı təsir olan qazlar real qazlar adlanır. Təbiətdə mövcud olan qazlar real qazlardır. İdeal qaz real qazın bu və ya digər məqsədlə qəbul olunan modelidir. Bu model əksər hallarda real qazların xassələrini izah edə bilmir. Real qaz seyrək olduqda onun xassəsi ideal qaz modelinin xassələrinə uyğun olur, çünki qaz seyrək olduqda onun molekulları arasında məsafə çox böyük olduğundan qarşılıqlı təsiri nəzərə almamaq olur. Real qazların xassələrini ideal qaz modeli ilə izah etdikdə çətinliklər yaranır. Ona görə də qaz molekulları arasındakı qarşılıqlı təsir nəzərə alınmalıdır.

Qazı seyrəltdikdə onun xassələrinin ideal qazın xassələrinə uyğun gəlməsi göstərir ki, qarşılıqlı təsir qüvvəsi onlar arasındakı məsafə artdıqca kəskin azalır. Bu qüvvələr həm itələmə, həm də cəzbetmə xarakterində olurlar. Məsələn, metal çubuğu uzadıb buraxdıqda çubuq əvvəlki halına qayıdır. Bu çubuğu təşkil edən zərrəciklər arasında cəzbetmə qüvvəsinin mövcud olduğunu, çubuğu sıxdıqda isə onun geri qayıtması molekullar arasında itələmə qüvvələrinin olmasını göstərir. Molekullar arasında hər iki qüvvə eyni zamanda mövcuddur. Lakin molekullar bir-birindən uzaqlaşdıqda cəzbetmə qüvvələri, bir-birinə yaxınlaşdıqda isə itələmə qüvvələri üstünlük təşkil edir. Buradan belə nəticə çıxır ki, molekullar arasında elə məsafə vardır ki, bu iki qüvvə bir-birinə bərabər olur. Bu məsafə qüvvələrin tarazlıq məsafəsi olub (r_o) şəkil



Şəkil 53

53-də *OA*-ya bərabərdir. Bu şəkildə qırıq xətlərlə itələmə və cəzbetmə qüvvələrinin, bütöv xətlə isə onların cəminin molekullar arasındakı məsafədən asılılıq qrafikləri göstərilmişdir. Əgər istilik hərəkəti olmasa idi, tarazlıq vəziyyətində molekullar arasındakı məsafə r_o olardı. Molekullar istilik hərəkətində olduqları üçün tarazlıq vəziyyətinə uyğun məsafə r_o-dan böyük olur. Bu məsafə bütöv xəttin minimum nöqtəsinə uyğun gəlir.

Molekullar arasında mövcud olan cəzbetmə qüvvələri ***Van-der-Vaals qüvvələri*** adlanır. Onlar üç növdə olur və oriyentasiya, induksiya və dispersion qüvvələr adlanırlar.

§2. Real qazın hal tənliyi

Holland fiziki Y.Van-der-Vaals real qaz modeli olaraq bir-biri ilə cəzbetmə qarşılıqlı təsirdə olan *d* diametrli mütləq bərk kürəciklər çoxluğu qəbul etmişdir. Bu modeldə itələmə qüvvələri kürəciklərin sonlu, dəyişməyən ölçüyə malik olmaları ilə nəzərə alınır. Real qazların hal tənliyi bu modelə əsasən qurulur.

İdeal qaz molekulları nöqtəvi olduqları üçün onlar qabın həcminin bütün nöqtələrində ola bilirlər. Lakin real qaz molekulu sonlu ölçüyə malik olduqlarından bir molekul digər molekulun həmin anda olduğu həcmə keçə bilmir. Buradan görünür ki, real qazda molekulların hərəkət edəcəyi sərbəst həcm məhdudlaşır, azalır; həcmin bir hissəsi molekulların özləri tərəfindən tutulmuş olur. Qaz molekullarının özlərinin tutduğu həcmi *b*, qabın həcmini isə *V* ilə göstərsək, onda molekulların hərəkəti üçün qalan sərbəst həcm

$$V_S=V-b \qquad (8.1)$$

olar. Hesablamalar göstərir ki, *b* molekulların $V_o = \frac{1}{6}\pi d^3$ həcmindən 4 dəfə böyükdür ($b=4V_o$).

Məlumdur ki, (VII Fəsil, §1) qazın təzyiqi onun molekullarının qabın divarına vurduqları zərbələrlə ölçülür. Real qaz modelində molekullar arasında cəzbetmə qüvvəsi olduğundan onların qabın divarına zərbəsi ideal qaz molekullarının zərbəsindən fərqlənəcəkdir. Divara doğru hərəkət edən ideal qaz molekullarının sürəti qabın orta hissəsindəki sürətlə eyni olur. Real qaz molekulu isə divara yavaşıyan sürətlə yaxınlaşır, çünki onu arxadakı molekullar cəzb edir. Deməli, real qaz molekulunun divara verdiyi impuls ideal qaz molekulunun divara verdiyi impulsdan kiçik olacaqdır:

$$P=P_{id}-\Delta P \quad \text{və ya} \quad P_{id}=P+\Delta P \qquad (8.2)$$

Qabın vahid səthinə edilən zərbələrin sayı və molekulun sürətinin azalmasına səbəb olan yekun cəzbetmə qüvvəsi molekulların konsentrasiyası ilə mütənasib olduqlarından onların nəticəsi olan ΔP təzyiqi n^2-la mütənasib olur. Konsentrasiyanın $n=N/V$ düsturundan alırıq ki, ΔP təzyiqi $1/V^2$-la mütənasib olmalıdır, yəni

$$\Delta P = \frac{a}{V^2} \qquad (8.3)$$

Burada *a* –mütənasiblik əmsalıdır. (8.3) düsturunu (8.2)-də yerinə yazsaq real qazın təzyiqini

$$P + \frac{a}{V^2} \qquad (8.4)$$

şəklində yazmaq olar. (8.1) və (8.4) ifadələrini bir mol qaz üçün Mendeleyev-Klapeyron tənliyində yerinə yazsaq, alarıq

$$(P + \frac{a}{V^2})(V - b) = RT \qquad (8.5)$$

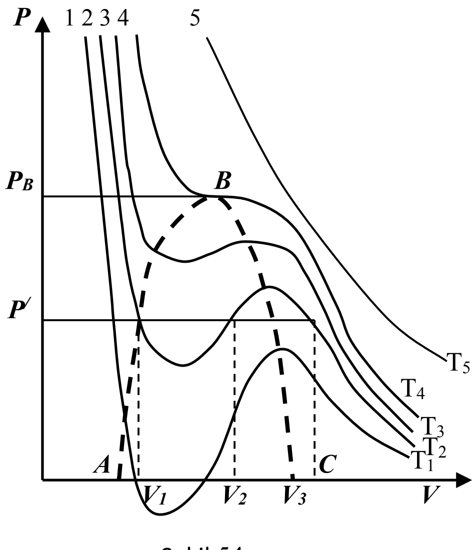
Bu ifadə ***real qazların hal tənliyi*** olub, ***Van-der-Vaals tənliyi*** adlanır.

§3. Van-der-Vaals izotermləri. Böhran temperaturu

Şəkil 54-də müxtəlif temperaturlarda (8.5) düsturuna uyğun izotermlər göstərilmişdir. Bu əyrilər Van-der-Vaals izotermləri adlanır. Van-der-Vaals tənliyi qazın həcminə görə kubik tənlikdir. Doğrudan da (8.5) tənliyini V-yə görə həll etsək, aşağıdakı kubik tənliyi alarıq:

$$V^3-(b+\frac{RT}{P})V^2+\frac{a}{P}V-\frac{ab}{P}=0 \qquad (8.6)$$

və ya $(V-V_1)(V-V_2)(V-V_3)=0$. Buradan görünür ki, təzyiqin bir qiymətinə, məsələn $P^/$-ə (şəkil 54) qazın həcminin üç qiyməti V_1, V_2, V_3 uyğun gəlir. Ancaq temperatur artdıqca, şəkil 54-dən göründüyu kimi, V_1, V_2, V_3 qiymətləri bir-birinə yaxınlaşır və nəhayət 4-cü əyriyə uyğun temperaturda onlar üst-üstə düşürlər. Bu temperatur ***böhran tempera-turu*** T_B, həcmin bu qiyməti ***böhran həcmi*** V_B, V_B-yə uyğun təzyiq isə ***böhran təzyiqi*** P_K adlanır. Şəkil 54-də böhran nöqtəsi B ilə göstərilmişdir. (8.6) tənliklə-rində hal



Şəkil 54

parametrləri P və T-nin əvəzinə onların böhran kəmiyyətlərini yazaq:

$$V^3 - (b + \frac{RT_K}{P_K})V^2 + \frac{a}{P_K}V - \frac{ab}{P_K} = 0$$

$$(V - V_K)^3 = V^3 - 3V_K V^2 + 3V_K V - V_K^3 = 0$$

Bu tənliklərdə V-nin əmsallarının bərabərliyi şərtindən böhran kəmiyyətləri üçün aşağıdakı ifadələr alınır:

$$V_K = 3b\,,\quad P_K = \frac{a}{27b^2}\,,\quad T_K = \frac{8a}{27Rb} \qquad (8.7)$$

Van-der-Vaals sabitləri (*a, b*) məlum olarsa böhran kəmiyyətlərini bu düsturlarla hesablamaq olar. Ümumiyyətlə *a*, *b* sabitləri temperaturdan asılıdırlar.

Şəkil 54-dən göründüyü kimi böhran temperaturundan yuxarı temperaturlarda Van-der-Vaals izotermləri ideal qazın izotermləri kimi olur. Böhran temperaturundan aşağı temperaturlarda Van-der-Vaals izotermlərini üç hissəyə bölmək olar: I hissə *BC* xəttindən sağda olan hissə – adi izotermdir. Bu hissədə real qaz özünü ideal qaz kimi aparır. III hissə – *AB* xəttindən solda qalan hissədir. Burada həcmin cüzi azalması zamanı təzyiq kəskin artır. Belə asılılıq mayelərə xasdır. Deməli, III hissədə qaz maye halındadır. II hissə – *ABC* xəttini əhatə etdiyi hissədir. Bu hissə buxar və maye qarışığından ibarət olub dayanıqsız haldır. Bu hissə ikifazalı hissə adlanır. ***Sistemin kimyəvi tərkibi və termodinamik halı eyni olan bütün hissələrinin məcmuu faza adlanır***. Sistemin bir faza halından digərinə keçməsinə *faza keçidi* deyilir. İki növ faza keçidi vardır. Sıxlığı, daxili enerjisi, entropiyası sıçrayışla dəyişən keçidə ***I növ faza keçidi*** deyilir. I növ faza keçidi zamanı enerji ayrılır və ya udulur. Buxarlanma, kristalın əriməsi, kondensasiya, kristallaşma I növ faza keçidləridir. Sistemin xassələrinin temperatur və təzyiqdən asılılığı faza keçidi zamanı sıçrayışla dəyişərsə belə keçid ***II növ faza keçidi*** adlanır. II növ faza keçidində enerji udulması və ya ayrılması baş vermir. Mayelərin ifrataxıcılıq, naqillərin ifratkeçiricilik halına keçməsi II növ faza keçididir. Bu deyilənlərdən məlum olur ki, *AB* xətti (şəkil 54) maye fazasından ikifazalı hala və tərsinə keçidin, *BC* xətti isə qaz fazasından ikifazalı hala və tərsinə keçidin başlanğıcını göstərir. Böhran temperaturundan yuxarı temperaturlarda yalnız bir faza - qaz fazası mövcud olur. Ona görə də temperaturu böhran temperaturundan böyük olan qazı izotermik olaraq mayeyə çevirmək mümkün deyildir. Böhran temperaturunda fazalar arasında sərhəd olmur, doymuş buxar və mayenin sıxlıqları bərabərləşir, yəni qaz və mayenin xüsusi həcmləri eyniləşir. Buxarlanma (kondensasiya) istiliyi sıfra bərabər olur. İzotermik sıxılma əmsalı böyük qiymət alır. Genişlənmənin termik əmsalı və sabit təzyiqdə istilik tutumu sonsuzluğa yaxınlaşır. Sıxılmanın və termik genişlənmənin böyük qiymət alması sıxlığın fluktuasiyasının çox böyük olmasına gətirir. Nəhayət, böhran halında mayelərin səthi gərilməsi olmur.

§4. Real qazın daxili enerjisi. Coul-Tomson effekti

Daxili enerji maddəni təşkil edən hissəciklərin kinetik və potensial enerjilərinin cəmindən ibarətdir (VI Fəsil,**§1).** İdeal qazın molekulları arasında qarşılıqlı təsir olmadığından onun daxili enerjisi təkcə istilik hərəkətinin kinetik enerjisindən ibarət olur. Lakin real qaz molekulları arasında qarşılıqlı təsir qüvvələri mövcud olduğundan onun daxili enerjisi həm istilik hərəkətinin kinetik enerjisindən, həm də qarşılıqlı təsirin potensial enerjisindən ibarət olacaqdır:

$$U = E_K + E_P \tag{8.8}$$

Bu enerjilərin hər birinin dəyişməsi real qazın daxili enerjisini dəyişir, yəni

$$dU = dE_K + dE_P$$

Real qaz molekullarının istilik hərəkətinin kinetik enerjisini ideal qazlarda olduğu kimi (6.10) düsturuna əsasən

$$E_K = C_V T \tag{8.9}$$

şəklində yazmaq olar. Real qazın molekullarının potensial enerjisi qarşılıqlı təsir enerjisi olduğundan molekullar arasındakı məsafədən asılı olacaqdır. Real qaz genişlənərkən molekullar arasındakı cəzbetmə qüvvəsi və ona uyğun potensial enerji azalır. Potensial enerjinin dəyişməsi ədədi qiymətcə cəzbetmə qüvvələrinin qazın genişlənməsi zamanı gördükləri işə bərabər olur, yəni

$$dE_P = \Delta P dV$$

kimi tapılır. ΔP-nin (8.3) ifadəsini nəzərə alsaq

$$dE_P = \frac{a}{V^2} dV$$

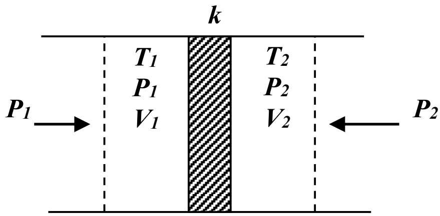
olar. Bu ifadəni inteqrallayıb, inteqrallama sabitini sıfır qəbul etsək (yəni molekullar bir-birindən çox uzaqda olduqda E_P=0), real qazın potensial enerjisi üçün aşağıdakı düstur alınar:

$$E_P = -\frac{a}{V} \tag{8.10}$$

(8.9) və (8.10) ifadələrini (8.8)-də nəzərə alsaq

$$U = C_V T - \frac{a}{V} \tag{8.11}$$

olar. Bu düstur real qazın daxili enerjisini ifadə edir. Qazın daxili enerjisi onun temperaturundan və həcmindən asılıdır. Seyrəldilmiş real qaz ideal qaza yaxın olur. Doğrudan da *V* çox böyük olarsa (8.11)-də ikinci həddi atmaq olar və real qazın daxili enerjisi ideal qazın daxili enerjisinə bərabər olar. Buradan həm də görünür ki, ideal qazın daxili enerjisi real qazın daxili enerjisindən böyük olur. Deməli, real qaz izotermik genişlənərkən onun daxili enerjisi artmalıdır. Ümumiyyətlə real qaz genişlənərsə onun temperaturu dəyişməlidir. ***Real qaz genişlənərkən onun temperaturunun dəyişməsi hadisəsi Coul-Tomson effekti adlanır***. Coul-Tomson temperaturun dəyişməsini təcrübi olaraq ölçmüşdür. Təcrübə xarici mühitlə istilik mübadiləsində olmayan boruda aparılmışdır. Borunun ortasında məsaməli arakəsmə (*k*) vardır (şəkil 55). Borunun uclarında olan təzyiqlər fərqi hesabına qaz soldan sağa axır. Əlavə təzyiq qazı basıb, «əzib» arakəsmədən sağ tərəfə keçirdir. Belə axın ***qazın drosseli*** adlanır. Axın stasionardır, yəni axının sürəti zamandan asılı olmayıb sabitdir. Bu zaman (7.5) düsturuna görə enerjinin dəyişməsi görülən işə bərabər olur:



Şəkil 55

$$U_2 - U_1 = A_1 - A_2 \quad (8.12)$$

Burada $A_1 = P_1 S_1 l_1$, $A_2 = P_2 S_2 l_2$ (l_1, l_2 eyni miqdarda götürülmüş qaz sütununun arakəsmədən sol və sağ tərəfdə uzunluğudur) və ya $A_1 = P_1 V_1$, $A_2 = P_2 V_2$ olduğunu nəzərə alsaq (8.12) düsturunu aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$U_1 + P_1 V_1 = U_2 + P_2 V_2 \quad (8.13)$$

Bu düsturdan görünür ki, stasionar axında daxili enerji saxlanmır, lakin $U + PV$ cəmi saxlanır. Borunun ikinci hissəsində qaz seyrək olduğu üçün onu ideal qaz kimi qəbul edib bir mol üçün $U_2 = C_V T_2$ və $P_2 V_2 = RT_2$ yazmaq olar. Bu ifadələri və (8.5.), (8.11), (6.13) düsturlarını (8.13)-də nəzərə alıb sadələşdirsək

$$T_2 - T_1 = \frac{1}{C_P}\left(\frac{RT_1 b}{V_1 - b} - \frac{2a}{V_1}\right) \qquad (8.14)$$

alınar. Bu temperaturlar fərqi təcrübədə ölçülmüşdür. Sağ tərəfdəki mötərizə sıfırdan kiçik olarsa, temperaturlar fərqi mənfi ($T_2 < T_1$), yəni qaz genişlənərkən soyuyur. Bu hal müsbət effekt, qaz genişlənərkən qızdıqda isə mənfi effekt adlanır. Sağ tərəfdəki mötərizə sıfra bərabər olarsa qaz genişlənərkən onun temperaturu dəyişir. Bu şərtdən tapılmış temperatur ***inversiya temperaturu*** adlanır. Buradan görünür ki, Coul-Tomson effekti qazın halından asılıdır. Əgər onun halı (8.14) ifadəsindəki mötərizənin sıfra bərabər olmasına uyğun *P, V, T* parametrləri ilə təyin olunursa, effekt müşahidə olunmur. Bu parametrlərin bir-birindən asılılıq diaqramı ***inversiya xətti*** adlanır. Əgər qazın halı inversiya xəttindən aşağıda yerləşən parametrlərlə xarakterizə olunarsa, qaz genişləndikdə müsbət effekt, bu xəttdən yuxarıda olan parametrlərlə xarakterizə olunarsa – mənfi effekt yaranır. Müsbət effekt o vaxt müşahidə olunur ki, qaz molekulları arasındakı cəzbetmə qüvvəsi itələmə qüvvələrinə nəzərən üstünlük təşkil etsin. Əks halda isə mənfi effekt müşahidə edilir.

Müsbət Coul-Tomson effektindən istifadə edərək qazları mayeləşdirirlər. Əvvəlcə qazın temperaturunu böhran temperaturundan aşağı salır, sonra isə mərhələlərlə qazı genişləndirərək onu mayeyə çevirirlər.

IX FƏSİL. MAYELƏR

§1. Maddələrin maye halı

Maye maddənin aqreqat hallarından biridir. O, qazla bərk cisim arasında aralıq mövqe tutur: qazlar kimi mayenin də forması yoxdur. O olduğu qabın formasını alır, bərk cisimlər kimi sıxılması çox kiçikdir, müəyyən həcmə malikdir və sıxlıqları böyükdür. Maye molekulları bərk cismin hissəcikləri kimi tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqs edirlər, ancaq bərk cisimdən fərqli olaraq onların tarazlıq vəziyyəti yerini dəyişə bilər.

VIII Fəslin §3 və §4-də gördük ki, müəyyən şəraitdə qaz mayeyə çevrilir, hətta elə hal (böhran halı) ola bilir ki, maye ilə qaz arasındakı fərq itir. Bu mülahizəyə istinad edərək maye halını sıxılmış Van-der-Vaals qazı ilə ekvivalent qəbul edərək onun halını həmin tənliklə ifadə etməyə çalışmışlar. Buna əsas verən səbəblərdən biri müəyyən temperaturda Van-der-Vaals izotermlərinin bir hissəsinin təzyiqin mənfi qiymətinə uyğun gəlməsidir (şəkil 54). İzotermin bu hissəsi göstərir ki, maye dartıla bilər və bu dartılmaya qarşı müqavimət yarada bilər. Mayenin dartılması təcrübə ilə təsdiq edilmişdir. Mayelərin real qazlara oxşar qəbul edilməsi səbəblərinə temperaturun artması ilə səthi gərilmənin, buxarlanma istiliyinin azalması, qaynama zamanı maye və doymuş buxarın sıxlıqlarının yaxınlaşmasını göstərmək olar. Digər tərəfdən maye qaz kimi axa bilir. Hidro və aerodinamikada qaz və mayelərin hərəkət qanunları eyni qəbul edilir (IV Fəsil). Nəhayət, mayenin quruluşunda sonlu məsafədə molekulların nizamlı yerləşməməsi mayenin Van-der-Vaals qazına oxşar qəbul edilməsinə səbəb olmuşdur.

Lakin tədqiqatlar göstərir ki, mayenin bərk cisimlərlə də oxşar cəhətləri çoxdur. Bərk cisim əriyərkən onun həcmi bir o qədər də dəyişmir (10 faizdən artıq olmur). Deməli, mayenin hissəcikləri arasındakı məsafə bərk cismin hissəcikləri arasındakı məsafəyə yaxın olur. Mayenin axıcılığı bərk cismin plastik deformasiyası kimidir. Mayelər də bərk cisimlər kimi elastikliyə malikdirlər, lakin mayelərin axıcılığı böyük olduğuna görə, onun elastik deformasiyasını müşahidə etməyə imkan vermir. Rentgen quruluş analizi göstərir ki, maye molekullarının da düzülüşündə kiçik məsafələrdə müəyyən nizamlılıq müşahidə olunur. Bu məsafə molekulların effektiv diametrindən bir neçə dəfə böyük olur (bu məsafə ***molekulyar təsir radiusu***, bu radiusa uyğun sfera isə ***molekulyar təsir sferası*** adlanır). Monokristallarda bütün həcmdə onu təşkil edən hissəciklərin düzülüşü nizamlıdır. Mayelərdəki nizamlılıq ***yaxın düzülüş***, kristallarda isə ***uzaq düzülüş*** adlanır. Mayelərdə olan düzülüş dayanıqsız olur. Bərk cisimlərdə isə kristallik quruluş dayanıqlıdır. Bərk cismin ərimə (mayeyə çevrilmə) istiliyi mayenin buxarlanma (qaza çevrilmə) istiliyindən min dəfələrlə kiçikdir. Bu fakt da mayenin bərk cismə yaxın olduğunu göstərir.

Yuxarıda deyilənlər göstərir ki, maye maddənin mürəkkəb aqreqat halıdır. Ona görə də maye halının nəzəriyyəsini yaratmaq çətindir. Bir tərəfdən mayenin molekulları arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələri böyükdür. Bu fakt mayeləri bərk cisimlərə yaxınlaşdırır. Digər tərəfdən, mayenin molekulları arasında nizamlı düzülüş çox kiçik olub dayanıqsızdır. Bu fakt isə onu qazlara oxşadır. Məlumdur ki, (II Fəsil, §5) sistem həmişə elə hal almağa çalışır ki, bu hala uyğun potensial enerji minimum olsun. Maye molekullarının tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqsi hərəkətinin amplitudu böyük olduğu üçün (yaxın düzülüş ölçüsündən böyük) rəqs zamanı özünə yeni qonşular tapır və yeni tarazlıq vəziyyətinin potensial enerjisi də minimum olur. Ona görə də mayedə molekulların tarazlıq vəziyyəti daim dəyişir və bu vəziyyətə uyğun düzülüş dayanıqsız olur, yəni maye molekulunun ***oturaq*** və ya ***relaksasiya*** müddəti kiçik olur. Bu müddət molekulun öz tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqsinin perioduna bərabər qəbul olunur. Mayeyə edilən xarici qüvvənin təsir müddəti oturaq müddətdən böyük olarsa maye axır, göstərilən müddətdən kiçik olarsa maye sıxılma, uzanma, hətta sürüşmə deformasiyasına uğrayır.

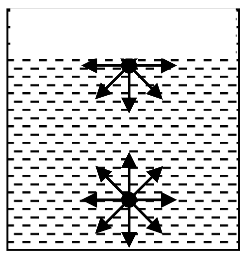
Maye molekulu bir tarazlıq vəziyyətindən digərinə keçmək üçün ΔE_P olan potensial çəpəri (II Fəsil, §6) aşmalıdır. Molekulun oturaq müddəti potensial çəpərin hündürlüyündən asılıdır; hündürlük çox olduqda oturaq müddəti də çox olur. Ona görə də potensial çəpər hündür olduqca molekulun bir vəziyyətdən digərinə (diffuziya) keçid sürəti də az olacaqdır. Temperatur artdıqda molekul əlavə istilik enerjisi alır, potensial çəpəri «rahatlıqla» keçir və ona görə də diffuziya sürəti artır.

Biologiyada baxdığımız diffuziya ilə yanaşı maddələrin konsentrasiyasının müxtəlifliyi (passiv diffuziya) və metabolizm (maddələr mübadiləsi) (aktiv diffuziya) hesabına da yaranır. Passiv diffuziya adi diffuziyada olduğu kimi entropiyanın artması (sərbəst enerjinin azalması) istiqamətində, aktiv diffuziya isə entropiyanın azalması (sərbəst enerjinin artması) istiqamətində də gedə bilər. Bitkinin köklərinə kalium və kalsium daxil olması qismən passiv diffuziyanın hesabına olur. Aktiv diffuziya çelektiv xarakter daşıyır: membran zərrəciklərin toxumaya daxil olmasını tənzimləyir və ona nəzarət edir.

Mayenin halını müəyyən edən əsas qarşılıqlı təsirlərdən biri hidrogen rabitəsidir. Bu rabitənin enerjisi kimyəvi rabitənin enerjisindən bir tərtib kiçik, Van-der-Vaals qarşılıqlı təsir enerjisindən isə qat-qat böyükdür.

§2. **Mayelərdə səthi gərilmə**

Tutaq ki, şaquli qoyulmuş silindrik qabda maye vardır. Bu qabda iki molekulun halını araşdıraq (şəkil 56). Molekullardan biri mayenin daxilində, digəri isə səthində yerləşmişdir. Daxildə olan molekula hər tərəfdən təsir edən qüvvə eynidir və molekul tarazlıqdadır. Səthdə götürülmüş molekula bütün istiqamətlərdən edilən təsir eyni deyildir. Molekulyar təsir sferasının üst hissəsində qaz və maye buxarı vardır. Orada olan molekulların sayı təsir sferasının aşağı hissəsində olan maye molekullarının sayından qat-qat azdır. Ona görə də səthdə olan molekullara təsir edən qüvvələrin əvəzləyicisi mayenin daxilinə yönələcək, onu



Şəkil 56

daxilə çəkəcəkdir (ağırlıq qüvvəsi nəzərə alınmır). Buradan görünür ki, molekulun mayenin daxilindən onun səthinə çıxması üçün o, iş görməlidir. Bu iş səthdəki molekulların potensial enerjisinin artmasına səbəb olur. Mayedə temperatur tarazlığı olduğundan daxildəki və səthdəki molekulların kinetik enerjiləri eynidir. Potensial enerji isə səthdə çoxdur. II Fəslin §5-də deyilənlərə görə sistemin dayanıqlı tarazlıqda olması üçün onun potensial enerjisi minimum olmalıdır. Bu səbəbdən maye elə forma almağa çalışır ki, onun səthinin sahəsi minimum olsun. Məlumdur ki, həcmləri eyni olan həndəsi fiqurlardan səthinin sahəsi ən kiçik olan sferadır. Deməli, xarici qüvvələr təsir etmədikdə bütün mayelər kürə formasını almalıdırlar, öz səthlərini kiçiklətməlidirlər. Bu hadisə ***səthi gərilmə*** adlanır. Doğrudan da qabda olan mayenin içərisinə sıxlığı onunla eyni olan və qarışmayan başqa maye damcısı salsaq, damcı mayenin daxilində kürə formasını alacaqdır. Onu belə forma almağa məcbur edən səth enerjisinin daxildəki enerjidən böyük olması nəticəsində yaranan səthi gərilmədir. Bu zaman meydana çıxan qüvvə ***səthi gərilmə qüvvəsi*** adlanır. Bu qüvvə mayenin səthinə toxunan istiqamətdə yönəlir və təsir etdiyi maye hissəsinin konturuna perpendikulyar olur. Təcrübə göstərir ki, bu qüvvənin ədədi qiyməti maye səthinin perimetrinin uzunluğu (l) ilə düz mütənasibdir və aşağıdakı düsturla hesablanır:

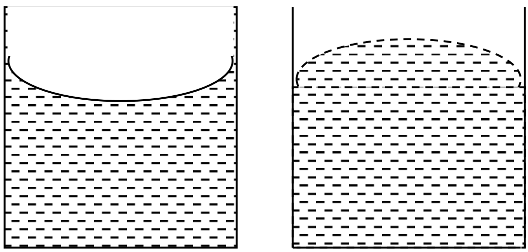
$$F = \sigma\, l \tag{9.1}$$

Burada σ- mütənasiblik əmsalı olub, ***səthi gərilmə əmsalı*** adlanır, mayenin növündən və temperaturundan asılıdır. ***Səthi gərilmə əmsalı ədədi qiymətcə səthin vahid uzunluğuna düşən qüvvəyə bərabərdir.*** Mayeyə başqa maddələr qatdıqda səthi gərilmə əmsalı dəyişir. Sabunlu suyun səthi gərilmə əmsalı təmiz suyunkundan az, duzlu suyunku isə çox olur. Əgər mayenin öz molekulları arasındakı ilişmə qüvvəsi maye molekulu ilə orada həll olmuş maddə molekulu arasındakı ilişmə qüvvəsindən çox olarsa, həmin maddənin molekulları mayenin səthinə çıxırlar;

onların səthdə konsentrasiyası mayenin daxilindəki konsentrasiyadan çox olur. Bu hadisə ***adsorbsiya*** adlanır.

§3. İsladan və islatmayan mayelər. Əyri səthin yaratdığı əlavə təzyiq

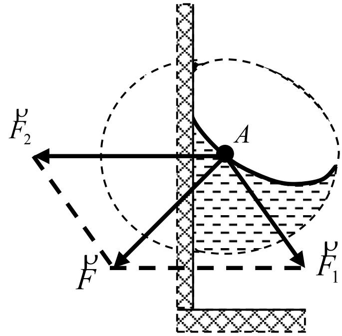
Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsaslarından məlumdur ki, ixtiyari molekullar arasında qarşılıqlı təsir mövcuddur. Odur ki, qabda olan mayenin öz molekulları və maye molekulları ilə qabın molekulları arasında qarşılıqlı təsir olacaqdır. ***Mayenin öz molekulları arasındakı cəzbetmə qüv-vəsi maye molekulu ilə qabın molekulu arasındakı cəzbetmə qüvvəsindən kiçik olarsa belə maye isladan, əksinə olarsa – islatmayan maye adlanır.*** Belə maye-lərin sərbəst səthləri əyilir. Əyilmiş maye səthi menisk adlanır. İsladan mayenin səthi çökük (şəkil 56, *a*), islatmayan mayenin səthi qabarıq (şəkil 56, *b*) menisk olur.



a) *b)*

Şəkil 57

Qabın divarından molekulyar təsir radiusundan (bu fəsildə §1) kiçik məsafədə olan və əyri səthdə yerləşən *A* molekuluna baxaq. Bu molekula maye molekulları tərəfindən $\vec{F}_1$, qab molekulları tərəfindən $\vec{F}_2$ qüvvəsi təsir edir (şəkil 57). Aydındır ki, $\vec{F}_1$ qüvvəsinin istiqaməti *A* nöqtəsinin vəziyyətindən və meniskin formasından asılı olacaq, $\vec{F}_2$ qüvvəsi isə qabın divarına perpendikulyar yönələcəkdir. Molekulun ağırlıq qüvvəsini nəzərə almasaq, əvəzləyici qüvvə bu iki qüvvənin vektorial cəminə bərabər olacaqdır. Əgər baxdığımız A molekulu sükunətdədirsə əvəzləy1ici qüvvə mayenin səthinə perpendikulyar olmalıdır. Əks halda molekul hərəkət edərdi. Şəkildən göründüyü kimi isladan mayedə bu qüvvənin meyli divara doğrudur. İslatmayan mayedə bu qüvvə mayenin daxilinə doğru yönəlir.

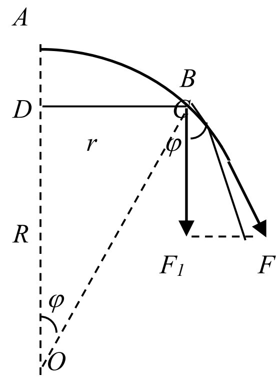


Şəkil 58

Tutaq ki, sferik qabarıq AC səthinin B nöqtəsinə təsir edən səthi gərilmə qüvvəsi F şaquli istiqamətlə φ bucağı (şəkil 59) əmələ gətirir. Səthin əyrilik radiusunu R, B nöqtəsinə uyğun qüvvənin radiusunu isə r-lə işarə edək. Onda təzyiq qüvvəsi $F_1 = F\cos\varphi$ və ya $F_1 = \sigma\cos\varphi \cdot 2\pi r$ olar. Bu əyri səthin altında yaranan əlavə təzyiq

$$\Delta P = \frac{F_1}{S} = \frac{F\cos\varphi}{S} = \frac{\sigma \cdot 2\pi r\cos\varphi}{\pi r^2} = \frac{2\sigma\cos\varphi}{r}$$

olar. ODB üçbucağından r=$R\cos\varphi$ olduğundan, alarıq:



Şəkil 59

$$\Delta P = \frac{2\sigma\cos\varphi}{R\cos\varphi} = \frac{2\sigma}{R} \qquad (9.2)$$

Bu düstur sferik əyri səth altında yaranan əlavə təzyiqi ifadə edir. Əgər mayenin düz-müstəvi səth altındakı təzyiqini P_o ilə işarə etsək, sferik qabarıq səth altındakı təzyiq

$$P = P_o + \Delta P = P_o + \frac{2\sigma}{R} \qquad (9.3)$$

sferik çökük səth altındakı təzyiq isə

$$P = P_o - \Delta P = P_o - \frac{2\sigma}{R} \qquad (9.4)$$

olar. Ümumi halda eyni bir nöqtə ətrafında götürülmüş əyri elementi müxtəlif əyriliyə malik olur. Həndəsədən məlumdur ki, bu halda əyrilik radiusu aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{2}(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2})$$

Axırıncı düsturu (9.2)-də nəzərə alsaq

$$\Delta P = \sigma(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2})$$

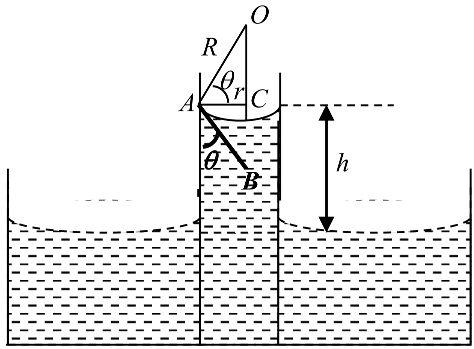
olar. Bu düstur *Laplas düsturu* adlanır və ixtiyari əyri formalı səthin altında yaranan əlavə təzyiqi ifadə edir. Qabarıq səth üçün əyrilik mərkəzi mayenin daxilində olur və radius müsbət, çökük səth üçün əyrilik radiusu mənfi qəbul olunur. Laplas düsturundan göründüyü kimi səth müstəvi olduqda $R_1 = R_2 = \infty$ olur və əlavə təzyiq yaranmır.

Sferik sabun qabarcığı həm daxildən, həm də xaricdən sabunpərdəsi ilə örtülür (adsorbsiya hadisəsinə görə sabun molekulları suyun səthinə çıxır), bu pərdələrin arasında isə su təbəqəsi olur. Ona görə də onun daxilindəki təzyiq bir sferik səth altındakı təzyiqdən iki dəfə çox, yəni

$$\Delta P = \frac{4\sigma}{R}$$ olur.

§4. Birləşmiş qablarda islatma. Kapilliyarlıq

Əvvəlki paraqrafda gördük ki, qabın divarına yaxın yerdə mayenin səthi əyilir. Qab geniş olduqda səthin divardan uzaq olan yerlərində əyilmə olmur, səth müstəvi şəklində olur. Qabın divarları bir-birinə yaxın olarsa, onda mayenin səthi tam əyilmiş forma (menisk) alır. Kiçik radiuslu borularda menisk sfera, bir-birinə çox yaxın yerləşdirilmiş paralel müstəvilərdə isə silindrik formada olur. Belə borular ***kapilliyar borular*** adlanır.



Şəkil 60

Geniş qabdan və kapilliyar borudan ibarət birləşmiş qablara baxaq. Qablardakı maye bircins olub, isladan mayedir (şəkil 60). Təcrübə göstərir ki, kapilliyar boruda mayenin hündürlüyü geniş qabdakı mayenin səviyyəsinə nəzərən *h* qədər çoxdur, yəni isladan maye kapillyar boruda yuxarı qalxır. Bunun səbəbi əyri səth altında əlavə təzyiqin yaranmasıdır. Çökük səth altında bu təzyiq müstəvi səth altındakı təzyiqi azaldır ((9.4) düsturu). Ona görə də isladan maye kapilliyar boruda müəyyən hündürlüyə qalxır. Kapilliyar borudakı maye sütununun hidrostatik təzyiqi əyri səthin yaratdığı əlavə təzyiqə bərabər olur. Kapilliyar boruda menisk sfera olduğundan (9.2) düsturuna görə

$$\rho gh = \frac{2\sigma}{R} \qquad (9.5)$$

yazmaq olar. Burada *R* –karilliyardakı maye səthinin radiusudur.

Maye səthinə çəkilmiş toxunanın (*AB*) qabın şaquli divarı ilə əmələ gətirdiyi bucaq θ kənar bucaq adlanır. Şəkildən görünür ki, bu bucaq isladan maye üçün iti bucaqdır (islatmayan maye, yəni səthi qabarıq menisk olan maye üçün θ kor bucaq olur). Kapilliyar borunun radiusu *r* olarsa, *AOC* düzbucaqlı üçbucağından *(AO=R,* *AC=r, ∠OAC=θ)* $R=\dfrac{r}{\cos\theta}$ olduğunu görürük. Bu ifadəni (9.5) düsturunda nəzərə alsaq

$$h=\frac{2\sigma\cos\theta}{\rho g r} \tag{9.6}$$

alarıq. Bu isladan mayenin kapilliyar boruda qalxma hündürlüyüdür. İsbat etmək olar ki, islatmayan maye kapilliyar boruda həmin qədər aşağı düşəcəkdir. Maye tam isladan olarsa θ=0 olar və

$$h=\frac{2\sigma}{\rho g r} \tag{9.7}$$

düsturu ilə hesablanır. Buradan görünür ki, mayenin kapilliyar boruda qalxma hündürlüyü onun sıxlığı və kapilliyarın radiusu ilə tərs mütənasibdir. Bu düsturdan istifadə edərək təcrübi üsulla mayenin səthi gərilmə əmsalını tapmaq olar. Təcrübi üsullardan biri damcının qopması üsuludur. Tutaq ki, şaquli kapilliyar borudan maye damcı-damcı axır. Maye borunun aşağı açıq ucuna damcı şəklində yığılır, səthi gərilmə qüvvəsi damcını borunun ucundan ayrılmağa qoymur. Lakin damcı getdikcə böyüyür, elə an gəlib çatır ki, damcının ağırlıq qüvvəsi səthi gərilmə qüvvəsinə bərabər olur və damcı borudan ayrılaraq düşür. Ağırlıq qüvvəsinin (9.1) düsturuna görə səthi gərilmə qüvvəsinə bərabərliyi şərti

$$m_o g=\sigma\cdot l \tag{9.8}$$

kimi yazılır. Burada m_o –damcının kütləsi, $l=2\pi\cdot r$ - borunun en kəsiyinin perimetridir. Bir damcının kütləsini tapdıqda xəta böyük olur. Təcrübənin dəqiqliyini artırmaq üçün *n* sayda damcını toplayıb kütləsini (*m*) təyin edirlər. (9.8)-in hər tərəfini *n*-ə vurub $n\cdot m_o=m=\rho V$ və $l=2\pi\cdot r$ olduğunu (9.8)-də yerinə yazsaq, alarıq:

$$\sigma = \frac{mg}{2\pi nr} \quad \text{və ya} \quad \sigma = \frac{\rho g V}{2\pi nr} \qquad (9.8')$$

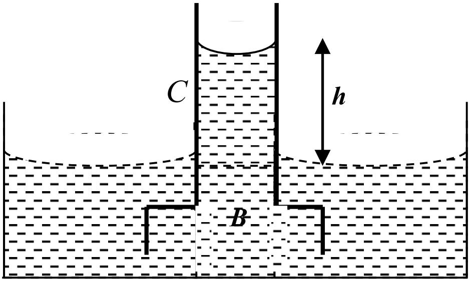
Şaquli borunun üzərində onun həcmini göstərən bölgülər olarsa, n sayda damcının həcmi V həmin bölgülərin fərqinə bərabər olacaqdır.

Kapilliyarlığın təbiətdə rolu böyükdür. Torpaq qatlarında rütubətin ötürülməsi, bitkilərdə torpaqdakı qida maddələrinin mənimsənilməsi, gövdə və budaqlara ötürülməsi, orqanizmdə qanın kapilliyar damarlarla verilməsi kapilliyarlıq hadisəsi ilə bağlıdır.

§5. Arakəsmədən diffuziya. Osmas və osmatik təzyiq

Qeyd olundu ki, (VII Fəsil, §5) qarşılıqlı təmasda olan mühitdə hissəciklərin istilik hərəkəti nəticəsində bir-birinə qarışması diffuziya adlanır. Diffuziyanın maraqlı növlərindən biri də məhlullarla həlledici arasında yaranan diffuziyadır. Müxtəlif konsentrasiyalı məhlullar və ya məhlul ilə həlledici arasında yarımnüfuz etdirici arakəsmə olarsa bu arakəsmədən diffuziya yaranacaqdır. Bu hadisə *osmos* adlanır. Membran tipli bu arakəsmələr həlledicinin molekullarını buraxır, həll olan maddənin molekullarını keçməyə qoymur. Nəticədə həll olan maddənin parsial təzyiqi (VII Fəsil, §1) özünü biruzə verir. Bu təzyiq *osmotik təzyiq* adlanır.

Osmotik təzyiqi təcrübə vasitəsilə ölçmək olar. Tutaq ki, həcmi kiçik olan silindrik B qabına (şəkil 61) şəkər məhlulu tökülmüşdür. Onun alt oturacağı yarımnüfuz edici membran (pərdə) ilə bağlanmış, üst tərəfdən isə şaquli boru (kapilliyar olmayan) bərkidilmişdir. İçərisində şəkər məhlulu olan *B* qabı geniş qabda olan suyun içərisinə salınır. *B* qabında su molekullarının konsentrasiyası geniş qabdakı suyun konsentrasiyasından az olduğu üçün su molekulları arakəsmədən keçərək *B* qabına daxil olacaqlar. Nəticədə *C* borusunda mayenin səviyyəsi *h* qədər qalxacaqdır. *h* hündürlükdə olan maye sütununun təzyiqi ədədi qiymətcə osmotik təzyiqə bərabər olacaqdır:



Şəkil 61

$$P_{OSM} = \rho g h \qquad (9.9)$$

Burada ρ-məhlulun sıxlığıdır.

Vant-Hoff osmotik təzyiqi

$$P_{OSM} = CRT \qquad (9.10)$$

düsturu ilə hesablamış, onun nəticəsi (9.9) düsturu ilə tapılmış qiymətlə üst-üstə düşmüşdür. Vant-Hoff məhlulda həll olunmuş maddə molekullarının bir-birindən çox aralı olduğunu qəbul etmiş və onların halını ideal qazın hal tənliyi ilə ifadə etmişdir:

$$P_{OSM} = \frac{m}{MV} RT$$

Burada $C = \frac{m}{MV}$ -molyar konsentrasiya olduğunu nəzərə alsaq (9.10) düsturu alınar.

Təbiətdə, o cümlədən canlı orqanizmdə osmos hadisəsinə əsaslanan proseslər çoxdur. Bütün toxumaların pərdəsi yarımnüfuz etdirici membrandır. Bu pərdələrdən - arakəsmələrdən toxumanın daxilinə su keçir, onun daxilində həll olan maddələr isə keçmir. Müxtəlif toxumalarda osmotik təzyiq müxtəlif olur, onların bəzilərində bu təzyiq atmosfer təzyiqindən qat-qat böyük ola bilər.

§6. Buxarlanma və kondensasiya. Doymuş buxar. Klapeyron-Klauzius tənliyi

Mayenin səthindən molekulların çıxması buxarlanma, buxarın mayeyə çevrilməsi isə kondensasiya adlanır. İstilik hərəkətinin enerjisi böyük olan molekul mayenin səthinə çıxır və onun səthini tərk edir. Bu zaman molekul maye daxilindəki başqa molekullarla qarşılıqlı təsir və səthi gərilmə qüvvələrinə qarşı iş görür. Bu iş *çıxış işi* adlanır. Ədədi qiymətcə bu işə bərabər kinetik enerjiyə malik olan molekul öz mayesi ilə əlaqəsini kəsir, xaricə çıxır və onun səthi yaxınlığında dayanır. Oradan uzaqlaşmaq üçün də molekul iş görməlidir. Deməli, molekulun mayeni tərk edərək onun səthindən uzaqlaşması üçün kinetik enerjisi çıxış işindən böyük olmalıdır. Buradan görünür ki, mayenin buxarlanması zamanı hər bir çıxan molekul mayenin daxili enerjisini ən azı çıxış işi qədər azaldır. Ona görə də buxarlanma zamanı maye soyuyur. Mayenin buxarlanma intensivliyi onun növündən, açıq səthinin sahəsindən, mayenin səthinə düşən təzyiqdən, maye səthindəki qaz (buxar) axınının sürətindən və mayenin temperaturundan asılıdır. Buxarlanma intensivliyini təyin edən şərtlər sabit qalarsa verilmiş müddətdə mayeni tərk edən molekulların sayı da sabit qalacaqdır. Temperaturu sabit saxlamaq üçün mayeyə kənardan istilik vermək lazımdır. ***Sabit temperaturda 1 kq mayeni buxara çevirmək üçün mayeyə verilən istilik miqdarına ədədi qiymətcə bərabər olan kəmiyyətə xüsusi buxarlanma istiliyi deyilir. Bu şəraitdə mayenin bütün kütləsini buxara çevirmək üçün lazım olan istilik miqdarı buxarlanma istiliyi adlanır.*** Mayedəki molekulların sayı N, onların çıxış işi A_C olarsa, mayeni tamamilə buxarlandırmaq üçün ona ən azı NA_C qədər istilik miqdarı vermək lazımdır. Buxarlanma istiliyini tapmaq üçün bu işə buxarın genişləndiyi zaman gördüyü işi də ($P\Delta V$) əlavə etmək lazımdır. Beləliklə, buxarlanma istiliyini aşağıdakı düsturla hesablamaq olar:

$$Q = NA_C + P(V_b - V_m) \tag{9.11}$$

Burada P-buxarlanma yaranan təzyiq, V_b-buxarın, V_m-mayenin həcmidir. Bu ifadədən buxarlanma istiliyinin mayenin səthindəki təzyiqdən asılılığı görünür.

Qeyd etdik ki, molekulun mayedən çıxış işi mayedaxili qarşılıqlı təsir və səthi gərilmə enerjilərinin cəminə bərabər olan kəmiyyətdir. Təcrübədən buxarlanma istilik miqdarını, doyma halına qədər buxarın təzyiqini, onun və mayenin həcmini taparaq mayelərin hal funksiyaları və qarşılıqlı təsirin xarakteri haqqında məlumat əldə etmək olar.

Buxarlanan mayenin səthi bağlı olarsa bir müddətdən sonra mayenin həcmi dəyişməyəcəkdir. Bu o demək deyildir ki, buxarlanma yoxdur. Buxarlanma davam edir, lakin mayedən çıxan molekulların sayı ona qayıdan molekulların sayına bərabər olur, yəni maye ilə buxar arasında dinamik tarazlıq yaranır. ***Öz mayesi ilə dinamik tarazlıqda olan buxar doymuş buxar adlanır.*** Molekullar mayedən çıxdıqda nə qədər enerji aparmışsa, mayeyə qayıtdıqda da həmin qədər enerji gətirir. Ona görə də dinamik tarazlıq halında mayenin temperaturu sabit qalır. Doymuş buxar öz mayesi ilə ikifazalı sistem yaradır. Doymuş buxarın təzyiqi bu ikifazalı sistemin temperaturundan asılı olur (VIII Fəsil, §3), ancaq həcmdən asılı deyildir. Temperatur artdıqda doymuş buxarın təzyiqinin kəskin artması (ideal qazlardan fərqli olaraq) konsentrasiyanın kəskin artması ilə izah olunur.

Doymuş buxarın təzyiqinin temperatur asılılığını riyazi göstərmək üçün (9.11) tənliyinin hər tərəfini Q-yə bölək. Onda alarıq

$$1 = \frac{NA_C}{Q} + \frac{P(V_b - V_m)}{Q} \tag{9.12}$$

Doymuş buxar və mayedən ibarət ikifazalı sistemə Karno siklini tətbiq edək. Qəbul edək ki, qızdırıcının və soyuducunun temperaturları bir-birindən çox az fərqlənir. Onda təzyiqin də dəyişməsini çox az götürmək olar. Bu halda (9.12) düsturunda $\frac{NA_C}{Q} = \frac{T_2}{T_1}$ və $P \to \Delta P$ yazaraq, alarıq

$$1 = \frac{T_2}{T_1} + \frac{\Delta P(V_b - V_m)}{Q} \qquad (9.13)$$

Burada *Q* –buxarlanma istiliyi olub, mayenin kütləsi ilə mütənasibdir

$$Q = Lm \qquad (9.14)$$

L – xüsusi buxarlanma istiliyi adlanır və ədədi qiymətcə sabit temperaturda 1 kq mayeni buxara çevirmək üçün lazım olan istilik miqdarına bərabərdir. (9.14) düsturunu (9.13)-də yerinə yazıb, $\frac{V_b - V_m}{m} = v_B - v_m$ (buxarın və mayenin xüsusi həcmləri) işarələməsini qəbul etsək (9.13) düsturu aşağıdakı şəkildə olar:

$$1 = \frac{T_2}{T_1} + \frac{\Delta P(v_B - v_m)}{L}$$

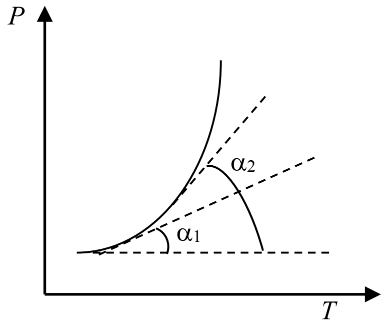
Bu düsturda $\Delta T = T_1 - T_2$ olduğunu nəzərə alsaq

$$\frac{\Delta T}{T_1} = \frac{\Delta P(v_B - v_m)}{L}$$

olar. Buradan

$$\frac{dP_B}{dT_B} = \frac{L}{T_B(v_B - v_m)} \qquad (9.15)$$

alınar. Bu ifadə Klapeyron-Klauzius tənliyi adlanır. Tənliyin sol tərəfi doymuş buxarın təzyiqinin temperaturdan asılılığının bucaq əmsalını göstərir. Bu əmsal ilk baxışda (9.15) düsturuna görə T ilə tərs mütənasibdir. Ancaq nəzərə almaq lazımdır ki, temperatur artdıqca doymuş buxarın konsentrasiyası o qədər artır ki, onun xüsusi həcmi kəskin azalır və ona görə də kəsrin qiyməti temperatur yüksəldikcə artır. Görürük ki, Klapeyron-Klauzius düsturu doymuş buxarın təzyiqinin temperaturdan asılılığını araşdırmağa imkan verir. Göstərmək olar ki, doymuş buxarın təzyiqi maye səthinin əyriliyindən də asılıdır. Bu onunla izah olunur ki, qabarıq və çökük səthlər altında olan maye molekullarının mayedən çıxış işləri müxtəlif olur. Qabarıq səthin təpəsində olan molekulun qarşılıqlı təsir dairəsində olan molekulların sayı az, çökük səthin aşağı nöqtəsində olan molekulun qarşılıqlı təsir dairəsində olan molekulların sayı çox olur (mərkəzləri bir-birindən r məsafədə olan iki r radiuslu çevrələrin ayırdıqları sahələr eyni deyildir. Qabarıq səthlərlə əhatə olunmuş sahə, yəni ortada qalan sahə kənarlarda qalan sahədən kiçikdir). Ona görə də qabarıq səth altında olan molekulun çıxış işi çökük səth altında olan molekulun çıxış işindən az olacaqdır. Odur ki, qabarıq səthdən buxarlanan molekulların sayı çox olacaq və buna uyğun doymuş buxarın təzyiqi də böyük olacaqdır. Beləliklə söyləmək olar ki, islatmayan mayenin doymuş buxarının təzyiqi böyük, isladan mayenin doymuş buxarının təzyiqi isə kiçik olur. İfrat doymuş buxarın alınması doymuş buxarın təzyiqinin səthinin əyriliyindən asılılığı ilə izah olunur.



Şəkil 62

§7. Qaynama. Qaynama temperaturunun təzyiqdən asılılığı

Mayenin səthində və daxilindəki qabarcıqlarda intensiv buxarlanma qaynama adlanır. Bu zaman qabarcıqların daxilindəki doymuş buxarın təzyiqi mayenin səthinə düşən təzyiqə bərabər və ondan böyük olur. Maye daxilində həmişə həll olmuş qaz (məsələn, hava) olur. Həll olmuş qaz maye daxilində kiçik qabarcıqlardan ibarətdir. Mayeni qızdırdıqda qabarcıqların səthindən onların daxilinə maye buxarlanır, qabarcığın daxilində maye molekullarının konsentrasiyası artır, yəni təzyiqi yüksəlir və uyğun olaraq həcmi genişlənir. Qabarcığa təsir edən Arximed qüvvəsi artır və qabarcıq mayenin səthinə qalxır. Qabarcığın daxilindəki doymuş buxarın təzyiqi mayenin səthinə düşən təzyiqdən böyük olduqda qabarcıqlar mayenin səthində partlayırlar. Onların daxilindəki buxar çölə çıxır və beləliklə, mayenin həm səthində, həm də daxilində intensiv buxarlanma yaranır, yəni maye qaynayır. Maye qabarcığı səthə doğru hərəkət etdikcə maye sütununun qabarcığa göstərdiyi hidrostatik təzyiq azalır, ona görə də qabarcığın həcmi daha da genişlənir, onun daxili səthindən buxarlanma intensivliyi daha da artır.

Mayenin səthindən h dərinlikdə olan qabarcığın daxili təzyiqi üç təzyiqin – mayenin səthindəki P_o, maye səthinin hidrostatik təzyiqinin P_h və sfera formasında olan səthinin yaratdığı təzyiqin ΔP cəmindən ibarət olur:

$$P = P_o + P_h + \Delta P \qquad (9.11)$$

Burada $\Delta P = \dfrac{2\sigma}{r}$ olub, r radiuslu sferik qabarcığın səthi gərilmə hesabına yaratdığı təzyiqdir. Bu təzyiq qabarcığın radiusu artdıqca azalır və mayenin səthinə çıxan qabarcıqlar üçün kiçik olur. Su üçün bu təzyiqləri müqayisə edək. Suyun sıxlığı 10^3 *kq*/*m*^{3}, səthi gərilmə əmsalı $7{,}3\cdot10^{-2}$ *N*/*m*, sərbəst düşmə təcili 10 *m*/*san*^{2}-dır. Tutaq ki, açıq qabda su adi şəraitdədir. Onun səthinə hava atmosferi təzyiq göstərir, yəni P_o=1*atm*=10^5 *Pa*-dır. Fərz edək ki, qabarcıq suyun səthindən 0,1 *m* dərinlikdədir. Ona təsir edən hidrostatik təzyiq $P_h=\rho gh=10^3 \cdot 10 \cdot 0{,}1=10^3$ *Pa* olur. Qabarcığın radiusu 1 *mm*=10^{-3} *m* olarsa, $\Delta P=\frac{2\sigma}{r}=\frac{2\cdot 7{,}3\cdot 10^{-2}}{10^{-3}}=146Pa$ olar. Bu misal göstərir ki, qabarcığın radiusu böyük olduqca onun səthinin yaratdığı əlavə təzyiqi nəzərə almamaq olar. Əgər qabarcığın radiusu r=1*mk*=10^{-6}*m* olarsa ΔP=1,46·10^5 *Pa*, yəni əyri səthin yaratdığı təzyiq atmosfer təzyiqindən təqribən 1,5 dəfə böyük olur.

Qabarcığın daxili təzyiqi göstərilən təzyiqlərin cəmindən kiçik olarsa o, sıxılaraq partlayır və içindəki qaz (buxar) mayeyə çevrilir. Ona görə də kiçik radiuslu qabarcıqlar olan mayedə ΔP əlavə təzyiq praktik olaraq olmur və qaynama aşağı temperaturlarda baş verir. Qabarcıqları olmayan və ya qabarcıqlarının radiusu çox kiçik olan mayelərin qaynaması üçün onların temperaturu daha yüksək olmalıdır. Belə mayenin temperaturu qaynama temperaturundan yüksək olmasına baxmayaraq qaynama hələ baş vermir. Belə maye ***ifrat qızmış maye*** adlanır. Mayenin ifrat qızmış halında onun daxilinə buxar əmələ gəlmə mərkəzi (məsələn, toz) düşərsə, maye həmin anda yüksək intensivliklə qaynamağa başlayır. Bu səbəbdən qaynamış suyu yenidən qaynatdıqda qaynama daha yüksək temperaturda yaranır.

Yuxarıdakı misal göstərdi ki, hidrostatik təzyiq də çox dərin olmayan qablarda atmosfer təzyiqindən (baxdığımız misalda 100 dəfə) kiçik olur. Odur ki, bu təzyiqi də nəzərə almamaq olar. Beləliklə, qaynama şərti olaraq $P \geq P_o$ qəbul olunur, yəni qabarcığın daxili təzyiqi mayenin açıq səthinə düşən təzyiqdən böyük və bərabər olduqda qaynama başlayır. Bu təzyiqlərin bərabərliyinə uyğun temperatur qaynama temperaturu adlanır. Buradan görünür ki, qaynama temperaturu xarici təzyiqdən asılıdır: xarici təzyiq çox olduqda qaynama temperaturu yüksək, kiçik olduqda – aşağı olur. Yer səthindən yuxarı qalxdıqca (7.21) barometrik düsturuna görə təzyiq azalır. Ona görə də atmosferin yuxarı qatlarında qaynama temperaturu aşağı düşür.

X FƏSİL. BƏRK CİSİMLƏR

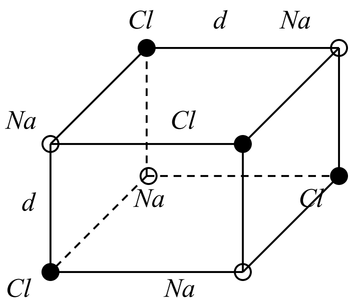
§1. Kristallar və onların quruluşu

Bərk hal maddənin aqreqat hallarından biridir. Bərk halda olan maddənin özünə məxsus ölçüsü və forması olur. Bərk halda olan maddələr iki fazada (VIII Fəsil, §3) ola bilər: amorf fazada və kristallik fazada. Amorf fazada olan bərk cismə parlaq misal şüşədir. Onun quruluşu amorf mayelərin quruluşu kimidir, yəni onlar ***yaxın düzülüşə*** malikdirlər. Onların xassələri bütün istiqamətlərdə eynidir. ***Xassələri bütün istiqamətlərdə eyni olan sistemlər izotrop sistemlər adlanır*** (I bölmə, Mexanikaya giriş). Kristal fazada olan bərk cisimlər ***kristal bərk cisimlər*** (maye kristallar da mövcuddur) adlanır. Kristal bərk cisimlərin quruluşu qaz və mayelərin quruluşundan kəskin fərqlənir.

Periodik quruluşa malik olan cisim kristal adlanır. Kristallarda bu quruluş atomlardan, molekullardan və ionlardan təşkil olunur. Bu zərrəciklərin düzülüşü kristalın bütün həcmində təkrar olunur. Ona görə də bu düzülüş ***uzaq düzülüş*** adlanır. Kristalın təkrar olunan ən kiçik həcminə ***elementar kristal özəyi*** deyilir. Bütün istiqamətlərdə düzülmüş elementar kristal özəkləri ***kristal qəfəs*** təşkil edirlər. Bütün həcmində eyni kristallik qəfəsə malik olan kristal ***monokristal*** adlanır. Bir-birinə nəzərən xaotik yerləşmiş kiçik ölçülü kristallitlərdən təşkil olunmuş kristala ***polikristal*** deyilir. Metallar belə kristallardır.

Monokristalların xassələri istiqamətdən asılıdır. Ona görə də monokristallar ***anizotrop*** cisimlərdir. Xüsusi hazırlanmış bəzi polikristallarda da anizotropluq müşahidə olunur. Ümumiyyətlə isə ***polikristallar izotropdurlar***.

Kristal qəfəsin təpələrində yerləşən zərrəciklərin və onların qarşılıqlı təsirinin xarakterindən asılı olaraq atomar, molekulyar və ion kristallar mövcuddur. Kristal qəfəsin təpəsində neytral atom yerləşən kristal atomar kristal və ya ***homeopolyar kristal*** adlanır. Almaz belə kristaldır. Bu kristallar yüksək möhkəmliyə malikdirlər. Qəfəsinin təpələrində neytral molekullar yerləşən kristallar molekulyar kristallar adlanırlar. Parafin, yod, quru buz belə kristallardır. Kristal qəfəsinin təpələrində ionlar yerləşən kristallar ion və ya ***heteropolyar kristallar*** adlanırlar. Əksər duzlar belə kristallara aiddir. Onlardan biri də daş duzdur. Daş duzun elementar kristal özəyi kub şəklindədir. Kubun təpələrində bir-birilə növbələşən 4 müsbət natrium və 4 mənfi xlor ionları yerləşir. Şəkil 63-də daş duzun (xörək duzunun) elementar kubik özəyində Na^+ və Cl^- ionlarının yerləşməsi göstərilmişdir. Qonşu ionlar arasındakı məsafə kristal qəfəsin sabiti adlanır və d ilə işarə olunur. Xörək duzunun sıxlığını və molyar kütləsini bilərək kristal sabitini tapmaq olar. Tutaq ki, xörək duzunun molyar kütləsi M-dir. Bu molyar kütlə 4 Na^+ və 4 Cl^- -un molyar kütlələrinin cəmidir. Hər bir ion 8 kubiklə ortaqdır. Deməli, bir ionun bir kubikə düşən payı onun kütləsinin 1/8-nə bərabərdir. Buradan belə nəticəyə gəlirik ki, bir kubikə düşən molyar kütlə $M/8$ olacaqdır. Hər kubikdə 4 $NaCl$ molekulu olduğunu nəzərə alsaq kubikin molyar kütləsini



Şəkil 63

$\frac{4M}{8} = \frac{M}{2}$ alarıq. Deməli, kubik qəfəsin molyar kütləsi molekulun molyar kütləsinin yarısına bərabər olur. Bir molda olan kubiklərin sayı Avoqadro ədədi qədərdir. Onda bir kubikin kütləsi

$$m = \frac{M}{2N_A}$$

sıxlığı isə

$$\rho = \frac{m}{d^3} = \frac{M}{2d^3 N_A}$$

olar. Buradan kubik kristalın qəfəs sabitinin hesablanması üçün aşağıdakı düstur alınır:

$$d = \sqrt[3]{\frac{M}{2\rho N_A}} \tag{10.1}$$

Xörək duzu üçün M=58,5·10^3 *kq/mol* və ρ=2,17·10^3 *kq/m*^{3} olduğundan $d \cong 2{,}8 \cdot 10^{-10} m = 0{,}28 nm$ alınır. Atomların ölçüsü də bu tərtibdədir. Deməli, kristal qəfəsdə ionlar arasındakı məsafə onların öz ölçüləri tərtibində olur.

Metalların da bəziləri (məs: mis, dəmir) ion kristallardır. Lakin onlarda kristal qəfəsdə müsbət ionlar yerləşir. Bu ionların onlardan ayrılmış elektronları qəfəsin daxilində xaotik istilik hərəkəti edirlər. Bir valentli metallarda sərbəst elektronların sayı qəfəsdəki ionların sayına bərabər olur. Ona görə də metallar yüksək istilik və elektrik keçiriciliyinə malik olurlar.

Yarımkeçiricilər də bərk cisimlərə aiddir. Onlar xüsusi qrup təşkil edirlər. Lakin bir çox mexaniki xassələrinə və qəfəs quruluşlarına görə yarımkeçiricilər atomar kristallara yaxındırlar.

Kristalların quruluşunu öyrənmək üçün elektron, ion dəstəsinin elektrik və maqnit sahələrində fokuslanmasına (elektron mikroskopu və ion proyektoru) və qısa uzunluqlu dalğaların difraksiyasına əsaslanan (elektronoqrafiya, rentgenoqrafiya və neytronoqrafiya) üsullarından istifadə edilir.

§2. Bərk cisimlərin istidən genişlənməsi

Bütün bərk cisimlər qızdıqda və soyuduqda ölçülərini dəyişirlər. ***Cisimlərin qızması zamanı onların ölçülərinin artması istidən genişlənmə adlanır.*** Bərk cismi təşkil edən zərrəciklər öz tarazlıqları ətrafında rəqs edirlər. Temperatur yüksəldikdə istilik hərəkətinin enerjisi və buna uyğun olaraq rəqslərin amplitudu artır. Buradan belə çıxır ki, istilik rəqsləri harmonik deyildir, çünki harmonik rəqslərdə tarazlıq nöqtəsinin vəziyyəti dəyişmir (V Fəsil, §1). Harmonik rəqslərdə enerjinin yerdəyişmədən asılılığı simmetrik parabola verir. Bu o deməkdir ki, rəqs edən nöqtəyə təsir edən itələmə və cəzbetmə qüvvələrinin məsafədən asılılıq qanunları eynidir. Molekulyar-kinetik nəzəriyyə göstərir ki, bu qüvvələrin məsafədən asılılıqları müxtəlifdir. Ona görə də enerjinin minimum qiymətinə uyğun nöqtəyə nəzərən şəkil 53-də göstərilmiş əyri simmetrik deyildir. Deməli qeyri-simmetrik potensial enerjiyə uyğun rəqslər də anharmonik olacaqdır. Enerjinin müxtəlif qiymətlərinə uyğun yerdəyişmənin orta qiymətini Bolsman paylanmasından istifadə edərək hesablamaq olar. Hesablama göstərir ki, yerdəyişmə mütləq temperaturla düz mütənasibdir:

$$x = aT \qquad (10.2)$$

Burada *a* -sabit ədəd olub bərk cismin potensial enerjisindən, yəni bərk cismin növündən asılıdır. Bu düstur *T*-nin mütləq sıfra yaxın qiymətlərində ödənmir. Temperaturun qalan qiymətlərində (10.2) düsturu təcrübələrdən alınan nəticələrlə təsdiq olunur.

Tutaq ki, *t*=0 temperaturunda çubuğun uzunluğu l_o, *t* qədər qızdıqdan sonra isə *l* olmuşdur. Təcrübə göstərir ki, çubuğun vahid uzunluğunun genişlənməsi (uzanması) temperatur ilə mütənasibdir, yəni

$$\frac{l - l_o}{l_o} = \frac{\Delta l}{l_o} = \alpha \Delta T \qquad (10.3)$$

Burada α - ***xətti genişlənmənin termik əmsalı*** adlanır.

(10.2) və (10.3) düsturlarının müqayisəsindən görünür ki, Bolsman paylanmasından nəzəri olaraq alınmış düstur təcrübi düsturla eynidir, sadəcə olaraq $a=\alpha l_o$ və temperaturun mütləq qiyməti əvəzinə onun dəyişməsini qəbul etmək lazımdır. Onda (10.3) düsturundan

$$l = l_o(1+\alpha\Delta T) \qquad (10.4)$$

alınar. İzotrop (amorf) bərk cisimlərin istidən xətti gnişlənməsi zamanı xətti genişlənmə əmsalı istiqamətdən asılı olmur. Bərk cisim bütün istiqamətlərdə genişləndiyi üçün onun həcmi də genişlənəcəkdir. Həcmi genişlənmə də (10.4) düsturuna analoji düsturla hesablanır:

$$V = V_o(1+\beta\Delta T) \qquad (10.5)$$

Burada β -***həcmi genişlənmənin termik əmsalı*** adlanır. İzotrop bərk cisimlər üçün təqribi olaraq

$$\beta = 3\alpha \qquad (10.6)$$

yazmaq olar. Burada α kiçik olduğu üçün α^2 və α^3 olan hədlər nəzərə alınmamışdır.

Kristal anizotrop maddə olduğu üçün onun istidən genişlənməsi müxtəlif istiqamətdə müxtəlif olur. Xətti genişlənmə əmsalı kristalın istiqamətindən asılıdır. Ona görə də kristallar istidən genişlənərkən onlar öz formalarını saxlamırlar. Kub şəkilli kristal istidən genişləndikdən sonra artıq kub şəkilli olmur, onun forması təhrif olunur.

§3. Bərk cisimlərin istilikkeçirməsi və istilik tutumu

VII Fəsil §5-də gördük ki, istilikkeçirmə mühitin bir nöqtəsindən digər nöqtəsinə enerjinin daşınmasıdır. Bütün qazlar üçün enerjinin daşınması mexanizmi eynidir. Lakin təcrübələr göstərir ki, kristallarda istilikkeçirmə onların hansı kristal növünə aid olmasından asılıdır. Atomar kristalların, yəni metalların istilikkeçirməsi ion və molekulyar kristalların istilikkeçirməsindən keyfiyyətcə fərqlənir. Ümumiyyətlə, enerji hərəkət edən zərrəciklərlə ötürülür. Metallarda həm kristal qəfəsdə yerləşən zərrəciklər, həm də kristal qəfəsin daxilində olan sərbəst elektronlar istilikkeçirmədə iştirak edirlər. Müəyyən edilmişdir ki, kristal qəfəsin hesabına yaranan istilikkeçirmə çox azdır. Metallarda istilikkeçirmə başlıca olaraq elektron qazının hesabınadır. Elektron qazını biratomlu qaz kimi qəbul etsək, onda metallarda istilikkeçirmə qazlardakı kimi Fürye qanunu ilə ifadə oluna bilər ((7.29) düsturu). İstilikkeçirmənin (7.30) düsturuna daxil olan $c_V\rho$ hasilini enerjinin sərbəstlik dərəcəsinə görə bərabər paylanması şərtini və (6.3), (6.7), (6.10), (6.12) düsturlarını nəzərə almaqla

$$c_V\rho = \frac{\Delta U}{m\Delta T}\cdot\frac{m}{V} = \frac{3}{2}k\Delta T\cdot N\cdot\frac{1}{V\Delta T} = \frac{3}{2}kn_o$$

kimi yazmaq olar. Onda metallar üçün istilikkeçirmə əmsalı (7.30) ifadəsinə görə aşağıdakı kimi olar:

$$\chi = \frac{1}{2}kn_o\bar{v}\bar{\lambda}$$

Burada k – ***Bolsman sabiti***, n_o – ***elektron qazının konsentrasiyası***, $\bar{v}$ - ***elektronların istilik hərəkətinin orta sürəti***, $\bar{\lambda}$ - isə ***onların sərbəst yolunun orta uzunluğu***dur.

Kristal dielektriklərin istilikkeçirməsi çox kiçikdir. Onlarda istilikkeçirmə kristal qəfəsin rəqsi hesabınadır. Əvvəlki paraqrafda göstərdik ki, bu rəqslər harmonik deyildir. Ona görə də bu rəqslərin kristal dielektriklərdə yaratdığı dalğalar elastik dalğalar almayacaqdır. Mühitin bir hissəsində anharmonik rəqslərin yaratdığı dalğalar digər hissədə yaranan dalğalardan səpiləcək və enerjinin ötürülməsi istiqaməti daim dəyişəcəkdir. Bu səbəbdən istilikkeçirmə zəif olacaqdır.

Əvvəlki paraqrafda qeyd edildi ki, bərk cisimlərin istidən genişlənməsi çox kiçik olur. Ona görə də bərk cismi bir istilik tutumu ilə xarakterizə etmək olar və onu daxili enerjinin dəyişməsindən tapmaq mümkündür. Daxili enerji VI Fəsil §1-də verilən tərifə görə zərrəciklərin kinetik və potensial enerjilərinin cəmindən ibarətdir. Bərk cisimlərdə zərrəciklər tarazlıq vəziyyətləri ətrafında rəqs edirlər. Onların rəqs amplitudlarını kiçik qəbul etsək həmin rəqsləri harmonik rəqs kimi hesab etmək olar. Harmonik rəqslərdə kinetik və potensial enerjilərin maksimum qiymətləri bir-birinə bərabər olurlar. Enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylandığını qəbul etsək, onda bərk cismin bir molunun daxili enerjisi

$$U = E_K + E_P = \frac{3}{2}RT + \frac{3}{2}RT = 3RT \qquad (10.7)$$

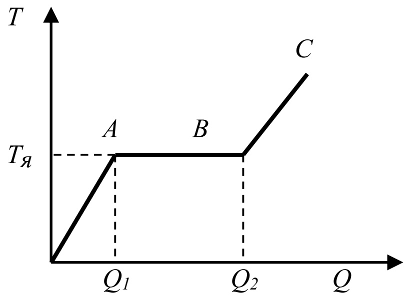
və (6.10) düsturuna görə

$$C = 3R \qquad (10.8)$$

alınar. Bu bərabərliyi P.Dyülonq və A.Pti təcrübi olaraq müəyyən etmişlər. ***Onların müəyyən etdiyi qanuna görə kimyəvi bəsit kristal bərk cisimlərin molyar istilik tutumu təqribən 3R -ə bərabərdir.*** Bərk cisimlərin molyar istilik tutumunu ifadə edən (10.8) düsturundan görünür ki, bu kəmiyyət kristalın quruluşundan, onun xassələrindən, temperaturdan asılı olmayıb, bütün kristallar üçün sabit kəmiyyətdir. Lakin təcrübələr göstərdi ki, bu fikir doğru deyildir. İstilik tutumu, xüsusən aşağı temperaturlarda *T*-dən kəskin asılıdır. Göstərilmişdir ki, bu uyğunsuzluq enerjinin bütün temperaturlarda sərbəstlik dərəcəsinə görə bərabər paylanmasının qəbul edilməsindədir. Harmonik ossilliyatorun orta kinetik enerjisi üçün M.Plankın verdiyi düstur və elektron qazının Fermi-Dirak statistikasına tabe olması göstərilən uyğunsuzluğu aradan qaldırmışdır.

§4. Ərimə. Hal diaqramı. Üçlük nöqtəsi

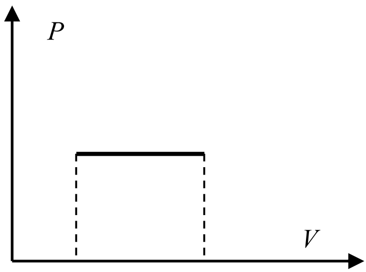
Cismin bərk haldan maye halına keçməsi ərimə, maye haldan bərk hala keçməsi isə kristallaşma adlanır. Ərimə zamanı istilk udulur, kristallaşmada isə həmin qədər istilik ayrılır. Ərimə və kristallaşma I növ faza keçididir (VIII Fəsil, §3), çünki bu prosesdə sıxlıq, daxili enerji, entropiya sıçrayışla dəyişir, temperatur isə sabit qalır. ***Sabit temperaturda bərk cismi mayeyə çevirmək üçün lazım olan istilik miqdarı ərimə istiliyi, vahid kütlə üçün isə xüsusi ərimə istiliyi adlanır***. Ərimə baş verən temperatur ***ərimə temperaturu*** adlanır. Cismi əritmək üçün əvvəlcə onu ərimə temperaturuna qədər qızdırmaq lazımdır. Bu temperatur əldə olunduqdan sonra cismə verilən istilik miqdarı onun əriməsinə xərclənir, bərk cisim tamamilə mayeyə çevrildikdən sonra onun temperaturu artmağa başlayır. Bu prosesdə temperaturun verilən istilik miqdarından asılılığı şəkil 64-də göstərilmişdir: *OA* düz xətti cismin qızmasını, *AB* – əriməsini, *BC* –mayenin qızmasını ifadə edir. Qrafikdən görünür ki, ərimə istiliyi Q_2-Q_1 fərqinə bərabərdir. *OA* hissəsi birfazalı (bərk), *AB* hissəsi ikifazalı (bərk və maye), *BC* hissəsi isə yenə birfazalı (maye) halı ifadə edir. Kristalın temperaturu ərimə temperaturuna çatdıqda qəfəsin anharmonik rəqslərinin amplitudu elə qiymət alır ki, qəfəs dağılır, uzaq quruluş pozulur, yaxın quruluşa keçir, yəni kristal mayeyə çevrilir. Qrafikin izotermik hissəsi göstərir ki, verilən istilik miqdarı tamamilə kristal quruluşun dağılmasına sərf olunur. Bu izoterma bərk və maye hallarının birgə termodinamik tarazlığını ifadə edir. İkifazalı sistemin bu tarazlığı maye və kristalın xüsusi həcmlərinin ixtiyari



Şəkil 64

dəyişməsində saxlanılır. Ərimə xəttinin hər bir nöqtəsi *P-V* (şəkil 65) diaqramında bir izobarla ifadə olunacaqdır.

Ərimə temperaturu təzyiqdən asılıdır. Təzyiqin dP qədər dəyişməsi ərimə temperaturunun $dT_ə$ dəyişməsinə gətirir. Bu dəyişmənin bucaq əmsalını bütün I növ faza keçidləri üçün doğru olan Klapeyron-Klauzius tənliyi ilə göstərmək olar. Burada, sadəcə olaraq xüsusi ərimə istiliyi λ, ərimə temperaturu, bərk cisim və mayenin xüsusi həcmlərini götürmək lazımdır. Onda (9.15) tənliyi aşağıdakı kimi yazılar:



Şəkil 65

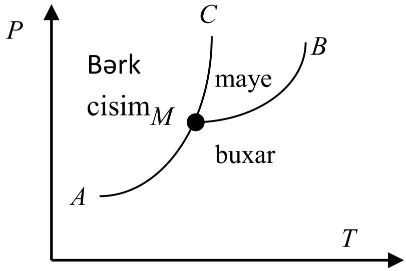
$$\frac{dP}{dT} = \frac{\lambda}{T\,(v_m - v_k)} \tag{10.9}$$

Bu düstur kristal-maye ikifazalı sistem üçün Klapeyron-Klauzius tənliyidir. Buradan görünür ki, $v_m > v_k$ olarsa ərimə temperaturu təzyiq artdıqca yüksəlir. Ancaq elə kristallar vardır ki, təzyiq artdıqda ərimə temperaturu aşağı düşür. Buz, parafin belə kristallardandır.

Elə maddələr vardır ki, onlar bərk haldan birbaşa buxar (qaz) halına keçir. Bu zaman da kristal-buxar keçidi I növ faza keçidi olur. Kristal-buxar ikifazalı sistemi üçün də termodinamik tarazlıq ödənir. Odur ki, bu sistemə də (9.15) və (10.9) tənliklərinə analoji Klapeyron-Klauzius tənliyini tətbiq etmək olar:

$$\frac{dP_S}{dT_S} = \frac{S}{T_S(v_b - v_k)} \tag{10.10}$$

Maye-buxar, kristal-maye və kristal-buxar I növ faza keçidlərini ifadə edən (9.15), (10.9) və (10.10) tənlikləri bir-birindən *P(T)* asılılığının bucaq əmsalları ilə fərqlənirlər. Eyni kimyəvi tərkibə malik olan maddə üçün bu keçidlər *P-T* diaqramında (şəkil 66) göstərilən əyrilərlə ifadə olunacaqlar. Qrafikdə *B* nöqtəsi böhran nöqtəsinə (VIII Fəsil, §3) uyğundur, *BM* xətti ilə buxar-maye, *CM* xətti ilə bərk cisim-maye, *AM* xətti ilə bərk cisim-buxar ikifazalı sistemlərin tarazlıq halları göstərilmişdir. Qrafikdən görünür ki, *M* nöqtəsində maddənin bütün halları –bərk, maye, qaz halları eyni zamanda mövcud və tarazlıqdadırlar. Ona görə də *M* nöqtəsi üçlük nöqtəsi adlanır. Üçlük nöqtəsi üç fazanın eyni zamanda mövcud olmasının şərtlərini təyin edir.



Şəkil 66

III BÖLMƏ. ELEKTRİK VƏ MAQNETİZM

Bu bölmədə elektrik və maqnit sahələrinin yaranması və xarakteristikaları, onların bir-birilə qarşılıqlı təsiri və qarşılıqlı çevrilməsi, bu sahələrdə sükunətdə və hərəkətdə olan yüklü zərrəciklərə təsir edən qüvvələr, elektromaqnit rəqsləri və dalğaları, onların alınması və xassələri öyrənilir. Elektromaqnit qarşılıqlı təsir qarşılıqlı təsirlər təsnifatında ən mühüm yer tutur.

Mexanikada və molekulyar fizikada impuls və enerji bilavasitə zərrəciyin (cismin, maye kütləsinin, atomun, molekulun və s.) özünə aid edilirdi (yalnız qravitasiya sahəsi üçün potensial enerjidən danışılmışdı). Bu bölmədə sahə anlayışı daxil etmədən qarşılıqlı təsiri izah etmək olmur. Ona görə də sahənin impulsu və enerjisi anlayışından istifadə edilir. Zərrəciklərin elektrik və maqnit sahələrində hərəkət tənliyi Nyutonun II qanunu ilə təsvir edilir. Bu qanuna qüvvə daxildir. Qəbul edilmişdir ki, qüvvə bir cismin digər cismə təsir ölçüsüdür. Deməli, Nyutonun II qanununda söhbət cisimlərin qarşılıqlı təsirindən gedir. Burada isə cisim və sahə qarşılıqlı təsirinə baxılır. Bu halda sahənin qüvvə xarakteristikası qəbul olunur (elektrik sahəsi üçün intensivlik, maqnit sahəsi üçün maqnit induksiyası).

Elektromaqnetizm üçün fəza və zaman anlayışları, eynivaxtlılığın nisbi xarakteri, hərəkətin nisbiliyi xüsusi əhəmiyyətə malikdir. Məhz Maksvelin elektromaqnit nəzəriyyəsi əsasında Eynşteyn nisbilik prinsipini bütün fiziki hadisələr üçün ümumiləşdirmiş və xüsusi nisbilik prinsipi vermişdir. Eynşteynin nisbilik prinsipinə görə bütün inersial sistemlərdə bütün fiziki hadisələr eyni tərzdə cərəyan edir. Buradan belə nəticə çıxır ki, təkcə elektrik sahəsi və ya təkcə maqnit sahəsinin mövcudluğu nisbi xarakter daşıyır, çünki bir inersial sistemə nəzərən sükunətdə olan yüklü zərrəcik, digər inersial sistemə nəzərən hərəkətdə olacaqdır. Birinci sistemə nəzərən yalnız elektrik sahəsi, ikinci sistemə nəzərən həm elektrik, həm də maqnit sahəsi yaranır. Sabit cərəyanlı naqil özü ilə bağlı inersial sistemə nəzərən təkcə sabit maqnit sahəsi, başqa inersial sistemə nəzərən isə dəyişən maqnit sahəsi yaradır. Bu isə öz növbəsində burulğanlı elektrik sahəsi əmələ gətirir. Bu sahələrin bir-birinə qarşılıqlı çevrilməsi nəticəsində elektromaqnit sahəsi yaranır. Sahənin nöqtədən-nöqtəyə ötürülməsi elektromaqnit dalğaları əmələ gətirir. Bu dalğalar həm mühitdə, həm də boşluqda (vakuumda) yayıla bilirlər.

Göründüyü kimi elektromaqnetizmin əsasları əvvəlki bölmələrdən fərqli olaraq sahə nəzəriyyəsi üzərində qurulur.

XI FƏSİL. ELEKTROSTATİK SAHƏNİN XARAKTERİSTİKALARI

§1. Elektrik yükü və onların qarşılıqlı təsiri. Kulon qanunu

Məlum olmuşdur ki, cisimləri bir-birinə sürtdükdə onlar yüngül əşyaları özlərinə cəzb edirlər. Məsələn, kəhrəba (kəhrəba yunanca elektron deməkdir) çubuğu yun parçaya, şüşə çubuğu ipək parçaya sürtdükdə onlar yüngül kağız qırıntılarını özlərinə çəkirlər. Sürtünmə zamanı çubuqlarda yaranan bu hadisə elektriklənmə adlanır. Elektriklənmə ölçüsü olaraq elektrik yükü anlayışı daxil edilir və bu kəmiyyət *q* ilə işarə olunur. Təcrübələr göstərdi ki, iki növ elektrik yükü vardır. Onları şərti olaraq müsbət və mənfi yüklər adlandırırlar. Elektriklənmiş cisimlərin yükü tam sayda elementar yüklərdən təşkil olunur, yəni ***elektrik yükü diskret kəmiyyətdir***. Elementar yük olaraq elektronun yükünün modulu qəbul olunur. Elektronun özünü və yükünü *e* ilə işarə edirlər. Onun yükü mənfidir. Yük vahidi olaraq BS-də *Kl* (Kulon) qəbul olunur. Elementar yük $1{,}6\cdot10^{-19}$ *Kl*-dur. Əgər cismin yükü *q* olarsa, orada olan elementar yüklərin sayı

$$N = \frac{q}{e}$$

ilə hesablanır.

Molekulyar-kinetik nəzəriyyəyə görə bütün cisimlər atom və molekullardan təşkil olunmuşlar. Atom və molekullarda müsbət və mənfi yüklərin sayı eynidir. Müsbət və mənfi yüklərinin sayı eyni olan zərrəciklər elektrik baxımından neytral olur. Atom elektroneytraldır. Atomun nüvəsində yükü elektronun yükünün moduluna bərabər olan müsbət yüklü proton vardır (kütləsi elektronun kütləsindən 1836 dəfə böyükdür). Nüvənin ətrafında mənfi yüklü elektronlar hərəkət edir. Neytral atomda elektronların sayı protonların sayına bərabər olur. Atom bu və ya digər səbəbdən elektronlarından birini və ya bir neçəsini itirirsə, belə atom müsbət ion adlanır (neytrallaşmamış müsbət yükü qalır).

Yüklənmiş cismin ölçülərini nəzərə almamaq mümkün olarsa, o ***nöqtəvi yük*** adlanır.

Elektrik yükü bir cisimdən digərinə verilə bilər, yüklü cisimləri birləşdirdikdə onların yükü toplana bilər. Toplanma cəbri toplanmadır, yəni yükləri cəmlədikdə onların işarəsi nəzərə alınır. Eyni miqdarda, lakin əks işarəli yükləri olan iki eyni ölçülü yağ damcıları birləşdikdə yekun damcının yükü sıfra bərabər olur. Bu, yükün itməsi deyildir. Sadəcə olaraq yüklər bir-birini neytrallaşdırırlar. ***Elektroqapalı sistem daxilində gedən proseslərdən asılı olmayaraq onun yüklərinin cəbri cəmi həmişə sabit qalır.*** Bu ifadə *elektrik yükünün saxlanma qanunu* adlanır.

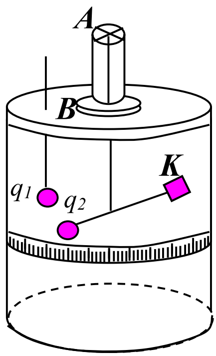
Elektrik yükü zərrəciyin xarakteristikalarından biridir. Bütün elektrik, maqnit hadisələri elektrik yükünün mövcudluğunu təsdiq edir.

Elektrik yükləri bir-birilə qarşılıqlı təsirdə olurlar. Sükunətdə olan yüklərin qarşılıqlı təsirini öyrənən bölmə ***elektrostatika*** adlanır. Burada eyni adlı yüklər bir-birini itələyir, müxtəlif adlılar isə bir-birini cəzb edirlər. Onlar arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi ***Kulon qanunu*** ilə təyin olunur. Bu qanuna görə ***boşluqda sükunətdə olan iki nöqtəvi yük onların hasili ilə düz, aralarındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasib olan qüvvə ilə bir-birinə təsir edirlər:***

$$\overline{F} = k\frac{|q_1||q_2|}{r^2}\cdot\frac{\vec{r}}{|\vec{r}|} \qquad (11.1)$$

Bu qüvvə nöqtəvi yükləri birləşdirən düz xətt üzərində yerləşir, yüklərin özlərinə tətbiq olunur, Nyutonun III qanununu ödəyir. Burada *k* mütənasiblik əmsalı olub (11.1) düsturuna daxil olan kəmiyyətlərin ölçü vahidinin seçilməsindən asılıdır. BS-də $k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o}$ -dır ($\varepsilon_o = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m}$ olub, elektrik sabiti adlanır).

Kulon bu qanunu təcrübi olaraq müəyyən etmişdir. O, burulma tərəzisindən istifadə etmişdir (şəkil 67). İçərisindən havası çıxarılmış qapalı silindrik qaba simmetriya oxu boyunca burulma modulu məlum olan nazik metal sim salınmışdır. Simin yuxarı ucu *A* nöqtəsinə bərkidilmiş, aşağı ucuna isə üfüqi halda çubuq bağlanmışdır. Çubuğun bir ucunda kürəcik, digər ucunda isə onu tarazlaşdıran cisim vardır. Qabın içərisinə *B* nöqtəsindən başqa çubuq salınmışdır. Bu çubuğun ucuna da eyni kürəcik bərkidilmişdir. Kürəciklərə yük verdikdə üfüqi çubuq şkala boyunca dönür. Kürəciklərə müxtəlif yüklər verməklə, kürəciklər arasındakı (kürəciklər şkala müstəvisində olurlar) məsafəni dəyişməklə çubuğun dönmə bucağı dəyişir və onlar arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi şkaladan təyin olunur. Bu təcrübə ilə tapılmış Kulon qanunu sonrakı təcrübələrlə də təsdiq olunmuşdur.



Şəkil 67

Kulon qanununun (11.1) ifadəsi boşluqda yerləşdirilmiş nöqtəvi yüklər arasında təsir edən qüvvəni hesablamaq üçündür. Təcrübələr göstərir ki, yüklər mühitdə (məsələn, kerosində) olduqda bu qüvvə azalır. Mühitdə Kulon qanunu aşağıdakı düsturla ifadə olunur:

$$\vec{F} = k\frac{|q_1||q_2|}{\varepsilon r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|} \tag{11.2}$$

Burada ε - mühitin ***dielektrik nüfuzluğu*** olub, ölçüsüz kəmiyyətdir.

§2. Elektrik sahəsi. Elektrik sahəsinin intensivliyi

Sükunətdə olan yük öz ətrafında sahə yaradır. Bu sahə elektrostatik və ya elektrik sahəsi adlanır. Sahəyə başqa yük gətirilərsə, ona qüvvə təsir edir. Bu o deməkdir ki, həmin nöqtədə elektrik sahəsi vardır. Bu həm də onu göstərir ki, yüklər arasındakı qarşılıqlı təsir sahə vasitəsilə ötürülür. Mexanikada olduğu kimi burada da qarşılıqlı təsirin ani olaraq ötürüldüyünü qəbul edəcəyik. Belə qarşılıqlı təsir ***yaxına təsir*** adlanır (həqiqətdə isə qarşılıqlı təsirin yayılma sürəti sonludur və işığın boşluqdakı sürətindən böyük deyildir).

Elektrik sahəsinin qüvvə xarakteristikası olaraq vahid müsbət yükə təsir edən qüvvə götürülür. Bu kəmiyyət ***elektrik sahəsinin intensivliyi*** adlanır, $\vec{E}$ ilə işarə olunur və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{|q_o|} \tag{11.3}$$

Burada $|q_o|$ -***sınaq yükü*** adlanır.

Göründüyü kimi, intensivlik vektorial kəmiyyətdir və qüvvənin istiqamətində yönəlir. Bütün nöqtələrində intensivliyinin qiyməti və istiqaməti sabit qalan sahə ***bircins elektrik sahəsi*** adlanır. Bircins sahə sonsuz böyük ölçülərə malik olan yüklənmiş müstəvi tərəfindən yaradılır. Nöqtəvi yükün sahəsi qeyri-bircins sahədir. Elektrik sahəsini təsvir etmək üçün ***intensivlik xətləri*** anlayışından istifadə olunur (bu anlayış mayelərdə cərəyan xətləri anlayışına ekvivalentdir (IV Fəsil, §1). ***Hər bir nöqtəsində intensivlik vektoru toxunan istiqamətdə yönəlmiş xətt intensivlik xətti adlanır.*** Bu xətlər müsbət yükdən çıxır, mənfi yükə daxil olur. İntensivlik xətlərinə perpendikulyar yerləşmiş vahid səthdən keçən xətlərin sayı isə həmin yerdə intensivliyin ədədi qiymətini göstərir:

$$E = \frac{N}{S} \tag{11.4}$$

Tutaq ki, nöqtəvi $|q|$ yükünün sahəsinə nöqtəvi $|q_o|$ sınaq yükü gətirilmişdir. Bu yüklər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi (11.1) düsturuna əsasən

$$\overline{F} = k\frac{|q||q_o|}{r^2}\cdot\frac{\vec{r}}{r}$$

şəklində olur. $|q|$ yükünün özündən *r* məsafədə yaratdığı sahənin intensivliyi (11.3) düsturuna əsasən aşağıdakı kimi tapılır:

$$\vec{E} = k\frac{|q|}{r^2}\cdot\frac{\vec{r}}{r} \quad \text{və ya} \quad \vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\frac{|q|}{r^2}\cdot\frac{\vec{r}}{r} \tag{11.5}$$

Sınaq yükü o qədər kiçik götürülür ki, onun yaratdığı sahə nəzərə alınmır.

Nöqtəvi yükdən çıxan intensivlik xətlərinin sayını tapaq. Nöqtəvi yükün intensivlik xətləri radial xətlərdir. Onda bu xətlərə perpendikulyar olan səth sfera olacaqdır. Radiusu *r* olan sferanın səthinin sahəsi $4\pi r^2$ olduğundan bu səthdən keçən intensivlik xətlərinin sayı (11.4) və (11.5) düsturlarına görə

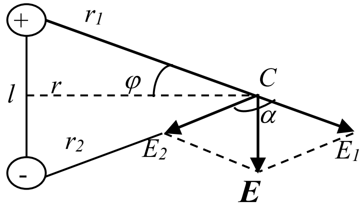
$$N = E\cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\frac{q}{r^2}\cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_o} \tag{11.6}$$

olar. Əgər elektrik sahəsi bir neçə yük tərəfindən yaradılarsa, onda yekun sahənin intensivliyi ayrı-ayrı yüklərin yaratdığı sahələrin intensivliklərinin vektorial cəminə bərabər olur:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + ... + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^{n}\vec{E}_i \tag{11.7}$$

Bu **düstur** ***sahələrin superpozisiya (toplanma) prinsipini*** ifadə edir.

Superpozisiya prinsipindən istifadə edərək bir-birindən l məsafədə yerləşmiş, qiymətcə bərabər, işarəcə əks olan yüklər sisteminin C nöqtəsində yaratdıqları sahənin intensivliyini hesablayaq. Belə sistem dipol adlanır. Dipoldan C nöqtəsinə qədər məsafəni r ilə işarə edək (şəkil 68). Dipolun müsbət yükü C nöqtəsində $\vec{E}_1$ (intensivlik xətti müsbət yükdən çıxır), mənfi yükü isə $\vec{E}_2$ (intensivlik xətti mənfi yükə daxil olur) intensivliyi yaradırlar. Superpozisiya prinsipinə görə yekun intensivlik onların vektoru cəminə bərabərdir:



Şəkil 68

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

Kosinuslar teoremindən istifadə edərək $\vec{E}$-nin ədədi qiymətini

$$E = \sqrt{E_1^{\,2} + E_2^{\,2} + 2E_1E_2\cos\alpha}$$

düsturundan hesablamaq olar.

Burada $E_1 = k\dfrac{q}{r_1^2}$, $E_2 = k\dfrac{q}{r_2^2}$, şəkildən isə $r_1^2 = r_2^2 = r^2 + \dfrac{l^2}{4}$,

$\cos\alpha = \cos(180^o - 2\varphi) = -\cos 2\varphi = -(\cos^2\varphi - \sin^2\varphi)$ və

$\cos^2\varphi = \dfrac{r^2}{r^2 + \dfrac{l^2}{2}}$, $\sin^2\varphi = \dfrac{\dfrac{l^2}{4}}{r^2 + \dfrac{l^2}{2}}$ olduğunu nəzərə alsaq

$$E = k\frac{ql}{r^3} \tag{11.8}$$

olar. Dipolun yükünün yüklər arasındakı məsafəyə hasili ***dipol momenti*** adlanır və $\vec{P}$ ilə işarə olunur:

$$\vec{P} = q\vec{l} \qquad (11.9)$$

Dipol momenti vektorial kəmiyyətdir, onun istiqaməti mənfi yükdən müsbət yükə doğru qəbul olunur. (11.9) düsturunu (11.8)-də yerinə yazsaq

$$E = k\frac{2P}{r^3} \qquad (11.10)$$

alarıq. Buradan görünür ki, dipolun sahəsinin intensivliyi məsafənin kubu ilə azalır.

§3. İntensivlik seli. Qauss teoremi

Tutaq ki, intensivlik xətləri şəkil 69-da göstərilən istiqamətdədir. Üfüqi yerləşdirilmiş ΔS səthindən keçən intensivlik xətlərinin sayı (11.5) düsturuna görə

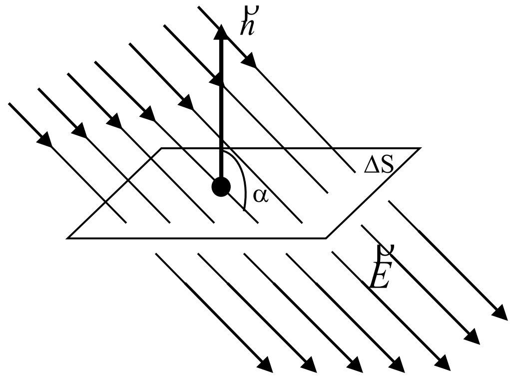
$$\Delta N = E\Delta S\cos\alpha \qquad (11.11)$$

olar. Burada α- səthin normalı $\vec{n}$ ilə intensivlik vetoru arasındakı bucaqdır. ***Səthə perpendikulyar istiqamətdə çəkilmiş vahid vektor səthin normalı adlanır*** və $\vec{n}$ ilə işarə olunur. Səth ixtiyari formada olarsa orada ayrılmış hər elementar səthin özünün normalı olacaq və ona görə də α bucağı müxtəlif səth elementləri üçün müxtəlif olacaqdır. Bu halda (11.11) düsturu

$$\Delta N_i = E_i\Delta S_i \cdot \cos\alpha_i \quad \text{və ya} \quad dN = E_n dS \qquad (11.12)$$

olar. Bu ifadə intensivlik xətlərinə perpendikulyar qoyulmuş *dS* elementar səthdən keçən intensivlik xətlərinin sayını göstərir. Verilmiş səthdən keçən intensivlik xətlərinin sayına ədədi qiymətcə bərabər olan kəmiyyətə ***inetensivlik vektorunun seli*** deyilir, F_E ilə işarə edilir. İxtiyari açıq səth üçün

$$\Phi_E = \int_S E_n dS,$$



Şəkil 69

qapalı səth üçün

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS \qquad (11.13)$$

düsturu ilə hesablanır. İntensivlik seli skalyar kəmiyyətdir. Səthin normalının seçilməsindən asılı olaraq sel müsbət və mənfi ola bilər: normalın verilmiş istiqamətində müsbətdirsə, əks istiqamətində mənfidir. Qapalı ixtiyari səth elementi üçün xaricə doğru yönəlmiş normalın istiqamətini müsbət qəbul edəcəyik. Ona görə də qapalı səthdən xaricə çıxan sel müsbət, daxil olan sel mənfi olacaqdır. Şəkil 69-da ΔS müstəvi səthinin yalnız bir normalı vardır. Ona görə də səthə daxil olan sel *F*, səthdən çıxan sel - *F* olar, səthdən keçən selin dəyişməsi Δ *F*= *F*-*F*=0 verər. Əgər səthi 180° fırlatsaq (bu, normalın istiqamətinin əks istiqamətdə dəyişməsi deməkdir) onda selin dəyişməsi Δ *F*= *F-(-F)=2F* olar.

Göstərdik ki, nöqtəvi yükü əhatə edən sferik səthdən keçən intensivlik seli (11.6) düsturuna görə q/ε_0 -a bərabərdir. ***Qauss teoremində deyilir ki, ixtiyari miqdarda yükləri əhatə edən ixtiyari qapalı səthdən keçən intensivlik seli yüklərin cəbri cəminin*** ε_0 ***-a nisbətinə bərabərdir.*** Bu teoremi isbat etmək üçün sahələrin superpozisiya prinsipini (11.13) düsturunda nəzərə almaq kifayətdir. Doğrudan da (11.7)-ni (11.13)-də yerinə yazsaq

$$\oint_S E_n dS = \int_S (\sum E_{ni}) dS = \sum \oint_S E_{ni} dS = \frac{\sum q_i}{\varepsilon_o} \tag{11.14}$$

Bu, Qauss teoreminin riyazi ifadəsidir. Buradan görünür ki, qapalı səthin daxilində yük yoxdursa, intensivlik seli sıfra bərabər olacaqdır.

Qauss teoremindən istifadə edərək bəzi yüklərin intensivliyini hesablayaq. Səthində *q* yükü olan müstəvinin yaratdığı sahənin bir tərəfində intensivlik seli (11.5) düsturuna əsasən

$$\frac{N}{2} = E_1 S = \frac{q}{2\varepsilon_o} \quad \text{və ya} \quad E_1 = \frac{q}{2S\varepsilon_o}; \; E_1 = \frac{\sigma}{2\varepsilon_o} \tag{11.15}$$

Burada $\sigma = \dfrac{q}{S}$ olub, ***yükün səth sıxlığı*** adlanır və ***vahid səthə düşən yükün miqdarını*** göstərir. İki lövhə bir-birinə paralel yerləşərsə və onların yük sıxlığını σ və $-\sigma$ olarsı bu lövhələr arasındakı sahənin intensivliyi (11.15) düsturuna görə

$$E = 2E_1 = \frac{q}{S\varepsilon_o} = \frac{\sigma}{\varepsilon_o} \tag{11.16}$$

olar.

Yükünün səth sıxlığı σ və radiusu *R* olan sferanın *r* məsafədə yaratdığı sahənin intensivliyi

$$E \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_o} \quad \text{və ya} \quad E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o} \cdot \frac{q}{r^2} \qquad \text{olur.}$$

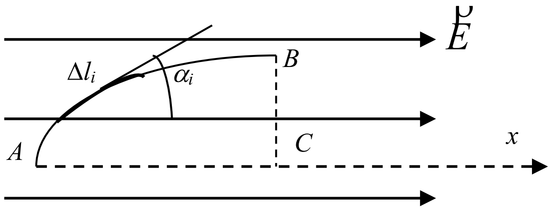
Buradan sferanın səthində, yəni *r=R* olduqda

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o} \cdot \frac{q}{R^2}, \tag{11.17}$$

sferanın daxilində, yəni *r*<*R* olduqda isə $E = 0$ alınır.

§4. Elektrostatik sahədə görülən iş. Potensiallar fərqi

Tutaq ki, müsbət q_o yükü intensivliyi *E* olan bircins elektrostatik sahədə *A* nöqtəsindən *B* nöqtəsinə ixtiyari trayektoriya ilə yerini dəyişir. *A* və *B* nöqtələrinin koordinatlarını uyğun olaraq x_1, y_1, z_1 və x_2, y_2, z_2 ilə işarə edək. Sahənin intensivlik



Şəkil 70

xətləri *x* istiqamətində yönəlmişdir. Zərrəciyə təsir edən qüvvə də *x* istiqamətində olacaqdır. Sahə bircins olduğu üçün q_o yükünə bütün nöqtələrdə təsir edən qüvvə sabitdir. Elementar Δl_i yolunda *x* istiqamətində görülən iş (II Fəsil, §4)

$$\Delta A_x^{/} = F\Delta l_i \cdot \cos\alpha_i = F\Delta x_i$$

Bütün yolda görülən iş

$$A_x^{/} = \int F dx \qquad (11.18)$$

olur. Baxdığımız misalda $F = const$ və elementar yolların proyeksiyalarının cəmi $AC = x_2 - x_1 = x = l_x$ olduğundan

$$A_x^{/} = Fx = Fl_x \quad \text{olar.}$$

Burada (11.3) düsturunu nəzərə alsaq

$$A_x^{/} = q_o E l_x \quad \text{və ya} \quad A_x^{/} = q_o E(x_2 - x_1) \qquad (11.19)$$

Sahə *x* istiqamətində yönəldiyi üçün $E_x = E$, $E_y = 0$ və $E_z = 0$ -dır. Ona görə də *y* və *z* istiqamətlərində, yəni intensivlik xətlərinə perpendikulyar istiqamətdə iş görülmür. Sahənin intensivlik xətləri *x, y, z* oxlarına nəzərən ixtiyari istiqamətdə yönələrsə, oxlar üzrə elementar yolda görülən iş

$$dA_x^{/} = q_o E_x dx$$

$$dA_y^{/} = q_o E_y dy$$

$$dA_z^{/} = q_o E_z dz$$

və

$$dA^{/} = q_o (E_x dx + E_y dy + E_z dz)\,; \quad A^{/} = q_o \int (E_x dx + E_y dy + E_z dz)$$

olar. Görülən iş potensial enerjinin azalmasına bərabər olduğundan

$$-dE_P = A^{/} \quad \text{və ya} \quad -\frac{dE_P}{q_o} = \int (E_x dx + E_y dy + E_z dz) \qquad (11.20)$$

alınar. Bərabərliyin sağ tərəfi sahədə hərəkət edən yükdən asılı olmayıb, sahəni xarakterizə edən skalyar kəmiyyətdir. Sahənin bircins və *x* istiqamətində yönəldiyini qəbul etsək (11.20) tənliyindən (11.19) düsturu alınar

$$\frac{A_x^{/}}{q_o} = Ex_2 - Ex_1 \qquad (11.21)$$

Buradan görünür ki, vahid müsbət yükün sahədə yerdəyişməsi zamanı görülən iş Ex kəmiyyətinin dəyişməsinə bərabərdir. Bu kəmiyyət sahənin verilmiş nöqtəsinin ***potensialı,*** onların fərqi isə ***potensiallar fərqi*** adlanır. Bu kəmiyyəti φ ilə işarə etsək (11.21) –i aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$\frac{A_x^{/}}{q_o} = \varphi_2 - \varphi_1 \qquad (11.22)$$

Bu ifadə göstərir ki, ***potensiallar fərqi vahid müsbət yükün yerdəyişməsi zamanı görülən işə ədədi qiymətcə bərabər olan skalyar kəmiyyətdir.*** Göründüyü kimi, sahənin verilmiş nöqtəsinin potensialı həmin nöqtənin koordinatından asılıdır. (11.20) və (11.22) düsturlarının müqayisəsindən

$$\frac{A_x^{/}}{q_o} = -\frac{dE_P}{q_o} = \varphi_2 - \varphi_1 \qquad (11.22^{/})$$

alınar. Bu isə o deməkdir ki, vahid müsbət yükün yerdəyişməsi zamanı görülən iş potensial enerjinin azalması hesabına olur. Buradan alınır ki, *A* nöqtəsinin potensialı (şəkil 70) *B* nöqtəsinin potensialından böyükdür. Potensiallar fərqi *gərginlik* adlanır və *U* ilə işarə olunur:

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 \qquad (11.23)$$

Potensiallar fərqini, gərginliyi ölçmək üçün istifadə olunan cihaz ***elektrometr*** adlanır.

İsbat etmək olar ki, *AB* yolunda görülən iş yolun formasından asılı deyildir. Bunu isbat etmək üçün Δl_i parçasını fəzanın ixtiyari yerində götürək. Yenə də həmin indekslərdən istifadə etsək, eyni nəticəni alarıq. Deməli, elektrostatik sahə potensial sahədir. Bu sahənin gördüyü iş yolun formasından asılı deyildir və qapalı yolda görülən iş sıfra bərabərdir. Buradan belə əhəmiyyətli nəticə çıxır ki, elektrostatik sahədə qapalı kontur boyunca gərginlik sıfra bərabərdir. Bu nəticəni (11.20) düsturuna əsasən aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$U = \oint E_l dl = 0 \qquad (11.24)$$

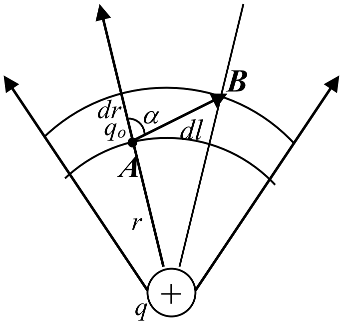
Sahənin və hərəkət edən zərrəciyin (sahənin potensial enerjisinin azalması yükün kinetik enerjisinin artmasına bərabərdir) gördüyü işlərin arasındakı $A^{/} = -A$ münasibətini və (11.23), (11.22) düsturlarını nəzərə alsaq

$$A = q_o U \qquad (11.25)$$

yaza bilərik.

Yuxarıda deyilənlər göstərir ki, potensiallar fərqi, gərginlik sahənin enerji xarakteristikasıdır. BS-də potensial, potensiallar fərqi və gərginlik *Voltla (V)* ölçülür. Potensiallar fərqi 1*V* olan sahədə elektron hərəkət edərkən onun kinetik enerjisi (11.25) düsturuna görə $1{,}6\cdot10^{-19}C$ olur. Bu kəmiyyət sistemdən kənar enerji vahidi qəbul edilir, ***elektron-volt*** adlanır və *eV* ilə işarə olunur.

İndi isə (11.18) düsturuna əsasən nöqtəvi yükün yaratdığı sahənin potensialını hesablayaq. Tutaq ki, müsbət q_o yükü $+q$ yükünün sahəsində elementar *dl* yerdəyişməsi icra edir. Şəkil 71-dən görünür ki, $dl\cos\alpha = dr$-dir. Onda



Şəkil 71

$$A = \int_{r_1}^{r_2} F dr$$

olar. Burada $F = k\dfrac{q_o q}{r^2}$ olduğunu nəzərə alıb, inteqrallama aparsaq

$$A = k\frac{q_o q}{r_1} - k\frac{q_o q}{r_2}$$

alarıq. Buradan (11.22) düsturuna əsasən

$$\varphi = k\frac{q}{r} \qquad (11.26)$$

alarıq. Bu düstur nöqtəvi yükün sahəsinin özündən *r* məsafədə potensialını təyin edir.

§5. İntensivlik ilə potensiallar fərqi arasında əlaqə. Ekvipotensial səthlər

Əvvəlki paraqrafda gördük ki, elektrostatik sahə intensivlik və potensiallar fərqi (potensial normalaşdırma tələb edən kəmiyyət olduğu üçün onun fərqi ilə işləmək əlverişlidir) ilə xarakterizə olunur. Bu kəmiyyətlərdən birincisi vektorial kəmiyyət olub sahənin qüvvə, ikincisi isə skalyar kəmiyyət olub sahənin enerji xarakteristikasıdır. Onlardan potensiallar fərqi daha rahat kəmiyyətdir. Ona görə ki, istiqamətini axtarmaq lazım gəlmir, həm də bu kəmiyyəti bilavasitə ölçən cihazlar (elektrometr, voltmetr və s.) mövcuddur.

İntensivliklə potensiallar fərqi arasındakı əlaqəni (11.20) düsturunda (11.22′)-ni nəzərə almaqla tapmaq olar:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = -\int (E_x dx + E_y dy + E_z dz) \qquad (11.27)$$

Sahənin intensivlik xətləri təkcə *x* istiqamətində olarsa, $E_y = 0, E_z = 0$ olar və (11.27) düsturu aşağıdakı kimi yazılar:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = -\int E_x dx \qquad (11.27')$$

Bu ifadənin hər tərəfini differensiallasaq, alarıq

$$E_x = -\frac{d(\varphi_1 - \varphi_2)}{dx}$$

Lakin intensivlik vektorial kəmiyyət olduğu üçün onu vektor şəklinə salmaq lazımdır. Bu skalyar ifadənin hər tərəfini *x* oxu boyunca yönəlmiş $\vec{i}$ vahid vektora vuraq və istiqamətlər çox olduğu üçün $\frac{d}{dx}$ əvəzinə $\frac{\partial}{\partial x}$ (xüsusi törəmə) yazaq. Onda

$$\vec{i} E_x = -\vec{i}\frac{\partial(\varphi_1 - \varphi_2)}{\partial x} \quad \text{və ya} \quad \vec{E}_x = -\vec{i}\frac{\partial(\varphi_1 - \varphi_2)}{\partial x}$$

olar. Bu əməliyyatları *y* və *z* oxları üçün də aparsaq

$$\vec{E}_y = -\vec{j}\frac{\partial(\varphi_1 - \varphi_2)}{\partial y} \quad \text{və} \quad \vec{E}_z = -\vec{k}\frac{\partial(\varphi_1 - \varphi_2)}{\partial z}$$

alarıq. Digər tərəfdən $\vec{E}_x + \vec{E}_y + \vec{E}_z = \vec{E}$-dir. Bu düsturda onların yuxarıdakı ifadələrini yerinə yazaraq

$$\vec{E} = -(\vec{i}\frac{\partial}{\partial x} + \vec{j}\frac{\partial}{\partial y} + \vec{k}\frac{\partial}{\partial z})(\varphi_1 - \varphi_2) \tag{11.28}$$

olduğunu görərik. Bu düstur intensivliklə potensiallar fərqi arasında əlaqəni ifadə edir. İxtiyari l istiqaməti üçün (11.28)-i aşağıdakı kimi skalyar şəkildə yazmaq olar

$$E = -\frac{d(\varphi_1 - \varphi_2)}{dl} \quad \text{və ya} \quad E = -\frac{\Delta(\varphi_1 - \varphi_2)}{\Delta l}$$

Bu yazılış özlü mayelərin hərəkətində və qazlarda köçürmə hadisələrində rast gəldiyimiz qradiyentdir (qrad). Bu işarələməni qəbul etsək (11.28)-i

$$\vec{E} = -grad(\varphi_1 - \varphi_2) \tag{11.28$'$}$$

kimi də yazmaq olar. Sahə bircins və x istiqamətində olarsa

$$\vec{E}_x = -\vec{i}\frac{\Delta(\varphi_1 - \varphi_2)}{\Delta x} \quad \text{və ya} \quad \Delta x = l \quad \text{və} \quad (\varphi_1 - \varphi_2) = U$$

yazsaq intensivlik skalyar şəkildə bircins sahə üçün

$$E = \frac{U}{l} \quad \text{və} \quad U = El \tag{11.29}$$

olar. Nöqtəvi yükün sahəsi üçün isə (11.26) düsturundan

$$E = k\frac{q}{r^2} \tag{11.30}$$

alarıq.

(11.29) və (11.30) ifadələrindən görünür ki, sahəni yaradan mənbədən eyni məsafədə duran nöqtələrdə gərginlik (potensial, potensiallar fərqi) eyni olur. ***Eyni potensiallı nöqtələrin həndəsi yerinə ekvipotensial səth deyilir.*** Bircins sahədə ekvipotensial səthlər sahənin intensivlik xətlərinə perpendikulyar yerləşmiş müstəvilər, nöqtəvi yükün ekvipotensial səthləri isə mərkəzləri nöqtəvi yükdə olan konsentrik sferalardır. İntensivlik xətləri ekvipotensial səthin hər bir elementinə perpendikulyar olur.

Ekvipotensial səthin tərifindən görünür ki, yük bu səthlər üzrə hərəkət etdikdə iş görülmür. Bu anlayışdan istifadə edərək elektrostatik sahədə görülən işin yolun formasından asılı olmadığını isbat etmək olar.

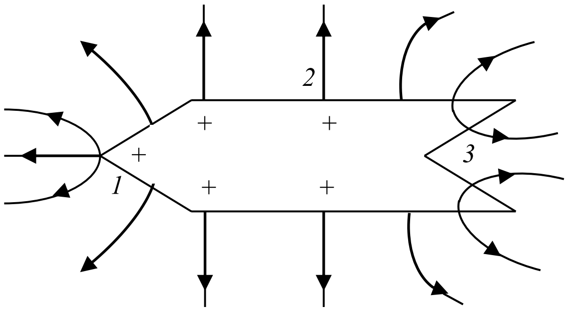
Ekvipotensial səthlərin forması sahəni yaradan mənbədə yüklərin paylanmasından asılıdır.

XII FƏSİL. NAQİLLƏR VƏ DİELEKTRİKLƏR ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ

§1. Naqillər elektrik sahəsində

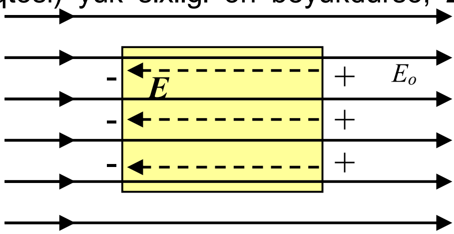
Bu bölmənin girişində qeyd edildi ki, elektrik baxımından naqillər başqa maddələrdən onunla fərqlənir ki, onlarda çoxlu sərbəst yüklər olur. Metallarda bu yüklər sərbəst elektronlardır. XI Fəsildən məlum oldu ki, sahənin nöqtələrində intensivlik sıfırdan fərqli, potensiallar isə müxtəlif olarsa yüklü zərrəciyə qüvvə təsir edəcək və o, sahədə yerini dəyişəcəkdir. Odur ki, naqildə yüklərin tarazlıqda olması üçün onun daxilində bütün nöqtələrinin potensialı eyni olmalıdır. Onda (11.28$^{/}$) düsturundan naqilin daxilində intensivliyin sıfır olduğu alınır. Qauss teoreminə əsasən ((11.14 düsturu) intensivlik sıfır olarsa qapalı səthin daxilində yük olmur. Bu mülahizələri ümumiləşdirərək belə nəticə söyləmək olar: yükləri tarazlıqda olan naqilin daxilində $E = 0, q = 0$ olduğu üçün onun səthi ekvipotensial səth olur, naqilin bütün yükləri onun səthində paylanır. Naqilin səthi ekvipotensial səth olduğu üçün intensivlik vektoru səthin hər bir nöqtəsində ona normal istiqamətdə yönəlir. İçi boş olan naqildə də yüklərin tarazlıq şərtləri içi dolu naqillərdəki kimidir. İçi boş olan naqilin daxili səthinə yüklənmiş çubuq toxundursaq onun yükü tamamilə naqilə axacaqdır. Bu təcrübə göstərir ki, çubuqdan alınan yüklər naqilin daxili səthində qalmır, bütün yük naqilin xarici səthinə çıxır.

Naqilin səthi sferik və ya sonsuz ölçülərə malik müstəvi formasında olarsa yüklərin səth sıxlığı bütün nöqtələrdə eyni olur, yəni yüklər naqilin səthi üzrə bərabər paylanır. Naqilin səthi mürəkkəb formada olduqda yüklərin paylanması qeyri-bərabər olur;



Şəkil 72

səthin müxtəlif nöqtələ-rində yükün səth sıxlığı müxtəlif olur (şəkil 72). Səthin iti yerində (1 nöqtəsi) yük sıxlığı ən böyükdürsə, 2 nöqtəsində ondan az, 3 nöqtəsində isə demək olar ki, yük olmur. Naqili yükləndirdikcə iti ucda yükün sıxlığı elə böyük qiymət ala bilər ki, ətrafdakı hava ionlaşa bilər. İonlaşma zamanı müsbət ionlar naqilin iti ucundan axın (külək) yaradırlar. Fizioterapiyada müsbət ionların küləyindən müalicə məqsədi ilə istifadə olunur.



Şəkil 73

Naqili elektrostatik sahəyə saldıqda da onun yükləri səthə yığılırlar və bu halda da naqilin daxilində $E = 0$, bütün nöqtələrində $\varphi = const$ və səthinin hər bir elementində intensivlik vektoru səthə normal istiqamətdə yönəlir. Tutaq ki, düzbucaqlı paralelopiped şəklində olan naqil intensivliyi E_o olan elektrostatik sahəyə gətirilmişdir (şəkil 73). Bu zaman naqilin daxilindəki sərbəst yüklər hərəkətə gələcək, müsbət yüklər naqilin E_o istiqamətində yerləşmiş səthinə, mənfi yüklər isə əks tərəfdəki səthə yığılacaqdır. Bu halda da naqilin daxilində yük qalmayacaqdır. İnduksiyalanmış yüklərin naqilin daxilində yaratdığı sahənin intensivliyi xarici sahənin intensivliyinə ədədi qiymətcə bərabər olana qədər yüklərin səthlərə yığılması davam edəcəkdir. Şəkil 73-də bütöv xətlərlə xarici, qırıq xətlərlə induksiyalanmış yüklərin intensivlik xətləri göstərilmişdir. Onlar qiymətcə bərabər, istiqamətcə əks olurlar, ona görə də naqilin daxilində sahənin intensivliyi sıfır olur. Elə bil ki, xarici sahənin naqilin səthinə düşən intensivlik xətləri mənfi yüklənmiş səthdə qurtarır, ortada olmur, yenidən müsbət yüklənmiş səthdən çıxırlar. Deməli, elektrik sahəsinə gətirilmiş neytral naqil xarici sahənin intensivlik xətlərinin özünə düşən payını qırırlar, kəsirlər.

Bu təcrübəni içi boş naqillə də apardıqda eyni nəticə alınır: naqilin boşluğunda yenə də sahə sıfra bərabər olur. Naqillərin daxilində sahənin olmaması xassəsini nəzərə alaraq elektrik cihazlarının gövdəsini metaldan düzəldir və onu yerlə bağlayırlar. Bu halda cihaz elektrik sahəsindən mühafizə olunur.

§2. Dielektriklər elektrik sahəsində

Naqillərdən fərqli olaraq dielektriklərdə demək olar ki, sərbəst yüklər yoxdur, lap az miqdardadır ($10^{16} \div 10^{20}$ dəfə azdır). Dielektriklər əsasən neytral atom və molekullardan təşkil olunurlar. Əgər molekullarda müsbət və mənfi yüklər simmetrik paylanmışsa, belə dielektrik qeyri-polyar, molekullarda müsbət və mənfi yüklərin yük mərkəzləri üst-üstə düşmürsə – polyar dielektrik adlanır. Deməli, polyar dielektriklərin molekulları dipol şəklində olurlar (I Fəsil, §2). Hər bir molekulun dipol momenti (11.9) düsturuna əsasən

$$\vec{P}_i = q_i \vec{l}_i \tag{12.1}$$

olur.

Xarici sahə olmadıqda dipollar dielektrik daxilində xaotik paylanırlar və onların vektorial cəmi sıfra bərabər olur. Polyar dielektriki elektrik sahəsinə gətirdikdə dipollar elektrostatik sahənin intensivlik xətləri boyunca istiqamətlənirlər. Qeyri-polyar dielektriki elektrik sahəsinə gətirdikdə onun molekulları xarici sahə istiqamətində dipola çevrilirlər (sahə istiqamətində induksiyalanmış dipol yaranır). Hər iki halda müxtəlif adlı yüklər qütbləşirlər. Bu hadisə ***dielektrikin polyarlaşması*** adlanır. Dielektriklərin polyarlaşma ölçüsü olaraq vahid həcmin dipol momenti qəbul olunur və aşağıdakı vektoru cəmlə hesablanır:

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^{n} \vec{P}_i = \sum_{i=1}^{n} q_i l_i \qquad (12.1')$$

Burada $\vec{P}_i$ (12.1) düsturu ilə ifadə olunmuş bir atomun, molekulun dipol momentidir.

Polyarizasiya vektoru elektrik sahəsinin intensivliyi ilə mütənasibdir:

$$\vec{P} = \chi \varepsilon_o \vec{E} \qquad (12.2)$$

Burada χ- mütənasiblik əmsalı olub dielektrik qavrayıcılığı adlanır və adsız müsbət kəmiyyətdir. Dielektriklərdə elektrik sahəsini tapmaq üçün daha əlverişli kəmiyyət olan elektrik induksiyasından istifadə edilir, $\vec{D}$ ilə işarə olunur və aşağıdakı kimi yazılır:

$$\vec{D} = \varepsilon_o \vec{E} + \vec{P} \qquad (12.3)$$

Bu düsturda (12.2)-ni nəzərə alsaq

$$\vec{D} = \varepsilon_o \vec{E} + \chi \varepsilon_o \vec{E} = \varepsilon_o (1+\chi) \vec{E}$$

alınar. Burada $\varepsilon = 1+\chi$ əvəzləməsi edək. Bu adsız kəmiyyət dielektrik nüfuzluğu adlanır. Onda

$$\vec{D} = \varepsilon_o \varepsilon \vec{E} \qquad (12.4)$$

alınar. Boşluq üçün polyarlaşma vektoru $\vec{P}=0$-dır. Onda (12.3) düsturundan boşluqda elektrik induksiyası

$$\vec{D}=\varepsilon_o\vec{E} \tag{12.5}$$

olar. Axırıncı iki düsturun müqayisəsindən görünür ki, boşluqda $\varepsilon=1$-dir. Məsələn, boşluqda nöqtəvi yükün elektrik induksiyası (11.4) düsturuna görə

$$\vec{D}=\frac{1}{4\pi}\frac{q}{r^2}\frac{\vec{r}}{r} \tag{12.5'}$$

olur. BS-də intensivlik vahidi *V/m*, elektrik induksiyası vahidi isə *kl/m*^{2} –dır.

Dielektrikin polyarlaşması nəticəsində onun daxilində elektrik sahəsi yaranır. Bu sahənin istiqaməti onu yaradan xarici sahənin intensivliyinin əksinə yönəlir. Naqillərdə polyarlaşma hesabına yaranan sahə xarici sahəyə qiymətcə bərabər idi, çünki xarici sahəni yaradan yüklərin sayı naqilin üzlərində yaranan yüklərin sayına bərabər olur.

Naqillərdə olduğu kimi dielektriklərdə də sahə xarici və polyarlaşmış (bağlı) yüklərin yaratdığı sahələrdən ibarət olacaqdır. Ona görə də dielektrik daxilində yekun sahə

$$E=E_o-E' \tag{12.6}$$

olur. Burada E_o xarici sahənin, E' isə polyarlaşma hesabına yaranan sahənin intensivliyidir. Xarici sahənin σ_o səth sıxlığına malik iki paralel lövhələr tərəfindən yaradıldığını qəbul etsək (11.16) düsturuna görə $E_o=\dfrac{\sigma_o}{\varepsilon_o}$ olar. Dielektrikin üzlərində olan bağlı yüklərin səth sıxlığı σ olarsa $E'=\dfrac{\sigma'}{\varepsilon_o}$ olar. Onda

$$E = \frac{1}{\varepsilon_o}(\sigma_o - \sigma') \qquad (12.7)$$

alınar. Buradan görünür ki, dielektrik daxilindəki sahənin intensivliyi kompensə olunmuş yüklərin boşluqda yaratdığı sahənin intensivliyinə bərabər olacaqdır. Dielektriklərin səthlərindəki yük sıxlığını tapaq. Bircins dielektrik üçün (12.1$^{/}$) düsturunda

$$P = nql \qquad (12.8)$$

yazmaq olar. Burada *nq* vahid həcmdəki induksiya yükünün miqdarıdır. Onda silindrik həcmdə olan yükün miqdarı *nq·Sl* olacaqdır. Buradan vahid səthə düşən yük, yəni yükün səth sıxlığı

$$\sigma' = \frac{nqSl}{S} = nql \qquad (12.9)$$

olar. Axırıncı düsturu (12.8) ilə müqayisə etsək $P = \sigma'$ alınar, yəni ***polyarlaşma vektoru ədədi qiymətcə induksiyalanmış yüklərin səth sıxlığına bərabərdir.*** (12.2) və (12.9) düsturlarından

$$\sigma' = \chi\varepsilon_o E$$

alınar. Bu ifadəni (12.7)-də yerinə yazıb sadələşdirsək və $\varepsilon = 1 + \chi$ olduğunu nəzərə alsaq

$$E = \frac{E_o}{\varepsilon} \qquad (12.10)$$

olar. Buradan görünür ki, ***dielektrik nüfuzluğu dielektrik olan halda sahənin neçə dəfə azaldığını göstərir***. Elektrik sahəsinin intensivliyi dielektrik daxilində ε dəfə azalır. Bu nəticəni sahənin potensial və qarşılıqlı təsir qüvvəsi üçün də söyləmək olar.

Bu düsturu (12.4)-də yerinə yazaraq dielektrik daxilində sahənin induksiyasını aşağıdakı şəkildə taparıq:

$$\vec{D} = \varepsilon_o \vec{E}_o \qquad (12.11)$$

Buradan görünür ki, dielektrik daxilində elektrik induksiyası boşluqdakı qiymətinə bərabər olur, yəni induksiya xətləri dielektrikləri ayıran sərhəddə kəsilmirlər.

Dielektrik olan halda Qauss teoreminin intensivliklə ifadəsində həm sərbəst, həm də bağlı yükləri nəzərə almaq lazımdır. Ancaq (12.11) münasibəti göstərir ki, induksiya xətlərinin sayını hesabladıqda yalnız sərbəst yüklər nəzərə alınır və Qauss teoremi (11.14) aşağıdakı kimi yazılır:

$$\oint D_n dS = \sum q \qquad (12.12)$$

yəni qapalı səthdən keçən elektrik induksiya seli bu səthin əhatə etdiyi sərbəst yüklərin cəbri cəminə bərabərdir.

Elə dielektriklər vardır ki, xarici elektrik sahəsi olmadıqda da onların sonlu həcmlərində polyarlıq müşahidə olunur. Bu həcmlər ***domenlər*** adlanır. Belə dielektriklərə ***seqnetoelektriklər*** deyilir. Onların dielektrik nüfuzluğu 1000-dən böyükdür (adi dielektriklərdə ε bir neçə vahid olur, ən böyük suyun dielektrik nüfuzluğudur, $\varepsilon_{su} = 81$). Seqnetoelektriklərin polyarlaşma vektoru xarici sahənin intensivliyindən qeyri-xətti asılıdır.

Bəzi dielektriklərdə temperaturun dəyişməsi ilə polyarlıq yaranır. Belə dielektriklərə ***piroelektriklər*** deyilir. Piroelektriklər seqnetoelektriklər qrupuna aiddirlər.

Mexaniki deformasiya nəticəsində elektrik sahəsi yaranan dielektriklər ***pyezoelektriklər*** adlanırlar. Tərs pyezoelektrik effektindən ultrasəs almaq üçün istifadə edilir (V Fəsil §7).

§3. Elektrik tutumu və kondensatorlar

Bu fəslin birinci paraqrafında göstərildi ki, naqilləri yüklədikdə yüklər onun səthində yığılır və naqilin səthi ekvipotensial səth olur.

Tutaq ki, ətrafdakı əşyalardan təcrid olunmuş yüksüz naqil vardır. Bu naqilə q qədər yük verək və bu zaman onun səthinin potensialını φ ilə göstərək. Naqilə verilən yükü iki dəfə artırsaq, onun potensialı da iki dəfə artacaqdır. Buradan belə nəticiyə gəlirik ki, naqilin potensialı ona verilən yükün miqdarı ilə mütənasibdir, yəni q/φ nisbəti yükün ixtiyari dəyişməsində baxılan naqil üçün sabit kəmiyyətdir. Naqil dielektrik mühitdə olduqda bu nisbət ε dəfə artır. Başqa naqil götürüb göstərilən təcrübəni aparsaq bu nisbətin yeni götürdüyümüz naqil üçün də sabit qaldığını görərik. İndi isə müxtəlif formalı və müxtəlif ölçülü naqillər götürüb, onlara eyni miqdarda yük verək. Görəcəyik ki, bu naqillərin potensialları müxtəlif olur. Bu təcrübələrin nəticələrini ümumiləşdirərək söyləmək olar ki, q/φ nisbəti verilmiş naqil üçün sabit olub, onun ölçülərindən, formasından və ətraf mühitin dielektrik nüfuzluğundan asılıdır, naqilin növündən isə asılı deyildir. Bu kəmiyyət ***elektrik tutumu*** adlanır, *C* ilə işarə olunur və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$C = \frac{q}{\varphi} \tag{12.13}$$

BS-də tutumun vahidi olaraq *Farad* (*F*) qəbul olunur. Bu ifadədə yüklənmiş naqilin yaratdığı sahənin potensialının sonsuz uzaq nöqtədə sıfra bərabər olduğu nəzərdə tutulur.

Radiusu *R* olan təklənmiş kürənin elektrik tutumunu tapaq. Kürənin mərkəzindən $r>R$ məsafədə (kürənin daxilində sahənin intensivliyi sıfırdır) sahənin intensivliyi (11.5) düsturuna əsasən hesablanır:

$$E = k\frac{q}{r^2}$$

Bu düsturu (11.27$^{/}$) ifadəsində yerinə yazaq və kürənin səthindən sonsuzluğa qədər inteqrallayaq. Onda alarıq:

$$\varphi = \int_R^\infty k\frac{q}{r^2}dr = k\frac{q}{R}$$

Alınmış ifadəni (12.13) düsturunda yerinə yazsaq *R* radiuslu kürənin tutum düsturunu aşağıdakı kimi alarıq:

$$C = \frac{1}{k}R \quad \text{və ya} \quad C = 4\pi\varepsilon_o R \qquad (12.14)$$

olar. Buradan görünür ki, kürənin tutumu onun radiusu ilə mütənasibdir. Dielektrik mühitdə tutum ε dəfə artır.

(12.13) düsturundan görünür ki, elektrik tutumu ədədi qiymətcə naqilin potensialını 1 potensial vahidi qədər artırmaq üçün ona verilən yükün miqdarına bərabər olan kəmiyyətdir. Deməli, elektrik tutumu naqilin yükyığma qabiliyyətini xarakterizə edir. (12.14) düsturundan görünür ki, təklənmiş naqil hətta dielektrik daxilində olduqda belə onun yükyığımı o qədər də böyük olmur. Müxtəlif yükyığımı əldə etmək üçün istifadə olunan qurğu kondensator adlanır. Kondensatorlar adətən bir-birinə yaxın yerləşdirilmiş iki naqildən ibarət olur. Naqillər elə düzəldilir və elə yerləşdirilir ki, onların yaratdıqları yüklərin sahəsi yalnız həmin naqillər arasında olsun. Naqillərin formasından asılı olaraq müstəvi, sferik və silindrik kondensatorlar olur. Kondensatoru əmələ gətirən naqillər onun ***köynəkləri*** adlanır. Köynəklərin potensialları φ_1 və φ_2 olarsa, onda kondensator üçün (12.13) düsturu

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} \quad \text{və ya} \quad C = \frac{q}{U} \qquad (12.13^{/})$$

şəklində yazılar.

<u>Müstəvi kondensator</u>. Bir-birinə yaxın məsafədə paralel yerləşmiş iki müstəvi naqil ***müstəvi kondensator*** adlanır. Onların köynəkləri qiymətcə bərabər, işarəcə əks yüklərə malik olur.

Köynəklərdəki yüklərin səth sıxlığı σ və onlar arasındakı məsafə *d* olarsa (11.16) düsturuna görə bu köynəklər arasındakı sahənin intensivliyi

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_o}$$

və (11.29) düsturuna əsasən potensiallar fərqi

$$\varphi_1 - \varphi_2 = Ed = \frac{\sigma d}{\varepsilon_o}$$

olar. Bu ifadəni (12.13) düsturunda nəzərə alsaq

$$C = \frac{q\varepsilon_o}{\sigma d} \quad \text{və ya} \quad \sigma = \frac{q}{S}$$

olduğundan

$$C = \frac{\varepsilon_o \cdot S}{d} \qquad (12.15)$$

taparıq. Əgər kondensatorun lövhələri arasında dielektrik olarsa $E = \dfrac{\sigma}{\varepsilon_o \varepsilon}$ olur və

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_o S}{d} \qquad (12.15^/)$$

alınar. Bu ifadə lövhələr arasında dielektrik olan müstəvi kondensatorun tutum düsturudur.

Sferik kondensator. Radiusları bir-birindən az fərqlənən iki konsentrik sferik naqil ***sferik kondensator*** adlanır. Sferik səthlərin yükü *q* və *-q*, radiusları r_1 və r_2 -dir. Kürəvi yükün yaratdığı sahə nöqtəvi yükün yaratdığı sahə kimi hesablanır. Onda sferik səthlərin arasında, onların mərkəzindən *r* məsafədə ($r_1 < r < r_2$) sahənin potensialını (11.4) və (11.27$^/$) düsturlarına əsasən aşağıdakı kimi taparıq:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r} E_r dr = \frac{q}{4\pi\varepsilon_o}\int_{r_1}^{r}\frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_o}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r}\right) \qquad (12.16)$$

İnteqrallamanı ikinci sferanın sərhəddinə qədər aparsaq axırıncı düsturda *r* əvəzinə r_2 yazmaq lazımdır. Onda sferik səthlər arasındakı gərginlik üçün aşağıdakı düstur alınar:

$$U = \frac{q}{4\pi\varepsilon_o}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$$

Bu düsturu (12.13/)-də yerinə yazsaq

$$C = \frac{4\pi\varepsilon_o}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}},$$

sferik səthlər arasında dielektrik olduqda isə

$$C = \frac{4\pi\varepsilon_o\varepsilon}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}} \qquad (12.17)$$

alınar. Bu ifadə sferik kondensatorun aralığında dielektrik olan hal üçün onun tutum düsturudur. Kondensatorun ikinci sferasının radiusu çox böyük olarsa $\frac{1}{r_2} \cong 0$ yazmaq olar. Onda (12.17) düsturundan (12.14) düsturu, yəni təklənmiş kürənin düsturu alınır. Sferik səthlərin radiusları bir-birinə yaxın olarsa $r_2 - r_1 = d$ və $S = 4\pi r^2$ qəbul edərək (12.17) düsturundan müstəvi kondensatorun (12.15/)-lə ifadə olunmuş tutum düsturu alınır, yəni sferik kondensatorun aralığı kiçik olduqda onun tutumu müstəvi kondensatorun tutumu kimi hesablana bilər.

Silindrik kondensator. İki koaksial silindrik səthdən ibarət olan kondensator ***silindrik kondensator*** adlanır. Səthlərdəki yüklər *q* və *-q* olur. Bu səthlər arasındakı intensivlik (12.5/), (12.11) və (12.12) düsturlarına əsasən

$$\varepsilon_o E \cdot 2\pi r l = q \qquad (12.18)$$

olur. Silindrin uzunluğu onun radiusundan çox böyük olduqda yükün xətti sıxlığı anlayışından istifadə edilir. Yükün xətti sıxlığı vahid uzunluğa düşən yükün miqdarına bərabərdir. Onu q_e ilə işarə etsək (12.18) düsturundan

$$E = \frac{1}{2\pi\varepsilon_o}\frac{q_e}{r}$$

alınar. Kondensatorun köynəkləri arasındakı gərginlik isə (11.27/) düsturundan

$$U = \int_{r_1}^{r_2} E_r dr = \frac{q_e}{2\pi\varepsilon_o}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r} = \frac{q_e}{2\pi\varepsilon_o}\ln\frac{r_2}{r_1}$$

olar. Burada r_1 və r_2 koaksial silindrlərin radiuslarıdır. Bu nəticəni (12.13/)-də nəzərə alsaq

$$C_e = \frac{q_e}{U} = \frac{2\pi\varepsilon_o}{\ln\frac{r_2}{r_1}} \qquad (12.19)$$

olar. Bu düstur dielektrik olmayan halda silindrik kondensatorun vahid uzunluğuna düşən tutumu ifadə edir. Silindrlər arasında dielektrik olarsa bu düsturun sağ tərəfini ε-a vurmaq lazımdır.

§4. Kondensatorlar batareyası

Əvvəlki paraqrafdan məlum oldu ki, hər bir kondensatorun özünə məxsus yükyığma qabiliyyəti – tutumu vardır. Ona artıq yük verdikdə kondensator «deşilir», yük axıb gedir, yəni kondensator aralığı keçiriciyə çevrilir. Bəzən isə kiçik tutumlu kondensator lazım olur. Tutumu artırıb və ya azalmaq üçün kondensatorlar batareyasından istifadə edilir. Bir-biri ilə bağlanmış kondensatorlar çoxluğu ***kondensatorlar batareyası*** adlanır. İxtiyari batareya kondensatorların ardıcıl və paralel birləşmələrinin qarışığından ibarət olur. Ona görə də kondensatorların paralel və ardıcıl birləşmələrində onların tutumunu hesablayaq.

<u>Paralel birləşmə.</u> Kondensatorların eyni işarəli köynəkləri bir-biri ilə birləşərsə, belə birləşmə ***paralel birləşmə*** adlanır (şəkil 74). Bu birləşmədə kondensatorun lövhələrinin potensialları (φ_1 və φ_2) sabit olduqları üçün bütün kondensatorların daxilində gərginlik eyni və yüklər isə (12.13$^/$) düsturuna görə müxtəlif olacaqdır. Ayrı-ayrı kondensatorlardakı yüklərin cəmi isə batareyanın ümumi yükünü verəcəkdir:

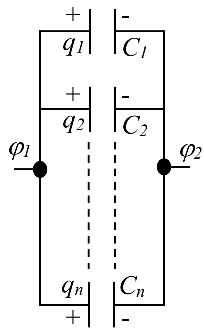
$$q = q_1 + q_2 + ... + q_n = \sum_{i=1}^{n} q_i \qquad (12.20)$$

Batareyanın tutumunu C_b ilə işarə edək. Onda (12.13$^/$) düsturuna əsasən

$$q = C_b U, q_i = C_i U$$

yazaraq (12.20) düsturundan

$$C_b = C_1 + C_2 + ... + C_n = \sum_{i=1}^{n} C_i \qquad (12.21)$$



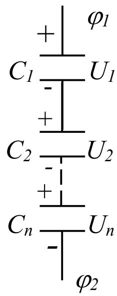
Şəkil 74

alarıq. Bu düstur göstərir ki, ***paralel birləşmədə batareyanın tutumu onu təşkil edən kondensatorların tutumları cəminə bərabərdir.*** Batareya *n* sayda eyni kondensatorlardan ibarət olarsa (12.21) düsturundan

$$C_b = nC \qquad (12.22)$$

alınar. Buradan görünür ki, böyük tutum əldə etmək üçün kondensatorları paralel birləşdirmək lazımdır.

<u>Ardıcıl birləşmə.</u> Kondensatorların müxtəlif işarəli lövhələri ardıcıl olaraq bir-birinə bağlanarsa belə birləşmə ***ardıcıl birləşmə*** adlanır. Bu birləşmədə bütün kondensatorların yükü eyni, onların sahələrinin gərginliyi isə müxtəlif olur. Batareyanın ümumi gərginliyi ayrı-ayrı kondensatorlardakı gərginliklərin cəminə bərabər olur:



Шякил 75

$$U_b = U_1 + U_2 + ... + U_n = \sum_{i=1}^{n} U_i \qquad (12.23)$$

Yenə də (12.13/) düsturuna əsasən

$$U_b = \frac{q}{C_b}; \quad U_i = \frac{q}{C_i}$$

olduğunu (12.23)-də nəzərə alsaq və bütün hədləri *q*-yə ixtisar etsək

$$\frac{1}{C_b} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + ... + \frac{1}{C_n} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{C_i} \qquad (12.24)$$

alınar. Deməli, ardıcıl birləşmədə batareyanın tutumunun tərs qiyməti ayrı-ayrı kondensatorların tutumlarının tərs qiymətlərinin cəminə bərabərdir. Əgər batareya *n* sayda eyni tutumlu kondensatorlardan ibarət olarsa

$$C_b = \frac{C}{n} \qquad (12.25)$$

olar. Buradan görünür ki, ardıcıl birləşmədə batareyanın tutumu ona daxil olan ən kiçik tutumlu kondensatorun tutumundan kiçik olur. Odur ki, kiçik tutum almaq üçün kondensatorların ardıcıl birləşməsindən istifadə edilir.

§5. Yüklənmiş kondensatorun və elektrik sahəsinin enerjisi

Tutaq ki, kondensatorun verilmiş anda gərginliyi *U*-dur. Onu *dU* qədər artırmaq üçün kondensatorun lövhəsinə *dq* qədər yük vermək lazımdır. Bu zaman görülən elementar iş (11.25) düsturuna əsasən

$$dA = Udq$$

və ya (12.13$^/$) düsturunu nəzərə alsaq

$$dA = U \cdot CdU$$

olar. Bu ifadəni gərginliyin sıfır qiymətindən *U* qiymətinə qədər inteqrallasaq

$$A = \int_0^u CUdU = \frac{CU^2}{2}$$

alarıq. Görülən iş kondensatorun enerjisinin artmasına sərf olunur ($A = W_2 - W_1$). İlk anda ($U = 0$ olanda) kondensatorun enerjisini $W_1 = 0$ qəbul etsək, onda

$$W = \frac{CU^2}{2} \qquad (12.26)$$

yaza bilərik. Bu düstur yüklənmiş kondensatorun enerjisini ifadə edir. Onu (12.13$^/$) düsturunu nəzərə almaqla

$$W = \frac{q^2}{2C} \quad \text{və ya} \quad W = \frac{qU}{2}$$

şəkillərində də yazmaq olar. (12.26) düsturunu sahənin xarakteristikaları (*E* və *U*) ilə ifadə etsək elektrostatik sahənin enerjisini tapmış olarıq. Bunun üçün (12.26)-da əvvəlcə (12.15), sonra isə (12.15$^/$) düsturlarını nəzərə alaq. Onda sahənin enerjisi üçün aşağıdakı düsturları taparıq:

$$W_b = \frac{\varepsilon_o}{2}(\frac{U}{d})^2 Sd \text{ və ya } W_b = \frac{\varepsilon_o}{2} E^2 Sd$$

$$W_d = \frac{\varepsilon\varepsilon_o}{2}(\frac{U}{d})^2 Sd \text{ və ya } W_d = \frac{\varepsilon\varepsilon_o}{2} E^2 Sd$$

Burada *Sd* elektrik sahəsinin həcmidir. Bu düsturları sahənin həcminə bölsək, vahid həcmə düşən enerjini – sahənin enerji sıxlığını tapmış olarıq:

$$w_b = \frac{W_b}{Sd} = \frac{\varepsilon_o}{2} E^2 \text{ və } w_d = \frac{W_d}{Sd} = \frac{\varepsilon\varepsilon_o}{2} E^2$$

Burada birinci düstur boşluq, ikinci düstur dielektrik olan hala aiddir. Onların fərqi:

$$\Delta w = w_d - w_b = (\varepsilon - 1)\frac{\varepsilon_o}{2} E^2$$

vahid həcmdə dielektrikin polyarlaşması üçün lazım olan enerjini göstərir.

Yüklənmiş kondensatora kiçik lampa qoşsaq lampa közərəcəkdir və ya kondensatorun lövhələrini naqil məftillə birləşdirsək, məftil qızacaqdır. Bu təcrübələr yüklənmiş kondensatorun enerjiyə malik olmasını təsdiq edir.

XIII FƏSİL. SABİT CƏRƏYAN VƏ ONUN QANUNLARI

§1. Elektrik cərəyanı və onun xarakteristikaları

Yüklü zərrəciklərin istiqamətlənmiş hərəkəti elektrik cərəyanı adlanır. Yüklü zərrəciklərin istiqamətlənmiş (onlar molekulyar-kinetik nəzəriyyəyə görə, həm də xaotik istilik hərəkətində olurlar) ***hərəkətinin sürət vektoru və onların sayı***

zamandan asılı olmazsa, belə cərəyan sabit cərəyan adlanır. Sabit cərəyan iki kəmiyyətlə – ***cərəyan şiddəti*** və ***cərəyan sıxlığı*** ilə xarakterizə olunur. ***Vahid zamanda verilmiş en kəsikdən keçən yükün miqdarına cərəyan şiddəti, vahid zamanda vahid en kəsikdən keçən yükün miqdarına isə cərəyan sıxlığı deyilir.*** Sabit cərəyan şiddəti *J* ilə, cərəyan sıxlığı $\vec{j}$ ilə işarə olunur. Cərəyan şiddəti skalyar, cərəyan sıxlığı vektorial kəmiyyətdir. Cərəyanın istiqaməti olaraq müsbət yüklərin hərəkət istiqaməti qəbul olunur.

Tutaq ki, verilmiş səthdən Δt müddətində dq qədər yük keçir. Onda cərəyan şiddətinin tərifinə görə verilmiş anda cərəyan şiddəti $\frac{dq}{dt}$ olar. Sabit cərəyanın tərifinə görə bərabər zaman fasilələrində verilmiş en kəsikdən keçən yükün miqdarı eyni olmalıdır. Onda sabit cərəyan şiddəti

$$J = \frac{q}{t} \qquad (13.1)$$

düsturu ilə hesablanar. Burada *q* -baxılan en kəsikdən bir istiqamətdə keçən yükün miqdarıdır. Əgər baxılan mühitdə (məsələn elektrolitdə) həm müsbət, həm də mənfi yüklər istiqamətlənmiş hərəkətdə olarsa, onda cərəyan şiddəti hər iki işarədən olan yüklərin cərəyan şiddətlərinin cəminə bərabər olacaqdır

$$J = J_+ + J_-$$

Fərz edək ki, cərəyan axan mühitdə yalnız müsbət yüklü sərbəst zərrəciklər vardır və onların konsentrasiyası *n*-dir. Bu mühitdə en kəsiyinin sahəsi *S*, yan tilinin uzunluğu *l* olan düzgün paralelopiped şəkilli həcm ayıraq. Bu həcmdə olan yüklü zərrəciklərin sayı *N=nV=nSl* olar. Burada *l=vt* (*v*-zərrəciklərin istiqamətlənmiş hərəkətinin sürətidir) olduğunu nəzərə alsaq *N=nSvt* alarıq. Hər bir zərrəciyin yükünü q_o ilə işarə etsək, onda bu həcmdəki yükün miqdarı

$$q = q_o nvSt \tag{13.2}$$

cərəyan şiddəti isə (13.1) düsturuna əsasən

$$J = q_o nvS \tag{13.3}$$

olar.

Qeyd olundu ki, vahid səthdən vahid zamanda keçən yükün miqdarına ədədi qiymətcə bərabər olan kəmiyyət cərəyan sıxlığı adlanır. Bu tərifə əsasən

$$j = \frac{q}{St} = \frac{J}{S} \tag{13.4}$$

olur. Burada en kəsiyin zərrəciklərin istiqamətlənmiş hərəkətlərinin sürət vektoruna perpendikulyar olduğu nəzərdə tutulur. Axırıncı düsturda (13.3)-ü yerinə yazsaq

$$\vec{j} = en\vec{v} \tag{13.5}$$

alarıq.

İstiqamətlənmiş hərəkətdə iştirak edən yükün sel sıxlığı başqa fiziki kəmiyyətlərin sel sıxlığı kimi vektorial kəmiyyət olub, həmin kəmiyyətin (yükün) daşınması istiqamətində yönəlir. Sabit cərəyanın sıxlığı da sabit olur.

Cərəyan sıxlığı baxılan en kəsiyin müxtəlif nöqtələrində müxtəlif olarsa, onda (13.4) düsturu doğru olmur və cərəyan sıxlığı elementar en kəsiyi üçün yazılır:

$$j_n = \frac{di}{dS} \tag{13.6}$$

Burada j_n - dS səth elementinin normalı istiqamətində cərəyan sıxlığı, di -isə elementar səthdən keçən dəyişən qiymətli cərəyan şiddətidir. Onda verilmiş sonlu səthdən keçən cərəyan şiddəti

$$i = \int_S j_n dS \tag{13.7}$$

olar. Əgər $j_n = const$ olarsa sabit cərəyan üçün (13.4) düsturu alınar.

$$J = jS \tag{13.8}$$

BS-də cərəyan şiddətinin vahidi *A* (*Amper*), cərəyan sıxlığının vahidi isə A/m^2 qəbul olunur.

Cərəyan istilik, maqnit və kimyəvi təsiri ilə özünü büruzə verir.

§2. Elektrik müqaviməti. Om qanunu

Elektrik muqaviməti yüklü zərrəciklərin istiqamətlənmiş hərəkətinə əks təsiri xarakterizə edən kəmiyyətdir. Onun təbiəti müxtəlif mühitlərdə müxtəlifdir. Ancaq bütün mühitlər üçün ümumi olan istilik hərəkətidir. Buradan belə çıxır ki, müqavimət naqilin növündən və temperaturundan asılıdır. Konkret naqil üçün həm də onun ölçülərindən asılıdır. Uzunluğu *l*, en kəsiyinin sahəsi *S* olan naqilin müqaviməti aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$R = \rho \frac{l}{S} \tag{13.9}$$

Burada ρ- naqilin ***xüsusi müqaviməti*** adlanır və naqilin növündən və temperaturdan asılıdır. Onun tərs qiyməti σ ilə işarə olunur və ***elektrik keçiriciliyi əmsalı*** və ya sadəcə olaraq ***keçiricilik*** adlanır

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \tag{13.10}$$

BS-də müqavimət vahidi *Om*, xüsusi müqavimət vahidi isə *Om·m* qəbul edilir.

Alman alimi Om elektrometrlə cərəyan axan naqilin iki müxtəlif nöqtələri arasında gərginliyi ölçərək müşahidə etmişdir ki, nöqtələr bir-birindən uzaqlaşdıqca gərginlik düşgüsü (gərginlik) artır. Nöqtələr arasında məsafənin artması (13.9) düsturuna əsasən müqavimətin artması deməkdir. O, belə nəticəyə gəlmişdir ki, naqilin uclarındakı gərginlik, müqavimət və cərəyan şiddəti arasında birqiymətli əlaqə vardır. Om bu əlaqəni qanun şəklində vermişdir. ***Om qanununa görə bircins naqildən axan cərəyan şiddəti naqildəki gərginliklə düz, onun müqaviməti ilə tərs mütənasibdir:***

$$J = \frac{U}{R} \tag{13.11}$$

Om qanununu cərəyan sıxlığı vektoru ilə də ifadə etmək olar. Naqilin elementar en kəsiyindən keçən cərəyan şiddəti (13.6) düsturuna əsasən $di = jdS$, (11.29) düsturuna əsasən $dU = Edl$ və (13.9) düsturuna görə $dR = \rho \frac{dl}{dS}$ yazıb, onları (13.11)-də nəzərə alsaq, Om qanunu aşağıdakı kimi olar:

$$jdS = \frac{Edl}{\rho \frac{dl}{dS}} \quad \text{və ya} \quad j = \frac{E}{\rho} \tag{13.12}$$

Burada (13.10) düsturunu nəzərə alıb onu vektorial formada yazaq. Onda

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \tag{13.13}$$

olar. Bu, ***Om qanununun differensial forması*** adlanır. Burada $\vec{E}$ cərəyan axan naqilin daxilindəki elektrik sahəsinin intensivlik vektorudur. Göründüyü kimi, cərəyan sıxlığı vektoru ilə intensivlik vektorunun istiqamətləri eynidir. Bu vektorların istiqaməti izotrop mühitlərdə üst-üstə düşür, anizotrop mühitlərdə onlar müxtəlif istiqamətlərdə olurlar.

§3. Müqavimətin temperatur asılılığı

Qeyd edildi ki, naqilin xüsusi müqaviməti onun növündən və temperaturdan asılıdır. Müxtəlif materialların xüsusi müqavimətinin temperaturdan asılılığı müxtəlifdir. Ancaq naqillər üçün bu asılılıq xətti xarakter daşıyır və aşağıdakı düstur ilə verilir:

$$\rho = \rho_o(1+\alpha t) \qquad (13.14)$$

Burada ρ_o-0°S-də, ρ-t°S-də xüsusi müqavimət, α-isə ***müqavimətin temperatur əmsalı*** olub, əksər metallar üçün təqribən 1/273 –ə bərabərdir. Onda (13.14)-ü T=273+t olduğunu nəzərə almaqla

$$\rho = \rho_o \alpha T \qquad (13.15)$$

şəklində yazmaq olar. Bu düstur geniş temperatur intervalında ödənir. Çox aşağı temperaturlarda naqilin müqaviməti sıfra yaxınlaşır. Hətta bir sıra metallarda və ərintilərdə mütləq sıfırdan yuxarı temperaturlarda müqavimət birdən-birə kəskin olaraq sıfra bərabər olur. Müqavimətin sıfra bərabər olması halı ***ifratkeçiricilik*** adlanır.

Müqavimətin temperatur əmsalı bəzi naqillər üçün müsbət, bəziləri üçün mənfidir. Hətta elə naqillər vardır ki, temperatur intervalından, ölçülərindən asılı olaraq α həm müsbət, həm də mənfi ola bilər. Elektrolitik naqillər üçün müqavimətin temperatur əmsalı həmişə mənfidir. Elektroliti qızdırdıqda onun müqaviməti azalır.

Naqillərin xüsusi müqavimətinin (13.14) düsturunu (13.9) düsturundan istifadə edərək ixtiyari ölçülü naqilə də tətbiq etmək olar. Onda

$$R = R_o(1+\alpha t) \qquad (13.16)$$

alarıq. Bu düstura naqilin ölçüləri daxildir. Temperatur artdıqca xüsusi müqavimətin dəyişməsi ilə yanaşı naqilin ölçüləri də dəyişir. Naqilin ölçüsü dəyişdikdə (13.9) düsturuna əsasən onun müqaviməti də dəyişir. Axırıncı düsturda naqilin ölçülərinin temperaturdan asılılığı nəzərə alınmamışdır. Termik genişlənmə əmsalı əksər naqillər üçün müqavimətin temperatur əmsalından iki tərtib azdır. Ona görə də naqilin ölçülərinin dəyişməsi nəzərə alınmır.

Metalların müqavimətinin temperaturdan asılılığından müqavimət termometrləri hazırlanmasında istifadə edilir. Müqavimət termometri üçün elə metal götürülür ki, onun müqavimətinin temperatur əmsalı demək olar ki, temperaturdan asılı olmur. Məsələn, platin ($\alpha = 3{,}9 \cdot 10^{-3} K^{-1}$) və mis ($\alpha = 4{,}4 \cdot 10^{-3} K^{-1}$) belə metallardır. Maye termometrlərinə nisbətən metal müqavimət termometrlərinin dəqiqliyi çox yüksəkdir; temperaturu 0,01 dərəcə dəqiqliyi ilə ölçə bilir və ölçdüyü temperatur intervalı çox genişdir. Məsələn, platin müqavimət termometri –263°S-dən 1064°S-yə qədər temperaturları yuxarıda göstərilən dəqiqliklə təyin edir.

§4. Cərəyanın işi və gücü. Coul-Lens qanunu

Elektrik cərəyanı yüklü zərrəciklərin istiqamətlənmiş hərəkəti olduğundan bu hərəkət zamanı görülən iş cərəyanın işi adlanır. Gərginliyi *U* olan naqil hissəsində *q* qədər yükün yerdəyişməsi zamanı görülən iş (11.25) düsturuna əsasən

$$A = qU \qquad (13.17)$$

olur. Digər tərəfdən vahid zamanda daşınan yükün (13.1) düsturuna görə $q = Jt$ olduğunu (13.17)-də nəzərə alsaq

$$A = JUt \tag{13.18}$$

alınar. Bu düsturla sabit cərəyanın gördüyü iş hesablanır. Sabit cərəyanın gücü isə vahid zamanda gördüyü iş olduğundan

$$P = JU \tag{13.19}$$

düsturu ilə tapılır. Cərəyanın işi yüklü zərrəciklərin nizamlı hərəkətinə müqavimət göstərən qüvvələrə qarşı görülür. Məlumdur ki, müqavimət qüvvəsinə qarşı iş görüldükdə istilik ayrılır, yəni *A*=Q olur. Doğrudan da naqildən cərəyan keçdikdə naqil qızır. Bu zaman istilik miqdarı (13.18) düsturuna əsasən $Q = JUt$ olur. Burada (13.11) düsturunu nəzərə alsaq

$$Q = \frac{U^2}{R}t \quad \text{və ya} \quad Q = J^2 Rt \tag{13.20}$$

olar. Bu düsturlar ***Coul-Lens qanununu*** ifadə edir. ***Naqildən cərəyan keçərkən onda ayrılan istilik miqdarı cərəyan şiddətinin kvadratı, müqavimət və zamanla mütənasibdir***.

Axırıncı düsturda (13.4) və (13.9) ifadələrini nəzərə alaq. Onda

$$Q = (jS)^2 \rho \frac{l}{S} t = \rho j^2 Slt$$

Burada Sl hasili naqilin həcmi, t isə cərəyanın naqildən keçmə müddətidir. Bu ifadəni zamana və həcmə böldükdə alınan ifadə güc sıxlığı adlanır. Onu *w* ilə işarə etsək

$$w = \rho j^2 \tag{13.21}$$

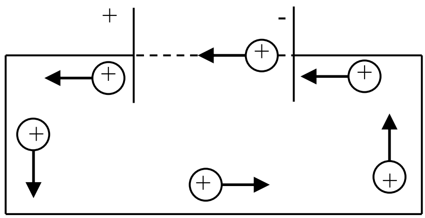
olar. Güc sıxlığı cərəyan sıxlığının kvadratı ilə mütənasibdir. Bu düsturda (13.10) və (13.13)-ü nəzərə alsaq

$$w = \sigma E^2 \tag{13.22}$$

alınar. Axırıncı iki **düstur *Coul-Lens qanununun differensial formasıdır.***

§5. Elektrik hərəkət qüvvəsi. Tam elektrik dövrəsi

Gördük ki, elektrik cərəyanının yaranması üçün sərbəst yük daşıyıcıları və naqilin uclarında potensiallar fərqi olmalıdır. Məsələn, yüklənmiş kondensatorun lövhələrini naqillə birləşdirsək naqildən cərəyan axacaqdır (şəkil 76). Tutaq ki, yük daşıyıcıları müsbət yüklərdir. Onlar naqilin potensialı böyük olan nöqtəsindən kiçik olan nöqtəsinə doğru hərəkət edirlər. Bir müddətdən sonra naqilin uclarında müsbət yüklərin miqdarı eyni olur, potensiallar fərqi sıfra enir və cərəyan kəsilir. Deməli, cərəyanı sabit saxlamaq üçün onun uclarındakı potensiallar fərqini sabit saxlamaq tələb olunur. Bunun üçün kondensatorun mənfi lövhəsinə gələn müsbət yükləri arası kəsilmədən kondensator aralığından müsbət lövhəyə qaytarmaq lazımdır. Yəni yüklərin kəsilməz qapalı yolla dövri hərəkəti təmin olunmalıdır. Əsas məsələ müsbət yükü müsbət lövhəyə doğru hərəkət etdirməkdir. Elektrik təbiətli qüvvələr bu hərəkəti təmin edə bilməzlər. Bu hərəkəti yaradan qüvvələr başqa təbiətli olmalıdır. Belə qüvvələr ***kənar qüvvələr*** adlanır. Kənar qüvvələr, ümumiyyətlə potensial qüvvələr ola bilməz, çünki potensial qüvvələrin qapalı yolda gördükləri iş sıfra bərabər olmalıdır. Kənar qüvvələr kimyəvi, maqnit təbiətli ola bilər. Bu qüvvələrin təsiri ilə qapalı kontur boyunca yüklərin dairəvi hərəkəti yaranır. Bu hərəkəti təmin edən səbəb cərəyan mənbəyi, belə elektrik dövrəsi isə qapalı və ya ***tam dövrə*** adlanır. Qapalı dövrədə elektrik mənbəyi iş görür. Onun



Şəkil 76

gördüyü işi xarakterizə edən kəmiyyət elektrik hərəkət qüvvəsi (ehq) adlanır. ***Qapalı dövrədə vahid müsbət yükün yerdəyişməsi zamanı kənar qüvvələrin gördüyü işə ədədi qiymətcə bərabər olan kəmiyyətə mənbəyin elektrik hərəkət qüvvəsi deyilir***, ε ilə işarə olunur və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$\varepsilon = \frac{A}{q} \tag{13.23}$$

BS-də ehq-nin vahidi *V*(*Volt*)-dur.

Tam dövrədə cərəyan mənbəyi daxili dövrə, kənarda qalan hissə isə xarici dövrə adlanır. Cərəyan mənbəyinin dördüyü iş dövrənin daxili və xarici hissələrində görülən işlərin cəminə bərabər olur

$$A = A_x + A_d$$

Burada dövrənin bütün nöqtələrindən keçən yükün eyni olduğunu və (13.23), (13.18) düsturlarını nəzərə alsaq

$$\varepsilon q = JU_x t + JU_d t \tag{13.24}$$

olar. Hər tərəfi $q = Jt$ hasilinə bölək. Onda

$$\varepsilon = U_x + U_d \tag{13.25}$$

alınar. Xarici dövrənin müqavimətini *R*, daxili dövrənin müqavimətini *r* ilə işarə etsək, $U_x = JR$, $U_d = Jr$ və (13.25) düsturuna görə

$$\varepsilon = J(R + r) \quad \text{və ya} \quad J = \frac{\varepsilon}{R + r} \tag{13.26}$$

olar. Bu düstur tam dövrə üçün Om qanununu ifadə edir. Aydındır ki, xarici dövrədə gərginlik düsturu

$$U_x = JR = \frac{\varepsilon R}{R+r} \tag{13.27}$$

qədərdir. Onda xarici dövrədə görülən iş (ayrılan istilik)

$$A_x = Q_x = \frac{\varepsilon^2 R}{(R+r)^2}, \tag{13.28}$$

tam dövrədə görülən iş (ayrılan istilik)

$$A = Q = \frac{\varepsilon^2}{R+r} \tag{13.29}$$

olar. Xarici dövrədə görülən iş faydalı işdir. (13.28) düsturundan görünür ki, $R=r$ olduqda faydalı iş ən çoxdur. Buradan qapalı dövrənin faydalı iş əmsalı

$$\xi = \frac{R}{R+r} \tag{13.30}$$

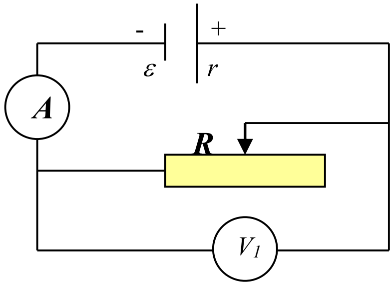
olur. Əgər xarici dövrənin müqaviməti sıfır olarsa (R=0), onda qapalı dövrədən axan cərəyan (13.26) düsturuna görə

$$J_{q \cdot q} = \frac{\varepsilon}{r} \tag{13.31}$$

kimi təyin olunur. Bu cərəyan qısaqapanma cərəyanı adlanır.

Şəkil 77-də tam dövrə göstərilmişdir. Voltmetr dövrəyə paralel, ampermetr isə ardıcıl qoşulmuşdur. Voltmetr xarici R müqavimətində, gərginlik düşgüsünü, ampermetr isə dövrədən axan cərəyanı ölçür. Şəkildə *R* reostatı vasitəsilə xarici müqaviməti dəyişmək olar. Xarici müqaviməti artırdıqda (şəkildə reostat sürgüsünü sağa sürüşdürdükdə) voltmetrin göstərişi artır. *R*-in çox böyük qiymətlərində V_1-in göstərişi mənbəyin ehq-nə bərabər olur. Xarici müqaviməti sıfra yaxınlaşdırdıqda da voltmetr mənbəyin ehq-ni göstərir.

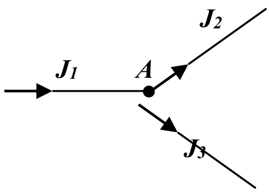
Sabit cərəyan mənbəyi olaraq iş prinsipi Lorens qüvvəsinə əsaslanan sabit cərəyan generatorlarından və kimyəvi qüvvələrə əsaslanan qalvanik elementlərdən, akkumulyatorlardan istifadə edilir.



Şəkil 77

§6. Budaqlanmış dövrə. Kirxhof qaydası

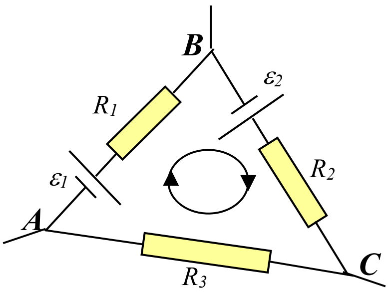
Şəkil 77-də bir mənbə və bir müqavimətdən ibarət sadə gövrdə göstərilmişdir. İxtiyari şəkildə birləşdirilmiş bir neçə mənbədən və müqavimətlərdən təşkil olunmuş mürəkkəb qapalı dövrə ***budaqlanmış dövrə*** adlanır. Budaqlanmış dövrədə gərginlik və cərəyan şiddətini hesablamaq üçün Kirxhof iki qayda vermişdir. ***I qaydaya görə*** (şəkil 78) ***dövrənin ixtiyari budaqlanma nöqtəsində*** (A nöqtəsi) ***cərəyan şiddətinin cəbri cəmi sıfra bərabərdir***:



Şəkil 78

$$\sum J_i = 0 \qquad (13.32)$$

Bu o deməkdir ki, budaqlanma nöqtəsinə gələn cərəyanların cəmi ondan çıxan cərəyanların cəminə bərabər olur. Şəkil 78-də $J_1 = J_2 + J_3$ -dür. Bu qayda elektrik yükünün saxlanma qanunundan alınır.



Şəkil 79

Şəkil 79-da budaqlanmış dövrənin bir qapalı hissəsi göstərilmişdir. ***Kirxhofun II***

qanununa görə budaqlanmış dövrənin ixtiyari qapalı konturunda gərginlik düşgülərinin cəbri cəmi bu konturda olan ehq-lərin cəbri cəminə bərabərdir:

$$\sum_{i=1}^{n} J_i R_i = \sum_{i=1}^{n} \varepsilon_i \qquad (13.33)$$

Burada şərti olaraq qəbul olunur ki, budaqlanma nöqtəsinə daxil olan cərəyan müsbət, çıxan cərəyanlar mənfidir. Konturun bir nöqtəsindən digər nöqtəsinə keçid istiqaməti (məsələn, saat əqrəbinin fırlanma istiqaməti) cərəyanın istiqaməti ilə eyni olarsa JR hasili müsbət, əksinə olarsa – mənfi götürülür. Əgər seçilmiş istiqamət mənbəyin daxilində mənfi qütbdən müsbət qütbə doğru olarsa, onda ehq ε müsbət, əksinə olduqda – mənfi olur.

Kirxhofun qaydalarını sadə dövrələrə tətbiq edək. Şəkil 80 *a*-da iki müqavimət mənbəyə ardıcıl bağlanmışdır. Belə dövrədə hər bir nöqtədən (*A, B, C* nöqtələri) çıxan cərəyan şiddəti bu nöqtəyə daxil olan cərəyan şiddətinə bərabərdir. Ona görə də Kirxhofun I qanununa görə

$$\sum_{i=1}^{2} J_i = 0 \quad \text{və ya} \quad J_1 - J_2 = 0\,, \quad J_1 = J_2\,, \quad J_A = J_B = J_C = J$$

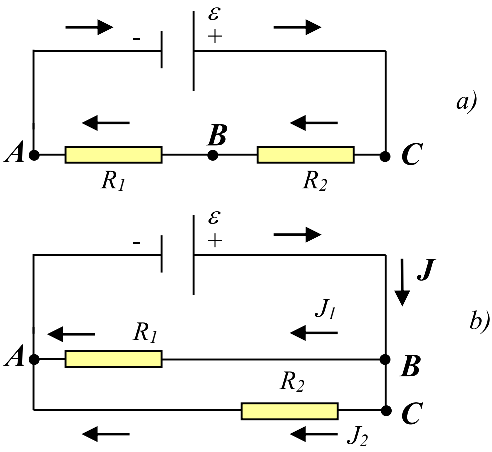
olur. ***Ardıcıl birləşmiş naqillərin bütün nöqtələrində cərəyan şiddəti eynidir.*** II qaydaya görə mənbəyin daxili müqaviməti nəzərə alınmır)

$$\sum_{i=1}^{2} J_i R_i = \varepsilon \quad \text{və ya} \quad J_1 R_1 + J_2 R_2 = \varepsilon$$

I qaydaya görə tapdıq ki, $J_1 = J_2 = J$ və (13.26) düsturuna əsasən ($r = 0$) $\varepsilon = JR$ yazsaq

$$JR = J_1R_1 + J_2R_2 \text{ və}$$
$$R = R_1 + R_2$$

alarıq. ***Ardıcıl birləşmiş naqillərdən ibarət dövrənin müqaviməti ayrı-ayrı müqa-vimətlərin cəminə bərabər-dir.***



Şəkil 80

Şəkil 80 *b*)-də göstərilmiş dövrədə *A* və *B* nöqtələri (üç naqili birləşdirən) budaqlanma nöqtələridir. I qaydaya görə bu naqillərdə (onlar ekvivalent nöqtələrdir)

$$\sum_{i=1}^{3} J_i = 0 \text{ və ya } J - J_1 - J_2 = 0, \ J = J_1 + J_2 \qquad (13.32')$$

B nöqtəsinə daxil olan cərəyan müsbət, çıxanlar mənfi qəbul edilir. Odur ki, *B* nöqtəsinə girən cərəyan şiddəti ondan çıxan cərəyan şiddətlərinin cəminə bərabərdir. Şəkil 80 *b*)-də üç dövrə vardır:

1) $\varepsilon BA\varepsilon$ dövrəsi. Bu dövrə üçün II qayda $J_1R_1 = \varepsilon$,

2) $\varepsilon CA\varepsilon$ dövrəsi. Bu dövrə üçün II qayda $J_2R_2 = \varepsilon$, (13.34)

3) $ABCA$ dövrəsi. Bu dövrə üçün II qayda $\sum J_iR_i = 0$ -dır.

Bu dövrənin ehq-i olmadığı üçün (13.33)-ə əsasən sağ tərəfdə sıfır yazılır. Axırıncı dövrədə müsbət fırlanma istiqaməti saat əqrəbinin fırlanma istiqaməti götürüldükdə J_2 həmin istiqamətdə, J_1 isə əksinə olur. Ona görə də axırıncı cəm

$$\sum_{i=1}^{2} J_i R_i = J_2 R_2 - J_1 R_1 = 0 \qquad (13.34')$$

şəklində yazılır. Bu bərabərliyi nəzərə alaraq (13.34) tənliklərini tərəf-tərəfə toplayaq. Onda $J_1R_1 + J_2R_2 + J_2R_2 - J_1R_1 = 2\varepsilon$ olar. Buradan və eyni zamanda (13.34')-dən $J_2R_2 = \varepsilon$; $J_1R_1 = \varepsilon$ alarıq. Daxili müqavimət nəzərə alınmadığı üçün (13.27) düsturuna əsasən $\varepsilon = U$ -dur. Buradan alınır ki, ***paralel birləşmiş naqillərdə gərginlik düşgüləri bütün budaqlarda eyni olur***, yəni

$$JR = U = U_1 = U_2 \text{ və ya } J_1R_1 = J_2R_2, \quad \frac{J_1}{J_2} = \frac{R_2}{R_1} \qquad (13.35)$$

Paralel birləşmiş naqillərdə cərəyan şiddəti onların müqavimətləri ilə tərs mütənasibdir. (13.35)-i (13.32')-də nəzərə alsaq və hər tərəfi U -ya ixtisar etsək

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$

alarıq. ***Yəni paralel birləşmiş naqillərdən ibarət dövrənin ümumi müqavimətinin tərs qiyməti ayrı-ayrı naqillərin müqavimətlərinin tərs qiymətlərinin cəminə bərabərdir***.

XIV FƏSİL. MÜXTƏLİF MÜHİTLƏRDƏ ELEKTRİK CƏRƏYANI

§1. Metallarda elektrik cərəyanı

Təcrübələr göstərir ki, metallarda yük daşıyıcıları elektrolitlərdir. X Fəslin 3-cü paraqrafında qeyd edilmişdi ki, metallarda kristal quruluş yarandıqda hər bir atomdan onun valent elektronları ayrılır, ionlar kristal qəfəsin təpələrində yerləşir, elektronlar isə sərbəst şəkildə qəfəsin daxilində xaotik istilik hərəkəti edirlər. Metalın uclarında potensiallar fərqi olduqda bu sərbəst elektronlar nizamlı hərəkət edərək cərəyan yaradırlar. Metallarda sərbəst elektronların konsentrasiyası $10^{28} \div 10^{29}$ m^{-3} tərtibindədir. Elektronlar kristal qəfəsin daxilində özlərini qaz molekulları kimi aparırlar. Onların orta sürəti qaz molekullarının orta sürətinə bərabər olub, otaq temperaturunda təqribən 10^5 m/san, elektronların istiqamətlənmiş hərəkətlərinin sürəti isə 10^{-3} m/san –dir, yəni elektronların nizamlı hərəkətinin sürəti onların istilik hərəkətinin sürətindən 10^8 (yüz milliyon) dəfə kiçikdir.

Metalların klassik elektron nəzəriyyəsinə əsaslanaraq elektron qazını ideal qaz kimi qəbul etmək olar. Fərz edək ki, elektronların sərbəst yolunun (VII Fəsil, §4) uzunluğu λ, bu yola sərf etdiyi orta müddət $\bar{\tau}$ olarsa, onların xaotik hərəkətinin orta sürəti

$$\bar{v} = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{\tau}} \qquad (14.1)$$

olar. Qəbul olunur ki, elektronlar hər dəfə qəfəsdəki ionla toqquşduqda istiqamətlənmiş hərəkətinin sürətini itirir və nizamlı hərəkətə sükunətdən başlayır. Sabit elektrik sahəsində elektrona (11.3) düsturuna görə eE qüvvəsi təsir edir. Bu qüvvənin təsiri ilə elektron Nyutonun II qanununa əsasən

$$a = \frac{eE}{m}$$

təsili alır. Onda növbəti toqquşmaya qədər elektronun nizamlı hərəkətinin maksimal sürəti

$$v_n = a\tau = \frac{eE}{m}\bar{\tau}$$

və ya (14.1)-i nəzərə alsaq

$$v_n = \frac{eE}{m}\frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}} \qquad (14.2)$$

olar. Nizamlı hərəkətin orta sürəti maksimal sürətin yarısına bərabərdir:

$$\bar{v}_n = \frac{1}{2}\frac{eE}{m}\frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}} \qquad (14.2^{/})$$

Bu ifadəyə, yəni klassik elektron nəzəriyyəsinə görə Om və Coul-Lens qanunlarını yazaq.

Om qanunu. Om qanununu ifadə edən (13.5) düsturunda $(14.2^{/})$-ni yerinə yazaq. Onda cərəyan sıxlığı, yəni differensial şəkildə Om qanunu üçün

$$j = \frac{ne^2\bar{\lambda}}{2m\bar{v}}E \qquad (14.3)$$

alınar. (14.3)-ün (13.13)-lə müqayisəsindən keçiricilik əmsalının

$$\sigma = \frac{ne^2\bar{\lambda}}{2m\bar{v}} \qquad (14.4)$$

olduğunu görürük. Bu düstur metalların keçiriciliyinin elektronların konsentrasiyası, sərbəst yolunun uzunluğu ilə düz, xaotik hərəkətin sürəti ilə tərs mütənasib olduğunu göstərir və Om qanununu ifadə edir. Əgər elektronlar qəfəsdə toqquşmasalar $\bar{\lambda}$ çox böyük qiymət alar və buna uyğun keçiricilik də çox olar. Deməli, metallarda müqavimət elektronların qəfəsin təpələrində yerləşmiş ionlarla toqquşması nəticəsində yaranır.

Coul-Lens qanunu. Elektron nizamlı hərəkət edərkən sərbəst yolunun sonunda əlavə kinetik enerji

$$\Delta\bar{E}_k = \frac{m\bar{v}_n^{\,2}}{2}$$

qazanır. Burada (14.2)-ni nəzərə alsaq

$$\Delta\overline{E}_k = \frac{e^2\overline{\lambda}^2}{2m\overline{v}^2}E^2 \qquad (14.5)$$

alınar. Elektron sərbəst yolunun sonunda kristal qəfəslə toqquşur və bütün enerjisini ona verir, kristal qəfəsin daxili enerjisi artır və metal qızır, yəni elektronun nizamlı hərəkətinin kinetik enerjisi metalın qızmasına sərf olunur. Deməli, metaldan cərəyan keçərkən onun qızması elektronların öz enerjilərini toqquşma zamanı kristal qəfəsə verməsidir. Elektron hər toqquşmada qəfəsə (14.5)-lə təyin olunan qədər enerji verir. Bir saniyədə elektron $\frac{v}{\lambda}$ dəfə toqquşur. Onda *n* elektronun 1 saniyədə qəfəsə verdiyi enerji

$$W = n\Delta\overline{E}_k\frac{\overline{v}}{\overline{\lambda}} = \frac{ne^2\overline{\lambda}}{2m\overline{v}}E^2 \qquad (14.6)$$

olar. Bu ***Coul-Lens qanunudur***. Burada *n* konsentrasiya olduğu üçün bu düstur cərəyanın güc sıxlığını ifadə edir. (14.6) düsturu Coul-Lens qanununun differensial şəkildə ifadəsidir. Onu (13.22) ilə müqayisə etsək yenə də keçiricilik əmsalı üçün (14.4) dütsrunu alarıq.

Videman-Frans qanunu. Bu qanuna görə istilikkeçirmə və elektrik keçirmə əmsallarının nisbəti bütün metallar üçün eyni olub temperaturla düz mütənasibdir. VII Fəsil §5-də istilikkeçirmə əmsalı üçün alınmış ifadədə $C_v = \frac{3}{2}\frac{k}{m}$ və $\rho = nm$ nəzərə alsaq

$$\chi = \frac{1}{2}nk\overline{v}\lambda \qquad (14.7)$$

olar. Axırıncı düsturu (14.4)-ə bölsək

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{km\overline{v}^2}{e^2}$$

alınar. Burada $\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2}kT$ bərabərliyini nəzərə alsaq

$$\frac{\chi}{\sigma} = 3(\frac{k}{e})^2 T \qquad (14.8)$$

olar. Bu düstur ***Videman-Frans qanununu*** ifadə edir.

<u>İfrat keçiricilik.</u> Klassik elektron nəzəriyyəsinə əsasən temperatur azaldıqda metalın xüsusi müqaviməti azalır. Doğrudan da təcrübə bunu təsdiq edir. Ancaq aşağı temperaturlarda klassik nəzəriyyə özünü doğrultmur. Temperaturun kiçik qiymətlərində xüsusi müqavimətin temperaturdan xətti asılılığı pozulur. Müəyyən bir temperaturda müqavimət sıçrayışla sıfra enir, metal ***ifrat keçirici*** hala keçir. Temperaturun bu qiyməti ***böhran temperaturu*** adlanır. Bu temperatur müxtəlif metallar üçün müxtəlif olur. ifratkeçiricilərdə cərəyan onu yaradan sahəni götürdükdən sonra uzun müddət davam edir, onun daxilində maqnit sahəsi olmur, hətta onu maqnit sahəsinə saldıqda maqnitlənmə ifratkeçiricinin daxilinə getdikcə eksponensial qanunla azalır. Maqnit sahəsi metalı ifratkeçiricilik halından çıxarır. Bu hadisələr klassik elektron nəzəriyyəsi ilə izah oluna bilmir.

Klassik elektron nəzəriyyəsinin çətinlikləri özünü xüsusi müqavimətin temperaturdan asılılığında da göstərir. Məlumdur ki, (14.4) düsturuna daxil olan istilik hərəkətinin sürəti ($\bar{v}$) $\sqrt{T}$ ilə mütənasibdir, yəni müqavimət klassik elektron nəzəriyyəsinə görə $\sqrt{T}$ ilə mütənasib dəyişməlidir, ancaq təcrübə *T* ilə mütənasib olduğunu göstərir. Metallarda molyar istilik tutumu klassik nəzəriyyəyə görə qeyri-metallardan elektron qazının molyar istilik tutumu qədər çox alınır. Əslində isə onların molyar istilik tutumları bir-birindən o qədər fərqlənmir.

Bu çətinliklər ondan irəli gəlir ki, elektronların kristal qəfəsdə hərəkəti Nyuton mexanikasına tabe deyildir, onların paylanması Maksvell-Bolsman qanunu üzrə yox, Fermi-Dirak paylanması üzrədir, metal daxilindəki elektronların bir-biri ilə qarşılıqlı təsiri mövcuddur.

Buna baxmayaraq klassik nəzəriyyə praktik məsələlərin həllində müvəffəqiyyətlə tətbiq olunur, alınan nəticələr təcrübi nəticələri izah etməyə imkan verir.

§2. Yarımkeçiricilərin məxsusi və aşqar keçiriciliyi

Yarımkeçiricilər xüsusi müqavimətlərinə görə metallarla dielektriklər arasında yerləşir. Metallar üçün $\rho=10^{-4}-10^{-2}$, dielektriklər üçün $\rho=10^{12}-10^{14}$, yaımkeçiricilər üçün $\rho=10^{3}-10^{7}$ Om·m –dir. Yarımkeçiriciləri metallardan fərqləndirən əsas cəhət onların keçiriciliyinin xarici faktorlardan, o cümlədən temperaturdan asılı olaraq kəskin artmasıdır (metallarda temperatur artdıqda keçiricilik azalır). Bu asılılığın mexanizmi də fərqlidir. Yarımkeçiricilərdə temperatur artdıqda yük daşıyıcılarının konsentrasiyası artır. Metallarda isə konsentrasiya demək olar ki, dəyişmir.

Yarımkeçiricilərin əsas nümayəndələri dövri sistemin IV qrupundakı Ge, Si və onların birləşmələridir. III və V, II və VI elementlərinin və s. birləşmələri də yarımkeçirici xassələrə malikdirlər. Yarımkeçirici maddələr sırası çox genişdir.

Yarımkeçiricilərin metallarla ümumi cəhəti ondan ibarətdir ki, hər ikisində də keçiricilik valent elektronların hesabına yaranır. Fərq ondadır ki, metallarda valent elektronları kristal əmələgəlmə prosesində sərbəstləşirlər, lakin yarımkeçiricilərdə onlar bağlı halda olurlar. Dielektrik kristallarda da valent elektronları bağlı halda olurlar. Lakin yarımkeçiricilərdə bu bağlılıq dielektriklərə nisbətən zəifdir.

Yarımkeçiricilərdə məxsusi və aşqar keçiricilik olur.

<u>Məxsusi keçiricilik</u>. Verilmiş maddənin yalnız öz atomlarının elektronları hesabına yaranan keçiricilik ***məxsusi keçiricilik*** adlanır. Yuxarıda qeyd edildi ki, yarımkeçirici kristallarda bütün elektronlar bağlı haldadır. Məsələn, Si-un 4 valent elektronu vardır. Onun kristallik quruluşu elədir ki, iki Si atomu hər biri bir elektronu digəri ilə ortaqlaşdıraraq kovalent rabitə yaradırlar. İdeal kristalda bütün valent elektronları kovalent rabitədə olurlar. Temperaturu artırdıqda kristal qəfəsin rəqslərinin amplitudu artır və valent rabitələrin bəziləri qırılır, yəni ***elektron sərbəstləşir***. Xarici elektron sahəsi olarsa bu elektronlar keçiricilikdə iştirak edirlər. Elektronun çıxdığı yer ***deşik*** adlanır. Bu deşik başqa rabitə elektronu tərəfindən tutula bilər. Bu halda həmin elektronun yeri boşalacaqdır. Bu deşiklər özlərini sərbəst müsbət yük kimi aparırlar və keçiricilikdə iştirak edirlər. Beləliklə yarımkeçiricidə həm ***elektronların***, həm də ***deşiklərin*** hesabına ***keçiricilik*** yaranır. Bu keçiricilik ***məxsusi keçiricilik*** adlanır.

Göründüyü kimi, elektron və deşik eyni zamanda yaranır. Temperaturun yüksəlməsi ilə onların konsentrasiyası kəskin artır. Keçiricilik yüklərin konsentrasiyası ilə mütənasib olduğundan onun da artması kəskin olur.

Elə hal ola bilər ki, deşik sərbəstləşmiş elektron tərəfindən tutula bilər. Bu hadisə ***rekombinasiya*** adlanır. Rekombinasiya yük daşıyıcılarının azalmasına səbəb olur. Ancaq temperaturun artması ilə elektron-deşik cütünün yaranma ehtimalı rekombinamiyanın ehtimalından çox böyükdür. Ona görə də yarımkeçiricidə hər bir temperatura uyğun yükdaşıyıcılarının tarazlaşmış konsentrasiyası və keçiriciliyi olur. Bu keçiricilik yarımkeçiricinin məxsusi keçiriciliyidir.

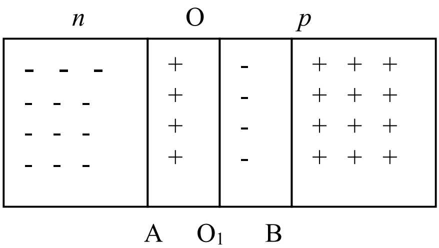
Aşqar keçiricilik. Yarımkeçiricinin kristal qəfəsdəki elementinin başqa valentli elementlə əvəz olunması nəticəsində yaranan keçiricilik ***aşqar keçiricilik*** adlanır. Məsələn, germaniumun bir atomu fosforun atomu ilə əvəz edildikdə onun 4 valent elektronu kovalent rabitənin yaranmasında iştirak edir. 1 elektronu isə artıq qalır. Bu artıq elektronun fosforla əlaqəsi çox zəif olur və keçiricilikdə iştirak edə bilir. Deməli germaniuma verilmiş hər fosfor atomu bir sərbəst elektron verir, fosfor aşqarı germaniumda elektronların sayını artırır və keçiricilik həmin elektronların hesabına yaranır. Belə tip yarımkeçirici *n-tip* yarımkeçirici, belə aşqar isə *donor* adlanır.

Germaniumun bir atomu bor atomu ilə əvəz edildikdə 3 valent elektronları olduğundan bir rabitənin yeri boş qalacaqdır, yəni deşik yaranacaqdır. Bu yer başqa rabitə elektronu tərəfindən tutulduqda bu elektronun yeri boşalacaq və deşik kristalın həcmində yerini dəyişəcəkdir. Beləliklə, hər bor atomu 1 deşik əmələ gətirəcəkdir. Deməli, germaniumun atomu bor atomu ilə əvəz olunduqda yarımkeçiricidə deşiklərin sayı artır. Belə yarımkeçirici *p-tip* yarımkeçirici, aşqar isə ***akseptor*** adlanır.

Yuxarıda deyilənlərdən aydın olur ki, aşqar keçiricilik ya elektronlar, ya da deşiklər hesabına ola bilər.

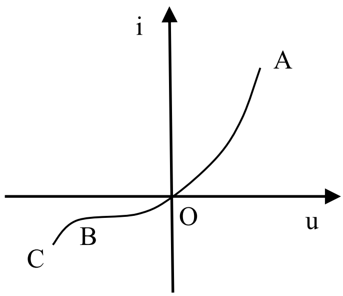
Yüksək temperaturlarda məxsusi keçiricilik kəskin artdığı üçün keçiricilik həm elektron, həm də deşiklər hesabına olur. Yalnız aşağı temperaturlarda aşqar keçiricilik üstünlük təşkil edir.

<u>Yarımkeçirici diod və triod</u>. Tutaq ki, müstəvi üzlü zəif konsentrasiyalı *n*-tip germanium kristalı vardır. Onun bir üzündən akseptor aşqar vurulur. Onda kristalın bir tərəfi (məsələn, sol tərəfi) n-tip, digər tərəfi *p*-tip yarımkeçirici olur. Onları ayıran OO_1 sərhəddində (şəkil 81) yüklərin bir-birinin daxilinə diffuziyası yaranacaqdır. Sərhəddin yaxın ətrafında bir-birinə miqdarca bərabər olan əks işarəli yüklərdən bir təbəqə əmələ gələcəkdir (AB təbəqəsi). Bu təbəqənin yaratdığı sahə elektronları sağ, deşikləri sol tərəfə keçməyə qoymur. Ona görə də bu təbəqəyə bağlayıcı təbəqə və ya *p*-tip keçid deyilir. Bu təbəqə elektronlar və deşiklər üçün potensial çəpər rolu oynayır. Belə sistemdə elektrik sahəsi yaratsaq sahənin istiqamətindən asılı olaraq *p-n* keçidinin potensial çəpərinin hündürlüyü dəyişəcəkdir. Əgər kristalın *p* tərəfini mənbəyin müsbət, *n* tərəfini mənfi qütbünə bağlasaq potensial çəpərin hündürlüyü azalacaq, əsas yük daşıyıcılarının hərəkət istiqaməti xarici sahənin istiqaməti ilə üst-üstə düşdüyü üçün cərəyan şiddəti artacaqdır. Bu, ***düz keçid*** adlanır (şəkil 82-də



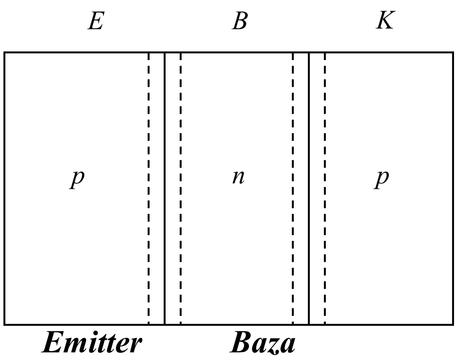
Şəkil 81

qrafikin OA hissəsi). Xarici sahə əks istiqamətdə olduqda potensial çəpərin hündürlüyü artır. Əsas yüklərin yaratdığı cərəyan çox kiçik olur və tezliklə doyma halına çatır (***tərs keçid***) (qrafikdə OB hissəsi). Ancaq gərginliyin qiymətini çox artırdıqda tərs keçidin cərəyanı kəskin artır (BS hissəsi), yarımkeçirici deşilir. Təsvir olunan yarımkeçirici sistem ***diod*** adlanır. Şəkil 82-də yarımkeçirici diodun volt-amper xarakteristikası göstərilmişdir. Düz keçidin cərəyan şiddəti tərs keçidin cərəyan şiddətindən çox-çox böyükdür, yəni bir istiqamətdə keçiricilik yüksəkdir, əks istiqamətdə isə zəifdir. Diodun bu xassəsindən dəyişən cərəyanları düzləndirmək, zərrəcikləri və elektromaqnit dalğalarını detektə etmək və s. işlərdə istifadə olunur.



Şəkil 82

İki *p-n* keçidə malik olan kristal ***triod*** və ya ***tranzistor*** adlanır. Kristalın kənarları eyni, orta hissəsi isə onlardan fərqli tip yarımkeçirici olur. Kənarları *p*-tip, orta hissəsi *n*-tip olan triod şəkil 83-də göstərilmişdir. Orta hissə baza, onun solunda və sağında olan yarımkeçiricilər isə uyğun olaraq emitter (E) və kollektor (K) adlanır. Burada elektronların konsentrasiyası emitter və kollektorda deşiklərin



Şəkil 83

konsentra-siyasından kiçik götürülür. Emitter-baza sisteminə gərginlik əsas yüklərin hərəkəti istiqamətində verilir. Baza-kollektor sisteminə isə əks istiqamətdə və böyük gərginlik verilir. Belə olduqda Emitter-baza *p-n* keçidinin potensial çəpərinin hündürlüyü azalır, baza-kollektorda isə artır. Emitterdən bazaya doğru deşiklər istiqamətlənmiş hərəkət edərək düz keçidə uyğun cərəyan yaradırlar. Bazaya keçmiş deşiklər yollarını davam etdirərək kollektora diffuziya edirlər. Bazanın qalınlığı az olduğu üçün rekombinasiyanı nəzərə almamaq olar. Bu halda qəbul etmək olar ki, kollektor cərəyanı emitter cərəyanına bərabərdir. Eyni miqdarda olan cərəyan müqavimət böyük olan yerdə daha çox gərginlik düşgüsü yaradır. Baza-kollektor kontaktında müqavimət çox böyük olduğu üçün orada gərginlik düşgüsü də çox böyük olur. Buradan görünür ki, tranzistor gərginliyi və ona uyğun gücü artırır. Tranzistorun bu xassəsindən zəif siqnalları gücləndirmək üçün istifadə edilir.

Yuxarıda qeyd olundu ki, yarımkeçiricilərin keçiriciliyi xarici təsirlərdən asılıdır. Temperaturun artması ilə keçiriciliyin artmasından istifadə edərək yarımkeçirici termometrlər – termorezistorlar (termister) düzəldilir. Yarımkeçiricinin üzərinə işıq saldıqda da onun keçiriciliyi artır. Bu prinsipdə işləyən qurğu fotorezistor adlanır. Kənardan zərrəciklər düşdükdə də keçiricilik dəyişir (detektorlar) və s.

§3. Elektrolitlərdə elektrik cərəyanı

Tərkibində kifayət qədər sərbəst ionlar olan maddə elektrolit adlanır. Bu maddələr qrupuna bir çox duzların, əsasların, qələvilərin, turşuların suda məhlulları aiddir.

Elektrolitik dissosiasiya. Maddələr həll olduqda onun molekulları həlledicinin molekulları tərəfindən əhatə olunurlar. Həlledicinin molekullarının elektrik sahəsinin (dipolun elektrik sahəsi, XI Fəsil, §2) təsiri ilə həll olan maddənin molekulları müsbət və mənfi ionlara parçalanırlar. Bu hadisə ***elektrolitik dissosiasiya*** adlanır. Dissosiasiya zamanı yaranmış əks işarəli ionlar rastlaşaraq yenidən neytral molekula çevrilə bilirlər. Bu hadisə isə ***rekombinasiya*** adlanır. Dissosiasiya nəticəsində yaranmış ionların sayı artdıqca onların bir-birinə rastgəlmə ehtimalları da, yəni rekombinasiya ehtimalı da artır. Elə vəziyyət yaranır ki, artıq ionların sayı dəyişmir, yaranan ionların sayı rekombinasiya edən ionların sayına bərabər olur və dinamik tarazlıq yaranır. Bu tarazlıq ***dissosiasiya dərəcəsi*** ilə xarakterizə olunur. ***Dissosiasiya dərəcəsi*** α ilə işarə olunur və ***həll olan maddə****nin* ***molekullarının dissosiasiya etmiş hissəsini göstərir****.* Tutaq ki, məhlulda həll olan maddənin molekullarının konsentrasiyası *n*-dir. Onda həmin molekulların ionlara parçalanmışlarının sayı $\alpha \cdot n$, salamat qalanlarının sayı isə $(1-\alpha)n$ olur.

Aydındır ki, vahid zamanda vahid həcmdə dissosiasiya edən molekulların sayı n_1 salamat qalan molekulların sayı ilə mütənasib olacaqdır, yəni

$$n_1 = A(1-\alpha)n,$$

rekombinasiya edənlərin sayı n_2 isə dissosiasiya olunmuş molekulların sayının kvadratı ilə mütənasib olacaqdır (molekullar iki iona parçalandığı üçün), yəni

$$n_2 = B(\alpha \cdot n)^2$$

Dinamik tarazlıq yarandıqda $n_1=n$ olur. Bu şərtə görə yuxarıdakı iki ifadənin bərabərliyindən dissosiasiya dərəcəsi tapılır:

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \frac{A}{B} \cdot \frac{1}{n} \qquad (14.9)$$

Burada A -elektrolitin təbiətindən və temperaturdan asılı olan əmsal, B -isə ölçü əmsalıdır. Elektrolitlərdə həllediciniin molekullarının dipol momenti nə qədər böyük olarsa, onun yaratdığı sahə də bir o qədər böyük olacaqdır. Həlledicinin və həll olan maddələrin molekulları arasında dipol-dipol, kvadrupol qarşılıqlı təsir olduğunu qəbul etsək, onda A/B nisbətini həlledicinin dielektrik nüfuzluğu ilə mütənasib olduğunu yazmaq olar, yəni (14.9) düsturunu

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = k\varepsilon \cdot \frac{1}{n}$$

kimi yazmaq olar. Buradan görünür ki, $\alpha = 1$ olması üçün, yəni həll olan maddənin tam dissosiasiya etməsi üçün təkcə konsentrasiyanın kiçik olması kafi deyildir, həm də həlledicinin dielektrik nüfuzluğu böyük olmalıdır. Beləliklə, dinamik tarazlıqda olan elektrolitdə dissosiasiya dərəcəsi o vaxt böyük olur ki, həlledicinin dielektrik nüfuzluğu və ya onun molekullarının dipol momenti böyük olsun. Bütün bəsit həlledicilərdən dielektrik nüfuzluğu ən böyük olan sudur. Ona görə də su ən yaxşı həlledicidir.

<u>Elektrolitlərin keçiriciliyi</u>. Gördük ki, elektrolitlərdə dissosiasiya dərəcəsinin vahidə yaxın qiymətlərində çox sayda sərbəst yük daşıyıcıları vardır. Onların konsentrasiyası böyük olduğu üçün elektrolit naqillər qrupuna aiddir. Metallarda yük daşıyıcıları təkcə sərbəst elektrondan ibarətdir və cərəyan sıxlığı vahid zamanda vahid səthdən keçən elektronların yükünə bərabərdir. Elektrolitlərdə isə sahə yarandıqda hər iki işarədən olan ionlar nizamlı hərəkət edərək cərəyan yaradırlar və cərəyan sıxlığı hər bir işarədən olan ionların cərəyan sıxlıqlarının cəminə bərabər olur:

$$j = j_+ + j_-$$

Müsbət və mənfi ionların konsentrasiyalarının eyni olduğunu $(n_+ = n_- = \alpha n)$ və (13.5) düsturunu nəzərə alaraq

$$j = \alpha nq(v_+ + v_-) \qquad (14.10)$$

yazmaq olar. Burada q -ionun yükü, v_+ və v_- -ionların qərarlaşmış hərəkətlərinin sürətidir. Bu sürətlər xarici sahənin intensivliyi ilə düz mütənasibdir:

$$v_+ = U_+E \text{ və } v_- = U_-E \qquad (14.11)$$

Burada U_+ -müsbət, U_- -mənfi ionun yürüklüyü adlanır. Bu ifadələri (14.10)-da yerinə yazsaq, alarıq

$$j = \alpha nq(U_+ + U_-)E \qquad (14.12)$$

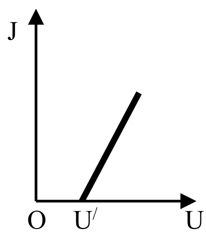
Bu düstur ***elektrolitlər üçün differensial formada Om qanununu*** ifadə edir. Onun (13.13) düsturu ilə müqayisəsindən elektrolitlərin keçiriciliyi üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$\sigma = \alpha n q(U_+ + U_-) \tag{14.13}$$

Yürüklük vahid intensivliyə malik olan sahədə ionun qərarlaşmış hərəkət sürətinə ədədi qiymətcə bərabər olan kəmiyyətdir. Elektrolit özlü məhluldur. İonun hərəkəti zamanı ona daxili sürtünmə qüvvəsi təsir edir. İonların ölçüləri müxtəlif olduğu üçün (məsələn Cu^{++} və SO_4^{--}) onlara təsir edən sürtünmə qüvvəsi fərqli olacaq və ona görə də yürüklük də bir-birindən fərqlənəcəkdir. Beləliklə (14.13)-dən görünür ki, elektrolitlərin keçiriciliyi bir işarədən olan ionların sayı (αn), onların yürüklüklərinin cəmi və ionun daşıdığı yükün miqdarı ilə düz mütənasibdir.

Elektrolitlərdə metallardan fərqli olaraq temperatur artdıqda keçiricilik artır (müqavimət azalır). Belə asılılıq temperatur artdıqda dissosiasiya dərəcəsinin artması və elektrolitin özlülüyünün azalması ilə izah olunur. Özlülük azaldıqda ionların yürüklüyü artır.

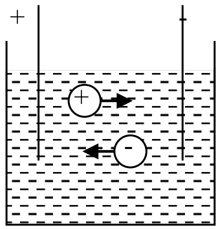
(14.12) düsturu göstərir ki, elektrolitlərdə metallarda olduğu kimi cərəyan sıxlığı xarici sahənin intensivliyi ilə düz mütənasibdir, yəni elektrolitin də volt-amper xarakteristikası düz xəttdir. Lakin bu düz xətt koordinat başlanğıcından yox, gərginlik oxundan U' qədər parça ayıraraq keçir (şəkil 84). Bu parçaya uyğun gərginlik ionların



Şəkil 84

hərəkəti zamanı yüklərin polyarlaşması hesabına yaranan gərginlikdir. Onun qiyməti elektrolitdən asılıdır.

<u>Elektroliz. Faradey qanunları.</u> Elektrolitə iki metal (keçirici) lövhə salaq və onları şəkil 85-də göstərildiyi kimi yükləyək (bu lövhələr elektrod – müsbət yüklənmiş lövhə anod, mənfi yüklənmiş lövhə isə katod adlanır). Onda elektrolit daxilində sahə yaratsaq və sahənin təsiri ilə müsbət ionlar (kationlar) katoda, mənfi ionlar (anionlar) anoda doğru hərəkət edərək cərəyan yaradacaqlar. Kationlar katod üzərinə oturaraq ondan elektron alıb neytrallaşacaq, anionlar isə anod üzərinə oturub öz artıq elektronunu ona verərək neytrallaşacaqdır (elektronların və elektrolitin xarakterindən asılı olaraq elektrodlara gələn maddələr yenidən reaksiyaya girə bilərlər və ya elektrod üzərində yığılarlar). ***Elektrolitdən cərəyan keçərkən onun tərkib hissələrinin elektrodlar üzərində ayrılması hadisəsi elektroliz adlanır***. Elektroliz qanunları Faradey tərəfindən təcrübi olaraq müəyyən edilmişdir. ***Faradeyin I qanununa görə elektrolitdən cərəyan keçərkən elektrodda ayrılan maddənin miqdarı elektrolitdən keçən yükün miqdarı ilə mütənasibdir***:



Şəkil 85

$$m = kq \qquad (14.14)$$

və ya cərəyan sabit olarsa

$$m = kJt$$

cərəyan sabit olmazsa

$$m = k\int idt\,.$$

Burada k- elektrolitin təbiətindən asılı ***olub elektrokimyəvi ekvivalent*** adlanır. O, ədədi qiymətcə ***elektrolitdən 1 kl yük keçdikdə elektrodda ayrılan maddənin miqdarına*** bərabər olan kəmiyyətdir.

Faradeyin II qanunu elektrokimyəvi ekvivalentin kimyəvi ekvivalentlə ($\frac{M}{z}$) mütənasib olduğunu ifadə edir:

$$k = \frac{1}{F}\frac{M}{z} \qquad (14.15)$$

Burada *M* – ayrılan maddənin molyar kütləsi, *z* – onun valentliyi, *F* – isə ***Faradey ədədi*** adlanır.

Axırıncı ifadəni (14.14) düsturunda yazaq. Onda

$$m = \frac{1}{F}\frac{M}{z}q \qquad (14.16)$$

alınar. Əgər elektrod üzərində ayrılan maddənin molekul kütləsini m_o və oraya gələn ionların sayını N ilə işarə etsək $m=m_oN=MN/N_A$ olar. Hər bir ionun yükü ze olduğundan elektrod üzərinə gələn ionların daşıdığı yük isə $q=zeN$ olur. Axırıncı ifadələri (14.16) yerinə yazsaq

$$F=eN_A \qquad (14.17)$$

alınar. Faradey ədədi BS-də *kl*/*mol*, kimyəvi ekvivalent isə *kq*/*mol* ilə ölçülür. Bu vahidə kiloqram ekvivalent deyilir. (14.16)-da $M/z=1$ yazaq. $m=q/F$ olar. Buradan görünür ki, elektrodda ixtiyari maddənin kimyəvi ekvivalentinə ədədi qiymətcə bərabər olan miqdarda (yəni 1 *kq*-ekvivalent) maddə ayırmaq üçün elektrolitdən Faradey ədədinə bərabər miqdarda yük keçməsi lazımdır. Faradey ədədinin (14.17) ifadəsini (14.16)-da yerinə yazsaq alarıq:

$$m = \frac{1}{eN_A}\frac{M}{z}Jt \qquad (14.17')$$

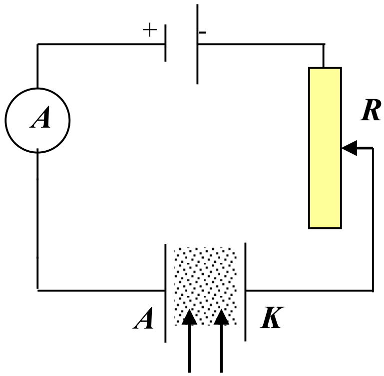
Bu düsturdan istifadə edərək təcrübi üsulla elektronun yükünü hesablamaq olar.

Elektroliz hadisəsindən əşyaların üzərinə metal təbəqə çəkməkdə, filizlərdəki metalları bir-birindən ayırmaqda, səthləri hamarlamaqda, ağır su almaqda, elektrolitik kondensatorlar hazırlamaqda istifadə edilir.

§4. Qazlarda elektrik cərəyanı

Qazlarda sərbəst halda yük daşıyıcıları olmadığından onlar dielektriklər qrupuna aiddirlər və adi halda cərəyan keçirmirlər. Ancaq kənardan təsir olduqda və elektrik sahəsi yaratdıqda qaz cərəyan keçirir. Qazın halının dəyişməsilə onda elektrik cərəyanının yaranması hadisəsi ***qaz boşalması*** adlanır. Qazda cərəyan əmələ gəlməsi üçün əvvəlcə sərbəst yüklər yaratmaq lazımdır. Qazı təşkil edən atom və ya molekulları ionlaşdırmaqla sərbəst yüklər – elektron və ionlar yaranacaqdır. Qazı müxtəlif vasitələrlə – qızdırmaqla, elektron dəstəsilə zərbələr vurmaqla, radioaktiv, kosmik və rentgen şüalar ilə təsir etməklə ionlaşdırmaq olar. İonlaşma zamanı elektronlar və hər iki işarəli yüklərə malik ionlar yaranır. Onların sayı çox olduqda rastlaşma ehtimalı artır və bir-birini neytrallaşdırırlar. Bu hadisə elektrolitlərdə olduğu kimi ***rekombinasiya*** adlanır. Ancaq ionlaşma intensivliyi rekombinasiya intensivliyindən böyük olur.

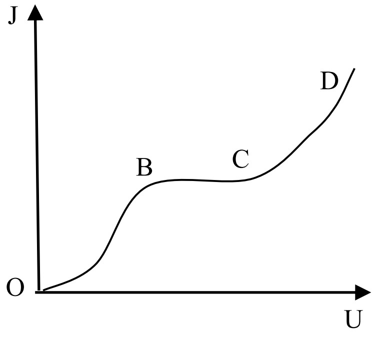
<u>Qeyri-müstəqil boşalma</u>*. *Kənar təsirlər hesabına yaranan boşalma qeyri-müstəqil boşalma adlanır*.** Tutaq ki, A və K lövhələri arasında qaz vardır. Lövhələri cərəyan mənbəyinə qoşduqda ampermetr (şəkil 86) cərəyan göstərmir. Qazı kənardan qızdırdıqda ampermetr dövrədə cərəyan yarandığını göstərir. Deməli, qazı qızdırdıqda qaz ionlaşır, yük daşıyıcıları əmələ gəlir və onlar A və K lövhələri arasındakı elektrik sahəsində istiqamətlənmiş hərəkət edərək cərəyan yaradırlar. R reostatı vasitəsilə lövhələr arasındakı gərginliyi artırsaq cərəyan şiddəti əvvəlcə artacaq (OB hissəsi), sonra isə doyma halı (BC hissəsi) yaranacaqdır (şəkil 87). Təqribən xətti olan OB hissəsində gərginlik artdıqca xarici təsirlə yaranmış elektronların və ionların anoda və katoda çatanlarının sayı artır. Bu hissə üçün Om qanunu ödənir. Sonra gərginliyin artmasına baxmayaraq cərəyan şiddəti artmır, sabit qalır. Bu o deməkdir ki, xarici təsirlə vahid zamanda yaranmış yüklərin miqdarı vahid zamanda elektrodlara çatan yükün miqdarına bərabər olur. Bu hal ***doyma halı, uyğun cərəyan şiddəti isə ***doyma cərəyanı*** adlanır.



Şəkil 86

Elektrolitlərdə cərəyan sıxlığını hesabladıqda apardığımız mülahizələrə analoji mülahizə aparmaqla qeyri-müstəqil boşalmada cərəyan sıxlığı üçün aşağıdakı ifadəni yazmaq olar

$$j = qn(U_+ + U_-)E \qquad (14.18)$$



Şəkil 87

Burada q ionların yükü, n isə ion cütlərinin sayıdır. Bu düstur göstərir ki, qeyri-müstəqil boşalmada cərəyan sıxlığı xarici təsirin yaratdığı ion cütlərinin sayı ilə mütənasibdir. Xarici təsir kəsildikdə dövrədə cərəyan olmur.

Beləliklə, ***qeyri-müstəqil boşalmanın əsas xassəsi cərəyan sıxlığının xarici təsirlə yaranmış ion cütlərinin sayından asılı olmasıdır.*** İonlaşma kameralarının və zərrəcikləri qeyd edən sayğacların iş prinsipi qeyri-müstəqil boşalmanın yuxarıda göstərilən xassəsinə əsaslanmışdır.

Müstəqil boşalma. Şəkil 86-da göstərilmiş sxemdə R reostatı vasitəsi ilə anod və katod arasındakı gərginliyi artırmaqda davam etsək cərəyan şiddətinin artdığını müşahidə edərik (şəkil 87-də CD hissəsi). Cərəyanın artması o demədik ki, elektrodlar aralığında ion cütlərinin sayı artmışdır. Xarici təsiri kəssək, yenə də cərəyan artmaqda davam edəcəkdir. Deməli, cərəyanın olmasına səbəb qaz boşalmasının özüdür. Belə boşalma ***müstəqil boşalma*** adlanır. Müstəqil boşalma yaradan gərginliyə isə ***deşilmə*** və ya ***alışma gərginliyi*** deyilir.

Müstəqil boşalma zamanı yüklü zərrəciklərin sayı kəskin artır. İki şərt ödəndikdə müstəqil boşalma yaranır: 1) Molekulları ionlaşdırmaq üçün anodda «itən» elektronların əvəzinə yeni elektronlar əmələ gəlməli və 2) bu elektronlar selvari ionlaşma yaratmalıdırlar. Yeni elektronlar böyük sürətlə müsbət ionların katoda zərbəsi ilə katoddan çıxırlar. Bu proses ikinci emissiya adlanır (birinci emissiya qaz molekullarının ionlaşması zamanı elektronların çıxmasıdır).

Tutaq ki, katoddan *x* məsafədə olan *dx* qaz layında bir elektron αdx sayda ion cütü yaradır. Onda *n* sayda elektronun yaratdığı cütlərin sayı (həm də elektronların sayı)

$$dn = n\alpha dx$$

olar. Bu ifadəni inteqrallayıb inteqral sabitini əvvəlcədən mövcud olan elektronların sayına (n_o) bərabər götürsək, onda

$$n = n_o e^{\alpha \cdot d} \qquad (14.19)$$

alarıq. Burada *d*-lövhələr arasındakı məsafədir.

Qeyd olundu ki, müsbət ionların enerjisi kifayət qədər böyük olarsa, yəni ionların kinetik enerjisi elektronların katoddan çıxış işindən böyük olarsa, onda ionlar katoddan elektronlar çıxaracaqlar. Katoddan çıxan elektronların sayının bu emissiyanı yaradan zərrəciklərin sayına nisbəti ikinci emissiya əmsalı adlanır, γ ilə işarə olunur və tərifə görə ixtiyari akt üçün

$$\gamma = \frac{n_2}{n_1} \qquad (14.20)$$

şəklində yazılır. (14.19) düsturuna görə qazın həcmində əlavə yaranan və katoda zərbə vuran zərrəciklərin sayı

$n_1 = n - n_{1o} = n_{1o}(e^{\alpha d} - 1)$ olar. Onda (14.20) ifadəsinə görə katoddan çıxan elektronların sayı $n_2 = \gamma n_1 = \gamma n_{1o}(e^{\alpha d} - 1)$ olacaqdır. Əvvəlcədən qazın daxilində olan elektronların sayını da nəzərə alsaq, onda ikinci emissiyadan sonra qazın həcmində olan elektronların bu akt üçün ilk sayı $n_{1o} = n_2 + n_o = \gamma n_{1o}(e^{\alpha d} - 1) + n_o$ olar. Buradan

$$n_{1o} = \frac{n_o}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

olar. İlk sayı bu ifadə ilə verilən elektronların (14.19) düsturuna əsasən qazın həcmində yaratdığı yüklü zərrəciklərin sayı

$$n = n_{1o}e^{\alpha d} = \frac{n_o e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \qquad (14.21)$$

olacaqdır. Bu düsturdan görünür ki, elektrik sahəsinin gərginliyinin böyük qiymətlərində γ və α elə arta bilər ki, kəsrin məxrəci sıfra yaxınlaşar. Onda elektronların sayı sonsuz olaraq artar, qaz tamamilə ionlaşar. Qazda elektronların və ionların yüklərinin cəbri cəmi ixtiyari həcmdə sıfra bərabər olar. Qazın bu halı *plazma* adlanır. Plazma maddənin xüsusi halıdır.

Müsbət və mənfi yüklərinin sayı eyni olan, qismən və ya tam ionlaşmış qaz plazma adlanır. Vahid həcmdə olan ionların sayının atomların sayına nisbəti plazmanın ionlaşma dərəcəsi adlanır.

Müstəqil boşalmanın növlərindən biri *alovsuz boşalmadır*. Belə boşalma aşağı təzyiqlərdə boru daxilində anod və katod aralığında baş verir. Bu boşalmadan işıq mənbəyi kimi istifadə edilir.

Atmosferdə anodla katod arasındakı gərginliyi artırdıqda elə an gəlib çatır ki, elektronlar arasında işıqlanan kanal şəklində qığılcım yaradır. Belə sərbəst boşalma ***qığılcım boşalması*** adlanır.

Nazik məftildə və ya iti uclu elektrodda yüksək gərginlik yaratdıqda onların ətrafında hava qatı deşilir. Belə qaz boşalması ***tac boşalması*** adlanır.

Qığılcım boşalmada elektronlar arasındakı müqavimət kəskin azalarsa belə boşalma ***qövs boşalması*** adlanır. Bu boşalmada cərəyan şiddəti çox böyük qiymət alır. Ona görə də bu boşalmada kömür elektrodlardan istifadə edilir.

§5. Vakuumda elektrik cərəyanı

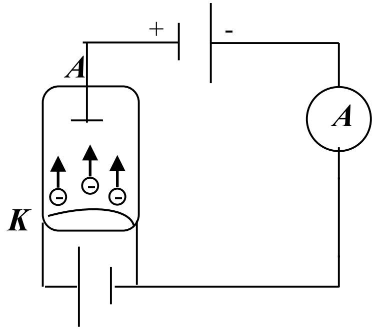
<u>Termoelektron emissiyası</u>. Metallarda istilik və elektrik prosesləri bir-birilə bağlıdır. Bu bağlılıq bir sıra termoelektrik hadisələrdə özünü göstərir. Ardıcıl bağlanmış müxtəlif naqillərin kontakt nöqtələrində temperatur müxtəlif olduqda onların uclarında ehq yaranır (Zeebek effekti). Cərəyan keçərkən iki müxtəlif naqilin kontaktında istilik ayrılır və ya udulur (Peltye effekti). Cərəyanlı naqil boyunca temperatur qradiyenti olduqda naqildə Coul-Lens istiliyindən əlavə istilik ayrılır (Tomson effekti). Göstərilən termoelektrik hadisələr yük daşıyıcıları selində (cərəyan axan naqildə) istilik tarazlığının pozulması ilə əlaqədardır.

Temperaturla əlaqədar proseslərdən biri də termoelektron emissiyasıdır. ***Qızdırılmış cisimlərin özündən elektron buraxması hadisəsi termoelektron emissiyası adlanır***. Maddə daxilində elektronların enerjiyə görə paylanması elədir ki, orada bəzi elektronların enerjisi böyük olur. Belə elektronlar maddənin səthini tərk edirlər. Otaq temperaturunda belə elektronların sayı az olur. Temperatur yüksəldikdə metalı tərk edən elektronların sayı kəskin artır.

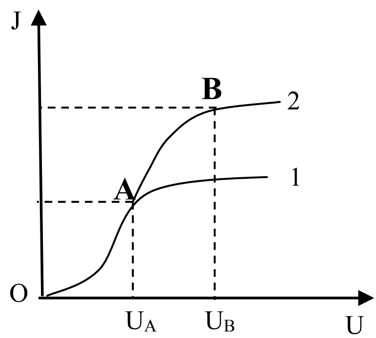
Metallarda elektronlar sərbəst istilik hərəkəti edirlər. Elektronlarla kristal qəfəsdə yerləşmiş müsbət ionlar arasında cəzbetmə qüvvəsi vardır. Bu qüvvənin təsiri ilə metalın səth təbəqəsində elektrik sahəsi yaranır (XII Fəsil, §1). Bu sahənin potensialı metalın dəirnliyinə getdikcə azalır, ona görə də dərində olan elektronların potensial enerjisi ($e\varphi$) kiçik olur. Elektronun tam enerjisi onun istilik hərəkətinin kinetik enerjisi ilə potensial enerjinin cəmindən ibarətdir. Deməli, naqilin temperaturunun bütün nöqtələrdə eyni olduğunu (yəni bütün elektronların kinetik enerjilərinin eyni olduğunu) qəbul etsək, onda səthdəki elektronların daxildəki elektronlara nəzərən tam enerjilərinin çox olduğunu görərik. Ona görə də metalın səthindəki elektronlar enerjinin kiçik flüktuasiyası (orta qiymətdən kənara çıxması) nəticəsində metalın səthini tərk edə bilərlər. Qeyd olundu ki, adi temperaturda bu elektronların sayı çox az olur.

Bu mülahizələrdən görünür ki, elektronun metaldan çıxması üçün onun enerjisi ən azı olduğu yerlə səth arasındakı potensiallar fərqini keçməyə lazım olan işə bərabər olmalıdır. Bu iş elektronun metaldan *çıxış işi* adlanır. Çıxış işi elektronun enerji halından asılı olduğu üçün onun orta qiyməti götürülür. Çıxış işi metalın növündən asılıdır. Metalı qızdırdıqda elektronun aldığı əlavə istilik enerjisi onun çıxış işinə bərabər və ondan böyük olduqda elektron metalın səthini tərk edir və metaldan (emitterdən) termoelektron emissiyası yaranır.

İki elektrodlu elektron lampası (vakuum diodu). Tutaq ki, içərisindən havası sorulmuş boru vardır. Onun baş tərəflərində metal elektrodlar yerləşdirilmişdir (şəkil 88). Katodu qızdırdıqda termoelektron emissiyası yaranacaq, yəni katoddan elektronlar çıxacaqdır. Çıxan elektronların bəziləri anod gərginliyi olmadıqda belə anoda çatacaq, çox zəif cərəyan yaradacaqlar. Ancaq elektronların əksəriyyəti katodun səthi yaxınlığında yığılacaqlar. Anoda gərginlik verdikdə katodla anod arasında elektronların istiqamətlənmiş hərəkəti – cərəyan yaranacaqdır. Deməli, ***vakuumda cərəyan termoelektronlar selindən ibarətdir.***



Şəkil 88



Şəkil 89

Anodla katod arasında gərginlik artdıqda cərəyan şiddəti də artır (şəkil 89, 2). Lakin bu asılılıq (OA və ya OB) düzxətli deyildir. Bunun səbəbi ilk anlarda katod ətrafında elektronların konsentrasiyasının böyük olmasıdır. Bu elektronların yaratdığı potensial xarici mənbəyin yaratdığı potensiallar fərqini azaldır. Ona görə də cərəyan şiddətinin gərginlikdən asılılığı Om qanununa tabe olmur. Bu asılılıq Boquslavski-Ləngmür düsturu ilə ifadə olunur:

$$J = \alpha U^{3/2}$$

Burada α-mütənasiblik əmsalı olub, katodun səthinin sahəsindən, anodla katod arasındakı məsafədən və elektronun xüsusi yükündən asılıdır.

Anod gərginliyi müəyən qiymətə çatdıqda (1-ci əyri üçün U_A) cərəyan şiddəti *doyma* qiymətini alır. Bu o deməkdir ki, katoddan vahid zamanda çıxan elektronların sayı anoda vahid zamanda çatan elektronların sayına bərabər olur. Katodun temperaturunu artırdıqda doyma cərəyanının qiyməti artır (2-ci əyri). Doyma cərəyanı həm də elektronun metaldan çıxış işindən də asılıdır. Doyma cərəyanının sıxlığının temperaturdan və çıxış işindən asılılığı aşağıdakı düsturla ifadə olunur:

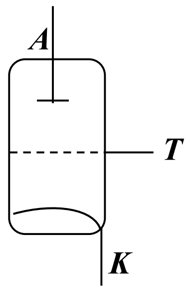
$$j = BT^2 e^{-\frac{A}{kT}}$$

Burada *B*-bütün metallar üçün sabit olan əmsal, *k*-Bolsman sabiti, *T*-mütləq temperatur, *A*-isə elektronun metaldan çıxış işidir.

Bu prinsipdə işləyən lampa iki elektrodlu ***elektron lampası*** və ya ***vakuum diodu*** adlanır. Şəkil 89-da vakuum diodunun volt-amper xarakteristikası göstərilmişdir.

Aydındır ki, anoda mənfi potensial verilərsə lampada cərəyan yaranmayacaqdır, yəni ***vakuum diodu yalnız bir istiqamətdə cərəyan keçirir. Diodun bu xassəsindən dəyişən cərəyanı düzləndirmək üçün istifadə edilir.***

<u>Üç elektrodlu elektron lampaları. Triod</u>. Çox elektrodlu lampalarda gərginliyi və cərəyan şiddətini idarə etmək mümkündür. Bu lampalardan zəif siqnalları gücləndirmək üçün istifadə edilir. Lampanın daxilində anod və katoddan başqa bir neçə elektrod olur. Bu lampalardan biri də üçelektrodlu lampadır. Belə lampa *triod* adlanır. Onun üçüncü elektroduna (T) tor deyilir (şəkil 90) və katoda yaxın yerləşdirilir. Tora mənfi gərginlik verdikdə elektronların anoda hərəkətinin qarşısı alınır və lampadan cərəyan keçmir. Tora müsbət gərginlik verdikdə anod cərəyanı artır və torun özündə də cərəyan yaranır. Lampadan keçən cərəyan anod və tor cərəyanlarının cəmindən ibarət olur. Adətən tor cərəyanı kiçik olur, ona görə də lampadan axan cərəyanı anod cərəyanına bərabər qəbul etmək olar. Bu cərəyan torun və anodun gərginliyindən asılıdır. Lakin anod gərginliyinin bir hissəsi tor gərginliyi tərəfindən azaldılır. Anod gərginliyinin γ dəfə azaldığını qəbul etsək, onda onun "təsiredici" qiyməti U_a/γ olar. Burada γ-lampanın ***gücləndirmə əmsalı*** adlanır. Lampanın ümumi gərginliyi tor gərginliyi (U_T) ilə anodun "təsiredici" gərginliklərinin (U_a/γ) cəmindən ibarət olur. Onda anod cərəyanı gərginliklər cəmi ilə mütənasib olacaqdır. Anod dövrəsindəki müqavimət lampanın daxili müqavimətindən böyük olarsa anod



Şəkil 90

dövrəsindəki cərəyan sabit qalacaq. Bu isə $U_T + \frac{U_a}{\gamma}$ cəminin sabit qalması deməkdir. Cəm sabit qalırsa onun toplananlarının dəyişməsi əks işarə ilə bir-birinə bərabər olmalıdır, yəni

$$\Delta U_T = -\frac{\Delta U_a}{\gamma}, \quad \gamma = -\frac{\Delta U_a}{\Delta U_T}$$

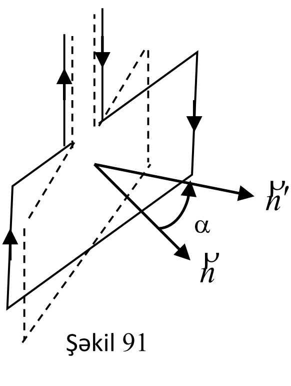
olur. Bu düstur göstərir ki, anod gərginliyinin dəyişməsi tor gərginliyinin dəyişməsindən böyükdür. Beləliklə üçelektrodlu lampanın gücləndirmə əmsalı anod gərginliyinin dəyişməsinin tor gərginliyinin dəyişməsinə nisbəti ilə ölçülür.

Gücləndirmə əmsalını dəfələrlə artırmaq üsullarından biri çox sayda triodlardan istifadə etməkdir. Dövrədə çox sayda triod olduqda birinci lampada gücləndirilmiş anod gərginliyi ikinci triodun toruna, ikinci lampada gücləndirilmiş anod gərginliyi üçüncü triodun toruna və s. verilir. Bu qayda ilə gərginlik milliyon dəfələrlə gücləndirilir.

XV FƏSİL. MAQNİT SAHƏSİ

§1. Cərəyanların qarşılıqlı təsiri. Maqnit sahəsi

Cərəyanın müxtəlif təsirlərini öyrənərkən müəyyən olunmuşdur ki, cərəyan axan naqilə maqnit əqrəbi yaxınlaşdırdıqda o meyl edir, yəni maqnit əqrəbi ilə cərəyan arasında qarşılıqlı təsir meydana çıxır. Cərəyan axan naqilə başqa bir cərəyanlı naqil yaxınlaşdırdıqda da onlar arasında qarşılıqlı təsirin olduğu müşahidə edilir. Əgər bir-birinə paralel yerləşdirilmiş iki naqildən eyni istiqamətdə cərəyan buraxsaq onların bir-birini cəzb etdiyini, əks istiqamətdə cərəyan buraxdıqda isə onların bir-birini itələdiyini görürük. Cərəyanlı naqildən birini cərəyanlı çərçivə ilə əvəz etdikdə çərçivənin döndüyünün şahidi oluruq. Cərəyanlı çərçivəyə sabit maqnit çubuğu yaxınlaşdırdıqda da çərçivə dönür. Bu təcrübələr göstərir ki, cərəyanlı naqilin maqnit çubuğuna təsiri maqnit çubuğun cərəyanlı naqilə təsiri kimidir. Onda cərəyanlı naqillərin də bir-birinə təsirini maqnitlə cərəyanın qarşılıqlı təsiri kimi qəbul etmək lazımdır. Belə qarşılıqlı təsir maqnit qarşılıqlı təsir adlanır.



Şəkil 91

Elektrostatikada sükunətdə olan yüklərin qarşılıqlı təsirinin elektrik sahəsi tərəfindən ötürüldüyünü qəbul etmişdik. Ona analoji olaraq qəbul edirik ki, hər bir cərəyan öz ətrafında sahə yaradır. Oraya başqa cərəyanlı naqil gətirdikdə ona qüvvə təsir edir. Bu sahə ***maqnit sahəsi*** adlanır. Buradan görünür ki, maqnit sahəsinin əsas xarakteristikalarından biri oraya gətirilmiş cərəyanlı naqilə göstərdiyi təsirdir. Bu təsiri kəmiyyətcə təyin etmək üçün maqnit sahəsinə cərəyanlı çərçivə gətirək (şəkil 91). Çərçivədən axan cərəyan şiddətini J_o, onun sahəsini S, çərçivəyə perpendikulyar olan vahid vektoru - çərçivənin normalını $\vec{n}$ ilə işarə edək. Görəcəyik ki, maqnit sahəsinə gətirilmiş cərəyanlı çərçivə dönür. Deməli çərçivəyə qüvvə momenti təsir edir. Çərçivənin sahəsini və ondan axan cərəyanı artdıqda qüvvə momentinin də artdığını müşahidə edirik. Buradan belə nəticə çıxır ki, çərçivəyə təsir edən qüvvə momenti ondan axan cərəyan şiddəti və onun sahəsinin hasili ilə mütənasibdir:

$$M \sim J_o S$$

Ədədi qiymətcə JS hasilinə bərabər olan kəmiyyətə cərəyanlı çərçivənin maqnit momenti deyilir, P_m ilə işarə olunur

$$P_m = J_o S \tag{15.1}$$

Çərçivədən axan cərəyanın istiqamətini dəyişsək onun əvvəlki istiqamətinin əksinə döndüyünü görərik. Buradan belə çıxır ki, maqnit momenti vektorial kəmiyyətdir. Maqnit momentinin istiqaməti olaraq səthin normalının müsbət istiqaməti qəbul olunur. Onda maqnit momentini vektorial şəkildə yazmaq üçün onun ədədi qiymətini vahid normal vektora vurmaq lazımdır ($\vec{P}_m = P \cdot \vec{n}$).

Müxtəlif maqnit momentinə malik olan cərəyanlı çərçivələri eyni maqnit sahəsinə gətirsək onlara təsir edən qüvvə momenti müxtəlif olur. Lakin qüvvə momentinin maqnit momentinə nisbəti maqnit momentindən asılı olmur (elektrik sahəsində sınaq yükünə təsir edən qüvvənin bu sınaq yükünə nisbətinin sınaq yükündən asılı olmadığı kimi). ***Beləliklə, maqnit sahəsinin qüvvə xarakteristikası olaraq cərəyanlı naqilə təsir edən qüvvə momentinin həmin çərçivənin maqnit momentinə nisbəti ilə ölçülən kəmiyyət qəbul olunur.*** Bu kəmiyyət ***maqnit induksiyası*** adlanır, B ilə işarə olunur, vektorial kəmiyyətdir və ədədi qiyməti onun tərifinə görə aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$B = \frac{M}{J_o S} \tag{15.2}$$

Cərəyanlı çərçivəyə təsir edən qüvvə momenti o vaxt sıfır olur ki, çərçivənin maqnit momentinin istiqaməti induksiya vektorunun istiqamətində olsun. Cərəyanlı çərçivəni fırladan qüvvə momenti cüt qüvvələrin momentidir. Şəkil 91-də bu qüvvələrdən biri şəkil müstəvisindən bizə doğru, ikincisi isə şəkil müstəvisinin arxasına yönəlir. Cüt qüvvələrin momenti ədədi qiymətcə qüvvələrdən biri ilə onlar arasındakı məsafənin hasilinə bərabərdir. Çərçivəni tərəfi l olan kvadrat şəklində qəbul etsək, onda qüvvə momenti $M=Fl$, çərçivənin sahəsi isə $S=l^2$ olar. Bu ifadələri (15.2) düsturunda yerinə yazıb hər tərəfi l-ə ixtisar etsək

$$\vec{B} = \frac{\vec{F}}{J_o l} \tag{15.2$'$}$$

alarıq. Bu düsturun (11.3)-lə müqayisəsi göstərir ki, maqnit sahəsi üçün $\vec{B}$ vektoru elektrik sahəsinin $\vec{E}$ vektoruna, $J_o l$ hasili isə sınaq yükünə uyğundur. Bu mülahizələrdə $\vec{B}$ vektorunun çərçivə müstəvisinə perpendikulyar olduğu, yəni $\vec{n}$ normalı istiqamətində olduğu qəbul edilir. $J_o l$ hasili cərəyan elementi adlanır. (15.2$^{/}$) düsturuna görə maqnit sahəsinin ***induksiya vektoru ədədi qiymətcə vahid cərəyan elementinə təsir edən qüvvədir*.**

Maqnit sahəsini də elektrik sahəsi kimi qüvvə xəttləri ilə təsvir etmək olar. Bu xətlərin hər bir nöqtəsində maqnit induksiya vektoru toxunan istiqamətdə yönəlir və sahəyə perpendikulyar qoyulmuş vahid səthdən keçən xətlərin sayı ədədi qiymətcə maqnit induksiyasına bərabər olur. Maqnit induksiyası vektorunun istiqaməti sağ burğu qaydası ilə tapılır.

Maqnit sahəsi üçün də superpozisiya prinsipi ödənir. Əgər maqnit sahəsi bir neçə cərəyan tərəfindən yaradılarsa, onda yekun sahənin maqnit induksiya vektoru ayrı-ayrı cərəyanların yaratdığı sahələrin maqnit induksiya vektorunun vektorial cəminə bərabər olur:

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + ... + \vec{B}_n = \sum_{i=1}^{n} \vec{B}_i \qquad (15.3)$$

Elektrostatik sahənin intensivlik xətləri müsbət yükdən başlayır, mənfi yükdə qurtarır. Maqnit induksiya xətlərinin isə başlanğıcı və sonu yoxdur. Onlar qapalı xətlərdir. Bu o deməkdir ki, maqnit yükü yoxdur.

Maqnit sahəsini xarakterizə edən kəmiyyətlərdən biri də maqnit intensivliyidir. Maqnit intensivliyi $\vec{H}$ ilə göstərilir, vektorial kəmiyyətdir və vakuumda $\vec{B}$ ilə əlaqəsi aşağıdakı şəkildədir:

$$\vec{B} = \mu_o \vec{H} \qquad (15.4)$$

Burada $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Hn}{m}$ olub maqnit sabiti adlanır.

§2. Bio-Savar-Laplas qanunu.
Düz və dairəvi cərəyanların sahəsi

Əvvəlki paraqrafın ($15.2'$) düsturundan gördük ki, maqnit sahəsində cərəyan elementinə təsir edən qüvvə həmin cərəyan elementi ilə mütənasibdir:

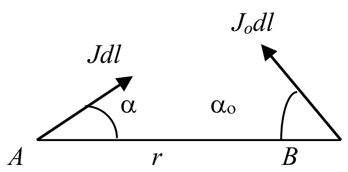
$$F \sim J_o l$$

Cərəyan elementi baxılan istiqamətlə α_o bucağı əmələ gətirirsə onda

$$F \sim J_o l \sin\alpha_o$$

olur. Göstərdik ki, cərəyan elementi elektrostatikada yükə ekvivalntdir. Onda (11.4) düsturuna analoji olaraq iki ixtiyari yerləşmiş cərəyan elementi arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsini

$$dF = k\frac{J\left|d\vec{l}\right|\sin\alpha \cdot J_o\left|d\vec{l}\right|\sin\alpha_o}{r^2}\cdot\frac{\left|\vec{r}\right|}{r}$$



Şəkil 92

şəklində yazmaq olar. Burada α və α_o cərəyan elementlərinin onları birləşdirən düz xətlə əmələ gətirdikləri bucaqlar (şəkil 92), r isə onlar arasındakı məsafədir. Buradan vahid cərəyan elementinə təsir edən qüvvə olaraq birinci cərəyan elementinin *B* nöqtəsində yaratdığı maqnit sahəsinin intensivliyi üçün aşağıdakı ifadə alınar:

$$dH = k\frac{J\left|d\vec{l}\right|\sin\alpha}{r^2}\cdot\frac{\left|\vec{r}\right|}{r}.$$

Vektorial şəkildə

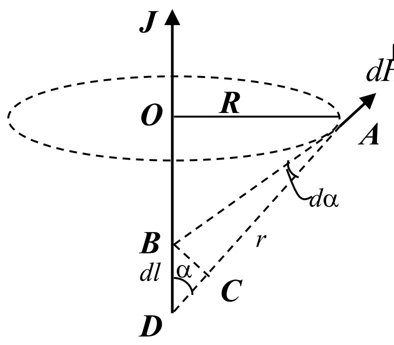
$$d\vec{H} = k\frac{J\left[d\vec{l}\cdot\vec{r}\right]}{r^3} \qquad (15.5)$$

olar. Göründüyü kimi, $d\vec{H}$ vektoru $d\vec{l}$ və $\vec{r}$ vektorlarının yerləşdiyi müstəviyə perpendikulyardır. Onun istiqaməti sağ burğu qaydası ilə tapılır. Bu düstur ***Bio-Savar-Laplas düsturu*** adlanır və *Jdl* cərəyan elementinin özündən *r* məsafədə yaratdığı maqnit sahəsinin intensivliyini ifadə edir. Bu düsturdan və superpozisiya prinsipindən istifadə edərək ixtiyari cərəyanın verilmiş nöqtədə yaratdığı maqnit sahəsinin intensivliyini hesablamaq olar. Bu düstur BS-də skalyar şəkildə

$$dH = \frac{1}{4\pi}\frac{Jdl\sin\alpha}{r^2} \qquad (15.5')$$

olur.

Düz cərəyanın maqnit sahəsi. Tutaq ki, şaquli qoyulmuş düz məftildən yuxarıya doğru *J* cərəyanı axır. *dl* cərəyanın ondan *R* məsafədə yerləşmiş *A* nöqtəsində (şəkil 93) yaratdığı maqnit sahəsinin intensivliyini tapaq. Cərəyan düz olduğu üçün onun ayrı-ayrı hissələrinin yaratdığı maqnit sahələrinin intensivlikləri eyni



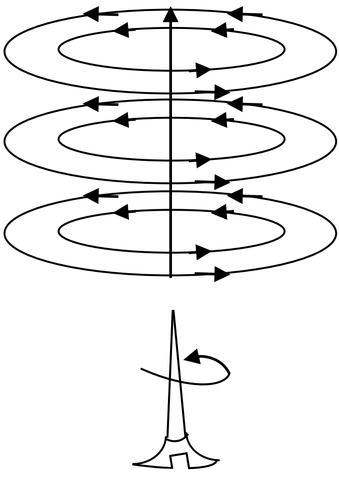
Şəkil 93

istiqamətdə olacaqdır. Onda intensivliklərin həndəsi (vektorial) cəmini cəbri cəmlə əvəz etmək olar, yəni

$$H = \lim \sum \Delta H_i \quad \text{və ya} \quad H = \int dH \qquad (15.6)$$

yazmaq olar. Şəkil 92-də götürülmüş *dl* elementinin *A* nöqtəsindən olan məsafəsini *r* və onların əmələ gətirdiyi bucağı α ilə işarə edək. Onda *DBC* üçbucağından $BC = \frac{dl}{\sin\alpha}$, *ABC* üçbucağından isə $BC = r d\alpha$-dır. Digər tərəfdən $r = \frac{R}{\sin\alpha}$ olduğunu nəzərə alsaq

$$dl = \frac{R d\alpha}{\sin^2 \alpha} \qquad (15.7)$$



Şəkil 94

olar. $(15.5^{/})$ və (15.7) düsturlarını (15.6)-da yerinə yazıb inteqrallamada α-nın 0-dan π-1ə qədər dəyişdiyini qəbul etsək, alarıq

$$H = \frac{J}{2\pi R} \qquad (15.8)$$

Bu düstur düz cərəyanın özündən R məsafədə olan nöqtədə yaratdığı maqnit sahəsinin intensivliyini ifadə edir. Maqnit induksiyası isə (15.4) düsturuna görə

$$B = \mu_o \frac{J}{2\pi R} \qquad (15.8^{/})$$

ilə hesablanır.

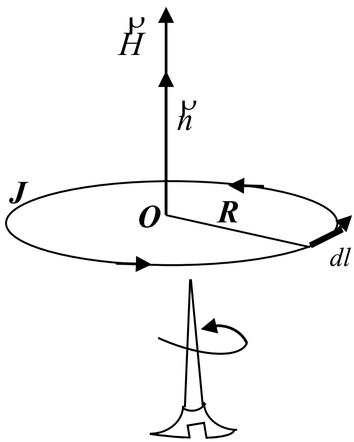
Şəkil 94-də düz cərəyanın maqnit induksiya (intensivlik) xətləri göstərilmişdir. Bu xətlər mərkəzləri cərəyan keçən məftilin üzərində yerləşmiş konsentrik çevrələr çoxluğundan ibarətdir. Onların istiqaməti sağ burğu qaydası ilə tapılır. Burğunun irəliləmə hərəkətinin istiqaməti cərəyanın istiqaməti ilə üst-üstə düşərsə, onda burğunun başlığının fırlanma istiqaməti maqnit induksiya xətlərinin istiqamətini göstərir.

(15.8) düsturundan görünür ki, BS-də maqnit intensivliyi *A/m* – lə ölçülür. BS-də maqnit induksiyasının vahidi isə *Tl (Tesla)*-dır.

<u>Dairəvi cərəyanın maqnit sahəsi.</u> Əvvəlcə dairəvi cərəyanın onun mərkəzində yaratdığı sahənin intensivliyini hesablayaq (şəkil 95). Bunun üçün dairəvi *J* cərəyanının *dl* elementinin yaratdığı maqnit sahəsini bütün çevrə boyunca inteqrallayaq (bütün elementlərin maqnit sahələri eyni istiqamətdədir və *dl* parçası *R*-ə perpendikulyar olduğu üçün $\sin\alpha$ =1-dir). Onda

$$H = \int dH = \frac{J}{4\pi R^2}\int_0^{2\pi R} dl = \frac{J}{2R} \qquad (15.9)$$

alarıq. Dairəvi cərəyanın mərkəzində maqnit induksiyası isə



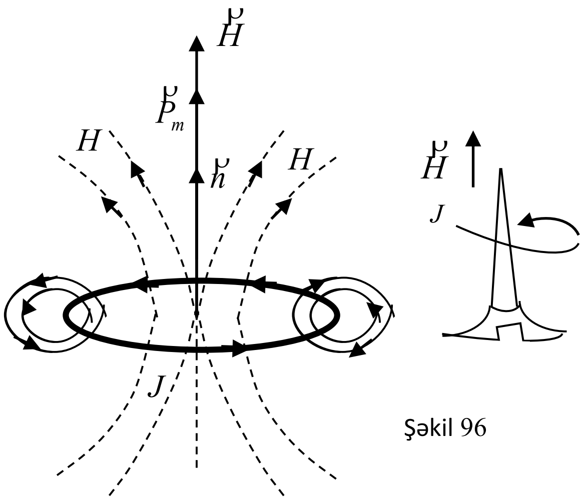
Şəkil 95

$$B = \mu_o \frac{J}{2\pi R}$$ olur.

İndi isə dairəvi cərəyanın mərkəzindən *r* məsafədə olan nöqtədə onun yaratdığı sahənin intensivliyini hesablayaq. Bunun üçün elektrostatik sahədə dipol momentinin maqnit sahəsində maqnit momentinə analoji olmasından istifadə edək. Əvvəlki paraqrafda qeyd etdik ki, hər bir dairəvi cərəyan maqnit momentinə malikdir və (15.1) düsturu ilə ifadə olunur. Onda

$$H = k\frac{2P_m}{r^3}$$ və ya

$$H = \frac{1}{4\pi}\cdot\frac{2P_m}{r^3} \qquad (15.10)$$



Şəkil 96

Burada *r* - dairəvi cərəyanın müstəvisinə perpendikulyar-dır. Şəkil 96-dan göründüyü kimi dairəvi cərəyanın istiqaməti burğunun başlı-ğının fırlanma istiqamətində olduqda intensivlik xətlərinin istiqaməti bürğünün irəliləmə istiqamətində olur (qalın xətlə *J* dairəvi cərəyanı, qırıq xətlərlə isə onun maqnit qüvvə xətləri göstərilmişdir). Dairəvi cərəyanın maqnit sahəsinin istiqaməti maqnit momentinin istiqamətində olur və cərəyan müstəvisinə perpendikulyar yerləşir.

§3. Maqnit sahəsinin burulğanlı xarakteri

Məlum oldu ki, maqnit qüvvə xətləri qapalıdır, onun başlandığı və qurtardığı nöqtə yoxdur. Elektrostatik sahənin qüvvə xətləri isə müsbət yükdə başlayır, mənfi yükdə qürtarır. Göstərdik ki (XI Fəsil, §4), belə sahədə görülən iş və qapalı kontur boyunca gərginlik sıfra bərabərdir ((11.24) düsturu). Belə sahəyə potensial sahə demişdik. ***Qapalı qüvvə xətləri ilə xarakterizə olunan sahə burulğanlı sahə adlanır.*** Bundan əvvəlki paraqrafda gördük ki, maqnit qüvvə xətləri bütün hallarda cərəyanı əhatə edirlər. Ona görə də intensivliyin (induksiyanın) bu xətlər üzrə götürülmüş inteqralı – sirkulyasiyası onların əhatə etdiyi cərəyana bərabər olacaqdır:

$$\oint H_e dl = J \tag{15.11}$$

Beləliklə, burulğanlı sahə elə sahədir ki, intensivliyin qapalı kontur üzrə sirkulyasiyası sıfırdan fərqli cərəyan şiddətinə bərabər olur.

Əgər maqnit qüvvə xətləri bir neçə cərəyanı əhatə edərsə, onda

$$\oint H_e dl = \sum J_i \tag{15.12}$$

olar. Burada cərəyanları toplayarkən sağ vint qaydasına tabe olan cərəyanı müsbət, ona əks istiqamətdə olan cərəyanı isə mənfi götürmək lazımdır. Cərəyanların cəbri cəmi sıfır olarsa, və ya maqnit qüvvə xətləri cərəyanı əhatə etməzsə, onda

$$\oint H_e dl = 0 \tag{15.13}$$

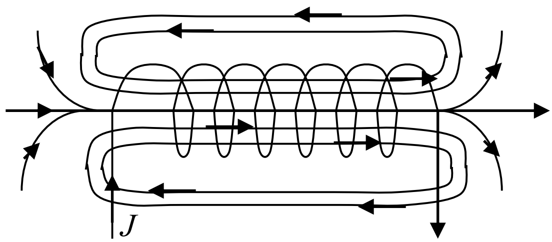
olur. Göründüyü kimi bu düsturların yazılışında konturun forması nəzərə alınmamışdır. Deməli, intensivliyi maqnit qüvvə xətləri boyunca, və ya ixtiyari kontur boyunca götürmək olar. Digər tərəfdən, konturun əhatə etdiyi cərəyanın forması da rol oynayır. Kontur daxilində eyni zamanda düzxətli, dairəvi, ixtiyari formalı cərəyan ola bilər. Şərt yalnız ondan ibarətdir ki, cərəyanların toplanmasında onların istiqamətləri nəzərə alınmalıdır.

Yuxarıdakı düsturlardan istifadə edərək ixtiyari cərəyanın maqnit sahəsinin intensivliyini hesablamaq olar. Bu məsələ Qaus teoreminin köməyi ilə ixtiyari yüklər sisteminin elektrostatik sahəsinin hesablanmasına oxşardır. Məsələn, dairəvi cərəyanın onun mərkəzində yaratdığı maqnit sahəsinin intensivliyini tapmaq üçün (15.11)-dən

$$\int H_e dl = J \quad \text{və} \quad H \cdot 2R = J, \quad H = \frac{J}{2R}$$

yəni Bio-Savar-Laplas düsturu ilə alınmış nəticəni tapmış oluruq.

İndi isə solenoidin maqnit sahəsinin intensivliyini hesablayaq. Solenoid (şəkil 97) silindrik boru şəklində sarınmış nazik məftildir. Məftildən cərəyan buraxdıqda onun hər bir dolağı özünü dairəvi cərəyan kimi aparır.



Şəkil 97

Ona görə də solenoidin daxilində maqnit sahəsinin qüvvə xətləri paralel dəstədən ibarət olur, kənarlarda isə onlar əyilirlər. Solenoidin uzunluğu *L*, onun dolaqlarının sayı *N* olarsa onda (15.12) düsturuna görə

$$\oint H_e dl = \sum_{i=1}^{N} J_i$$

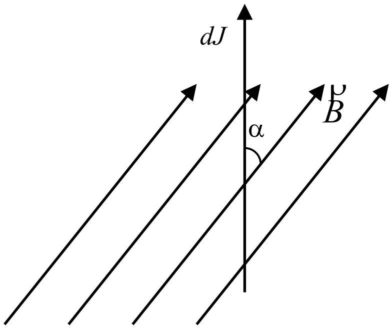
Buradan

$$HL = NJ \quad \text{və ya} \quad H = \frac{NJ}{L} = nJ \qquad (15.14)$$

olar. Burada *n*-solenoidin vahid uzunluğbuna düşən dolaqların sayıdır. Buradan görünür ki, *n* və *J* sabit olduqda solenoidin daxilində $\vec{H}$ sabit olur. ***Bütün nöqtələrində intensivlik vektoru qiymət və istiqamətcə eyni olan sahə bircins maqnit sahəsi adlanır***. Solenoidin uclarında sahə qeyri bircinsdir. Solenoiddən kənarda praktik olaraq (15.13) düsturuna görə sahə olmur. Bütün sahə solenoidin daxilində toplanmış olur. Bu mənada maqnit sahəsi üçün solenoid elektrik sahəsi üçün kondensatora ekvivalentdir.

§4. Maqnit sahəsində cərəyanlı naqilə və hərəkətdə olan yüklü zərrəciyə təsir edən qüvvə

Bu fəsilin birinci paraqrafında gördük ki, cərəyanlar bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olurlar. Cərəyanlardan birinin maqnit sahəsi digər cərəyanlı naqilə təsir göstərir. Maqnit sahəsinə gətirilmiş çərçivəyə də qüvvə təsir etdiyini görmüşdük. Tutaq ki, maqnit qüvvə xətləri ilə (şəkil 98) cərəyan axan naqil elementi arasındakı bucaq α-dır. Amper müəyyən etmişdir ki, bu cərəyan elementinə təsir edən qüvvə cərəyan elementi və sahənin induksiyası ilə mütənasibdir:



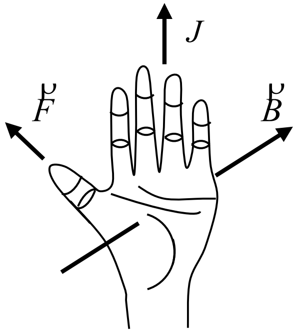
Şəkil 98

$$dF = dl \cdot JB\sin\alpha \tag{15.15}$$

Burada α-cərəyan elementi ilə induksiya vektoru arasındakı bucaqdır. Bu ifadəni vektorial şəkildə yazsaq

$$d\vec{F} = J\left[d\vec{l}\,\vec{B}\right] \tag{15.16}$$

olar. Bu düstur Amper qanununu, yəni maqnit sahəsində cərəyanlı naqilə təsir edən qüvvəni ifadə edən qanundur. Amper qüvvəsinin ədədi qiyməti (15.15) düsturu, istiqaməti isə sol əl qaydası ilə tapılır. Sol əl elə tutulur ki, $\vec{B}$ induksiya vektoru ovuca perpendikulyar daxil olur, cərəyan şiddəti dörd barmaq istiqamətində yönəlir, onda kənara açılmış baş barmaq Amper qüvvəsinin istiqamətini göstərir (şəkil 99).



Şəkil 99

(15.15) düsturu göstərir ki, $\alpha = 0$ olarsa, yəni cərəyanlı naqil bircins sahədə maqnit qüvvə xətlərinə paralel yerləşərsə, ona Amper qüvvəsi təsir etmir. Cərəyanlı naqil maqnit xətlərinə perpendikulyar olduqda, yəni $\alpha = \frac{\pi}{2}$ qiymətində Amper qüvvəsi maksimum olur.

Tutaq ki, maqnit sahəsi J_1 düz cərəyanı tərəfindən yaradılır. Həmin cərəyanın *R* məsafədə maqnit sahəsi (15.8′) düsturuna görə

$$B = \mu_o \frac{J_1}{2\pi R}$$

olar. Həmin məsafəyə J_2 düz cərəyanı gətirək və əvvəlki cərəyana paralel yerləşdirək, onun vahid uzunluğuna təsir edən Amper qüvvəsi (15.15) düsturuna əsasən

$$F = \frac{\mu_o}{4\pi} \frac{2J_1 J_2}{R}$$

olar. Bu düstur paralel yerləşdirilmiş və J_1 və J_2 cərəyanları axan iki naqil arasındakı Amper qüvvəsini ifadə edir.

Amper qüvvəsi maqnit sahəsində yüklü zərrəciklər selinə təsir edən qüvvədir. Doğrudan da (13.3) düsturunu (15.15)-də nəzərə alsaq

$$\Delta F = q_o n v S \Delta l B \sin\alpha \tag{15.17}$$

olar. Burada $nS\Delta l$ - *Sdl* elementar həcmində olan yüklü hissəciklərin sayıdır, yəni Amper qüvvəsi $nS\Delta l$ sayda zərrəciyə təsir edən qüvvədir. Nizamlı hərəkət edən bir yüklü zərrəciyə təsir edən qüvvəni tapmaq üçün (15.17) düsturunu hissəciklərin sayına - $nS\Delta l$ -ə bölmək lazımdır. Onda

$$F = q_o v B \sin\alpha \tag{15.18}$$

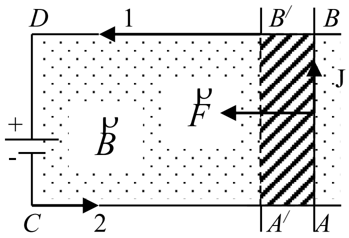
alınar. Bu düstur hərəkətdə olan yüklü zərrəciyə maqnit sahəsində təsir edən qüvvəni – ***Lorens qüvvəsini*** ifadə edir. Bu düstur vektorial şəkildə

$$\vec{F} = q_o\left[\vec{v}\vec{B}\right] \tag{15.18$'$}$$

kimi yazılır. Lorens qüvvəsinin də istiqaməti sol əl qaydası ilə tapılır (şəkil 99). Sol əl elə tutulur ki, maqnit induksiya xətləri perpendikulyar olaraq ovuca daxil olur, yüklü zərrəciyin sürət vektoru dörd barmaq istiqamətində yönəlir, onda baş barmaq Lorens qüvvəsinin istiqamətini göstərir.

§5. Amper qüvvəsinin gördüyü iş. Maqnit seli

Gördük ki, maqnit sahəsində cərəyanlı naqilə Amper qüvvəsi təsir edir. Cərəyanlı naqil bu qüvvənin təsiri ilə yerini dəyişir. Deməli, maqnit sahəsi iş görür. Bu işi hesablayaq. Tutaq ki, bircins maqnit sahəsinin induksiya xətləri şəkil müstəvisinə perpendikulyar olub bizdən kitabın üzünə doğru yönəlmişdir (şəkil 100). Şəkildə induksiya xətləri nöqtələrlə göstərilmişdir. *AB* naqili paralel yerləşdirilmiş 1 və 2 qolları üzərində sürtünməsiz sürüşə bilir. *AB* naqili induksiya xətlərinə perpen-dikulyardır. Naqildə cərəyanın istiqaməti *A* nöqtəsindən *B* nöqtəsinə doğrudur. Onda sol əl qaydasına görə *AB* cərəyanlı naqilə sola yönəlmiş Amper qüvvəsi təsir edəcək və bu qüvvənin təsirilə yerini dəyişəcəkdir. Fərz edək ki, Δt müddətindən sonra onun vəziyyəti $A'B'$, yerdəyişməsi isə Δx olmuşdur. Naqilin uzunluğu *AB=l*, ondan axan cərəyan *J* və maqnit sahəsinin induksiyası B olarsa, onda təsir edən Amper qüvvəsi:



Şəkil 100

$$F = JlB$$

Δx yolunda görülən iş isə

$$\Delta A = JlB\Delta x \qquad (15.19)$$

olar. Burada $l\Delta x$ hasili şəkil 100-də $A'B'AB$ sahəsinə bərabərdir. Tərifə görə (bu fəsildə §1) maqnit induksiyası ədədi qiymətcə ona perpendikulyar qoyulmuş vahid səthdən keçən qüvvə xətlərinin sayına bərabər olan kəmiyyətdir. Onda $Bl\Delta x$ hasili şəkildə ştrixlənmiş səthdən keçən induksiya xətlərinin sayına bərabər olar.

Bu kəmiyyət ***maqnit seli*** adlanır, skalyar kəmiyyətdir, *F* ilə işarə olunur. Ştrixlənmiş səth induksiya xətlərinə perpendikulyar olduğundan

$$\Delta\Phi = Bl\Delta x = B\Delta S \qquad (15.20)$$

yazmaq olar. Onda (15.19) düsturu aşağıdakı şəklə düşər:

$$A = J\Delta\Phi \qquad (15.19')$$

Əgər *ABDCA* səthindən keçən maqnit seli F_1, $A'B'DCA'$ səthindən keçən maqnit seli F_2 olarsa, onun dəyişməsi

$$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$$

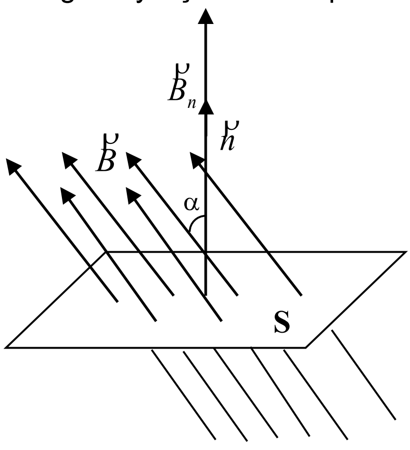
olar və görülən iş

$$A = J(\Phi_2 - \Phi_1) \qquad (15.21)$$

düsturu ilə hesablanır. Deməli, düz cərəyanın maqnit sahəsində yerdəyişməsi zamanı Amper qüvvəsinin gördüyü iş həmin naqildən axan cərəyanla maqnit selinin dəyişməsi hasilinə bərabərdir. Bu iş dövrədəki cərəyan mənbəyinin hesabına görülür.

Maqnit seli BS-də *Vb* (*Veber*)-lə ölçülür.

Səth qüvvə xətlərinə perpendikulyar yerləşdikdə onda həmin səthdən keçən maqnit seli (şəkil 101)



Şəkil 101

$$\Phi = B_n S$$

düsturu ilə hesablanır. Burada B_n-induksiya vektorunun səthin normalı istiqamətindəki proyeksiyasıdır. Şəkildən görünür ki,

$B_n = B\cos\alpha$ -dır. Onda səthin normalı ilə α bucağı əmələ gətirən maqnit induksiyasının seli aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$\Phi = BS\cos\alpha \tag{15.22}$$

Bu düsturdan görünür ki, $\alpha = 90^o$ olduqda, yəni maqnit induksiya xətləri müstəvinin səthinə paralel keçdikdə, onda maqnit seli sıfra bərabər olur (induksiya xətləri müstəvisinin səthinə toxunan istiqamətdə keçir). Müstəvi induksiya xətlərinə perpendikulyar olduqda $(\alpha = 0^o)$ ondan keçən sel maksimum olur.

Tutaq ki, müstəvi səth induksiya xətlərinə perpendikulyar yerləşmişdir. Bu vəziyyətdə ondan keçən maqnit selini *F* ilə işarə edək. Müstəvini 180^o fırlatsaq, yenə də o, induksiya xətlərinə perpendikulyar vəziyyət alacaq, lakin müstəvinin normalı əvvəlki istiqamətinin əksinə yönələcəkdir. Bu halda həmin səthdən keçən seli F_2=*F* ilə işarə etsək, onda selin dəyişməsi

$$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = 2\Phi \tag{15.23}$$

olar. Bu müstəvi əvəzinə dairəvi cərəyan götürək. Dairəvi cərəyan diametri ətrafında 180^o fırlatsaq onun seli 2Φ qədər dəyişər və bu zaman görülən iş (15.19$^/$) və (15.23) düsturlarına görə

$$A = 2J\Phi \quad \text{və ya} \quad A = 2JSB$$

olar. (15.1) düsturunu nəzərə alsaq

$$A = 2P_m B \tag{15.24}$$

yaza bilərik. Görülən iş enerjinin dəyişməsinə (ΔW) bərabər olduğundan

$$\Delta W = 2P_m B \quad \text{və} \quad W = P_m B \tag{15.25}$$

alınar. Axırıncı düstur P_m maqnit momentinə malik ***olan cərəyanlı konturun enerjisini*** ifadə edir.

Yuxarıda göstərilən düsturlar bircins maqnit sahəsinə aiddir. Əgər sahə qeyri-bircins olarsa, onda elementar səthdən keçən maqnit seli

$$d\Phi = B_n dS \tag{15.26}$$

kimi hesablanır. Belə sahədə elementar yerdəyişmə zamanı görülən iş isə

$$dA = Jd\Phi \tag{15.27}$$

olur.

§6. Maddələrin maqnit xassələri

İxtiyari maddəni maqnit sahəsinə saldıqda o, maqnit momentinə malik olur. Bu hadisə ***maqnitlənmə*** adlanır. Maddənin özünə isə maqnetik deyilir. Bütün maddələrə maqnetik demək olar. Xarici maqnit sahəsinin induksiyası $\vec{B}_o$, yaranan maqnit momentlərinin cəminə uyğun sahənin induksiyasını $\vec{B}'$ ilə işarə etsək, onda maqnetik daxilində sahənin induksiya vektoru

$$\vec{B} = \vec{B}_o + \vec{B}' \tag{15.28}$$

olar. Maddənin maqnitlənməsi vahid həcmə düşən maqnit momenti ilə xarakterizə olunur. Bu kəmiyyət maqnitlənmə vektoru adlanır, $\vec{J}$ ilə işarə olunur və maqnit sahəsinin intensivliyi ilə təyin olunur

$$\vec{J} = \chi \vec{H} \tag{15.29}$$

Burada χ***-maqnit qavrayıcılığı*** adlanır və ölçüsüz kəmiyyətdir, H isə B' induksiyasına uyğun intensivlikdir.

Adətən maqnetiklərdə maqnit sahəsini (dielektriklərdə elektrik sahəsini elektrik induksiya vektoru ilə göstərildiyi kimi) maqnit intensivlik vektoru ilə aşağıdakı kimi ifadə edirlər:

$$H = \frac{B}{\mu_o} - \vec{J}$$

Burada (15.29)-u nəzərə alsaq

$$H = \frac{B}{\mu_o(1+\chi)}$$

olar. Məxrəcdəki ($1+\chi$) vuruğu μ ilə işarə olunur və maqnetikin ***nisbi maqnit nüfuzluğu*** adlanır. Bir dairəvi cərəyan üçün (15.14) və (15.4) düsturlarını, sonra isə (15.28)-i axırıncı ifadədə nəzərə alsaq $H = H_o$ və $B = \mu B_o$ olar. Buradan görünür ki, nisbi maqnit nüfuzluğu maqnetikdə maqnit induksiyasının neçə dəfə artdığını xarakterizə edən kəmiyyətdir:

$$\mu = \frac{B}{B_o} \tag{15.29/}$$

Maqnit nüfuzluğunun qiymətinə (maqnit qavrayıcılığının qiymət və işarəsinə) görə maddələr diamaqnitlərə, paramaqnitlərə və ferromaqnitlərə ayrılır. Dia- və paramaqnitlərdə maqnit qavrayıcılığının qiyməti təqribən eynidir və vahiddən milyon dəfələrlə kiçikdir. Lakin diamaqnitlərdə bu kəmiyyət mənfi, paramaqnitlərdə isə müsbətdir. Ona görə də maqnit nüfuzluğu onlar üçün vahidə yaxındır. Ferromaqnitlərdə isə maqnit nüfuzluğu vahiddən çox-çox böyükdür.

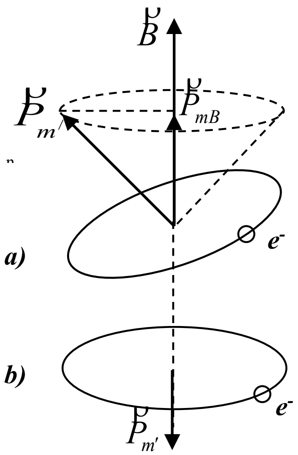
Bütün maqnetiklərin maqnit xassələri maddələrdə olan mikrocərəyanlarla əlaqədardır. Məlumdur ki, atom müsbət yüklü nüvədən və onun ətrafında qapalı orbit boyunca fırlanan elektronlardan ibarətdir. Elektronun qapalı *r* raduslu orbit üzrə hərəkəti $J = \frac{e}{T} = e\nu$ cərəyan yaradır (T-elektronun periodu, ν-onun fırlanma tezliyidir). Bu cərəyana uyğun maqnit momenti (15.1) düsturuna görə $P_m = JS = e\nu\pi \cdot r^2 = \frac{er}{2}\frac{2\pi r}{T}$ olur. Burada $\frac{2\pi r}{T} = v$ olduğunu nəzərə alsaq elektronun orbital maqnit momenti üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$P_m = \frac{evr}{2} \qquad (15.30)$$

Elektron orbit boyunca maddi nöqtə kimi fırlandığından həm də impuls momentinə – mexaniki momentə malikdir

$$L = mvr \qquad (15.30')$$

Bundan əlavə elektron məxsusi maqnit momentinə (onun adına Bor maqnetonu deyilir)



Şəkil 102

$$P_{ms} = \frac{e\eta}{2m} \qquad (15.31)$$

və məxsusi momentə – spin momentinə (spinə)

$$L_S = \frac{1}{2}\eta \qquad (15.32)$$

malikdir. Atomun nüvəsi proton və neytronlardan ibarətdir. Onlar da uyğun momentlərə malikdirlər. Nüvənin maqnit momenti onu təşkil edən neytron və protonun maqnit momentlərindən ibarətdir. Lakin nüvə zərrəciklərinin kütləsi çox böyük olduğuna görə onların maqnit momentləri çox kiçik olur və atomun maqnit momentinin hesablanmasında onu nəzərə almamaq olar. Onda atomun maqnit momentinin təkcə elektronların maqnit momentlərinin cəmindən ibarət olduğunu qəbul etmək olar. Beləliklə, atomun maqnit momenti onun orbital və spin maqnit momentlərinin cəmindən ibarət olur (qeyd etmək lazımdır ki, elektron mənfi yüklü olduğu üçün onun orbital maqnit və mexaniki momentləri bir-birinin əksinə yönələrlər. Bu sözlər spin maqnit momenti ilə spinə də aiddir).

Atom xarici maqnit sahəsində olduqda onun orbitinə $\vec{M} = \left[\vec{P}_m \vec{B}\right]$ fırladıcı moment təsir edir. Bunun nəticəsində orbital maqnit momenti vektoru xarici sahənin induksiya vektoru ətrafında fırlanma (***Larmor pressesiyası***) hərəkəti edərək konus cızır (şəkil 102). Orbitin xarici sahədə fırlanması əlavə cərəyan yaranmasına və ona uyğun olaraq əlavə maqnit momentinin meydana çıxmasına səbəb olur. Bu moment induksiya momenti adlanır, P'_m ilə işarə olunur və xarici sahənin, o cümlədən orbital maqnit momentinin $\vec{B}$ istiqamətindəki proyeksiyasının əksinə yönəlir (şəkil 102 *b*).

***Diamaqnitlər*. Atomlarının (molekullarının) yekun maqnit momenti sıfra bərabər olan maqnetiklər diamaqnit adlanır**. Onun elektronlarının orbital maqnit momenti spin maqnit momentinə bərabər olur. Ona görə də diamaqniti maqnit sahəsinə saldıqda orada yalnız xarici sahənin əks istiqamətində yönəlmiş induksiya maqnit momenti yaranır. Bununla əlaqədar maqnit qavrayıcılığı mənfi və maqnit nüfüzluğu vahiddən kiçik olur və nəticədə (15.29) düsturuna əsasən diamaqnit daxilində maqnit sahəsinin induksiyası xarici sahəninkindən az olur.

Paramaqnitlər. Paramaqnitlərdə onları təşkil edən atomların (molekulların) yekun maqnit momenti sıfırdan fərqli olur. Onu maqnit sahəsinə saldıqda orbital maqnit momentinin xarici sahə istiqamətindəki proyeksiyası $\vec{P}_{mB}$ (şəkil 102 *a*) induksiyalanmış maqnit momentindən P'_m (şəkil 102 *b*) böyük olur. Bu səbəbdən maqnit qavrayıcılığı müsbət, maqnit nüfuzluğu vahiddən böyük qiymət alır. Nəticədə paramaqnit daxilində maqnit induksiyası xarici sahəninkindən artıq olur.

Ferromaqnitlər. Bu qrupa daxil olan maqnetiklərdə də orbital maqnit momentinin qiyməti təqribən paramaqnitlərdəki kimidir (bir neçə dəfə çoxdur). Lakin maqnit qavrayıcılığı paramaqnitlərə nisbətən təqribən 10^{10} dəfə böyükdür. Deməli, ferromaqnetizmi paramaqnetizm kimi izah etmək mümkün deyildir. Digər tərəfdən təcrübələr göstərdi ki, ferromaqnitlərdə spin maqnit momentləri yüksək düzülüşə malik olurlar. Ferromaqnitləri başqa maqnetiklərdən ayıran xarakterik cəhət onlarda öz-özünə maqnitlənmənin olmasıdır. Ferromaqnitin sonlu həcmə malik olan ayrı-ayrı hissələri böyük maqnit momentinə malikdirlər. Lakin bu hissələrin maqnit momentləri bütün həcmdə xaotik istiqamətdə yönəlirlər. Böyük maqnit momentinə malik olan bu makroskopik həcmlərə ***domenlər*** deyilir. Ferromaqnitlərdə spinlərin yüksək oriyentasiyası mübadilə qarşılıqlı təsirinin nəticəsində yaranır.

Ferromaqnitləri maqnit sahəsinə saldıqda onlar sahəni minlərlə dəfə artırırlar. Domenlər xarici sahə istiqamətində tamamilə yönəldikdə maqnit sahəsi doyma qiymətini alır.

Diamaqnitlərin maqnitlənməsi temperaturdan demək olar ki, asılı deyildir. Para- və ferromaqnitlərdə isə asılıdır: temperatur artdıqca maqnitlənmə azalır. Temperaturun elə bir qiyməti vardır ki, ferromaqnitin maqnitliliyi itir. Bu temperatur ***Küri temperaturu*** adlanır.

Ferromaqnitlərdən maqnit sahəsini artırmaq üçün istifadə edilir. Məsələn, solenoidin daxilinə dəmir içlik saldıqda onun sahəsi min dəfələrlə artır.

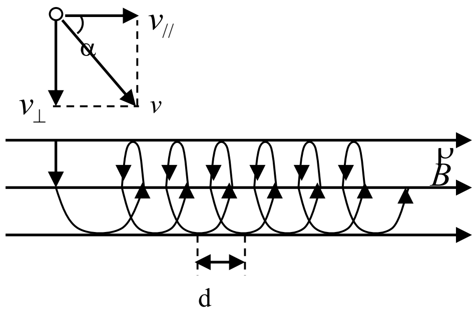
Sabit maqnit əldə etmək üçün ferromaqniti Küri temperaturuna yaxın temperaturlarda maqnit sahəsinə salaraq onu maqnitlərdirir və kəskin soyudurlar. Bu zaman domenlərin düzülüşü donub qalır və sabit maqnit alınır.

§7. Yüklü zərrəciklərin maqnit və elektrik sahələrində hərəkəti

Maqnit sahəsində hərəkət. Tutaq ki, müsbət *q* yükünə malik olan zərrəcik *v* sürətilə induksiyası *B* olan maqnit sahəsinə α bucağı altında düşür (şəkil 103). Bu fəslin 4-cü paraqrafında göstərildi ki, zərrəciyə Lorens qüvvəsi təsir edir:

$$F = qvB\sin\alpha$$

Zərrəciyin sürət vektorunu maqnit sahəsinə perpen-dikulyar $v_\perp = v\sin\alpha$ və ona paralel $v_{//} = v\cos\alpha$ olan iki toplanana ayıraq. Zərrəcik yalnız $v_{//}$ sürətilə hərəkət edərsə α=0 olduğundan ona Lorens qüvvəsi təsir etməyəcək və zərrəcik həmin sürətlə bərabərsürətli düzxətli hərəkət edəcəkdir. Zərrəcik yalnız $v_\perp$ sürətilə hərəkət edərsə o, Lorens qüvvəsinin ($F = qvB$) təsirilə fırlanma hərəkəti edəcəkdir. Lorens qüvvəsi mərkəzəqaçma qüvvəsi rolunu oynayır və onun zərrəciyə verdiyi təcil aşağıdakı şərtdən tapılır:



Şəkil 103

$$ma = qvB \text{ və ya } m\frac{v^2}{r} = qvB \qquad (15.33)$$

zərrəciyin maqnit sahəsində fırlanma periodu isə

$$T = \frac{2\pi r}{v}$$

olur. (15.33)-dən sürəti tapıb axırıncı düsturda yerinə yazsaq

$$T = \frac{2\pi m}{qB} \tag{15.34}$$

alarıq. Burada *q/m* ***zərrəciyin xüsusi yükü*** adlanır. (15.34)-dən görünür ki, maqnit sahəsində yüklü zərrəciyin fırlanma periodu onun hansı sürətlə sahəyə düşməsindən asılı deyildir. Eyni induksiyaya malik olan sahədə xüsusi yükləri eyni olan zərrəciklər eyni periodla (eyni tezliklə) fırlanırlar. Fırlanma radiusu (15.33) düsturuna əsasən

$$r = \frac{mv}{qB} \tag{15.35}$$

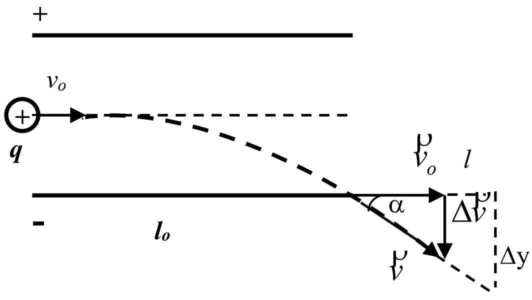
ilə təyin olunur. Eyni xüsusi yükü olan zərrəciklərin fırlanma radiusu sahəyə düşmə sürətindən asılıdır. Sürətləri eyni olan zərrəciklərin maqnit sahəsində cızdıqları çevrənin radiusu onların xüsusi yükündən asılıdır: xüsusi yükü böyük olan zərrəciyin fırlanma radiusu kiçik olur. Deməli, sahənin eyni bir nöqtəsindən fırlanmağa başlayan müxtəlif xüsusi yükə malik olan (hətta sürətləri eyni olsa da belə) zərrəciklərin fırlanma mərkəzləri üst-üstə düşmür.

Əgər zərrəcik həm də maqnit induksiya xətləri istiqamətində $v_{//}$ sürətinə (şəkil 103) malik olarsa, onda o, fırlanma hərəkəti ilə yanaşı bərabərsürətli düzxətli hərəkət edəcəkdir. Bu iki hərəkətin cəmi radiusu fırlanma radiusuna bərabər olan silindrik səth boyunca hərəkət verəcəkdir. Bu silindrin oxu maqnit qüvvə xətlərinə paralel yerləşir. Bu hərəkətin trayektoriyası silindrik spiral şəklində olur. Maqnit qüvvə xətləri boyunca hərəkət bərabərsürətli olduğundan spiralın addımları silindr boyunca eyni olub, aşağıdakı düsturla tapılır:

$$d = v_{//} \cdot T = 2\pi \frac{mv}{qB} \cos\alpha$$

Düsturdan görünür ki, spiralın addımı zərrəciyin sürətilə düz, sahənin induksiyası ilə tərs mütənasibdir. Deməli, zərrəciyin sürətini artırıb, sahəni zəiflətsək, addım ölçülə bilər. Qəbul edək ki, elektron $10^6 \frac{m}{san}$ sürətlə 60^o bucaq altında induksiyası $1 mTl$ olan maqnit sahəsinə düşür. Yuxarıdakı düsturdan spiralın addımı üçün təqribən $1{,}7 sm$ alınır. Bu şərtlər daxilində proton üçün addımın uzunluğu $31 m$-dən çox olur. Beləliklə, bu misallar göstərir ki, spiralın addımı makroskopik kəmiyyətdir, onu təcrübədən bilavasitə ölçmək olar. Yuxarıdakı düsturdan istifadə etməklə zərrəciyin xüsusi yükü təyin edilir. Yükün işarəsi isə zərrəciyin fırlanma istiqamətinə görə tapılır: yük müsbətdirsə induksiya vektoru istiqamətində baxdıqda zərrəcik sağ burğu qaydasına əsasən saat əqrəbinin əksinə, yük mənfidirsə – saat əqrəbi istiqamətində fırlanır. Zərrəciyin irəliləmə hərəkətinin istiqaməti onun sürət vektorunun induksiya vektoru ilə əmələ gətirdiyi bucaqdan asılıdır: bucaq iti olarsa, irəliləmə hərəkəti induksiya vektoru istiqamətində, kor bucaq olduqda isə – əks istiqamətdə olur.

Elektrik sahəsində hərəkət. Tutaq ki, başlanğıc sürəti v_o olan müsbət yüklü zərrəcik intensivlik xətlərinə perpendikulyar istiqamətdə bircins elektrik sahəsinə düşür (şəkil 104). Sahə üfiqi qoyulmuş müstəvi kondensatorun sahəsidir.



Şəkil 104

Kondensatorun lövhələri-nin uzunluğu l_o olarsa zərrəcik kondensator daxi-lində $t = \dfrac{l_o}{v_o}$ müddət hərəkət edəcəkdir. Bu müddətdə zərrəcik qE qüvvəsinin təsirilə şaquli olaraq aşağıya yönəlmiş $\Delta v = at = \dfrac{qE}{m}\dfrac{l_o}{v_o}$ sürəti alacaq və ona uyğun $\Delta y = \dfrac{at^2}{2} = \dfrac{qE}{2m}\dfrac{l_o^{\,2}}{v_o^{\,2}}$ qədər yerdəyişmə icra edəcəkdir. Zərrəcik kondensator aralığından çıxdığı anda onun sürət vektoru $\vec{v} = \vec{v}_o + \Delta\vec{v}$ olacaqdır. O, bu sürətlə hərəkətini davam etdirəcəkdir. Şəkildən görünür ki, zərrəcik kondensatordan çıxan anda əvvəlki istiqamətindən α bucağı qədər meyl edir:

$$tg\alpha = \frac{\Delta v}{v_o} = \frac{qE}{m}\frac{l_o}{v_o^{\,2}} \qquad (15.36)$$

Onda $\Delta y = \dfrac{1}{2} l_o tg\alpha$ olar.

Kondensatorun sonundan ekrana qədər məsafə l olarsa, bu məsafədə zərrəciyin ekran üzərində şaquli yerdəyişməsi

$$y' = ltg\alpha$$

olar. Zərrəciyin kondensator daxilində də yerdəyişməsini nəzərə alsaq, ekran üzərində şaquli istiqamətdə ümumi yerdəyişmə üçün

$$y = y' + \Delta y = (\frac{1}{2}l_o + l)tg\alpha = (\frac{1}{2}l_o + l)\frac{qE}{m}\frac{l_o}{{v_o}^2} \qquad (15.37)$$

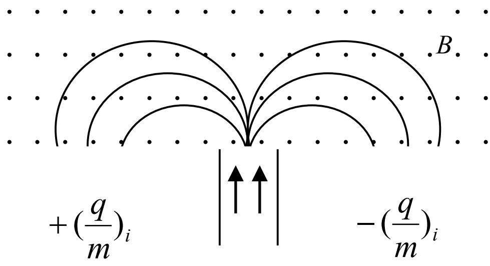
alınar. Kondensatorun uzunluğu ekrana qədər məsafədən çox kiçik olarsa, onda y -i təqribən y' -ə bərabər qəbul etmək olar.

Kondensatorun elektrik sahəsi üfüqi istiqamətdə olarsa, onda zərrəcik (15.37) düsturuna uyğun üfüqi istiqamətdə meyl edəcəkdir.

Ekran üzərində zərrəciyin əvvəlki istiqamətinə (ekranın mərkəzinə) nəzərən yerdəyişməni ölçərək (15.37) düsturuna əsasən zərrəciyin xüsusi yükünü hesablamaq olar.

Elektrik sahəsinin əvəzinə kondensatorun ölçüsünə bərabər maqnit sahəsi götürsək yenə də yerdəyişməni (15.37)-nin orta düsturuna əsasən hesablamaq olar. Lakin burada $tg\alpha = \frac{qB}{m}\frac{l_o}{v_o}$ götürmək lazımdır. Elektrik və ya maqnit sahəsində elektronların meyl etməsinə əsaslanan cihaz ***elektron şüaborusu*** adlanır. O, müxtəlif prosesləri (gərginliyin dəyişməsini, mexaniki və elektrik rəqslərini və s.) öyrənmək üçün istifadə edilən cihazın-ossilloqrafın əsas hissəsini təşkil edir.

<u>K*ütlə spektroqrafı*</u>. İonlaşmış atom və ya molekulları onların xüsusi yükünə görə bir-birindən ayıran cihaz kütlə spetroqrafı adlanır. Onun iş prinsipi elektrik və maqnit sahəsinin hərəkətdə olan yükə təsirinə əsaslanmışdır. Tutaq ki, eyni zamanda elektrik və maqnit sahələrinə düşən yüklü zərrəciklər üçün $qE = qvB$ şərti ödənir. Onda bütün zərrəciklər bu sahələrdən eyni $v = \frac{E}{B}$ sürətilə çıxacaqlar. Bu zərrəciklər onların sürətlərinə perpendikulyar olan bircins maqnit sahəsinə düşdükdə çevrə boyunca fırlanacaqlar (şəkil 105). Onların fırlanma çevrələrinin radiusu (15.35) düsturuna görə xüsusi yükdən və sürətdən asılıdır. Qeyd etdik ki, bütün zərrəciklərin sürəti eynidir. Onda çevrənin radiusu təkcə xüsusi yükdən asılı olacaqdır. Ona görə də zərrəciklər xüsusi yüklərə görə ayrılaraq müxtəlif nöqtələrə gələcəklər. Xüsusi yükü böyük olan zərrəciklər kiçik radiusa malik olacaqlar. Beləliklə, radiusları ölçərək zərrəciklərin xüsusi yükü və oradan da kütləsi hesablanır.



Şəkil 105

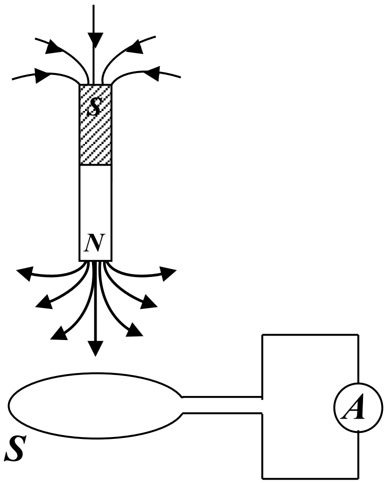
Əgər təcrübə kimyəvi bircins ionlarla aparılarsa onda eyni ionlaşma dərəcəsində zərrəciklərin ayrılması yalnız kütləsinə görə olacaqdır, yəni ionlar izotoplara ayrılacaqlar.

XVI FƏSİL. ELEKTROMAQNİT İNDUKSİYA

§1. Elektromaqnit induksiya hadisəsi.

Lens qanunu

Qapalı naqil konturdan keçən maqnit selinin dəyişməsi nəticəsində konturda cərəyan yaranması elektromaqnit induksiya hadisəsi adlanır. Bu hadisə Faradey tərəfindən kəşf olunmuşdur. Elektromaqnit induksiya hadisəsini başa düşmək üçün aşağıdakı təcrübəyə baxaq. Tutaq ki, S naqilinin ucları *A* ampermetrinə bağlanmışdır. Əlbəttə, ampermetr cərəyan göstərmə-yəcəkdir, çünki dövrənin uclarında potensiallar fərqi yoxdur, yəni cərəyan yaranması üçün zəruri şərtlərdən biri çatışmır. Sabit maqniti naqil konturun daxilinə doğru hərəkət etdirdikdə (şəkil 106) ampermetrin əqrəbi dönür, yəni konturda cərəyan yarandığını göstərir. Sabit maqniti konturun daxilində hərəkətsiz saxladıqda ampermetrin əqrəbi sıfır vəziy-yətinə qayıdır, yəni konturda cərəyan olmur. Sabit maqniti konturun daxilindən geri çıxardıqda ampermetr yenidən cərəyanın yarandığını göstərir, lakin bu dəfə ampermetrin əqrəbi əvvəlkinin əksi istiqamətində dönür.



Şəkil 106

Sabit maqniti sükunətdə saxlayıb konturu hərəkət etdirdikdə də bu hadisə yaranır: konturu sabit maqnit çubuğuna yaxınlaşdırdıqda ampermetrin əqrəbi dönür, saxladıqda cərəyan olmur, uzaqlaşdırdıqda yenə də cərəyan yaranır, lakin ampermetrin əqrəbi əvvəlki istiqamətinin əksinə dönür.

Bu təcrübələrdə sabit maqnit çubuq əvəzinə cərəyanlı naqil də götürsək və onu da S konturuna doğru hərəkət etdirsək yuxarıda təsvir olunan hadisə yaranacaqdır. Beləliklə, bu təcrübələrdən belə nəticə çıxır ki, konturda o vaxt cərəyan yaranır ki, onun səthini kəsən maqnit induksiya xətlərinin sayı dəyişsin. Qapalı naqil konturdan keçən maqnit seli sabit qaldıqda konturda cərəyan olmur, maqnit seli dəyişdikdə isə cərəyan yaranır. Bu cərəyan induksiya cərəyanı adlanır.

Lens müəyyən etmişdir ki, induksiya cərəyanı həmişə onu yaradan səbəbin dəyişməsinə əks təsir göstərir. Naqil konturu maqnit çubuğuna yaxınlaşdırdıqda kontur çubuqdan itələnir, uzaqlaşdırdıqda isə ona cəzb olunur. Konturu maqnit çubuğa yaxınlaşdırdıqda konturu kəsən maqnit seli artır, induksiya cərəyanının maqnit induksiya xətləri sabit maqnitin induksiya xətlərinin əksinə yönəlir və onu azaltmağa çalışır, onun artmasına əks təsir göstərir. Konturu sabit maqnit çubuğundan uzaqlaşdırdıqda isə, yəni konturu kəsən sel azaldıqda isə induksiya cərəyanının maqnit sahəsi onu artırmağa çalışır. Deməli***, induksiya cərəyanı elə istiqamətdə olur ki, onun maqnit sahəsi onu yaradan maqnit sahəsinin dəyişməsinin əksinə yönəlir.*** Bu, Lens qanunudur.

Lens qanununun əsasında enerjinin saxlanma qanunu durur. Konturu maqnit çubuğuna doğru hərəkət etdirdikdə xarici qüvvələr (15.37) düsturuna uyğun iş görürlər. Bu isə ədədi qiymətcə induksiya cərəyanının gördüyü işə bərabər və işarəcə onun əksinə olur. Konturu çubuqdan uzaqlaşdırdıqda da xarici qüvvələrin işi ədədi qiymətcə induksiya cərəyanının işi qədər olur. Beləliklə, enerjinin saxlanma qanunundan çıxır ki, konturu maqnit çubuğundan uzaqlaşdırdıqda yaranan induksiya cərəyanının istiqaməti konturu çubuğa yaxınlaşdırdıqda yaranan induksiya cərəyanının əksinə olmalıdır.

§2. Elektromaqnit induksiya qanunu

Əvvəlki paraqrafda gördük ki, naqil konturda maqnit selinin dəyişməsi nəticəsində orada induksiya cərəyanı yaranır. Deməli, qapalı naqildə elektrik hərəkət qüvvəsi əmələ gəlir. Bu e.h.q. ***induksiya e.h.q.*** adlanır. XV Fəsil §5-də maqnit sahəsində cərəyanlı naqilə təsir edən Amper qüvvəsinin işi hesablanmışdır. Bu iş dövrədəki cərəyan mənbəyinin hesabına görülür. Buradan belə nəticə çıxarmaq olar ki, xarici qüvvə naqili maqnit sahəsində hərəkət etdirərsə həmin naqildə elektrik hərəkət qüvvəsi yaranacaqdır. Əvvəlki paraqrafda gördük ki, doğrudan da bu hadisə yaranır. Xarici qüvvələrin gördüyü iş (15.19$^{/}$) düsturuna görə $Jd\Phi$ olduğundan enerjinin saxlanma qanununa görə bu iş ədədi qiymətcə konturda yaranan induksiya e.h.q.-nin işinə (εJdt) bərabər olmalıdır:

$$Jd\Phi = -\varepsilon Jdt$$

Düsturdakı mənfi işarəsi Lens qanununa görə yazılmışdır. Buradan induksiya e.h.q. üçün aşağıdakı düstur alınır:

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} \qquad (16.1)$$

Bu düstur elektromaqnit induksiya qanununu ifadə edir: ***induksiya e.h.q. ədədi qiymətcə maqnit selinin dəyişmə sürətinə bərabərdir***. İnduksiya e.h.q. maqnit selinin hansı vasitələrlə və ya üsullarla dəyişməsindən asılı deyildir. Maqnit selinin dəyişməsi konturun hərəkəti, onun ölçülərinin deformasiyası, xarici maqnit sahəsini yaradan cərəyanın dəyişməsi, maqnit sahəsində düz naqilin hərəkəti və s. üsullarla əldə edilə bilər. Məsələn, l uzunluqlu naqil induksiyası B olan maqnit sahəsində ona perpendikulyar istiqamətdə v sürətilə hərəkət edərsə dt müddətində onun kəsdiyi maqnit seli (15.20) düsturuna görə

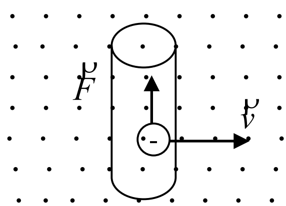
$$d\Phi = BdS = Bvldt \qquad (16.2)$$

olar. Bu zaman yaranan induksiya e.h.q. (16.1) ifadəsinə əsasən aşağıdakı düsturla tapılar:

$$\varepsilon = Bvl \qquad (16.3)$$

E.h.q. işarəsi naqilin induksiya xətlərinə nəzərən hərəkət istiqamətindən asılıdır. Naqilin hərəkəti zamanı $\Delta\Phi$ artarsa işarə mənfi, $\Delta\Phi$ azalarsa işarə müsbət olur.

İnduksiya e.h.q. maqnit sahəsində hərəkət edən yükə təsir edən Lorens qüvvəsinin hesabına yaranır. Naqil maqnit sahəsində hərəkət etdikdə onun daxilində (şəkil 107) olan



Şəkil 107

elektronlara F qüvvəsi təsir edir və onların yerini dəyişdirir: şəkildə göstərilmiş silindrik naqilin üst səthində elektron artıqlığı, aşağı səthində isə elektron çatışmazlığı yaranır. Başqa sözlə, naqilin yuxarı ucu mənfi, aşağı ucu isə müsbət yüklənmiş olur. Bu isə e.h.q.-in yaranması deməkdir. Ancaq e.h.q.-nin yaratdığı sahə elektrostatik sahə deyildir. Elektrostatik sahə elektrik yükünün qapalı trayektoriya boyunca hərəkət etdirə bilməz. Bu səbəbdən də elektrostatik sahə e.h.q. yarada bilməz. Elektromaqnit induksiyası zamanı yaranan elektrik sahəsinin qüvvə xətləri qapalı xətlərdir. Belə sahə burulğanlı sahədir. Bu sahənin yaratdığı cərəyan da burulğanlı cərəyandır.

Yuxarıda naqil konturun bir sarğıdan ibarət olduğunu qəbul etmişdik. Əgər kontur N sarğıdan ibarət olarsa, (məsələn solenoid) onda bütün sarğılarda yaranan e.h.q.

$$\varepsilon = -N\frac{d\Phi}{dt} \tag{16.4}$$

olar. Solenoidin daxilinə ferromaqnit içlik saldıqda orada da induksiya cərəyanı yaranır. Bu cərəyan burulğanlı cərəyan olub ***Fuko cərəyanı*** adlanır. Bu cərəyan naqilin yüksək dərəcədə qızmasına səbəb olur. Ona görə də transformatorlarda və elektrik generatorlarında qızmanın qarşısını almaq üçün onların dəmir içliklərini bir-birindən təcrid edilmiş nazik lövhələr şəklində hazırlayırlar.

Fuko cərəyanının istiqaməti də Lens qaydası ilə tapılır. En kəsiyi böyük olan naqil maqnit sahəsində hərəkət etdikdə onda yaranan Fuko cərəyanı naqilin hərəkətinə mane olur, yəni tormozlayıcı təsir göstərir. Onun bu xassəsindən elektrik ölçü cihazlarında sakitləşdirici kimi istifadə olunur.

§3. Öz-özünə induksiya. Qarşılıqlı induksiya

Naqilin özündə axan cərəyanın dəyişməsi nəticəsində həmin naqildə yaranan elektromaqnit induksiya öz-özünə induksiya adlanır. Naqildə axan cərəyan dəyişdikdə onun yaratdığı maqnit sahəsi də dəyişir, yəni naqili kəsən maqnit seli dəyişir. Ona görə də naqildə öz-özünə induksiya cərəyanı yaranır. Bu cərəyan ***ekstra cərəyan*** adlanır. Ekstra cərəyanın istiqaməti Lens qaydası ilə tapılır.

Təcrübələr göstərir ki, öz-özünə induksiya zamanı yaranan maqnit seli naqildən axan cərəyan şiddəti ilə mütənasibdir:

$$\Phi = LJ \qquad (16.5)$$

Burada L-mütənasibilk əmsalı olub naqil konturun (sarğacın) induktivliyi adlanır, BS-də $Hn(Henri)$ ilə ölçülür. Naqildən 1*A* cərəyan keçdikdə onun yaratdığı maqnit seli 1*Vb* olarsa, belə naqilin induktivliyi 1*Hn* qəbul olunur.

İnduktivlik naqilin həndəsi ölçülərindən və onun daxilində ferromaqnit içliyin olub-olmamasından asılıdır. Məsələn, içərisində maqnit nüfuzluğu μ olan ferromaqnit yerləşdirilmiş solenoidin induktivliyi aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$L = \mu_o \mu n^2 V = \mu_o \mu \frac{N^2}{l} S \qquad (16.6)$$

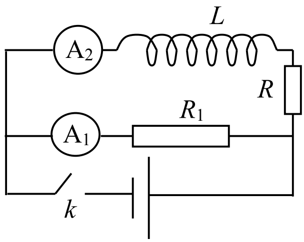
Burada N-dolaqların sayı, S-onun en kəsiyinin sahəsi, l-solenoidin uzunluğu, V-onun həcmi, n-isə solenoidin vahid uzunluğuna düşən dolaqların sayıdır.

Qəbul etmək olar ki, konturdan keçən maqnit selinin dəyişməsi (16.5) düsturuna əsasən cərəyanın dəyişməsi ilə mütənasib olacaqdır, yəni

$$d\Phi = LdJ \qquad (16.5')$$

Bu düsturu (16.1)-də nəzərə alsaq öz-özünə induksiya e.h.q. üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

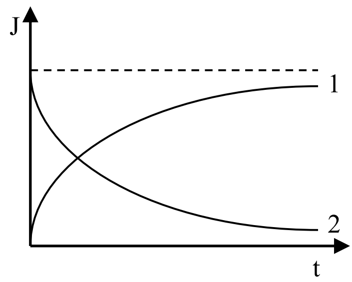
$$\varepsilon_S = -L\frac{dJ}{dt} \qquad (16.7)$$



Şəkil 108

Buradan görünür ki, öz-özünə induksiya e.h.q. konturda cərəyanın dəyişmə sürəti ilə mütənasibdir.

Sabit cərəyan dövrəsini qapadıqda və açdıqda yaranan öz-özünə induksiya hadisəsinə baxaq. Tutaq ki, sabit cərəyan mənbəyinə paralel olaraq L sarğısı və R_1 müqaviməti qoşulmuşdur (şəkil 108). *K* açarını qapadıqda dövrənin hər iki dolağından cərəyan axır. A_1 ampermetri həmin anda R_1 müqavimətindən axan cərəyanı göstərir və onun göstərişi sabit olur. A_2 ampermetrinin göstərişi isə zaman keçdikcə tədriclə artır və nəhayət sabitləşir (şəkil 109-da 1 əyrisi). K açarını açdıqda A_1 ampermetrinin əqrəbi həmin anda sıfra enir, A_2 ampermetrinin əqrəbi isə tədriclə sıfra yaxınlaşır, yəni L sarğacında cərəyan açarı açan anda kəsilmir, bir müddətdən sonra ampermetrin əqrəbi sıfra enir (şəkil 109, 2 əyrisi). Cərəyanın *L* sarğacında göstərilən qaydada dəyişməsi həmin sarğacda yaranan öz-özünə induksiya ilə izah olunur. Açar açıq olduqda dövrədə, o cümlədən sarğacda cərəyan sıfırdır. Açarı qapadıqda dövrədə, o cümlədən sarğacda cərəyan yaranır, yəni cərəyan sıfır qiymətindən *J* qiymətinə qədər dəyişir. Cərəyanın dəyişməsinə uyğun olaraq sarğacda dəyişən maqnit sahəsi yaranır, maqnit qüvvə xətləri sarğacda öz-özünə induksiya cərəyanı – ***ekstra cərəyan*** əmələ gətirir. Açarı qapadıqda əsas cərəyan artdığı üçün Lens qanununa görə ekstra cərəyan onun əksinə yönəlir və onu azaltmağa çalışır. Ona görə də sarğacda əsas cərəyan həmin budağın müqavimətinə uyğun qiymətini açar qapanan anda ala bilmir, gecikir. Bir müddət keçdikdən sonra cərəyan sabitləşir, onun maqnit sahəsi də sabit olur və elektromaqnit induksiya hadisəsi olmur. K açarını açdıqda dövrədə, o cümlədən sarğacda cərəyan azalır (dəyişir), sarğacdan keçən maqnit seli azalır, orada ekstra cərəyan yaranır, onun istiqaməti Lens qaydasına görə əsas cərəyanın istiqamətində olur və onun sönməsini ləngidir. Şəkil 108-də göstərilmiş dövrədəki sarğacda cərəyan şiddətinin dəyişmə xarakterini öyrənək. Sadəlik üçün dövrədə A_1 ampermetrinin və R_1 müqavimətinin olmadığını qəbul edək. K açarını qapadıqda dövrədə cərəyan qərarlaşana qədər öz-özünə induksiya e.h.q. mövcud olur və ona görə də dövrənin ümumi e.h.q.-si mənbəyin



Şəkil 109

e.h.q.-i ilə öz-özünə e.h.q.-nin cəbri cəminə bərabər olur. Onda Om qanununa görə

$$JR = \varepsilon + \varepsilon_S$$

və ya (16.7) düsturunu nəzərə alsaq

$$JR = \varepsilon - L\frac{dJ}{dt} \quad \text{və ya} \quad \frac{dJ}{dt} + \frac{R}{L}J = \frac{\varepsilon}{L} \tag{16.8}$$

olar. K açarını açdıqda cərəyan mənbəyini dövrədən ayırmış oluruq. Ona görə də yalnız öz-özünə induksiya e.h.q. qalır. Bu halda Om qanunu aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$JR = \varepsilon_S = -L\frac{dJ}{dt} \quad \text{və ya} \quad \frac{dJ}{dt} + \frac{R}{L}J = 0 \tag{16.9}$$

Bu ifadə birtərtibli sabit əmsallı, xətti, bircins differensial tənlikdir. Onu dəyişənlərinə ayırıb inteqrallasaq və $t = 0$ anında cərəyan şiddətinin qərarlaşmış qiymətinin J_o olduğunu nəzərə alsaq

$$J = J_o e^{-\frac{R}{L}t} \tag{16.10}$$

alarıq. Buradan görünür ki, k açarını açdıqda sarğacda cərəyan şiddəti eksponensial qanunla azalır (şəkil 109, 2 əyrisi). Axırıncı düsturdakı L/R kəmiyyətinin vahidi zamandır. Bu kəmiyyət baxılan dövrə üçün xarakterik müddətdir. Bu kəmiyyət ədədi qiymətcə dövrədə cərəyan şiddətinin e dəfə azalması üçün keçən müddətə bərabərdir.

Tutaq ki, k açarını qapadıqda dövrədə cərəyan şiddətinin dəyişməsi (16.8) tənliyi ilə ifadə olunur. Bu tənlik (16.9) tənliyindən sağ tərəfinin sıfırdan fərqli olması ilə fərqlənir. Belə tənlik qeyri-bircins differensial tənlikdir. Onun həlli uyğun bircins differensial tənliyin ümumi həlli ilə bir xüsusi həllinin cəminə bərabər olur. Onun xüsusi həlli aydın görünür ki, ε/R-ə bərabərdir, ümumi həlli isə (16.10) ifadəsinə uyğun $ce^{-\frac{R}{L}t}$ kimi yazıla bilər. Onda (16.8) tənliyinin həllini aşağıdakı kimi alarıq

$$J = J_o + ce^{-\frac{R}{L}t}$$

və $t=0$-da $J=0$ olduğunu nəzərə alsaq $c=-J_o$ alınar. Beləliklə dövrədə k açarını qapadıqdan sonra cərəyan şiddətinin dəyişməsi qanunu

$$J = J_o(1 - e^{-\frac{R}{L}t}) \qquad (16.11)$$

olar (şəkil 109, 1 əyrisi).

§4. Maqnit sahəsinin enerjisi

Yuxarıda qeyd etdik ki, konturdan keçən cərəyan şiddəti dəyişdikdə orada induksiya e.h.q. yaranır. Bu e.h.q.-nin yaranmasına səbəb olan iş ədədi qiymətcə onu yaradan maqnit sahəsinin enerjisinə bərabər olacaqdır, yəni

$$W = A = \int \varepsilon_S J dt$$

Konturda cərəyan şiddəti 0-dan J-yə qədər artdıqda inteqrallamanı da həmin hüdudda aparmaq lazımdır. Konturun (solenoidin) induktivliyini sabit qəbul etsək və $\varepsilon_S = L\dfrac{dJ}{dt}$ olluğunu nəzərə alsaq

$$W = \int_0^J LJdJ = \frac{LJ^2}{2} \qquad (16.12)$$

olar. Burada $\Phi = LJ$ münasibətindən istifadə etsək maqnit sahəsinin enerjisini

$$W = \frac{J\Phi}{2} \quad \text{və ya} \quad W = \frac{\Phi^2}{2L} \qquad (16.13)$$

kimi də ifadə etmək olar.

Maqnit sahəsinin enerjisini onun qüvvə xarakteristikası ilə yazaq. Əgər (16.12) düsturunda (15.14) və (16.5) düsturlarını nəzərə alsaq

$$W = \frac{\mu_o \mu H^2}{2} V \qquad (16.14)$$

olar. Burada maqnit sahəsinin enerji sıxlığı (vahid həcmə düşən enerji) üçün aşağıdakı düsturu taparıq:

$$w = \frac{\mu_o \mu H^2}{2} \qquad (16.15)$$

və ya (15.4) düsturunu nəzərə almaqla

$$w = \frac{B^2}{2\mu_o \mu} \qquad (16.16)$$

olar. Cərəyanın maqnit sahəsinin enerjisi mexaniki kinetik enerjiyə, elektrik sahəsinin enerjisi isə mexaniki potensial enerjiyə uyğun gəlir.

İndi isə bir-birinə yaxın yerləşdirilmiş iki konturun yaratdıqları maqnit sahələrinin enerjisinə baxaq. Qeyd edək ki, bu konturlardan birində cərəyan olduqda o, ikinci konturda maqnit sahəsi yaradır. Onların hər ikisində də cərəyan olduqda biri digərində induksiya sahəsi yaradır. ***Konturlardan birində cərəyan şiddətinin dəyişməsi nəticəsində digərində induksiya e.h.q. yaranması qarşılıqlı induksiya adlanır.*** Hər bir konturun induktivliyi olduğu kimi, bir konturun digərinə nəzərən də induktivliyi olur. Bu, ***qarşılıqlı induktivlik*** adlanır. Aydındır ki, konturların qarşılıqlı induktivlikləri bir-birinə bərabər olmalıdır:

$$L_{12} = L_{21}$$

Qarşılıqlı induksiyada olan konturların yaratdığı maqnit sahələrinin enerjisi aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$W = \frac{L_1 J_1^2}{2} + \frac{L_2 J_2^2}{2} + L_{12} J_1 J_2$$

Burada 1-ci həpd birinci konturda, 2-ci hədd ikinci konturda, 3-cü hədd isə onların qarşılıqlı induksiyası hesabına yaranan maqnit sahəsinin enerjisidir. Göründüyü kimi, qarşılıqlı induksiya zamanı tam enerji ayrı-ayrı konturların maqnit sahələrinin enerjisindən böyük olur.

§5. Dəyişən cərəyan

Qiyməti və istiqaməti zamandan asılı olan cərəyan dəyişən cərəyan adlanır. Belə cərəyanlardan biri ***periodik dəyişən cərəyandır***. Periodik dəyişən cərəyan dəyişən cərəyan generatorlarında alınır. Onun iş prinsipi elektromaqnit induksiya hadisəsinə əsaslanmışdır. Qapalı naqil maqnit sahəsində φ bucağı qədər döndükdə onun səthindən keçən maqnit seli (15.22) düsturu ilə tapılır. Tutaq ki, naqil ω bucaq sürətilə dönür. Onda t müddətindən sonra qapalı naqilin dönmə bucağı $\varphi = \omega t$ olar. Bucağın bu ifadəsini (15.22)-də nəzərə alsaq

$$\Phi = BS\cos\omega t \qquad (16.17)$$

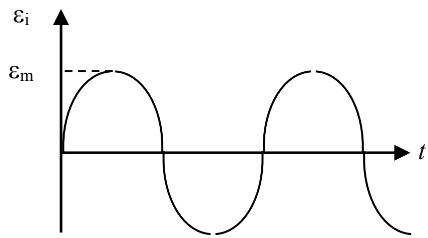
olar. Elektromaqnit induksiya qanununa əsasən bu zaman yaranan induksiya e.h.q.

$$\varepsilon_i = \omega BS\sin\omega t \qquad (16.18)$$

ifadəsi ilə hesablanar. Buradan görünür ki, qapalı naqil maqnit sahəsində ω bucaq sürətilə fırlandıqda orada periodik dəyişən e.h.q. yaranır. Bu düsturda

$$\varepsilon_m = \omega BS \qquad (16.19)$$

e.h.q.-nin amplitud qiymətidir. Şəkil 110-da sinisoidal qanunla dəyişən e.h.q.-nin zamandan asılılığı göstərilmişdir. Aydındır ki, periodik dəyişən e.h.q. dövrədə periodik dəyişən cərəyan yaradacaqdır. Bu cərəyanın periodu və tezliyi, uyğun olaraq



Şəkil 110

$T = \dfrac{2\pi}{\omega}$ və $\nu = \dfrac{\omega}{2\pi}$ olar. E.h.q. (16.18) qanunu ilə dəyişən dövrədə müqaviməti R olan (bu müqavimət ***aktiv*** və ya ***omik müqavimət*** adlanır) naqildən axan cərəyan

$$i = J_m \sin\omega t,$$

həmin müqavimətdəki gərginlik isə

$$u = U_m \sin\omega t$$

qanunları ilə dəyişir. Burada i -cərəyan şiddətinin, u -gərginliyin ani, J_m, U_m -isə onların amplitud-maksimum qiymətləridir.

Cərəyan zamandan asılı olaraq dəyişdiyi üçün onun qiyməti və istiqaməti də periodik dəyişir. Məişətdə istifadə edilən dəyişən cərəyanın tezliyi $50Hs$ -dir. Deməli, onun istiqaməti və qiyməti $1san$ -də 100 dəfə dəyişir. Ona görə də dəyişən cərəyanı xarakterizə etmək üçün onun ***təsiredici*** (***effektiv***) qiymətindən istifadə edilir. ***Dəyişən cərəyanın təsiredici qiyməti olaraq elə sabit cərəyanın qiyməti götürülür ki, onların eyni müddətdə verilmiş naqildə ayırdıqları istilik miqdarı eyni olsun.*** Tutaq ki, müqaviməti *R* olan naqil dəyişən cərəyan dövrəsinə qoşulmuşdur. Bu naqildən $i = J_m \sin\omega t$ qanunu ilə dəyişən cərəyan keçir. Orada dt müddətində ayrılan istilik miqdarı

$$dQ = i^2 R dt \quad \text{və ya} \quad dQ = J^2{}_m \sin^2 \omega t R dt$$

olar. Bir periodda ayrılan istilik miqdarını tapmaq üçün bu ifadəni 0-dan *T*-yə qədər inteqrallayaq. Onda

$$Q = \int_0^T J_m^2 \sin^2 \omega t \cdot R dt = J_m^2 R \int_0^t \frac{1}{2}(1 - \cos 2\omega t) dt = \frac{1}{2} J_m^2 RT$$

alarıq. Həmin müddətdə sabit cərəyanın da təsiredici qiyməti üçün

$$J_{ef} = \frac{j_m}{\sqrt{2}}$$

alınar. Bu qayda ilə gərginliyin təsiredici qiymətinin $U_{ef} = \dfrac{U_m}{\sqrt{2}}$ olduğu tapılır.

Dəyişən cərəyan dövrəsinə qoşulmuş ampermetr və voltmetr cərəyan şiddətinin və gərginliyin təsiredici qiymətini göstərir.

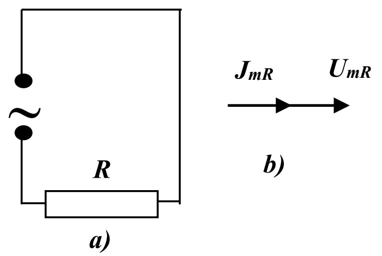
§6. Aktiv müqaviməti, tutumu və induktivliyi olan elektrik dövrəsi

Sabit cərəyan qanunlarını dəyişən cərəyana tətbiq etmək üçün cərəyanın dəyişmə tezliyinin kiçik olduğu qəbul edilir. Bu şərt daxilində baxılan müddətdə dövrənin bütün nöqtələrində cərəyan şiddətinin ani qiyməti və istiqaməti sabit qalır. Belə cərəyan kvazistatik cərəyan adlanır. Bu cərəyanı yaradan mənbəyin gərginliyinin

$$u = U_m \cos\omega t \qquad (16.20)$$

qanunu ilə dəyişdiyini qəbul edək. Aşağıdakı xüsusi şallara baxaq.

<u>Aktiv (omik) müqaviməti olan dövrə</u>. Bu dövrə üçün Om qanunu (şəkil 111, *a*) $i = \dfrac{U}{R}$ və ya $i = \dfrac{U_m}{R}\cos\omega t = J_m \cos\omega t$ şəklində yazılır. Buradan görünür ki, aktiv müqavimətdə cərəyan şiddəti gərginliklə eyni qanunla dəyişir, yəni onların fazaları üst-üstə düşür (şəkil 111, *b*). Cərəyan şiddətinin və gərginliyin amplitud qiymətləri

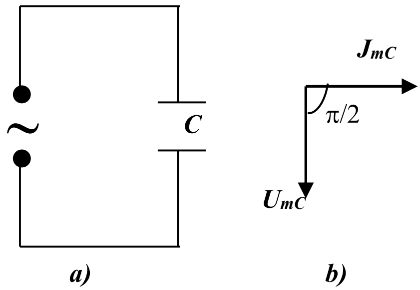


Şəkil 111

arasındakı asılılıq isə Om qanunundakı kimidir:

$$J_m = \frac{U_m}{R} \qquad (16.21)$$

<u>Elektrik tutumu olan dövrə</u>. Kondensator periodik olaraq dolub-boşaldığından dövrədə dəyişən cərəyan yaranır (kondensator olan sabit cərəyan dövrəsindən cərəyan axmır). Kondensatorun tutumu *C* olarsa (şəkil 112), onun lövhələrindəki yük



$$q = CU = CU_m \cos\omega t$$

Şəkil 112

qanunu ilə dəyişəcəkdir.

Onda dövrədə yaranan cərəyan şiddəti

$$i = \frac{dq}{dt} \text{ və ya } i = -\omega CU_m \sin\omega t = J_m \cos(\omega t + \frac{\pi}{2}) \qquad (16.22)$$

olacaqdır. Burada

$$J_m = \omega CU_m \qquad (16.23)$$

olub, cərəyan şiddətinin amplitud qiymətidir. Axırıncı düsturu (16.21) düsturu ilə müqayisə etsək görərik ki, ωC hasilinin tərs qiyməti müqavimətə uyğundur. ***Bu tutum müqaviməti adlanır,*** X_C ilə işarə olunur və aşağıdakı kimi yazılır:

$$X_C = \frac{1}{\omega C} \qquad (16.24)$$

Onda tutumu olan dəyişən cərəyan dövrəsinin cərəyan şiddəti və gərginliyin amplitud qiymətləri üçün Om qanunu (16.23) düsturuna əsasən

$$J_m = \frac{U_m}{X_C} \qquad (16.25)$$

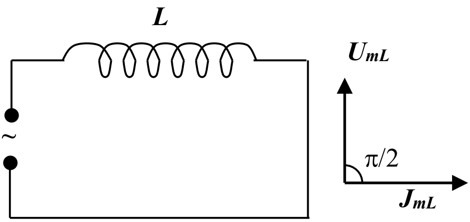
şəklində olar. (16.24) ifadəsi göstərir ki, tutum müqaviməti dəyişən cərəyanın tezliyi ilə tərs mütənasibdir; tezlik böyük olduqda müqavimət azalır. Tezlik sıfra bərabər olarsa (sabit cərəyan) müqavimət sonsuz böyük olur və (16.25) düsturundan cərəyan sıfra yaxınlaşır, yəni sabit cərəyan kondensator olan dövrədən keçmir.

Kondensator olan dövrədəki cərəyanı ifadə edən (16.22) düsturunun (16.20) düsturu ilə müqayisəsi göstərir ki, kondensatordakı cərəyan şiddəti gərginliyi fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqlayır (şəkil 112, *b*). Kondensatordan cəryan keçən müddətdə (yükün azaldığı müddətdə) kondensator həm də dövrədəki cərəyanla dolur. Cərəyanın qiyməti sıfra bərabər olduqda kondensatorda yük maksimm qiymətinə çatır. Dövrədə bir perioddan sonra cərəyanın istiqaməti dəyişir, cərəyan artmağa başlayır (yük azalır), maksimum qiymətinə çatır, yük sıfır olur. Bu hadisə periodik təkrar olunur.

İnduktivlik olan dövrə. İnduktivliyi L olan (şəkil 113) sarğıdan dəyişən cərəyan keçdikdə orada öz-özünə induksiya e.h.q. yaranacaq. Sarğının aktiv müqavimətini nəzərə almasaq tam dövrə üçün

$$U_m \cos\omega t = L\frac{di}{dt}$$

bərabərliyi ödənməlidir, yəni dövrədəki mənbəyin işi öz-özünə induksiya e.h.q.-nin yaranma işinə bərabər olmalıdır.



Şəkil 113

Bu ifadəni inteqrallasaq cərəyan şiddəti üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$i = \frac{U_m}{\omega L}\sin\omega t = J_m \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}) \qquad (16.26)$$

Buradan cərəyan şiddətinin və gərginliyin maksimum qiymətləri üçün Om qanununu

$$J_m = \frac{U_m}{\omega L} \qquad (16.27)$$

şəklində yazmaq olar. Göründüyü kimi ωL hasili baxılan dövrənin müqavimətini ifadə edir. Bu müqavimət ***induktiv müqavimət*** adlanır, X_L ilə işarə olunur və aşağıdakı kimi yazılır:

$$X_L = \omega L \qquad (16.28)$$

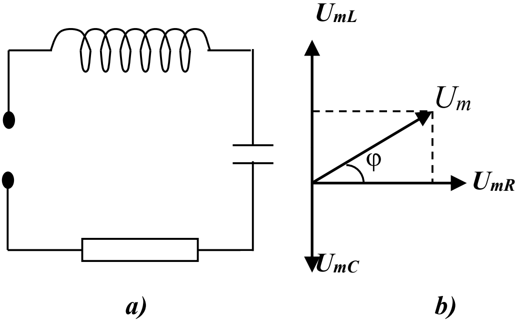
İnduktiv müqavimət cərəyanın tezliyi ilə düz mütənasibdir. Bu düsturu (16.27)-də nəzərə alsaq

$$J_m = \frac{U_m}{X_L} \qquad (16.29)$$

olar. Tezlik sıfra bərabər olarsa (sabit cərəyan) induktiv müqavimət də sıfır olar, yəni sabit cərəyan dövrəsində olan sarğı (induktivlik) müqavimət yaratmır (omik müqavimət nəzərə alınmır).

Cərəyan şiddətinin (16.26) düsturundan görünür ki, o induktiv sarğıdakı gərginlikdən fazaca $\pi/2$ qədər geri qalır.

Əgər dəyişən cərəyan dövrəsində eyni zamanda aktiv müqavimət, tutum və induktivlik olarsa (şəkil 114, *a*) 111 *b*, 112 *b* və 113 *b* diaqramlarından istifadə edərək bu dövrə üçün gərginlik diaqramını 114 *b* şəklində göstərildiyi kimi alarıq. Bu diaqramdan dövrədəki gərginlik üçün aşağıdakı ifadə alınır:



$$U_m^2 = U_{mR}^2 + (U_{mL} - U_{mC})^2$$

Şəkil

Bu ifadədə (16.21), (16.23) və (16.27) düsturlarını nəzərə alıb oradan J_m-i tapsaq

$$J_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}} \qquad (16.30)$$

olar. Burada $z = \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}$ *dövrənin tam müqaviməti*, $(\omega L - \frac{1}{\omega C})$-isə *reaktiv müqavimət* adlanır. 114 *b* şəklindən görünür ki,

$$tg\varphi = \frac{\omega L - \dfrac{1}{\omega C}}{R} \qquad (16.31)$$

olur. Burada φ dəyişən cərəyan dövrəsində *R*, *C*, *L* olduqda gərginliklə cərəyan şiddəti arasındakı fazalar fərqini göstərir. Beləliklə alırıq ki, dövrədə gərginlik

$$U = U_m \cos\omega t \qquad (16.32)$$

qanunu ilə dəyişirsə, cərəyan şiddəti

$$i = J_m \cos(\omega t - \varphi) \qquad (16.33)$$

qanununa tabe olur. Cərəyan şiddəti ilə gərginlik arasındakı fazalar fərqi (16.31) düsturuna görə ωL və $\frac{1}{\omega C}$ arasındakı münasibətdən asılıdır: $\omega L > \frac{1}{\omega C}$ olduqda $\varphi>0$ olur, yəni cərəyan şiddəti (16.33) ifadəsinə görə gərginlikdən geri qalır, $\omega L < \frac{1}{\omega C}$ olarsa $\varphi<0$ olur, yəni cərəyan şiddəti gərginliyi qabaqlayır, $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ olarsa onlar eyni fazada olurlar. Bu şərtdən alınır ki,

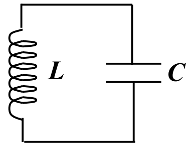
$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \qquad (16.34)$$

qiymətinə dövrədə cərəyan şiddətinin maksimum qiyməti uyğun gəlir. Bu tezlik ***rezonans tezliyi*** adlanır. Rezonans tezliyində kondensatorda və induktivlikdə gərginliyin qiyməti eyni olur, lakin fazaca bir-birindən π qədər fərqlənirlər. Ona görə də aktiv müqavimətdəki gərginlik mənbəyin gərginliyinə bərabər olur və bu səbəbdən cərəyan şiddəti mümkün olan ən böyük qiymətini alır.

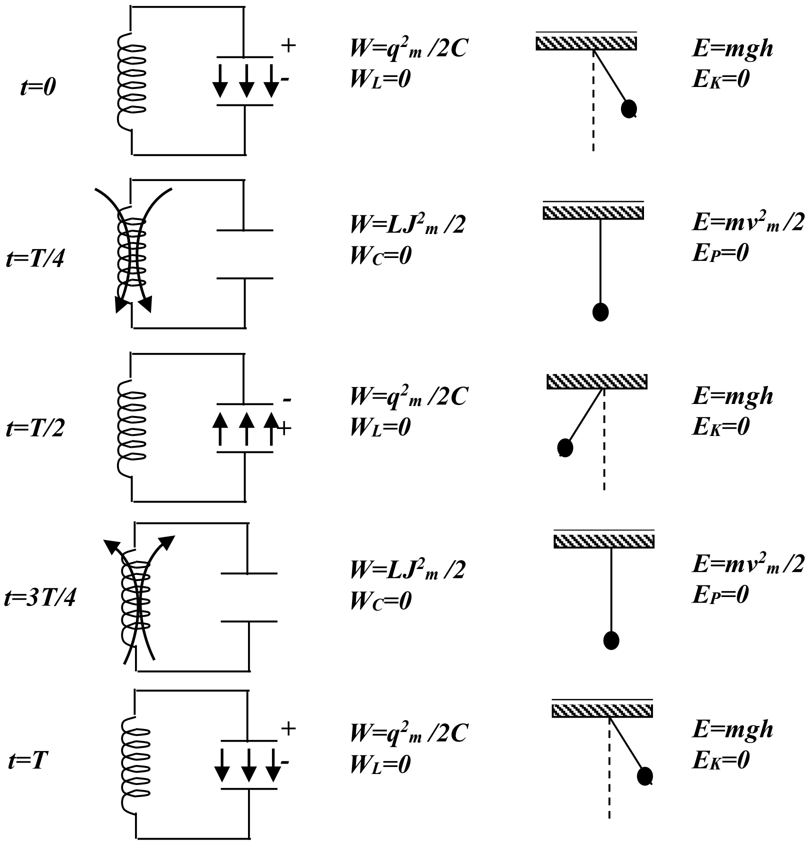
XVII FƏSİL. ELEKTROMAQNİT RƏQSLƏRİ VƏ DALĞALARI

§1. Rəqs konturu. Sərbəst elektrik rəqsləri

Kondensator, induktiv sarğı və aktiv müqavimətdən ibarət olan elektrik dövrəsi rəqs konturu adlanır. Əvvəlcə sadə rəqs konturuna – kondensator və induktiv sarğısı olan rəqs konturuna baxaq (şəkil 115). Konturun omik müqavimətinin olmadığını



Şəkil 115



Şəkil 116

qəbul edək. Bu konturda yaranan elektrik rəqslərini riyazi rəqqasın rəqsləri ilə müqayisəli araşdıraq.

Tutaq ki, ilk anda kondensator q_m yükünə malikdir (şəkil 116). Onda konturun tam enerjisi kondensator daxilindəki elektrik sahəsinin enerjisindən ibarət olacaqdır. Konturun bu halı riyazi rəqqasın sağ kənar vəziyyətində olmasına uyğundur. Kondensatorun yükü $t = \frac{T}{4}$ müddətində tamamilə boşalır, dövrədən cərəyan axır və elektrik sahəsinin enerjisi tamamilə sarğıda yaranan maqnit sahəsinin enerjisinə çevrilir (riyazi rəqqas tarazlıq vəziyyətindən keçir, onun əvvəlki potensial enerjisi kinetik enerjiyə çevrilir). Sarğıda öz-özünə induksiya cərəyanı yaranır. Bu cərəyan kondensatoru əvvəlki halın əksinə (Lens qanunu) yükləyir və $t = \frac{T}{2}$ müddətində maqnit sahəsinin enerjisi tamamilə elektrik sahəsinin enerjisinə çevrilir (riyazi rəqqas sol kənar vəziyyətinə gəlir və kinetik enerji tamamilə potensial enerjiyə çevrilir). Kondensator yenidən boşalmağa başlayır, dövrədən cərəyan keçir, sarğıda əvvəlkinin əks istiqamətində maqnit sahəsi yaranır və $t = \frac{3T}{4}$ anında konturun tam enerjisi yalnız maqnit sahəsinin enerjisindən ibarət olur (riyazi rəqqas tarazlıq vəziyyətindən keçir, bütün enerjisi kinetik enerjiyə çevrilir). Sarğıda yaranan öz-özünə induksiya cərəyanı kondensatoru $t = 0$ anına uyğun işarə ilə yükləyir. Rəqs konturu əvvəlki vəziyyətinə qayıdır (riyazi rəqqas sağ kənar vəziyyətini alır), sonra isə bu proses yenidən təkrar olunur: kondensatorun lövhələrində yük və gərginlik, induktiv sarğıda cərəyan şiddəti və maqnit seli periodik dəyişir. Beləliklə, rəqs konturunda elektrik və maqnit sahələrinin periodik olaraq bir-birinə çevrilməsi ilə elektromaqnit rəqsləri yaranır. Bu rəqslər ***harmonik rəqslərdir***, ona görə də konturun tam enerjisi sabit qalır. Elektrik yükünü və cərəyan şiddətinin cari qiymətlərini *q* və *i* ilə işarə etsək, konturun tam enerjisini elektrik və maqnit sahələrinin enerjilərinin cəmi olaraq aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$W = \frac{Li^2}{2} + \frac{q^2}{2C} = const \qquad (17.1)$$

Tam enerji sabit olduğu üçün onun törəməsi sıfra bərabər olmalıdır. Bu şərtdən

$$Li\frac{di}{dt} + \frac{q}{C}\frac{dq}{dt} = 0 \qquad (17.1')$$

alınır. Burada $i = \frac{dq}{dt}$ və $\frac{di}{dt} = \frac{d}{dt}\frac{dq}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2}$ olduğunu nəzərə alsaq və hər iki həddi *L*-ə bölsək, alarıq

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{LC}q = 0 \quad \text{və ya} \quad \ddot{q} + \frac{1}{LC}q = 0 \qquad (17.2)$$

Bu tənlik mexaniki rəqslərdə göstərildiyi kimi harmonik rəqsin tənliyidir. Onların müqayisəsindən

$$\omega_o^2 = \frac{1}{LC} \quad \text{və ya} \quad \omega_o = \frac{1}{\sqrt{LC}} \qquad (17.3)$$

olduğu görünür. Burada ω_o-rəqs konturunun sərbəst rəqslərinin məxsusi dairəvi tezliyidir. Nəzərə alsaq ki, $T = \frac{2\pi}{\omega_o}$-dır, onda

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \qquad (17.4)$$

olar. Bu ifadə rəqs konturunda elektromaqnit rəqslərinin periodunun onun induktivliyindən və tutumundan asılılığını göstərir və ***Tomson düsturu*** adlanır.

Kondensator lövhələrində elektrik yükünün dəyişməsini ifadə edən (17.2) tənliyinin həllini

$$q = q_m \cos(\omega_o t + \varphi_o) \qquad (17.5)$$

şəklində axtarmaq olar. Burada q_m-yükün amplitud qiyməti, φ_o-isə başlanğıc fazadır. Başlanğıc anda, yəni $t = 0$ anında $q = q_m$ və $\frac{dq}{dt} = 0$ olduğunu qəbyl edək. Onda

$$q = q_m \cos\omega_o t \qquad (17.6)$$

və

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_m}{C}\cos\omega_o t = U_m \cos\omega_o t \qquad (17.7)$$

alarıq. Burada $U_m = \frac{q_m}{C}$ olub, kondensatorda gərginliyin amplitud qiymətidir. Cərəyan şiddətini tapmaq üçün (17.6) tənliyindən zamana görə törəmə alaq. Onda

$$i = -\omega_o q_m \sin\omega_o t = J_m \cos(\omega_o t + \frac{\pi}{2}) \qquad (17.8)$$

olar. Bu ifadə göstərir ki, kondensatorda cərəyan şiddəti gərginliyi fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqlayır, yəni cərəyan şiddəti maksimum qiymətini aldıqda lövhələrdəki yük sıfra bərabər olur.

Konturda müqavimət olduqda enerjinin bir hissəsi istilik ayrılmasına sərf olunacaqdır. Onda enerjinin dəyişməsi ayrılan istilik miqdarına bərabər olar.

Coul-Lens qanunundan $dw = -i^2 R dt$ və ya $\frac{dw}{dt} = -i^2 R$ olduğunu nəzərə alsaq (17.1/) düsturundan

$$Li\frac{di}{dt} + \frac{q}{C}\frac{dq}{dt} = -i^2 R dt \quad \text{və ya} \quad Li\frac{di}{dt} + \frac{q}{C}i = -i^2 R$$

alınar. Bütün hədləri Li-yə bölək və $i = \frac{dq}{dt}$, $\frac{di}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2}$ olduğunu nəzərə alaq. Onda

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L}\frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC}q = 0$$

alınar. Burada $\frac{R}{L} = 2\gamma$ əvəzləməsini və (17.3) düsturunu nəzərə alsaq

$$\ddot{q} + 2\gamma\dot{q} + \omega_o^2 q = 0 \qquad (17.9)$$

olar. Bu ifadə *sönən* rəqslərin tənliyidir. Mexaniki rəqslərdə olduğu kimi onun həllini aşağıdakı kimi yazaq:

$$q = q_m e^{-\beta \cdot t}\cos\omega \cdot t \qquad (17.10)$$

Burada periodik funksiyanın əmsalı kondensatorun yükünün zaman keçdikcə eksponensial qanunla azaldığını göstərir. Sönən rəqslərin dairəvi tezliyi məxsusi rəqslərin tezliyindən fərqlənir:

$$\omega = \sqrt{\omega_o^2 - \beta^2} \qquad (17.11)$$

cərəyan şiddəti isə

$$i = J_m e^{-\beta\cdot t}\cos(\omega t + \frac{\pi}{2}) \qquad (17.12)$$

qanunu ilə dəyişir. Buradan görünür ki, ω-nın ω_o-dan fərqlənməsi cərəyan şiddətinin fazasının dəyişməsinə səbəb olur. Kondensatorda cərəyan şiddəti gərginliyi fazaca $\frac{\pi}{2}$ -dən çox qabaqlayır.

Mexaniki rəqslərə analoji olaraq rəqs konturunu sönmənin laqorifmik dekrementi və keyfiyyət əmsalı ilə xarakterizə etmək olar. Bu kəmiyyətlər eynilə mexaniki rəqslərdə olduğu kimi təyin edilirlər.

Rəqs konturunu xarici mənbə ilə periodik olaraq yükləndirdikdə orada məcburi elektrik rəqsləri yaranır. Xarici gərginliyin $U = U_m \cos\omega_o t$ qanununa tabe olduğunu qəbul etsək onda konturda yaranan məcburi rəqslərin tənliyini (17.9) düsturuna əsasən

$$\ddot{q} + 2\gamma\dot{q} + \omega_o^2 q = \frac{U_m}{L}\cos\omega t \qquad (17.13)$$

və həllini isə

$$q = q_m \cos(\omega t - \varphi) \qquad (17.14)$$

şəklində yazmaq olar. Burada

$$q_m = \frac{U_m}{L}\frac{1}{\sqrt{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2\omega^2}} \qquad (17.15)$$

$$tg\varphi = \frac{2\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \qquad (17.16)$$

düsturları ilə hesablanır. Tezlik

$$\omega_r = \sqrt{\omega_o^2 - 2\gamma^2} \qquad (17.17)$$

olduqda rəqslərin amplitudu kəskin artır, yəni ***rezonans*** yaranır (ω_r-rezonans tənliyidir). Mexaniki məcburi rəqslərdə təyin olunmuş kəmiyyətlər eynilə elektrik məcburi rəqslərinə də aid edilə bilər.

§2. Maksvell tənlikləri. Elektromaqnit sahəsi

Elektromaqnit induksiya hadisəsini araşdırarkən məlum oldu ki, induksiya e.h.q.-i sahənin dəyişməsi nəticəsində yaranır. XIII fəslin 5-ci paraqrafında gördük ki, e.h.q. kənar qüvvələrin qapalı dövrədə müsbət vahid yük üzərində gördüyü işdir. Bu isə (11.18) və (11.3) düsturlarına əsasən

$$A = \oint F_e dl = \oint qE_e dl$$

kimi hesablamaq olar. Onda (13.23) düsturunu nəzərə alaraq

$$\varepsilon_i = \oint E_e dl \qquad (17.18)$$

yazmaq olar. Elektromaqnit induksiya qanununa ıə (15.26) bərabərliyinə görə

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -\int_S \frac{d}{dt}(B_n dS) \qquad (17.19)$$

olduğunu nəzərə alsaq, axırıncı iki ifadənin bərabərliyini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\oint E_e dl = -\int_S \left(\frac{\partial B}{\partial t}\right)_n dS \qquad (17.20)$$

Burada potensial elektrik sahəsində elektrik vektorunun sirkulyasiyasının (11.24) düsturuna görə sıfra bərabər olduğu nəzərə alınmalıdır. Onda E_e maqnit sahəsinin yaratdığı burulğanlı elektrik sahəsinin intensivliyi olacaqdır.

Məlumdur ki, kondensator olan dövrədən cərəyan keçmir, cərəyan xətləri kondensatorun lövhələrində kəsilirlər. Maksvell o vaxt mövcud olan efir ideyasına əsaslanaraq qəbul edir ki, kondensator lövhələri arasını dolduran mühit – efir gərilir, sürüşür (yerini dəyişir). O, bu sürüşməni cərəyan yaranmasına ekvivalent qəbul edir və onu yerdəyişmə (sürüşmə) cərəyanı adlandırır. Bu cərəyanın sıxlığı (12.11) və (12.12) düsturlarına görə

$$\vec{j}_y = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \tag{17.21}$$

olur. Onun istiqaməti dövrədəki cərəyanın istiqaməti ilə üst-üstə düşür. Onda dövrədəki tam cərəyan sıxlığı keçiricilik cərəyanı ilə yerdəyişmə cərəyanının cəminə bərabər olar:

$$\vec{j}_t = \vec{j}_k + \vec{j}_y \tag{17.22}$$

Bu ifadəni (15.12) düsturunda nəzərə alsaq

$$\oint H_e dl = \int_S (j_t)_n dS = \int_S (\vec{j}_k + \vec{j}_y)_n dS \tag{17.23}$$

olar. Bu tənlikdə (17.21)-i nəzərə alaq. Onda

$$\oint H_e dl = \int_S j_n dS + \int_S (\frac{\partial D}{\partial t})_n dS \tag{17.24}$$

alınar. Məlumdur ki, ixtiyari qapalı səthdən keçən maqnit seli

$$\oint B_n dS = 0 \tag{17.25}$$

olur. Qauss teoreminə görə (XI Fəsil, §3) qapalı səthdən keçən induksiya seli səthin daxilindəki sərbəst yüklərin cəbri cəminə

$$\oint D_n dS = \int_V \rho dV \tag{17.26}$$

bərabər olur. (17.20), (17.24), (17.25) və (17.26) tənlikləri ***Maksvell tənlikləri*** adlanır.

Maksvell bu tənliklərlə elektrik və maqnit sahələrinin bir-birilə bağlılığını göstərərək onların vahid nəzəriyyəsini yaratdı. Bu nəzəriyyənin əsas nəticələrindən biri elektromaqnit dalğalarının mövcud olması və onun işıq sürətilə yayılmasıdır. Maksvell bu dalğaların xassələri əsasında elektromaqnit nəzəriyyəsini vermişdir.

Maksvell nəzəriyyəsinə görə hər bir elektrik sahəsi onu yaradan dəyişən maqnit sahəsi ilə, hər bir maqnit sahəsi isə onu yaradan elektrik sahəsi ilə əlaqədardır. Əgər hər hansı bir vasitə ilə (məsələn, elektrik yükünü təcilli hərəkət etdirməklə) dəyişən elektrik sahəsi və ya maqnit sahəsi yaradılarsa, fəzada onların bir-birinə çevrilməsi nəticəsində ***elektromaqnit sahəsi*** əmələ gələcəkdir. Bu sahə zamana və məkana nəzərən periodik olub fəzanın bir nöqtəsindən digərinə yayılacaqdır**. *Fəzada yayılan bu proses elektromaqnit dalğaları adlanır.***

§3. Elektromaqnit dalğaları. Onların enerjisi, təzyiqi və impulsu

Elektromaqnit rəqslərinin fəzada yayılması elektromaqnit dalğaları adlanır. Maksvell nəzəriyyəsi bu dalğaların mövcudluğunu və vakuumda işıq sürətilə yayılmasını göstərdi, Hers təcrübələri isə onu təsdiq etdi.

Maksvell nəzəriyyəsindən alınır ki, elektromaqnit dalğaları eninə dalğalardır, yəni onların yayılma istiqaməti elektrik və maqnit induksiya vektorlarının rəqs istiqamətlərinə perpendikulyardır. Bu nəzəriyyədən, həmçinin elektrik və maqnit induksiya vektorlarının bir-birinə perpendikulyar olduğu görünür.

Elektromaqnit dalğaları tezlik (dalğa uzunluğu) baxımından çox geniş diapazona malikdik. Bu diapazona radiodalğalar, infraqırmızı, görünən (optik) işıq, ultrabənövşəyi, rentgen dalğaları və γ-şüalar daxildir. Onların tezlikləri $10^{-2}\,Hs$ ilə $10^{22}\,Hs$ arasındadır.

Maksvellin elektromaqnit nəzəriyyəsindən görünür ki, elektrik yükünün və cərəyanın zamandan asılı olaraq dəyişməsi nəticəsində elektromaqnit dalğaları şüalanır. Maksvell tənliklərindən bu dalğaların faza sürəti üçün vakuumda

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_o \mu_o}} \tag{17.27}$$

izotrop, bircins mühitdə isə

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_o \mu_o \varepsilon \mu}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \tag{17.28}$$

alınır. Vakuumda və izotrop bircins mühitlərdə elektromaqnit dalğalarının yayılma sürəti və istiqaməti dəyişmir. Bu düsturlardan görünür ki, işığın vakuumdakı sürəti mühitdəkindən $\sqrt{\varepsilon \mu}$ dəfə böyükdür, yəni

$$\frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon \mu} = n \tag{17.29}$$

dir. Burada *n*-mühitin ***mütləq sındırma əmsalı*** adlanır. Optik mühitlər üçün $\mu \cong 1$ olduğundan

$$n = \sqrt{\varepsilon} \qquad (17.30)$$

olur.

Maksvell tənliklərinin həllindən müstəvi monoxromatik (bir tezliyə və ya bir dalğa uzunluğuna malik olan) dalğa üçün elektrik və maqnit vektorlarının dəyişmə qanunları alınır:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= E_o \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r}) \\ \vec{H} &= H_o \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r}) \end{aligned} \qquad (17.31)$$

Burada $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ olub, ***dalğa ədədi*** adlanır və vektorial kəmiyyətdir, r - isə dalğanın yayılma istiqamətidir. $\vec{E}, \vec{H}$ və $\vec{Z}$ vektorları bir-birinə perpendikulyardır və onların fəzada yerdəyişməsi sağ burğu qaydasına tabedir. Göründüyü kimi elektromaqnit dalğasında elektrik və maqnit vektorları eyni fazada rəqs edirlər. Onların amplitud qiymətləri arasında əlaqə aşağıdakı kimidir:

$$\sqrt{\varepsilon\varepsilon_o} E_o = \sqrt{\mu\mu_o} H_o$$

Müstəvi dalğanın elektrik və maqnit vektorlarının ədədi qiyməti sabit qalır. Ona görə də enerji də sabit qalacaqdır. Dalğanın tam enerjisi elektrik və maqnit sahələrinin enerjilərinin cəmindən ibarət olacaqdır:

$$W = W_e + W_m = \frac{\varepsilon_o \varepsilon E^2}{2} V + \frac{\mu_o \mu H^2}{2} V$$

Buradan elektromaqnit sahəsinin ***enerji sıxlığı*** (vahid həcmin enerjisi) üçün

$$W = \frac{\varepsilon_o \varepsilon E^2}{2} + \frac{\mu_o \mu H^2}{2} \tag{17.32}$$

alarıq. Enerjilərin bərabərliyi şərtindən

$$I = \varepsilon \varepsilon_o E^2 v \quad \text{və ya} \quad I = \mu_o \mu H^2 v$$

yazmaq olar. Verilmiş səthdən vahid zamanda keçən enerji ***enerji seli*** (***güc***) adlanır, Φ ilə işarə olunur. Silindrik həcm üçün $V = Svt$ olduğunu nəzərə alsaq

$$\Phi = \frac{W}{t} = \frac{WV}{t} = \frac{WSvt}{t} = WSv$$

olar. Vahid zamanda vahid səthdən keçən enerji ***enerji seli sıxlığı*** (***intensivlik***) adlanır, I ilə işarə olunur və aşağıdakı düsturlarla hesablanır:

$$I = \frac{W}{tS} = \frac{\Phi}{S} = \frac{WSv}{S} = Wv \quad \text{və} \quad \vec{I} = W\vec{v} \tag{17.33}$$

Elektrik və maqnit sahələrinin enerjilərinin hər bir anda bərabərliyi şərtindən və (17.32) düsturundan

$$\vec{I} = \left[\vec{E}\vec{H}\right] \tag{17.34}$$

alınır. Buradan görünür ki, enerji seli sıxlığı vektorial kəmiyyətdir. Bu vektor ***Poyntinq vektoru*** adlanır. Göründüyü kimi, bu vektor dalğanın yayılma istiqamətində enerjinin daşınmasını xarakterizə edir.

Elektromaqnit dalğası mühitə düşdükdə ona təzyiq göstərir. Dalğanı tam udma mühitə edilən təzyiq $p = W$, tam qaytaran (güzgüyə) mühitə edilən təzyiq isə $p = 2W$ olur.

Elektromaqnit dalğası təzyiqə, enerjiyə malikdirsə, impulsa da malik olmalıdır. Sahənin enerjisinin orta qiyməti $W_{or} = \frac{W}{2}$ olduğundan ***impulsun orta qiyməti***

$$P_{or} = \frac{W_{or}}{v} = \frac{W_{or} V}{v} \tag{17.35}$$

olar. Burada (17.34) düsturunu nəzərə alsaq elektromaqnit sahəsinin impulsu üçün aşağıdakı ifadə alınar

$$\vec{P} = \frac{\vec{I} V}{v^2} = \frac{\left[\vec{E}\vec{H}\right] \cdot V}{v^2}$$

P.N.Lebedyev elektromaqnit dalğalarının (işığın) təzyiqini ölçmüş və bu düsturun doğruluğunu təsdiq etmişdir. İmpulsa malik olan sahə kütləyə də malik olmalıdır. Bu kütlə $P = mv$ düsturunda (17.34)-ü nəzərə almaqla tapılır və

$$m = \frac{WV}{c^2} = \frac{W}{c^2}$$

olur. Buradan

$$W = mc^2$$

alınır. Bu düstur enerji və kütlənin bir-birinə çevrilməsini göstərir. Enerjinin dəyişməsi kütlənin dəyişməsinə və kütlənin dəyişməsi enerjinin dəyişməsinə ekvivalentdir.

IV BÖLMƏ. OPTİKA

Optika ümumi fizikanın bölmələrindən biri olub işığın yayılmasını, onun mühitlə qarşılıqlı təsirini, xassələrini və şüalanmasını öyrənir. İşığın bircins mühitdə düz xətt boyunca yayılması, iki mühit sərhəddində sınma və qayıtması, bu hadisələrin əsasında optik cihazlarda cisimlərin xəyallarının alınması həndəsi optikanın məsələlərini təşkil edir. Çox sayda optik cihazların əsasında həndəsi optikanın qanunları durur. Həndəsi optikanın qanunlarında işığın təbiəti nəzərə alınmır.

İşığın təbiətini nəzərə alaraq onun xassələrini və mühitlə qarşılıqlı təsirini öyrənən bölmə fiziki optika adlanır. İşığın dalğa xassəsini əks etdirən hadisələr dalğa optikasında öyrənilir. Dalğa optikasının əsasında Maksvellin elektromaqnetizm nəzəriyyəsi durur (XVII Fəsil). Dalğa optikası həndəsi optikanın təcrübi qanunlarını mühitin parametrləri ilə izah etməyə imkan verir, bu qanunların tətbiqi hüdudlarını müəyyən edir. Dalğa optikası işığın interferensiya, difraksiya, polyarlaşma hadisələrini, kristallooptikanın məsələlərini tam izah etməyinə baxmayaraq, işığın şüalanma və udulmasını, elementar zərrəciklərdən səpilməsini, fotoelektrik effektini izah edə bilmədi. Bu hadisələrdə işıq özünün korpuskulyar (zərrəcik) təbiətini biruzə verdi.

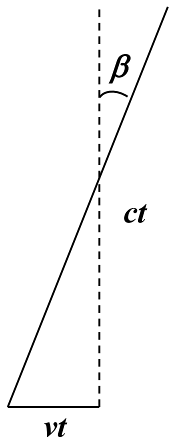
İntensivliyi az olan işıq mühitdə yayılarkən onun xassələrini dəyişdirmir. Lakin intensivliyi böyük olan işıq mühitlə qarşılıqlı təsiri zamanı onun dielektrik və maqnit nüfuzluğunu dəyişdirir, yəni mühitin sındırma əmsalı intensivlikdən asılı olur, qeyri-xətti hadisələr yaranır. Bu hadisələri öyrənən optika qeyri-xətti optika adlanır. Lazerlərin kəşfi ilə qeyri-xətti optikanın inkişafı daha da sürətləndi. Yüksək koherentliyə malik olan lazer şüaları holoqrafiyanın inkişafına təkan verdi. Texnikanın bütün sahələrində olduğu kimi biologiya və təbabətdə bu şüaların tətbiqi çox genişdir.

XVIII FƏSİL. OPTİKANIN ELEMENTLƏRİ. HƏNDƏSİ OPTİKA

§1. İşığın təbiəti və yayılma sürəti

İşıq bəzi hadisələrdə özünü dalğa, bəzilərində isə zərrəciklər dəstəsi kimi aparır. İşıq elektromaqnit dalğalarıdır, işıq zərrəcikləri isə fotonlardır. Müasir nəzəriyyələr işığın hər iki təbiətini qəbul edir.

İnsan gözü çox geniş olan elektromaqnit dalğalarından yalnız nazik bir zolağı görür. Bu zolağın sərhədləri dalğa uzunluğuna görə 760 *nm*-lə 400 *nm* ($nm=10^{-9}m$)-dir. Ən böyük dalğa uzunluğuna qırmızı, ən kiçik dalğa uzunluğuna bənövşəyi rəng uyğundur. Optika (bu sözün mənası görünən deməkdir) görünən işıq haqqında elmdir. Maksvell nəzəriyyəsindən elektromaqnit dalğalarının boşluqda yayılma sürətinin $c = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{san}$ olduğu alınır. Bu nəzəriyyədən əvvəl müxtəlif üsullarla işığın sürəti ölçülmüş və göstərilən sürətə yaxın qiymətlər alınmışdır. Remer Yupiterin peykinin iki ardıcıl tutulma müddətlərinin bir-birindən fərqləndiyini müşahidə etmiş və onu Yerin birinci tutulmada Yupiterə yaxın, 2-ci tutulmada Yerin Yupiterdən uzaq olması ilə izah etmişdir. Yerin bu vəziyyətləri arasındakı məsafəni (Yer orbitinin diametrini) peykin tutulma müddətlərinin fərqinə bölərək işığın sürətini hesablamışdır.



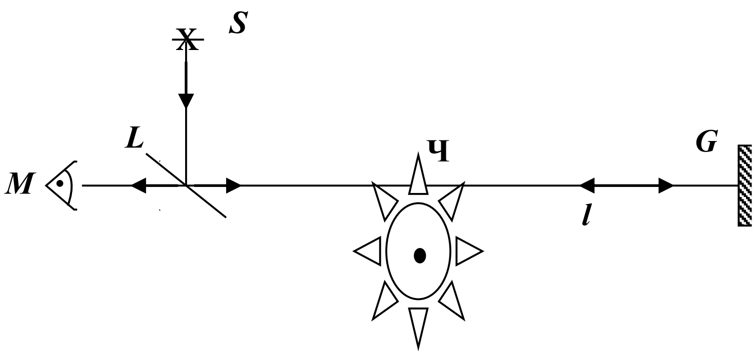
Şəkil 117

Breddi işığın aberrasiya (ulduzun səmada görünən vəziyyətinin dəyişməsi) bucağını ölçərək işığın sürətini təyin etmişdir. İşıq sonlu sürətlə yayıldığından və Yer hərəkət etdiyindən teleskopun fokal müstəvisində ulduzun xəyalı yerini dəyişir və ellips cızır. Breddi ellipsin yarımoxlarını ölçərək aberrasiya bucağını (β) tapmış və

$$tg\beta = \frac{v}{c} \qquad (18.1)$$

düsturuna görə c-ni hesablamışdır. Şəkil 117-də teleskopun borusunda işığın getdiyi yol ct, ellipsin yarımoxu (t müddətində Yerin getdiyi yol) vt ilə göstərilmişdir. Yolların nisbətindən aderrasiya bucağının tangensi tapılır.

Birinci dəfə Yer səthində işığın sürətini Fizo ölçmüşdür. O, dişli çarxdan istifadə etmişdir (şəkil 118). S mənbəyindən gələn şüa *L* yarımşəffaf lövhədən 90° dönərək çarxın dişləri arasından keçir və *G* güzgüsünə düşür. Çarxla güzgü arasındakı məsafəni l ilə işarə edək (Fizo təcrübəsində $l = 8{,}6km$ olmuşdur). Çarxı elə fırlatmaq olar ki, şüa güzgüdən qayıdanda növbəti yarığın arasından keçsin və *M* nöqtəsindəki müşahidəçinin gözünə düşsün. Tutaq ki, çarxın



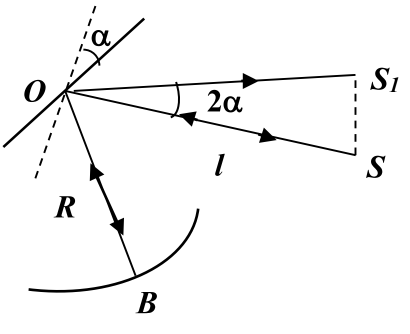
Şəkil 118

N dişi vardır və fırlanma periodu *T*-dir. Onda çarxın bir diş dönməsi üçün $\frac{T}{2N}$ qədər vaxt keçəcəkdir. Bu müddətdə işıq $2l$ məsafəni (çarxdan güzgüyə və geriyə) qət edəcəkdir. Zamanların bərabərliyi şərtindən

$$\frac{T}{2N} = \frac{2l}{c} \quad \text{və ya} \quad T = \frac{1}{n} \quad \text{olduğundan} \quad c = 4Nnl \qquad (18.2)$$

yazaraq, Fizo bu düsturdan işığın sürətini ölçmüşdür (n-çarxın fırlanma tezliyidir).

Fuko böyük sürətlə fırlanan müstəvi güzgüdən istifadə edərək işığın sürətini ölçmüşdür. Şəkil 119-da Fuko təcrübəsinin sxemi göstərilmişdir. *S* nöqtəsindən *l* məsafədə yerləşmiş müstəvi *O* güzgüsünə şüa düşür, ondan qayıdır və *B* çökük güzgüyə gəlir. *O* güzgüsü *B* güzgü sferasının mərkəzində yerləşdirilir. Ona görə də *O* güzgüsünün ixtiyari dönməsi zamanı *B*-yə gələn şüanın düşmə və qayıtma istiqamətləri və yolu (*R*) eyni olur. Güzgü sükunətdə olduqda *S* nöqtəsindən çıxan şüa *SOB* və *BOS* yolunu gedərək yenidən *S* nöqtəsinə qayıdacaqdır. Şüa *O*-dan *B*-yə gedib qayıdana qədər güzgü α bucağı qədər dönərsə *O*-dan qayıdan şüa 2α qədər bönər və *S* nöqtəsindən ΔS məsafədə yerləşən S_1 nöqtəsinə düşər. Müstəvi güzgünün fırlanma bucaq sürəti ω olarsa $\alpha=\omega t$ və şəkildən $\Delta S = l tg 2\alpha$ olar. Güzgünün dönmə bucağı çox kiçik olduğundan $tg 2\alpha \cong 2\alpha$ yazsaq $\Delta S = 2l\omega t$ alınar. Burada t işığın $2R$ məsafəsi gedərkən müstəvi güzgünün α bucağı dönməsinə uyğun müddətdir. Onda $t = \frac{2R}{c}$ olduğunu nəzərə alsaq



Şəkil 119

$$\Delta S = 2l\omega \frac{2R}{c} \quad \text{və buradan} \quad c = \frac{4lR\omega}{\Delta S} \qquad (18.3)$$

olar. Fuko bu düsturla havada işığın sürətini hesablamışdır. Fukonın bu təcrübəsi işığın mühitdə sürətini tapmağa imkan verir. Müstəvi və sferik güzgülər arasında mühit (məsələn; su, şüşə) olarsa, işığın bu mühitdə yayılma müddəti artacaq, ona uyğun müstəvi güzgünün dönmə bucağı böyüyəcək və ΔS əvvəlki qiymətindən artıq olacaqdır. Təbii ki, bu halda işıq sürətinin (18.3) düsturu ilə hesablanmış qiyməti havadakı qiymətindən kiçik alınacaqdır.

Hal-hazırda işığın sürətini laboratoriya şəraitində ölçmək üçün müxtəlif üsullar vardır. Bu üsullar işığın interferensiya hadisəsinə əsaslanmışdır.

§2. Fotometrik kəmiyyətlər

İşığın insan gözünə təsirini göstərən enerji xarakteristikaları fotometrik kəmiyyətlərlə ifadə olunur. İşıq elektromaqnit dalğalarıdır. Onların enerji xarakteristikaları əvvəlki fəslin 3-cü paraqrafında verilmişdir. Fotometriyada bu xarakteristikalarla əlaqəli olan başqa kəmiyyətlərdən də istifadə olunur.

İşıq şiddəti. ***Vahid cisim bucağına düşən şüalanma enerji sıxlığına ədədi qiymətcə bərabər olan kəmiyyət işıq şiddəti adlanır***, J ilə işarə olunur və

$$J = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega} \quad \text{və ya} \quad J = \frac{\Phi}{4\pi} \qquad (18.4)$$

düsturu ilə hesablanır. Burada işıq mənbəyinin nöqtəvi və şüalanmanın bütün istiqamətlərdə eyni olduğu qəbul edilir **(*konik səthlə əhatə olunmuş fəza bucağı cisim bucağı adlanır*)**. BS-də vahidi $ster$ (*steradian*)-dır). İşıq şiddətinin BS-də vahidi *Kandela* (*Kd*) olub, əsas vahidlərdən biridir.

İşıq seli. ***İşıq şiddəti 1 kd olan mənbəyin 1 steradian cisim bucağı daxilində şüalanma enerjisi işıq seli adlanır***, Φ ilə işarə olunur,

$$\Delta\Phi = J\Delta\Omega \quad \text{və ya} \quad \Phi = 4\pi J \qquad (18.5)$$

düsturu ilə hesablanır. Vahidi lm (*lümen*)=*kd·ster*-dir. Göründüyü kimi, işıq seli elektromaqnit dalğalarının enerji selindən fərqli kəmiyyətdir.

***<u>İşıqlıq.</u>* Sonlu ölçülərə malik olan işıq mənbəyinin vahid səthinin bütün istiqamətlərdə şüalandırdığı enerjiyə bərabər olan kəmiyyət mənbəyin işıqlığı adlanır**, *U* ilə işarə olunur və

$$U = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S} \quad \text{və ya} \quad U = \frac{\Phi}{S} \qquad (\ 18.6)$$

düsturu ilə hesablanır. Burada *S*-mənbəyin səthinin sahəsidir. Vahidi $\frac{lm}{m^2}$ -dır. İşıq seli enerji selindən fərqləndiyi üçün işıqlıq enerji seli sıxlığından fərqlənir.

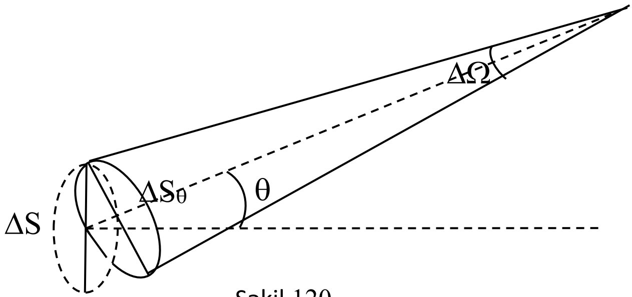
<u>Parlaqlıq</u>. ***Verilmiş θ bucağı istiqamətində vahid cisim bucağı altında görünən vahid səthdən şüalanan enerji mənbəyin parlaqlığı adlanır***, *R* ilə işarə olunur. Şəkildən θ bucağı istiqamətində görünən səthin sahəsi (şəkil 120)

$$\Delta S_\theta = \Delta S \cos\theta$$

olduğundan mənbəyin parlaqlığı tərifə görə

$$R = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S \Delta\Omega \cos\theta} \qquad (18.7)$$

düsturu ilə tapılır. Parlaqlıq BS-də $\frac{kd}{m^2}$ - la ölçülür. Bütün istiqamətlərdə parlaqlığı eyni olan mənbəyin işıqlıq və parlaqlığı



Şəkil 120

arasında əlaqə $U = \pi R$ düsturu ilə verilir.

Yuxarıda göstərilən kəmiyyətlər işıq mənbəyini xarakterizə edən fotometrik kəmiyyətlərdir.

<u>İşıqlanma</u>. ***Ədədi qiymətcə şüaların istiqamətinə perpendikulyar yerləşmiş vahid səthə düşən işıq selinə işıqlanma deyilir***, E ilə işarə olunur və

$$E = \frac{\Delta \Phi}{\Delta S} \quad \text{və ya} \quad E = \frac{\Phi}{S_\perp}$$

düsturu ilə hesablanır. Burada $\Delta S, S_\perp$- şüalara perpendikulyar yerləşmiş işıqlanan səthin sahəsidir. Mənbə nöqtəvi olarsa ondan *r* məsafədə olan sferik səthin sahəsi $S = 4\pi r^2$ olar və səthin işıqlanması (18.5) düsturunu nəzərə almaqla

$$E = \frac{J}{r^2}$$

olar. İşıqlanan səth düşən şüalara perpendikulyar olmadıqda

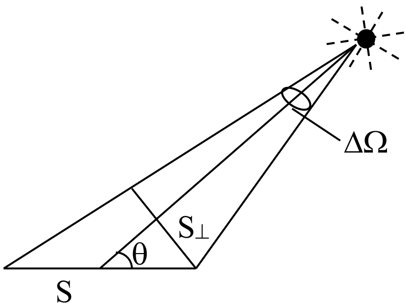
(şəkil 121) $\Delta\Omega = \frac{\Delta S_{\perp}}{r^2} = \frac{\Delta S \cos\alpha}{r^2}$, $\quad \Delta\Phi = \frac{J \Delta S \cos\alpha}{r^2}$ və

$$E = \frac{J \cos\alpha}{r^2} \quad (18.8)$$

olur. İşıqlıq vahidi $lk(lüks)$ olub,

$lk = \frac{lm}{m^2}$ -dır.

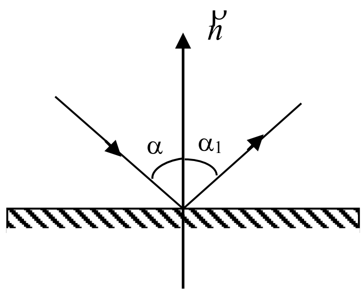
İşıq mənbələrini və ya onların işıq selini müqayisə etmək üçün işlənən cihaz fotometr, bu üsul isə fotometriya adlanır. Fotometrik ölçmələr zamanı işıqlanan səthlərin işıqlanmasını bərabərləşdirərək məlum işıq şiddətinə, işıq selinə görə naməlum kəmiyyətlər tapılır.



Şəkil 121

§3. İşığın qayıtma və sınma qanunları. Tam qayıtma

<u>İşığın güzgü səthindən qayıtma qanunu.</u> İşıq müəyyən bir səthə düşdükdə həmin səthin molekulları ilə qarşılıqlı təsirdə olur. Bu qarşılıqlı təsir nəticəsində birinci mühit şəffaf olduğu üçün qayıdan dalğalar əmələ gəlir (şəkil 122). Qayıdan şüaların mövcud olması özündən şüa buraxmayan cisimləri görməyə imkan



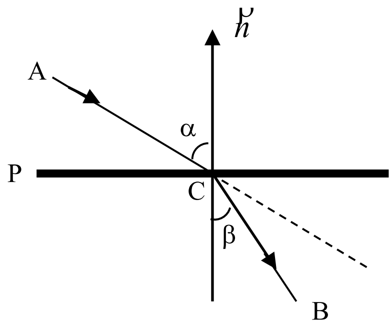
Şəkil 122

verir. ***Şüanı yalnız bir istiqamətdə qaytaran səth güzgü səthi adlanır.*** Güzgü səthindən qayıtma divardan elastik zərbə zamanı kürəciyin qayıtma hadisəsinə oxşardır. Təcrübi olaraq qayıtma qanunu aşağıdakı kimi müəyyən edilmişdir: a) düşən və qayıdan şüalar və düşmə nöqtəsindən güzgü səthinə qaldırılan normal bir müstəvi üzərində yerləşirlər, b) qayıtma bucağı düşmə bucağına bərabərdir: $-\alpha_1=\alpha$. Burada mənfi işarəsi bucaqların səthin normalının müxtəlif tərəflərində olduğunu göstərir.

İşığın dalğa təbiətinə əsasən də həmin nəticəyə gəlmək olar. Huygens prinsipinə görə dalğanın çatdığı hər bir nöqtə özünü yeni dalğa mənbəyi kimi aparır. Nöqtəvi mənbədən yayılan dalğalar sferik olduğundan radial xətt şüanı göstərəcəkdir. Mühit eyni olduğu üçün düşən və qayıdan şüaların eyni zamanda yayıldıqları məsafə də eyni olacaqdır. Bu şərtdən qayıtma qanunu alınır.

<u>İşığın sınma qanunu</u>. ***İki şəffaf mühiti ayıran sərhəddə*** (P xətti) ***işıq şüasının istiqamətinin dəyişməsi işığın sınması adlanır***. Düşən AC şüası ilə səthə çəkilmiş $\vec{n}$ normalı arasındakı (şəkil 123) bucağa düşmə (α), sınan CB şüası isə $\vec{n}$ normalı arasındakı bucağa β sınma bucağı deyilir. İşıq düşən mühitin sındırma əmsalı n_1 ikinci mühitin sındırma əmsalı n_2-dən kiçik olarsa, sınan şüa normala yaxınlaşır və $\beta<\alpha$ olur. Sınma qanunu təcrübi olaraq aşağıdakı kimi müəyyən olunmuşdur: a) düşən və qayıdan şüa, düşmə nöqtəsində iki mühiti ayıran sərhəddə çəkilmiş normal bir müstəvidə yerləşirlər,

b) düşmə bucağının sinisunun sınma bucağının sinisuna nisbəti baxılan iki mühit üçün sabit olub, ikinci mühitin birinciyə nəzərən nisbi sındırma əmsalına bərabərdir:



Şəkil 123

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \qquad (18.9)$$

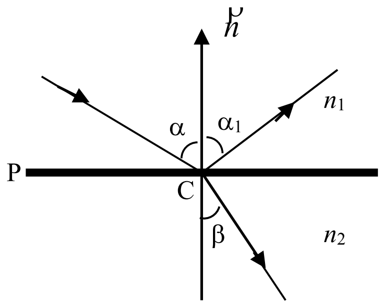
Bu nəticəni Huygens prinsipinə əsaslanaraq da almaq olar.

Qeyri-bircins mühitin sındırma əmsalı müxtəlif nöqtələrdə müxtəlif qiymətə malik olur. Məsələn, hava təbəqələrinin temperaturu müxtəlif olduqda işıq orada əyri xətlə yayılır. Miraj yaranması bu səbəbdən baş verir.

İki şəffaf dielektrik sərhəddində işığın sınması və qayıtması. Tutaq ki, iki mühiti ayıran sərhəddə həm sınan, həm də qayıdan şüa yaranmışdır (şəkil 124). Bu şüaların amplitudları, fazaları və polyarlaşması Frenel düsturları ilə müəyyən olunur (Bu düsturlar Maksvell tənliklərinin həllindən alınmış nəticələrlə üst-üstə düşür). Bu düsturlardan alınır ki, düşmə və sınma bucaqlarının ixtiyari qiymətində sınan şüanın fazası düşən şüanın fazası ilə eyni olur. Qayıdan şüanın fazası isə düşmə bucağının, n_1 və n_2-nin qiymətlərindən asılı olur. Sınan və qayıdan şüalar arasındakı bucaq 90^o olduqda (bu zaman düşmə bucağının tangensi nisbi sındırma əmsalına bərabər olur), yəni

$$tg\alpha = n_{21} \qquad (18.10)$$

şərtində qayıdan şüa tam polyarlaşır, onun elektrik vektoru yalnız şəkil müstəvisində rəqs edir. Sınan şüa isə qismən polyarlaşmış olur. Düşmə bucağının kiçik qiymətlərində qayıdan və sınan işığın intensivlikləri aşağıdakı düsturlarla hesablanır:



Şəkil 124

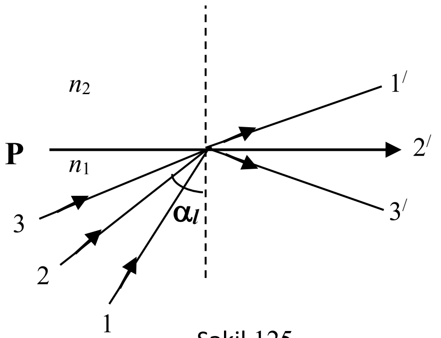
$$I_q = I_d\left(\frac{n_{21}-1}{n_{21}+1}\right)^2; \quad I_S = I_d\left(\frac{2}{n_{21}+1}\right)^2 \qquad (18.11)$$

Bu düsturlarda I_d-düşən, I_q-qyıdan və I_S-sınan şüaların intensivliyi, n_{21}-ikinci mühitin birinci mühitə nəzərən nisbi sındırma əmsalıdır. Birinci düsturda I_d-nin əmsalı mühitin qaytarma, ikinci düsturdakı əmsal isə mühitin şəffaflıq (buraxma) əmsalı adlanır.

İşıq iki mühiti ayıran sərhədə normal düşdükdə, yəni α=0 olduqda qaytarma əmsalı $r = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}\right)^2$, şəffaflıq (buraxma) əmsalı isə

$d = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2}$ olur. Buradan görünür ki, mühitlərin mütləq sındırma əmsalları arasındakı fərq böyük olduqda qaytarma əmsalı böyük olur.

<u>İşığın tam qayıtması</u>. ***İşığın sındırma əmsalı böyük olan mühitdən kiçik olan mühitə düşməsi zamanı qayıtma hadisəsi işığın tam qayıtması adlanır.*** Tutaq ki, işıq sındırma əmsalı böyük olan ($n_1 > n_2$) mühitdən iki mühiti ayıran sərhədə düşür (şəkil 125). Şərtə görə $n_1 > n_2$ olduğundan sınma bucağı düşmə bucağından böyük olacaqdır. Şəkildə 1 düşən şüaya uyğun $1'$ sınan şüası göstərilmişdir. Onun sınma bucağı düşmə bucağından böyükdür. Düşmə bucağını artırmaqla (2 şüası) elə vəziyyət alınır ki, sınan şüa ($2'$ şüası) iki mühiti ayıran sərhəd boyunca sürüşür, yəni sərhədə toxunan istiqamətdə yayılır. Bu hala uyğun düşmə bucağı tam daxili qayıtmanın limit bucağı (α_l) adlanır. Düşmə bucağı limit bucağından böyük olduqda (3 şüası) sınan şüa ($3'$ şüası) tamamilə birinci mühitə qayıdır. Beləliklə, tam daxili qayıtma o vaxt yaranır ki, işıq sındırma əmsalı (optik sıxlığı) böyük olan mühitdən kiçik olan mühit sərhəddinə düşsün və düşmə bucağı limit bucağına bərabər və ondan böyük olsun.



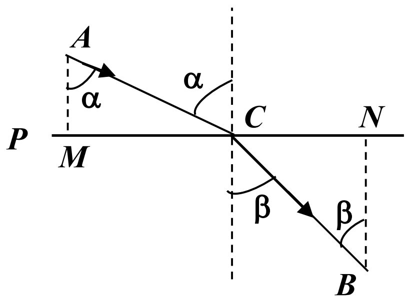
Şəkil 125

Qaytarıcı prizmalarda işığın qayıtması, işığın ötürülməsi işığın tam daxili qayıtmasına əsaslanmışdır.

§4. Ferma prinsipi

Qeyri-şəffaf cisimlərdən kölgə yaranması göstərdi ki, işıq vakuumda və bircins mühitlərdə düz xətt boyunca yayılır. Onun l məsafədə yayılma müddəti boşluqda $t=\frac{l}{c}$, mühitdə isə $t=\frac{l}{v}$ düsturları ilə hesablanır. Bu düsturlarla tapılan müddət işığın iki nöqtə arasında minimum yayılma müddətidir, çünki iki nöqtə arasındakı ən qısa məsafə düz xəttdir və işıq bu düz xətt üzrə yayılır.

Ferma prinsipinə görə işıq iki nöqtə arasında elə yolla yayılır ki, bu yolu keçmək üçün minimum vaxt sərf olunsun. Aydındır ki, bircins mühitdə bu yol düz xətt olacaqdır. İşıq bir mühitdən digərinə keçdikdə onun seçdiyi yolu müəyyənləşdirək. Tutaq ki, işıq mütləq sındırma əmsalı n_1 olan mühitdən n_2 olan mühitə keçir və $n_1<n_2$-dir. Birinci mühitdə işığın yayılma sürətini v_1, ikincidə v_2 ilə işarə edək. Fərz edək ki, işıq birinci mühitdəki *A* nöqtəsindən ikinci mühitdəki *B* nöqtəsinə *ACB* yolu ilə yayılır (şəkil 126). Bu mühitləri ayıran səthi *P* ilə göstərək. *C* nöqtəsi mühitləri ayıran sərhəddə yerləşir. İşığın *ACB* yolunda sərf etdiyi müddəti hesablayaq. Bu müddət *AC* və *CB* yollarına sərf olunan zamanların cəminə bərabər olacaqdır:



Şəkil 126

$$t = t_1 + t_2 = \frac{AC}{v_1} + \frac{CB}{v_2}$$

Şəkildə $MN = a, MC = x, CN = a - x, AM = h_1, BN = h_2$ işarə edək. Onda $AC = \sqrt{x^2 + h_1^2}$ və $CB = \sqrt{(a-x)^2 + h_2^2}$ olar. Bu ifadələri yuxarıdakı düsturda yerinə yazsaq

$$t = \frac{\sqrt{x^2 + h_1^2}}{v_1} + \frac{\sqrt{(a-x)^2 + h_2^2}}{v_2}$$

alınar. Buradan görünür ki, şüanın *A*-dan *B*-yə gəlmə müddəti *C* nöqtəsinin vəziyyətini təyin edən *x*-dən asılıdır. Ferma prinsipinə görə bu müddət minimum olmalıdır. Bu funksiyanın ekstremallıq şərtindən, yəni $\frac{dt}{dx} = 0$ şərtindən

$$\frac{1}{v_1}\frac{x}{\sqrt{x^2 + h_1^2}} = \frac{1}{v_2}\frac{a-x}{\sqrt{(a-x)^2 + h_2^2}}$$

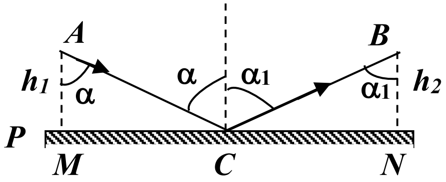
alınır. Şəkildən görünür ki, $\frac{x}{\sqrt{x^2 + h_1^2}} = \sin\alpha$, $\frac{a-x}{\sqrt{(a-x)^2 + h_2^2}} = \sin\beta$-dır. Onda

$$\frac{\sin\alpha}{v_1} = \frac{\sin\beta}{v_2} \quad \text{və ya} \quad \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{v_1}{v_2} \qquad (18.12)$$

olar. Burada $v_1 = \frac{c}{n_1}$ və $v_2 = \frac{c}{n_2}$ olduğunu nəzərə alsaq

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \qquad (18.9')$$

alınar. Burada n_{21}-ikinci mühitin birinci mühitə nəzərən nisbi sındırma əmsalı adlanır. Bu düstur sınma qanununu ifadə edir. Deməli, işıq *A* və *B* nöqtələri arasında sınma qanunu ödənən yolla getməlidir.



Şəkil 127

İndi isə güzgü səthindən qayıtma şərtilə eyni mühitdə yerləşmiş *A* və *B* nöqtələri arasında işığın yayılma yolunu müəyyənləşdirək. Tutaq ki, şüa *ACB* yolu ilə gedir (şəkil 127). Yenə də $MN = a, MC = x, CN = a - x$ qəbul etsək şüanın yayılma müddəti aşağıdakı düsturla tapılar:

$$t = t_1 + t_2 = \frac{AC}{v} + \frac{CB}{v} = \frac{\sqrt{x^2 + h_1^2}}{v} + \frac{\sqrt{(a-x)^2 + h_2^2}}{v}$$

Ferma prinsipinə görə *t* minimum, yəni $\frac{dt}{dx} = 0$ olmalıdır. Bu şərtdən

$$\frac{x}{\sqrt{x^2 + h_1^2}} = \frac{a - x}{\sqrt{(a-x)^2 + h_2^2}}$$

və şəkildən $\frac{x}{\sqrt{x^2 + h_1^2}} = \sin\alpha, \quad \frac{a - x}{\sqrt{(a-x)^2 + h_2^2}} = \sin\alpha_1$,

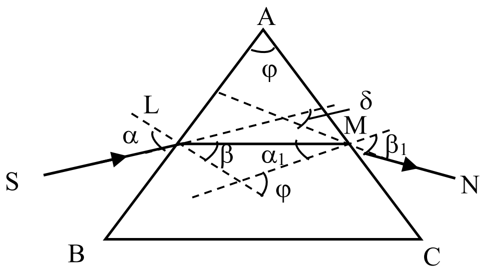
olduğunu nəzərə alsaq, $\alpha = \alpha_1$ olar, yəni qayıtma bucağı düşmə bucağına bərabərdir. Bu isə şüanın güzgü səthindən qayıtma qanununu ifadə edir.

Axırıncı iki şəkillərdə şüanın *BCA* yolu ilə yayılmasını qəbul edərək eyni nəticələri almaq olar. Yəni şüa hansı yolla gedirsə, həmin yolla da qayıdır.

Beləliklə, Ferma prinsipindən işığın bircins mühitdə düz xətt boyunca yayılması, sınması, qayıtması və dönməsi qanunları alınır.

§5. Prizmada şüanın yolu

Tutaq ki, şəkil 128-də göstərilmiş prizma üzərinə monoxromatik işıq şüası düşür. Prizmanın AB və AC üzləri ***sındırıcı üzlər***, bu üzlər arasında qalan φ bucağı isə prizmanın ***sındırıcı bucağı*** adlaır. Havadan prizmanın sındırıcı səthinə α bucağı altında düşən şüa β bucağı altında sınaraq α_1 bucağı altında ikinci AS sındırıcı



Şəkil 128

səthinə düşür və β_1 bucağı altında sınaraq havaya çıxır. Bu şüanın yolu şəkildə SLMN sınıq xətti ilə göstərilmişdir. Prizmaya düşən SL və ondan çıxan MN şüalarının uzantılarının əmələ gətirdiyi bucaq δ meyletmə (inhiraf) bucağı adlanır. Şəkildən görünür ki, sındırıcı bucaq φ=0 olarsa δ=0 olar, yəni düşən şüa öz istiqamətindən meyl etməz. Buradan belə çıxır ki, meyletmə bucağı prizmanın sındırıcı bucağından asılıdır. Bu asılılığı müəyyənləşdirək. Şəkildən görünür ki,

$$\begin{aligned} &\varphi = \beta + \alpha_1 \\ &\delta = (\alpha - \beta) + (\beta_1 - \alpha_1) = \alpha + \beta_1 - \varphi \end{aligned} \qquad (18.13)$$

Sınma qanununa görə $\sin\alpha/\sin\beta = n$ və $\sin\alpha_1/\sin\beta_1 = 1/n$ -dir. Axırıncı iki düsturdan α və β_1-i tapıb (18.13)-ün ikinci ifadəsində yerinə yazaq. Onda

$$\delta = \arcsin(n\sin\beta) + \arcsin[n\sin(\varphi-\beta)] - \varphi$$

və ya (18.14)

$$\delta = \arcsin(\sin\alpha) + \arcsin\left[n\sin(\varphi - \arcsin(\frac{\sin\alpha}{n}))\right] - \varphi$$

Buradan görünür ki, meyletmə bucağı prizmanın sındırıcı bucağından və şüanın birinci sındırıcı üzə düşmə bucağından asılıdır. Axırıncı düstur göstərir ki, sındırıcı bucağın sıfırdan fərqli ixtiyari qiymətində meyletmə bucağı sıfırdan fərqli olur. (18.14) düsturlarının birincisindən meyletmə bucağının minimum qiymətini tapaq. Bunun üçün həmin ifadədən β-ya görə törəmə alıb sıfra bərabər edək. Onda alarıq:

$$\frac{d\delta}{d\beta} = \frac{n\cos\beta}{\sqrt{1-n^2\cos^2\beta}} - \frac{n\cos(\varphi-\beta)}{\sqrt{1-n^2\sin^2(\varphi-\beta)}} = 0$$

Bu bərabərlik o vaxt ödənər ki, $\beta = \varphi - \beta$ olsun. Buradan $\beta=\varphi/2$ alınar. Bu o deməkdir ki, prizmada sınan şüanın hər iki sındırıcı üzlə əmələ gətirdiyi bucaq ($\beta=\alpha_1=\varphi/2$) eyni olsun. Bu şərtdən isə $\alpha=\beta_1$ alınır. Deməli, $\beta=\alpha_1$ və $\alpha=\beta_1$ olduqda prizmaya düşən şüanın meyletməsi ən kiçik olur. Bu şərtləri (18.14) düsturunun birincisində yerinə yazsaq

$$\delta_{\min} = 2\arcsin(n\sin\frac{\varphi}{2}) - \varphi$$

alarıq. Buradan prizmanın sındırma əmsalı üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$n = \frac{\sin\frac{A+\delta_{\min}}{2}}{\sin\frac{\varphi}{2}} \qquad (18.15)$$

Təcrübədə prizmanın sındırıcı bucağını, prizmaya düşən və prizmadan çıxan şüaların minimum meyletmə bucağını ölçərək onun sındırma əmsalını tapmaq olar.

Qeyd olundu ki, φ-nin kiçik qiymətlərində meyletmə bucağı kiçik olur, onda (18.15) düsturunda bucaqların sınusunu onların özləri ilə əvəz etmək olar. Bu halda

$$n = \frac{A+\delta}{A} \quad \text{və ya} \quad \delta = (n-1)A \qquad (18.16)$$

alınar.

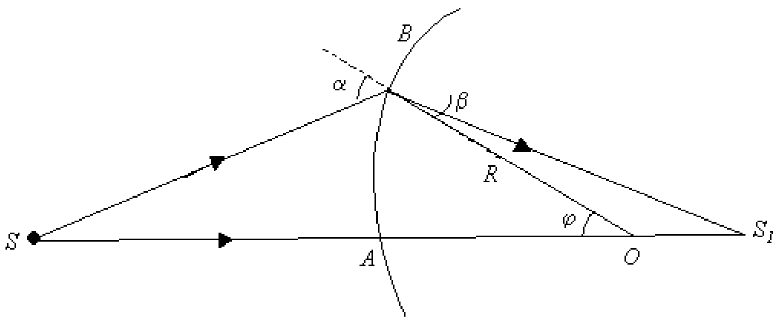
§6. Sferik səthdə sınma

Bircins mühitləri bir-birindən ayıran sındırıcı və ya qaytarıcı səthlərdən ibarət sistem optik sistem adlanır. Belə səthlər, adətən, sferik və ya müstəvi şəklində olur. Mərkəzləri bir düz xətt üzərində olan sferik (müstəvi) səthlərdən ibarət ***sistem mərkəzləşmiş optik sistem***, bu düz xətt isə ***baş optik ox*** adlanır. ***İşıq dəstəsi və ya onların uzantıları bir nöqtədə kəsişirsə belə dəstə birmərkəzli dəstə adlanır***. Sferik səthə düşən paralel işıq dəstəsi sındıqdan sonra onların özləri və ya uzantıları baş optik ox üzərində bir nöqtədə kəsişirlər. Bu nöqtələr sferik səthin ***fokusu***

adlanır. Fokus nöqtəsindən keçən və baş optik oxa perpendikulyar olan müstəvi ***fokal müstəvi*** adlanır. Hər bir sferik səthin ön və arxa tərəfində fokusu və fokal müstəvisi olur. Sferik səthin baş optik oxla kəsişmə nöqtəsindən fokus nöqtəsinə qədər məsafə ***fokus məsafəsi*** adlanır və *F* ilə işarə olunur. Fokus məsafəsinin metrlərlə ifadə olunmuş tərs qiymətinə bərabər olan kəmiyyət sferik səthin ***optik qüvvəsi*** adlanır, *D* ilə işarə olunur və BS-də *dptr* (*dioptriya*) ilə ölçülür.

Optik sistemlər şüaların birmərkəzliliyini pozmurlar, yəni bir nöqtədən çıxan şüalar sferik səthdə sındıqdan sonra bir nöqtədə kəsişirlər. Bu kəsişmə nöqtəsi işıq dəstəsinin çıxdığı ***nöqtənin xəyalı*** adlanır. Əgər şüaların özləri kəsişirsə ***həqiqi***, onların uzantıları kəsişirsə ***mövhumi xəyal*** alınır.

Tutaq ki, əyrilik mərkəzi *O* nöqtəsində olan *R* radiuslu sferik səth verilmişdir (şəkil 129). Sferik səthin əyrilik mərkəzi ilə onun *A* təpəsindən keçən düz xətt üzərində *S* nöqtəvi işıq mənbəyi vardır. Mənbədən sferik səthə kiçik bucaq altında şüalar düşür (belə



Şəkil 129

şüalar *paraksial şüalar* adlanır, onların yollarının uzunluğu bir-birindən çox az fərqlənir). *SA* şüası *AO* radiusu istiqamətində olduğu üçün onun düşmə və sınma bucağı sıfra bərabərdir. Bu şüa sferik səthdə sınmadan keçir. *SB* şüasının düşmə bucağını α, sınma bucağını β ilə göstərək. Bu şüalar birmərkəzli olduğundan S_1 nöqtəsində *S*-in xəyalı alınacaqdır. Sferik səthdən sol tərəfdə yerləşən mühitin sındırma əmsalı n_1, sağdakı n_2 olsun. Paraksiallıq şərtindən $SA=SB=-a_1$ və $AS_1=BS_1=a_2$ işarələmələrini qəbul edək. Sinuslar teoreminə görə *SBO* üçbucağından

$$\frac{SO}{SB}=\frac{\sin(180^o-\alpha)}{\sin\varphi}=\frac{\sin\alpha}{\sin\varphi}$$

BOS_1 üçbucağından isə

$$\frac{BS_1}{OS_1}=\frac{\sin(180^o-\varphi)}{\sin\beta}=\frac{\sin\varphi}{\sin\beta}$$

Bu ifadələri tərəf-tərəfə vuraq, yuxarıdakı işarələmələri və $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}=\frac{n_2}{n_1}$ olduğunu nəzərə alaq. Onda alarıq:

$$\frac{(-a_1+R)a_2}{-a_1(a_2-R)}=\frac{n_2}{n_1}$$

Bu ifadəni sadələşdirərək aşağıdakı şəkildə yazaq:

$$n_1\left(\frac{1}{a_1}-\frac{1}{R}\right)=n_2\left(\frac{1}{a_2}-\frac{1}{R}\right) \qquad (18.17)$$

Bu bərabərlik göstərir ki, sferik səthlə ayrılan mühitlərdə

$$n\left(\frac{1}{a}-\frac{1}{R}\right) \qquad (18.18)$$

ifadəsi paraksial şüalar üçün sabit kəmiyyətdir. Bu ***ifadə Abbe invariantı*** adlanır.

Abbe invariantından bir daha optik sistemlərdə şüanın dönmə xassəsi təsdiq olunur, yəni S-lə S_1-in yerini dəyişdikdə şüaların yolu əvvəlki kimi qalacaqdır.

Abbe invariantından çıxan başqa nəticələri araşdırmaq üçün (18.17) bərabərliyini aşağıdakı kimi yazaq:

$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n_1 - n_2}{R} \qquad (18.19)$$

Bu ifadə ***sferik səth düsturu*** adlanır.

Əgər S mənbəyi sonsuzluqda ($a_1=\infty$) olarsa, onda sferik səthə düşən şüalar paralel dəstə şəklində olacaq və tərifə görə bu dəstə səthdə sındıqdan sonra fokus nöqtəsində toplanacaqlar, yəni $a_2=F_2$ olacaqdır. Bu halda (18.19) düsturundan

$$-\frac{n_2}{F_2} = \frac{n_1 - n_2}{R} \quad \text{və ya} \quad F_2 = \frac{n_2}{n_2 - n_1} R \qquad (18.20)$$

alınar. Deməli, fokus məsafəsi hər iki mühitin mütləq sındırma əmsalından asılıdır. $a_2=\infty$ yazsaq, yəni mənbəyin xəyalı sonsuzluqda alınarsa, onda mənbə sferik səthin önündəki fokusda yerləşməlidir, yəni $a_1=F_1$ olmalıdır. Bu şərtləri (18.19)-da nəzərə alsaq

$$\frac{n_1}{F_1} = \frac{n_1 - n_2}{R} \quad \text{və ya} \quad F_1 = \frac{n_1}{n_1 - n_2} R \qquad (18.21)$$

alınar. Axırıncı (18.20) və (18.21) ifadələrini tərəf-tərəfə bölsək

$$\frac{F_2}{F_1} = -\frac{n_2}{n_1}$$

olar, yəni ***sferik səthlərin fokus məsafələri onların mühitinin sındırma əmsalı ilə mütənasibdir***. Mənfi işarəsi göstərir ki, fokuslar sferik səthin müxtəlif tərəflərindədir; hansı tərəfdə yerləşən mühitin mütləq sındırma əmsalı böyükdürsə, həmin tərəfdə fokus məsafəsi böyük olur.

Sferik səth güzgü səthi olarsa (n_2=-n_1), onda (18.19) düsturundan

$$\frac{1}{a_1}+\frac{1}{a_2}=\frac{2}{R} \qquad (18.22)$$

alınar. (18.21) düsturunda n_2=-n_1 yazsaq $F=\frac{R}{2}$ olar. Deməli, ***sferik güzgünün fokus məsafəsi onun əyrilik radiusunun yarısına bərabərdir***. Bu bərabərliyi (18.22)-də nəzərə alaq:

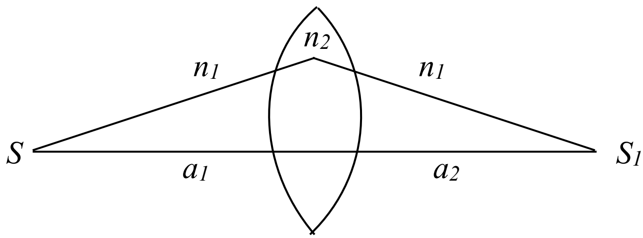
$$\frac{1}{F}=\frac{1}{a_1}+\frac{1}{a_2} \qquad (18.23)$$

Bu ifadə ***sferik güzgü düsturudur***.

§7. Linza

Linza mərkəzləşmiş optik sistemdir. Onun iki sındırıcı səthi vardır. Bu səthlərin hər ikisi sferik və ya onlardan biri müstəvi ola bilər. Tutaq ki, hər iki səth sferikdir. Sferik səthlərin təpələri arasındakı məsafə çox kiçik olarsa, belə linza ***nazik linza*** adlanır. Bu halda sferik səthlərin təpələrinin bir nöqtədə olduğunu qəbul etmək olar. Bu nöqtə nazik linzanın ***optik mərkəzi*** adlanır. Optik mərkəzdən keçən şüa sınmır. Sferik səthlərin kəsişmə nöqtəsindən və optik mərkəzdən keçən müstəvi ***baş müstəvi***, linzanın optik mərkəzindən keçən və baş müstəviyə perpendikulyar olan xətt ***baş optik ox*** adlanır.

Linza maddəsinin mütləq sındırma əmsalını n_2, onun sferik səthlərinin əyrilik radiuslarını R_1, R_2 ilə işarə edək və qəbul edək ki, onun hər iki tərəfindəki mühitlər eynidir, sındırma əmsalı isə n_1-dir (şəkil 130). Bu şərtlər daxilində (18.19) düsturu linza və onun sol



Şəkil 130

tərəfində olan mühit üçün

$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n}{a} = \frac{n_1 - n_2}{R_1},$$

linza və onun sağ tərəfindəki mühit üçün

$$\frac{n}{a} - \frac{n_1}{a_2} = \frac{n_2 - n_1}{R_2}$$

şəklində olar. Bu ifadələri tərəf-tərəfə toplayaq. Onda

$$n_1\left(\frac{1}{a_1} - \frac{1}{a_2}\right) = (n_2 - n_1)\left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1}\right)$$

alarıq. Bu ifadədə linzanın müxtəlif tərəflərində olan a_2 və R_1 əvəzinə $-a_2$ və $-R_1$, $n_2/n_1=n$ yazsaq

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) \qquad (18.24)$$

olar. Yuxarıda qeyd olundu ki, $a_1=\infty$ olarsa, şüalar fokusda toplanar, yəni $a_2=F$ olar. Onda axırıncı düstur aşağıdakı şəklə düşər:

$$\frac{1}{F}=(n-1)(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}) \qquad (18.25)$$

Burada *n*-linzanın onu əhatə edən mühitlərə nəzərən nisbi sındırma əmsalıdır. Aldığımız ***bu ifadə linzanın fokus məsafəsinin onun materialından və sferik səthlərin əyrilik radiuslarından asılılığını göstərir***. (18.25)-i (18.24)-də nəzərə alsaq

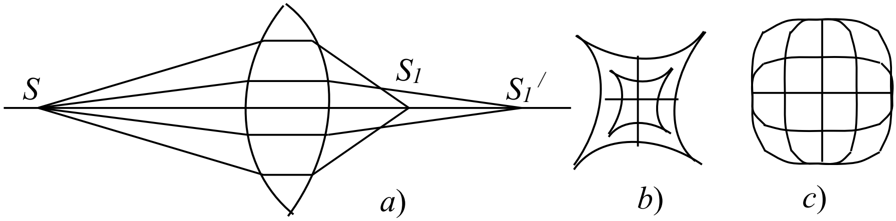
$$\frac{1}{F}=\frac{1}{a_1}+\frac{1}{a_2}$$

alınar. Bu ***linza düsturudur***.

§8. Linzaların nöqsanları

Real optik sistemlərdə stiqmatik xəyal (yəni nöqtənin xəyalının nöqtə olması) mümkün deyildir. Hətta paraksial şüalarla alınan xəyal da stiqmatik olmur, xəyal təhrif olunur, aydın olmur, müxtəlif rənglər yaranır. Xəyalın alınmasındakı nöqsanlar optik sistemlərin aberrasiyası adlanır.

Sferik aberrasiya. Şüalar linzanın kənarlarından onun orta hissələrinə nisbətən daha çox sınırlar. Bu nöqsan sferik aberrasiya adlanır. Sferik aberrasiya nəticəsində nöqtənin xəyalı baş optik ox boyunca dartılır və nöqtə əvəzinə (şəkil 131 *a*) $S_1S_1^{/}$ uzunluğunda



Şəkil 131

xətt alınır. Bu nöqsanı aradan qaldırimaq üçün qabarıq və çökük linzaların kombinasiyasından istifadə edilir.

Koma. Şüaların paraksiallığı pozulduqda, yəni şüalar baş optik oxdan kənarda yerləşmiş nöqtələrdən düşdükdə onların linzada sınması optik oxa yaxın nöqtələrdən gələn şüaların sınmasından fərqlənir, yəni əlavə sferik aberrasiya yaranır. Bunun nəticəsində nöqtənin xəyalı ixtiyari formalı ləkə şəklində alınır. Bu nöqsan ***koma*** adlanır.

Xromatik (rəng) aberrasiyası. Müxtəlif rəngli şüalar üçün sındırma əmsalı müxtəlif olduğundan (işığın dispersiyası) onlar linzada müxtəlif tərzdə sınırlar. Ən çox sınan bənövşəyi, ən az sınan qırmızı işıq olur. Ona görə də bənövşəyi şüalar linzaya yaxın, qırmızı şüalar linzadan uzaq nöqtələrdə xəyal yaradırlar. Belə nöqsan ***xromatik*** (rəng) ***aberrasiya*** adlanır. Müxtəlif növ şüşələrdən düzəldilmiş çökük və qabarıq linzaların kombinasiyasından istifadə etməklə bu nöqsan aradan qaldırılır.

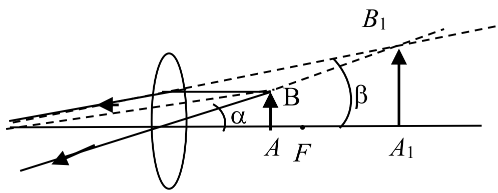
Astiqmatizm. Sferik səthin üzərinə düşən şüalar iki müxtəlif əyriliyə malik olan dalğa cəbhəsi əmələ gətirdikdə onlar sındıqdan sonra bir-birinə perpendikulyar və müəyyən məsafədə yerləşmiş xətlər şəklində xəyal yaradırlar. Bu nöqsan ***astiqmatizm*** adlanır.

Distorsiya (əyilmə). Xəyalın müxtəlif yerlərində böyütmənin müxtəlif olmasından irəli gələn nöqsan ***distorsiya*** adlanır. Linzanın optik oxundan uzaqlaşdıqda böyütmə artırsa balışa oxşar, böyütmə azalırsa – çəlləyə oxşar distorsiya yaranır (şəkil 131, *b*, *c*).

§9. Lupa və mikroskop

Ölçüləri kiçik olan əşyaların xəyalını böyütmək üçün lupa və mikroskopdan istifadə edilir.

Lupa. Fokus məsafəsi kiçik olan müstəvi-qabarıq və ya qabarıq linza lupa adlanır. Cismə lupasız baxdıqda onu α bucağı, lupa ilə baxdıqda isə β bucağı altında görürük. Lupanı elə yerləşdirirlər ki, cisim linza ilə onun fokus nöqtəsi arasında olsun (şəkil 132). Belə olduqda *AB* cisminin A_1B_1 mövhumi, düzünə və böyüdülmüş xəyalı alınır. Görüş bucağı artır və cisim β bucağı altında görünür. Lupanın böyütməsi



Şəkil 132

$$\Gamma = \frac{tg\beta}{tg\alpha} \tag{18.26}$$

olur. Lupasız və lupa ilə cismə ən yaxşı görmə məsafəsindən baxırlar. Bu məsafəni d ilə göstərsək, şəkil 132-dən $tg\alpha = \frac{A_1B_1}{d}$ və

$tg\alpha = \frac{AB}{d}$ yazmaq olar. Bu ifadələri böyütmə düsturunda yerinə yazaraq xətti böyütməni

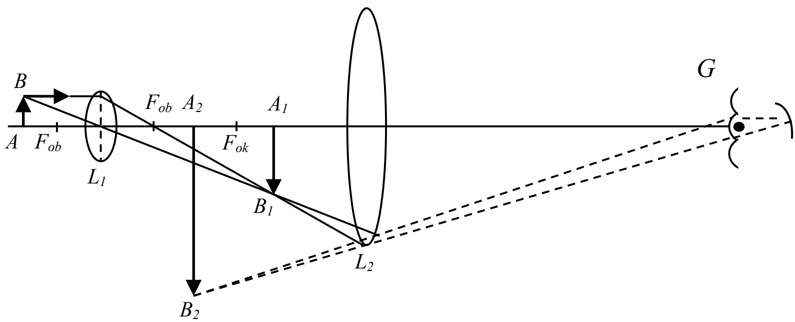
$$\Gamma = \frac{A_1B_1}{AB}$$

şəklində taparıq. Adətən lupadan baxarkən göz onun fokus məsafəsində olur. Onda $tg\beta = \frac{AB}{F}$ yazmaq olar və (18.26) düsturundan

$$\Gamma = \frac{d}{F} \tag{18.26}$$

alınar. Deməli, lupanın böyütməsini yaxşı görmə məsafəsinin (d=0,25m) lupanın fokus məsafəsinə nisbəti kimi hesablamaq olar.

Mikroskop. Gözlə ayırd edilməyən cisimlərə baxmaq və onların şəklini çəkmək üçün mikroskopdan istifadə edilir. ***Mikroskop iki***



Şəkil 133

toplayıcı linzadan ibarətdir. Cisim (AB) tərəfdə olan linza L_1 obyektiv, göz tərəfdə olan L_2 isə okulyar adlanır. Şəkil 133-də mikroskopda şüaların yolu və xəyalın alınması göstərilmişdir. Cisim (AB) obyektivin fokus məsafəsindən bir az uzaqda yerləşdirilir. Bu zaman onun həqiqi, tərsinə çevrilmiş və böyüdülmüş A_1B_1 xəyalı alınır. Okulyar (L_2) elə yerləşdirilir ki, obyektivdən alınmış A_1B_1 xəyalı okulyarla onun F_2 fokusu arasında və F_2 fokusuna çox yaxın olsun. Onda A_1B_1-in mövhumi, düzünə və böyüdülmüş A_2B_2 xəyalı alınır. Göz (G) böyüdülmüş A_2B_2 xəyalını görür. Obyektivdən alınan xəyal okulyarın fokus müstəvisində olduqda A_2B_2 xəyalı sonsuzluqda olur və bu hal normal göz üçün ən əlverişli sayılır, göz akkomodasiya etmədən böyüdülmüş xəyalı rahat görür. Şəkildən aydın olur ki, okulyar da lupa kimi görüş bucağını böyüdür. Onda okulyarın böyütməsini lupanın böyütməsi kimi

$$\Gamma_{ok} = \frac{l}{F_{ok}} \quad \text{və ya} \quad \Gamma = \frac{A_2B_2}{A_1B_1}$$

şəklində yazmaq olar. Obyektivin böyütməsi adi linzanın böyütməsi kimi

$$\Gamma_{ob} = \frac{\Delta}{F_{ob}} \quad \text{və ya} \quad \Gamma_{ob} = \frac{A_1B_1}{AB}$$

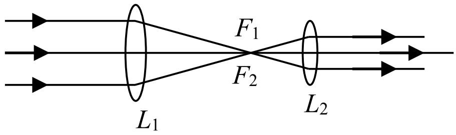
olur. Burada Δ-linzaların fokusları arasındakı məsafədir. Mikroskopun böyütməsi isə

$$\Gamma = \frac{A_2B_2}{AB}$$

kimi hesablanır. Yuxarıdakı düsturları tərəf-tərəfə vursaq

$$\Gamma = \Gamma_{ob} \cdot \Gamma_{ok} = \frac{A_1B_1}{AB} \cdot \frac{A_2B_2}{A_1B_1} = \frac{A_2B_2}{AB} \quad \text{və ya} \quad \Gamma = \frac{\Delta \cdot l}{F_{ob} \cdot F_{ok}}$$

alınar. Deməli, ***mikroskopun böyütməsi obyektiv və okulyarın böyütmələri hasilinə bərabərdir***. Axırıncı düsturdan görünür ki, linzaların fokus məsafələrini azaltmaqla istənilən böyütmə əldə etmək olar. Lakın işığın dalğa təbiəti buna imkan vermir.



Şəkil 134

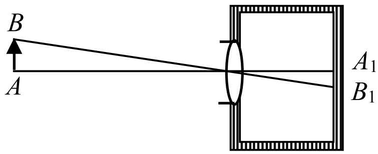
<u>Görüş borusu</u>. Uzaqda olan cisimlərə baxmaq üçün görüş borusundan istifadə edilir. Görüş borusu da iki linzadan - obyektiv və okulyardan ibarətdir. Linzalar elə yerləşdirilir ki, obyektivin arxa fokusu ilə okulyarın ön fokusu üst-üstə düşür. Bu halda obyektivə düşən paralel işıq dəstəsi okulyardan paralel dəstə kimi çıxır (şəkil 134). Lupada olduğu kimi görüş borusunda da görüş bucağı böyüyür. Onun böyütməsi

$$\Gamma = \frac{tg\alpha_1}{tg\alpha}$$

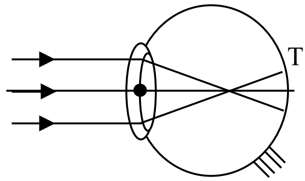
kimi hesablanır. Burada α-cismin adi gözlə görünmə bucağı, α_1 - isə görüş borusunda görünmə bucağıdır. $tg\alpha = \frac{AB}{F_1}$ və $tg\alpha_1 = \frac{A_1B_1}{F_2}$ olduğundan $\Gamma = \frac{F_1}{F_2}$ alınır. Deməli, görüş borusunun böyütməsi obyektiv aə okulyarın fokus məsafələrinin nisbətinə bərabərdir.

Görüş borusunun obyektivi həmişə toplayıcı linza olur. ***Okulyarı toplayıcı linza olan görüş borusu Kepler borusu, okulyarı səpici linza olan isə Qaliley borusu adlanır***.

Fotoaparat. Fotoaparat işıq keçirməyən qutudan (kameradan) və toplayıcı linza olan obyektivdən ibarətdir (şəkil 135). Fotoaparatda cismin həqiqi, tərsinə çevrilmiş və kiçildilmiş xəyalı alınır.



Şəkil 135



Şəkil 136

Göz. Göz təqribən kürə şəklindədir. Onun ön hissəsində buynuzcuq, bəbək və büllur yerləşir (şəkil 136). Arxadakı təbəqə işığa həssas olan tor adlanır. Büllur qabarıq linza formasına malikdir. Onun sferik səthlərinin radiusu əzələlərin təsiri ilə dəyişə bilir. Bu isə büllurun fokus məsafəsinin (optik qüvvəsinin) dəyişməsinə səbəb olur. Bu hadisə gözün akkomodasiyası adlanır.

Göz optik sistem olaraq fotoaparata oxşayır. Obyektiv rolunu büllur, emulsiyalı lövhə rolunu isə işığa həssas tor təbəqəsi oynayır. Gözün akkomodasiya qabiliyyəti cisimlərin tor təbəqəsində kəskin xəyalının alınmasını təmin edir. Lakin gözün akkomodasiya qabiliyyəti məhduddur. Ona görə də normal olmayan göz üçün optik eynəkdən istifadə edilir. Büllurdan alınmış xəyal tor təbəqəsindən yaxına düşdükdə (yaxını görmə) səpici linzalı eynəkdən, uzağa düşdükdə (uzağı görmə) toplayıcı linzalı eynəkdən istifadə edilir.

Gözlə cismin xəyalı həqiqi, kiçildilmiş və tərsinə alınır. Xəyal haqqında məlumat göz sinir telləri vasitəsilə beyinə ötürülür, beyin tərsinə alınmış xəyalı düzünə çevirir. Beyin sinir sistemi cismin həqiqi ölçülərini və formasını görməyi təmin edir.

XIX FƏSİL. İŞIĞIN İNTERFERENSİYASI

§1. Koherentlik və işığın interferensiyası

Bir neçə dalğanın rastlaşdığı nöqtədə toplanaraq bir-birini gücləndirməsi və ya zəiflətməsi interferensiya adlanır. İnterferensiya zamanı enerjinin yenidən paylanması baş verir. Bu hadisə bütün dalğalara, o cümlədən işıq dalğalarına da aiddir. İşıq, qeyd olunduğu kimi, elektromaqnit dalğalarıdır. Toplanan dalğaların (rəqslərin) fazalar fərqi zamandan asılı olmayaraq sabit qalarsa onlar koherent dalğalar (rəqslər) adlanırlar. Tərifdən görünür ki, dalğaların koherent olması üçün

$$\varphi_2(t) - \varphi_1(t) = const$$

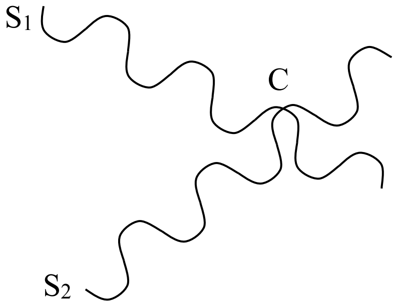
zəruri şərtdir. Həm də qəbul etmək lazımdır ki, toplanan dalğaların tezlikləri bir-birinə bərabərdir, elektrik vektorları isə perpendikulyar deyildir. Zaman koherentliyi dalğaların monoxromotiklik dərəcəsi ilə əlaqədardır. Fəza koherentliyi dərəcəsi isə interferensiyanın həndəsəsini təyin edir.

İdeal harmonik rəqs əldə etmək mümkün deyildir. Rəqslərin amplitudu, tezliyi, fazası zamandan asılı olaraq xaotik dəyişə bilər. Lakin dəyişmə çox kiçik sürətlə baş verərsə müəyyən zaman intervalında fazalar fərqinin sabit qaldığını qəbul etmək olar. Bu interval ***koherentlik müddəti***, bu müddətdə dalğanın yayıldığı məsafə isə ***koherentliyin uzunluğu*** adlanır.

İdeal müstəvi dalğa da almaq mümkün deyildir. Amplitud və fazanın dəyişməsi dalğanın həm yayılma istiqamətində və həm də ona perpendikulyar müstəvidə baş verir, yəni dalğaların fəza koherentliyi pozulur. Fəza koherentliyinin pozulması şüalanma və dalğaların yayılması prosesləri ilə əlaqədardır. İstilk şüalanmasında (spontan şüalanma) fəza koherentliyinə malik yüksək intensivlikli dalğa yarana bilmir. Məcburi şüalanmada lazerlərdən yayılan dalğalar böyük məsafələrdə də fəza koherentliliyini saxlayır.

Koherent dalğaların toplandıqları yerdə qərarlaşmış interferensiya mənzərəsi yaranır. Bu mənzərə nizamla düzülmüş işıqlığı çox və az olan ixtiyari formalı zolaqlardan ibarət olur. Toplanan dalğaların intensivlikləri eyni olduqda interferensiya mənzərəsi işıqlı və qaranlıq zolaqlardan təşkil olunur.

Tutaq ki, S_1 və S_2 mənbələrindən eyni tezlikli işıq dalğaları yayılır və onlar C nöqtəsində görüşürlər (şəkil 137). Həmin nöqtədə onların yaratdıqları harmonik rəqsləri



Şəkil 137

$$E_1 = E_{10}\cos(\omega t + \varphi_1)$$
$$E_2 = E_{20}\cos(\omega t + \varphi_2)$$

ilə göstərək. Mexanika kursundan məlumdur ki, bu rəqslərdə iştirak edən nöqtənin yekun rəqsi də harmonik olur. Yekun rəqsi

$$E = E_0\cos(\omega t + \varphi_1)$$

ilə ifadə edək. Burada

$$E_o^2 = E_{o1}^2 + E_{o2}^2 + 2E_{o1}E_{o2}\cos(\varphi_2 - \varphi_1) \text{-dir.}$$

İşığın intensivliyi, yəni şüalara perpendikulyar qoyulmuş vahid səthdən vahid zamanda keçən enerji amplitudun kvadratı ilə mütənasib ($I \sim E^2$) olduğundan yuxarıdakı düsturu

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\varphi_2 - \varphi_1) \qquad (19.1)$$

şəklində yazmaq olar. Buradan görünür ki, baxılan nöqtədə intensivlik başlanğıc fazalar fərqindən asılıdır. Əgər $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ >0 olarsa $I > I_1 + I_2$, $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$<0 olarsa $I < I_1 + I_2$ olur. Deməli, koherent dalğalar toplandıqda işıq enerjisinin yenidən paylanması baş verir; bəzi yerlərdə intensivlik çox, bəzi yerlərdə isə az olur. Aşağıdakı xüsusi hallara baxaq:

1) Tutaq ki, fazalar fərqi cüt sayda π-lərə bərabərdir, yəni $\varphi_2 - \varphi_1 = 2m\pi (m = 0,1,2,...)$, onda

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \qquad (19.2)$$

olur. Bu şərt daxilində baxılan nöqtədə işığın intensivliyi maksimum qiymət alır. Bu şərt ***interferensiya mənzərəsinin maksimumluq şərti*** adlanır. Xüsusi halda $I_1 = I_2$ olarsa $I = 4I_1$ alınar.

2) Tutaq ki, fazalar fərqi tək sayda π-lərə bərabərdir, yəni $\varphi_2 - \varphi_1 = (2m+1)\pi$, onda

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \qquad (19.3)$$

olur, intensivlik minimum qiymət alır. Bu şərt ***interferensiya mənzərəsinin minimumluq şərti*** adlanır. Xüsusi halda $I_1 = I_2$ olarsa $I = 0$ olar, həmin nöqtədə tam qaranlıq yaranır.

İnterferensiyanın maksimumluq və minimumluq şərtlərini yollar fərqi ilə də ifadə etmək olar. Məlumdur ki, yollar fərqi ilə fazalar fərqi arasında

$$\Delta d = \frac{\lambda}{2\pi}\Delta\varphi \qquad (19.4)$$

əlaqəsi vardır. Onda (19.2) və (19.3) şərtləri

$$\Delta d = d_2 - d_1 = m\lambda \qquad (19.2')$$

$$\Delta d = d_2 - d_1 = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (19.3')$$

şəkillərində yazılır.

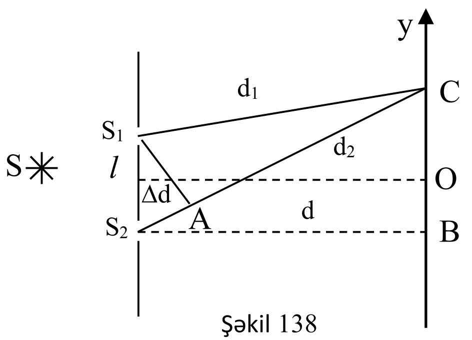
Beləliklə, interferensiya mənzərəsində maksimum və minimumların yaranması üçün (19.1) düsturunda üçüncü hədd sıfırdan fərqli olmalıdır. Bu şərti koherentliyin riyazi şərti adlandırmaq olar.

Toplanan dalğalar koherent olmadıqda işıqlanan səthdə intensivlik bərabər paylanır və ədədi qiyməti toplanan dalğaların intensivlikləri cəmindən ibarət olur: $I = I_1 + I_2$.

Optikada koherentlik şərtlərini ödəyən real mənbələr almaq mümkün deyildir. Yuxarıda qeyd edildi ki, bu şüalanma mexanizmi ilə əlaqədardır. Praktikada koherent mənbələr əldə etmək üçün bir mənbəyi müxtəlif üsullarla ikiləşdirirlər. Bu üsullardan biri Yunq üsuludur.

§2. İntenferensiya zolaqlarının eni

Yunq üsulu ilə alınmış interferensiya zolaqlarının enini hesablayaq. Tutaq ki, S monoxromatik işıq mənbəyindən müəyyən məsafədə üzərində iki S_1 və S_2 yarıqları olan qeyri-şəffaf maneə vardır. Bu yarıqlara çatan dalğalar difraksiya edərək maneənin sağ tərəfində yayılacaqlar (şəkil 138). S_1 və S_2 yarıqları özlərini yeni dalğa mənbəyi kimi aparacaqlar (Hüygens prinsipinə görə). Bu mənbələr eyni bir mənbəyin ikiləşməsi nəticəsi olduğundan onlar koherent olacaqlar. Beləliklə, S_1 və S_2 mənbələrindən koherent dalğalar yayılacaqdır. Onlar bir-birilə görüşərək toplanacaq və interferensiya mənzərəsi yaranacaqdır. Bu mənzərəni müşahidə etmək üçün yarıqlar müstəvisindən *d*



Şəkil 138

məsafədə ekran yerləşdirək. Ekranda işıqlı və qaranlıq zolaqlardan ibarət interferensiya mənzərəsi müşahidə olunacaqdır.

Ekran üzərində koordinatı y olan (koordinat başlanğıcı S_1 və S_2 yarıqlarından eyni məsafədə olan O nöqtəsidir) C nöqtəsində maksimum və ya minimum alınması mənbələrdən olan məsafələrin fərqindən asılıdır. Şəkildən görünür ki, yollar fərqi $\Delta d = (d_2 - d_1)$-dir. Bu fərq çox kiçik olduğundan S_1AS_2 və S_2CB üçbucaqlarını oxşar qəbul etmək olar. Onda

$$\frac{\Delta d}{l} = \frac{y}{d} \text{ və ya } y = \frac{d}{l}\Delta d \quad \text{alınar}$$

Tutaq ki, C nöqtəsində minimum alınır, yəni $\Delta d = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$-dir.

Bu halda *m*-ci minimumun koordinatı

$$y_m = \frac{d}{l}(2m+1)\lambda,$$

$(m+1)$-ci minimumun koordinatı isə

$$y_{m+1} = \frac{d}{l}\left[2(m+1)+1\right]\frac{\lambda}{2}$$

olar. Buradan iki qonşu minimum arasındakı məsafə

$$\Delta y = \frac{d}{l}\lambda \qquad (19.5)$$

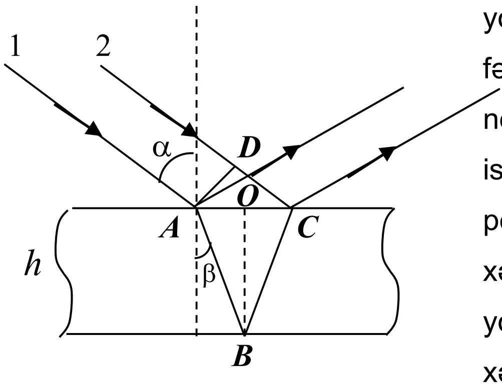
düsturu ilə tapılır. Bu məsafə, yəni iki qonşu minimumlar arasındakı məsafə interferensiya zolaqlarının eni adlanır. İnterferensiya zolaqlarının eni interferensiya zolaqları arasındakı məsafəyə, başqa sözlə, interferensiya maksimumları arasındakı məsafəyə bərabərdir. Axırıncı düsturdan görünür ki, ekran uzaqda yerləşdikdə zolaqların eni böyük olur. Koherent mənbələr arasındakı məsafə nə qədər kiçik olarsa, zolaqların eni bir o qədər artar. Mənbələr arasındakı məsafə 1*mm* tərtibində olur.

Yunq üsulu ilə alınmış interferensiya mənzərəsində koordinat başlanğıcında maksimum alınır. Çünki S_1 və S_2 koherent mənbələri O nöqtəsinə nəzərən simmetrik yerləşmişlər və yollar fərqi sıfra bərabərdir. Bu maksimum sıfırıncı maksimum adlanır. S işıq mənbəyindən ağ işıq düşdükdə də bütün dalğalar bu nöqtədə maksimum yaradırlar. Koordinat başlanğıcından uzaqlaşdıqca rənglər bir-birinə qarışır, (19.5) düsturuna görə müxtəlif dalğa uzunluqları üçün zolaqların eni müxtəlif olur.

Yunq bu üsuldan istifadə edərək təcrübədən Δy, d və l-i ölçmüş və ilk dəfə işıq dalğalarının uzunluğunu tapmışdır.

§3. Nazik lövhələrdən işığın interferensiyası

Belə lövhələrin qalınlığı işıq dalğasının uzunluğu tərtibində olur. Məsələn, sabun köpüyü təbəqəsinin qalınlığı bu tərtibdədir. Tutaq ki, qalınlığı h və sındırma əmsalı n olan paralel üzlü nazik şəffaf lövhə vardır və onun üzərinə paralel monoxromatik işıq dəstəsi düşür (şəkil 139). Şüaların düşmə bucağı α, sınma bucağı β olsun. Şüa nazik lövhənin həm üst və həm də alt səthindən qayıdır. Fərz edək ki, *C* nöqtəsində üst və alt səthdən qayıdan şüalar görüşürlər. Hər iki şüa koherent olduqlarından onlar toplanaraq *C* nöqtəsində maksi-mum və ya minimum interfe-rensiya mənzərəsi yaradacaqlar. İnterferensiya mənzərəsi bu nöqtəyə gələn şüaların



Şəkil 139

yollar fərqindən asılıdır. Yollar fərqini tapmaq üçün *A* nöqtəsindən 2-ci şüanın istiqamətinə *AD* perpendikulyarı endirək. *AD* xəttinə qədər hər iki şüanın yolları eynidir. Yollar fərqi bu xətdən sonra yaranır: *C* nöqtəsinə qədər birinci şüa lövhədə *ABC* yolunu, 2-ci şüa isə havada *DC* yolunu gedir. Lövhənin sındırma əmsalı *n* olduğundan 1-ci şüanın getdiyi optik yolun uzunluğu *n*(*AB*+*BC*), havanın sındırma əmsalını vahid qəbul etsək 2-ci şüanın optik yolunun uzunluğu *DC* olar. Şəkildəki *AOB* üçbucağından *AB*=*AC*=$\dfrac{h}{\cos\beta}$ və *DC*=*AC*$\sin\alpha$=2*AO*$\sin\alpha$=2 $h\cdot tg\beta\cdot\sin\alpha$-dır. Onda *C* nöqtəsinə gələn şüaların yollar fərqi

$$\Delta d = n(AB+BC) - DC = n\cdot 2\frac{h}{\cos r} - 2h\cdot tg\beta\cdot\sin\alpha$$

olar. Burada $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$ və $tg\beta = \dfrac{\sin\beta}{\cos\beta}$ olduğunu nəzərə alsaq şüaların yollar fərqi üçün aşağıdakı düstur alınar:

$$\Delta d = 2nh\cos\beta \qquad (19.6)$$

və ya $n\cos\beta = \sqrt{n^2\cos\beta} = \sqrt{n^2(1-\sin^2\beta)} = \sqrt{n^2 - n^2\sin^2\beta} =$

$= \sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}$ olduğundan

$$\Delta d = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \qquad (19.7)$$

olar. Şüa optik sıxlığı (sındırma əmsalı) böyük olan mühitdən qayıtdıqda işıq vektorunun ($\vec{E}$) rəqs fazası π qədər dəyişdiyindən yollar fərqi üçün

$$\Delta d = 2nh\cos\beta - \frac{\lambda}{2} \tag{19.8}$$

düsturu yazılır. Yollar fərqi tam sayda dalğa uzunluğuna bərabər olduqda maksimum, tək sayda yarım dalğalara bərabər olduqda isə minimum alınır.

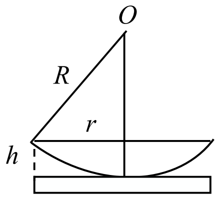
Göründüyü kimi yollar fərqi düşmə və ya sınma bucağından asılıdır. Buradan belə çıxır ki, müxtəlif bucaqlar üçün interferensiya maksimumları və ya minimumları müxtəlif yerlərdə olacaqdır. Belə interferensiya eyni meylin interferensiyası adlanır.

§4. Eyni qalınlıqdan interferensiya
Nyuton həlqələri

Tutaq ki, nazik lövhənin qalınlığı xətti olaraq dəyişir. Məsələn, düzbucaqlı çərçivədə yaranan sabun təbəqəsini şaquli vəziyyətdə saxladıqda yuxarı hissə nazikləşir, aşağıya getgikcə qalınlaşır. Belə lövhənin üzərinə səthə normal istiqamətdə işıq dəstəsi salsaq ($\alpha = 0^o$), onda yollar fərqi

$$\Delta d = 2nh + \frac{\lambda}{2} \tag{19.9}$$

düsturu ilə təyin olunar (səthlər arasındakı mühitin optik sıxlığı kiçikdir, ona görə də yarımdalğa əlavə edilir). Buradan görünür ki, maksimum və ya minimumlar qalınlığın eyni olan yerlərində yaranırlar. Belə interferensiyaya parlaq misal ***Nyuton həlqələridir*.**



Şəkil 140

Bu həlqələri müşahidə etmək üçün paralel üzlü qalın şüşə lövhə üzərinə müstəvi – qabarıq linza qoyulur (şəkil 140). Linzanın qabarıq səthinin əyrilik radiusu böyük olduğundan lövhə ilə linza arasında dəyişən hündürlüklü nazik hava təbəqəsi qalır. Bu təbəqədən qayıdan şüaların interferensiyası eyni qalınlığın interferensiyası olur. Linzanın şüşə ilə toxunma nöqtəsini mərkəz qəbul etsək müxtəlif radiuslara hava təbəqəsinin müxtəlif qalınlıqları uyğun olacaqdır. Həmin qalınlıqlardan qayıdan monoxromatik şüaların interferensiya mənzərəsi konsentrik çevrələr şəklində qaranlıq və işıqlı zolaqlardan ibarət olacaqdır. Təcrübədən çevrələrin radiusunu ölçərək işıq dalğasının uzunluğunu və ya linzanın sferik səthinin radiusunu hesablamaq olar. Bu kəmiyyətlər arasındakı əlaqəni tapaq. Bunun üçün şüaların linza səthinə normal düşdüyünü qəbul edək. Bu halda interferensiya mənzərəsi konsentrik qaranlıq və işıqlı çevrələr olur (işıq mail düşdükdə ellips alınır). Bu çevrələrin nömrəsi interferensiya mənzərəsinin tərtibini göstərir. Tutaq ki, m-ci tərtib interferensiya mənzərəsinə uyğun çevrənin radiusu r_m-dir. Şəkildən görünür ki,

$$R^2 = r_m^2 + (R-h)^2 = r_m^2 + R^2 - 2Rh + h^2$$

Burada h çox kiçik olduğundan h^2 həddini qalan hədlərə nəzərən atmaq olar.

Aydındır ki, şüalar normal düşdüyündən qayıdan şüa üçün yollar fərqi 2*h* olacaqdır. Onda axırıncı düsturdan $2h = \frac{r_m^2}{R}$ olar. Səthdən qayıtma zamanı fazanın π qədər artmasını, yəni yollar fərqinin $\frac{\lambda}{2}$ qədər artmasını nəzərə alsaq yollar fərqini

$$\Delta d = \frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda}{2} \tag{19.10}$$

və maksimumluq şərtini

$$\frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = m\lambda$$

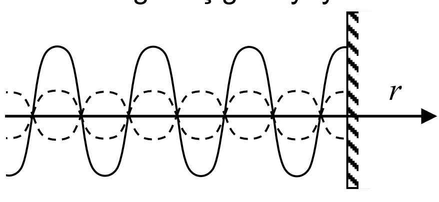
şəklində yazmaq olar. Buradan

$$r_m = \sqrt{\frac{\lambda R}{2}(2m-1)} \tag{19.11}$$

alınar. Bu düsturdan istifadə edərək təcrübi üsulla dalğa uzunluğunu və ya linzanın əyrilik radiusunu tapmaq olar.

§5.Durğun işıq dalğaları.

Tutaq ki, *r* istiqamətində yayılan müstəvi monoxromatik işıq dalğasının qarşısında güzgü vardır. Güzgü işığın yayılma istiqamətinə perpendikulyar yerləşmişdir. İşıq güzgüyə düşərək ondan əks olunacaq və düşdüyü istiqamətdə geri qayıdacaqdır (şəkil 141). Şəkildə

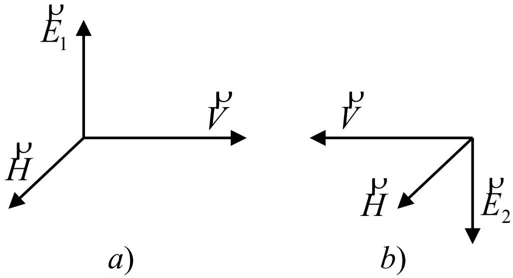


Şəkil 141

güzgüyə düşən və ondan qayıdan dalğalar qırıq xətlərlə göstərilmişdir. Düşən dalğanın yayılma istiqamətini müsbət qəbul edək, onda qayıdan dalğa mənfi istiqamətdə yayılacaqdır. Onların tənliklərini aşağıdakı şəkildə yazaq:

$$E_1 = E_o \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r})$$
$$E_2 = E_o \cos(\omega t + \vec{k}\vec{r} + \varphi) \tag{19.12}$$

Burada φ qayıtma zamanı yaranan faza fərqidir. Onun qiyməti qaytaran mühitin və dalğanın yayıldığı mühitin dielektrik nüfuzluqlarından asılıdır.



Şəkil 142

Şəkil 142 *a*)-da düşən, *b*)-də isə qayıdan dalğanı xarakterizə edən $\vec{E}, \vec{H}$ və $\vec{V}$ vektorlarının fəzada müəyyən anda vəziyyətləri göstərilmişdir. Dalğa güzgü səthindən qayıtdıqda $\vec{V}$ vektoru istiqamətini 180° dəyişdiyindən sağ burğu qaydasının saxlanması üçün $\vec{E}$ vektoru da istiqamətini 180° dəyişir. Deməli, qayıtma zamanı faza φ=π qədər dəyişir. Bu isə (19.4) düsturuna görə $\frac{\lambda}{2}$ qədər yollar fərqinin dəyişməsinə uyğundur.

Göründüyü kimi, düşən və qayıdan dalğalar koherentdirlər. Ona görə də onlar toplanaraq aydın interferensiya mənzərəsi yaradacaqlar. Şəkil 141-də bütöv xətlə gedən və qayıdan dalğaların toplanmasından yaranan yekun dalğa göstərilmişdir. Onun tənliyi (19.12) düsturlarından və $\varphi=\pi$ şərtindən

$$E = E_1 + E_2 = 2E_o \cos(\vec{k}\vec{r} + \frac{\pi}{2})\cos(\omega t + \frac{\pi}{2})$$

şəklində olur. Burada

$$E_d = 2E_o \cos(\vec{k}\vec{r} + \frac{\varphi}{2}) \qquad (19.13)$$

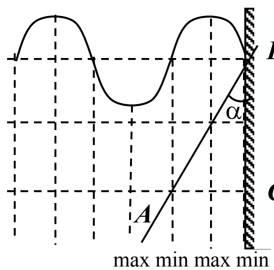
yekun dalğanın amplitududur və koordinatdan asılıdır***. Amplitudu koordinatdan asılı olan dalğa durğun dalğa adlanır***. Qaçan dalğalarda bütün nöqtələr vaxtaşırı maksimum yerdəyişməyə malik olurlar. Lakin durğun dalğada hər bir nöqtə durğun dalğa yaranan zaman onun «qismətinə» düşən amplitudla rəqs edirlər. (19.13) düsturundan görünür ki, $\vec{k}\vec{r} + \frac{\pi}{2} = m\pi$ şərtini ödəyən nöqtələrdə amplitud maksimum, $\vec{k}\vec{r} + \frac{\pi}{2} = (2m+1)\frac{\pi}{2}$ şərtinə uyğun nöqtələrdə isə minimum olur. Dalğanın qayıtma nöqtəsində *r*=0 qəbul etsək, həmin nöqtədə amplitud sıfra bərabər olur (Düşən və qayıdan dalğaların amplitudları eyni qəbul edilmişdir, (19.12) düsturları). Qayıtma nöqtəsindən $\frac{\lambda}{4}$ məsafədə yerləşən nöqtənin amplitudu interferensiya edən düşən və qayıdan dalğaların amplitudları cəminə bərabərdir. Beləliklə

a) $r = (2m+1)\frac{\lambda}{4}$ şərtini ödəyən nöqtlərdə amplitud $E = 2E_o$ olur, yəni bu nöqtələr maksimum yerdəyişməyə malik olurlar. Bu nöqtələr durğun dalğanın ***qarın nöqtələri*** adlanır;

b) $r = m\frac{\lambda}{2}$ şərtini ödəyən nöqtlərin amplitudu sıfır olur. Bu nöqtələr durğun dalğanın ***düyün nöqtələri*** adlanır.

Qonşu düyün və qarın nöqtələri arasındakı məsafə $\frac{\lambda}{4}$, iki qonşu düyün və ya iki qonşu qarın nöqtələri arasındakı məsafə isə $\frac{\lambda}{2}$ olur. İki qonşu düyün nöqtləri arasında yerləşən nöqtələr müxtəlif amplitudla və eyni faza ilə rəqs edirlər. Beləliklə, aydın olur ki, durğun dalğalarda enerji bir nöqtədən digərinə ötürülmür, yəni enerji seli sıfra bərabərdir. Qaçan dalğalarda isə enerji dalğanın yayılma istiqamətində ötürülür. Ona görə də durğun dalğalardan yaranan interferensiya mənzərəsi bir-birindən $\frac{\lambda}{4}$ məsafədə yerləşmiş maksimum və minimum işıqlanmalara malik paralel yerləşmiş zolaqlardan ibarət olur.

Viner durğun dalğalarda yaranan interferensiya mənzərəsinin bu xassəsindən istifadə edərək dalğanın uzunluğunu ölçmüşdür. O, *AB* fotolövhəsini güzgü səthilə çox kiçik α bucağı əmələ gətirən istiqamətdə yerləşdirmişdir (şəkil 143). Durğun dalğanın qarın nöqtələrinə uyğun yerlərdə fotolövhə qaralmış, düyün nöqtələrində isə fotolövhəyə təsir olmamışdır. Viner α bucağını çox kiçik götürməklə fotolövhə üzərində düyün nöqtələri arasındakı məsafəni böyütməyə nail olmuşdur. O, təcrübədən α bucağını və



Şəkil 143

AB məsafəsini, yəni fotolövhə üzərində iki düyün nöqtələri arasındakı məsafəni ölçərək dalğa uzunluğunu tapmışdır. Şəkildən görünür ki,

$$\frac{\lambda}{2} = AC = ABtg\alpha \quad \text{və ya} \quad \lambda = 2ABtg\alpha \quad \text{olur.}$$

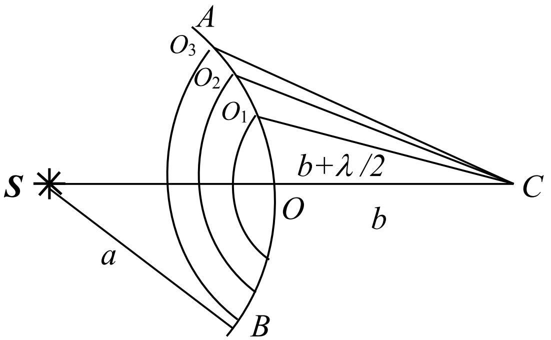
XX FƏSİL. İŞIĞIN DİFRAKSİYASI

§1. Hüygens-Frenel prinsipi. Frenel zonaları

Dalğanın qarşısına çıxan maneəni aşaraq onun arxasına keçməsi difraksiya adlanır. Bu hadisə işığın düz xətt boyunca yayılması qanunu ilə uzlaşmır. İşığın düz xətt boyunca yayılmasını təsdiq edən hadisələrdən biri qeyri-şəffaf cisimlərin ekran üzərində kölgəsinin alınmasıdır. Lakin kölgəyə diqqətlə baxdıqda onun kənarlarının kəskin olmadığı görünür. Üzərində yarığı olan maneənin ekran üzərində işıqlı ləkəsinin də kənarlarında kəskin işıq-kölgə sərhəddi olmur. Yarığın ölçüsünü azaltdıqca kölgə-işıq mənzərəsi itir, interferensiya mənzərəsi yaranır. Mərkəzdə işıq alınır (Puasson ləkəsi), kənarlarda isə yarığın formasından asılı olaraq dairəvi və ya düz işıqlı və qaranlıq zolaqlar yaranır.

Dalğanın maneənin arxasına keçməsi Hüygens prinsipi ilə izah olunur. Bu prinsipə görə dalğa cəbhəsinin hər bir nöqtəsi özünü yeni mənbə kimi aparır; hər bir nöqtədən bütün istiqamətlərə, o cümlədən maneənin arxasına sferik dalğalar yayılır.

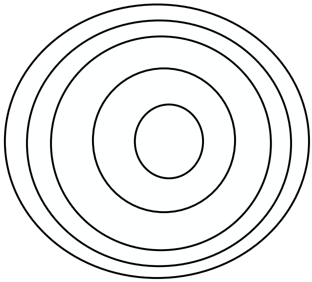
Tutaq ki, S nöqtəsindən sferik dalğalar yayılır və müəyyən müddətdən sonra onun cəbhəsi *AB* olur (şəkil 144). Hüygens prinsipinə görə *C* nöqtəsinə *AB* cəbhəsinin bütün nöqtələrindən şüalar gəlir. Bu şüalar sonsuz saydadır. Lakin *C* nöqtə-sində yalnız *SC* yolu ilə gələn şüanın



Şəkil 144

intensivliyi görünür, qalan şüaların intensivliyi haqqında mə-lumat olmur. Buradan görünür ki, Hüygens prinsipi dalğaların mane-ənin arxasına keçməsini izah edir, lakin onların intensivliyini izah edə bilmir. Frenel Hüygens prinsipinin bu çatışmazlığını aradan qaldırdı. O, Hüygens prinsipini tamamlayaraq göstərdi ki, dalğa cəbhəsinin bütün nöqtələrindən gələn şüalar görüşdükləri *C* nöqtəsində interferensiya edirlər. Frenel *AB* cəbhəsinin bütün nöqtələrindən gələn dalğaların amplitud və fazalarını nəzərə alaraq *C* nöqtəsində yekun amplitudu hesablamışdır. O, *C* nöqtəsində amplitudu hesablamaq üçün *AB* sferik səthini elə xırda səthlərə bölmüşdür ki, onlardan gələn şüaların yollar fərqi $\frac{\lambda}{2}$ qədər olsun. Bu səthlər

Frenel zonaları adlanır. Baxılan dalğa cəbhəsinin radiusunu *a*, onun təpəsindən müşahidə nöqtəsinə qədər olan məsafəni *b* ilə işarə edək. Onda mərkəzi zolağın kənarından *C* nöqtəsinə gələn şüanın yolu $b+\frac{\lambda}{2}$, ikinci zolağın kənarından gələn şüanın yolu $b+2\frac{\lambda}{2}$, *n*-ci zolağın kənarından gələn şüanın yolu isə $b+n\frac{\lambda}{2}$ olar.



Şəkil 145

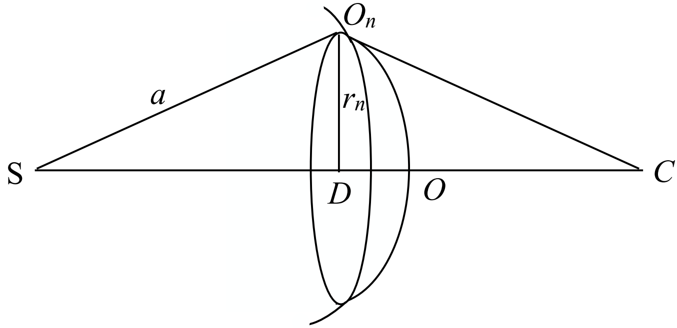
Bu zolaqlar zahirən getdikcə daralırlar (şəkil 145). Lakin isbat etmək olar ki, bütün zonaların sahələri eynidir. Zonalar sferik seqmentin hissələridir. Məlumdur ki, sferik seqmentin sahəsi

$$S=2\pi ax \qquad (20.1)$$

düsturu ilə hesablanır. Burada *x* seqmentin hündürlüyü olub, sferanın təpəsindən (*O* nöqtəsindən) seqment kəsiyinin mərkəzinə (*D* nöqtəsinə) qədər məsafədir (*OD*=*x*) (şəkil 146). Zolağın sahəsi (ΔS) qonşu seqmentlərin sahələri fərqinə bərabərdir:

$$\Delta S = S_n - S_{n-1} \qquad (20.2)$$

Burada S_n-n-ci seqmentin, S_{n-1}-(n-1)-ci seqmentin sahəsidir.



Şəkil 146

Seqmentin hündürlüyünü tapmaq üçün SO_nD və DO_nC üçbucaqlarından r_n^2-nı tapaq və bir-birinə bərabər yazaq:

$$a^2 - (a-n)^2 = (b + n\frac{\lambda}{2})^2 - (b + x_n)^2$$

Bu ifadəni sadələşdirsək x_n üçün aşağıdakı düsturu alarıq:

$$x_n = \frac{nb\lambda}{2(a+b)}$$

və analoji olaraq $x_{n-1} = \dfrac{(n-1)b\lambda}{2(a+b)}$ olar.

Bu düsturları və (20.1) düsturunu (20.2)-də yerinə yazaraq zonanın sahəsi üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$\Delta S = \frac{\pi ab\lambda}{a+b} \qquad (20.3)$$

Bu düstur göstərir ki, zonaların sahəsi onların nömrəsindən asılı olmayıb, bütün zonalar üçün eynidir.

§2. Amplitudların qrafiki toplanması. Zonalı lövhə

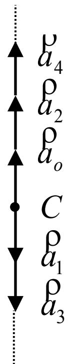
Frenel göstərmişdir ki, zonaların nömrəsi artdıqca müşahidə nöqtəsinə gələn dalğaların amplitudu azalır. Bu azalma zonaların səthinin normalı ilə müşahidə istiqaməti arasındakı bucağın artması nəticəsində olur. Müşahidə nöqtəsinə gələn dalğaların amplitudlarının monoton azaldığını qəbul edərək *C* nöqtəsində yekun amplitudu hesablayaq. Mərkəzi zonadan müşahidə nöqtəsinə gələn rəqslərin amplitudunu a_o, sonrakıları a_1, a_2,…, a_n ilə işarə edək. Qonşu zonalardan gələn dalğaların yollar fərqi bir-birindən $\frac{\lambda}{2}$ qədər fərqləndikləri üçün rəqslərin fazaları π qədər fərqli olacaqdır, yəni a_o amplitud vektoru şəkil 147-də yuxarı yönəlmişdirsə, a_1 – aşağı yönələcəkdir. Cüt nömrəli zonalardan müşahidə nöqtəsinə gələn rəqslərin amplitudları bir istiqamətdə, tək nömrəli zonalardan gələn rəqslərin amplitudları isə əks istiqamətdə olacaqdır. Onda yekun amplitud

$$a = a_o - a_1 + a_2 - a_3 + ... \pm a_n$$

olar. Bu ifadəni aşağıdakı kimi yazaq:

$$a = \frac{a_o}{2} + (\frac{a_o}{2} - a_1 + \frac{a_2}{2}) + (\frac{a_2}{2} - a_3 + \frac{a_4}{2}) + ... \pm \frac{a_n}{2}$$

Zonanın nömrəsi artdıqca amplitudlar monoton azaldığından mötərizələrdəki ifadələr sıfra bərabər olacaqlar. Onda bütün zonalardan gələn amplitud



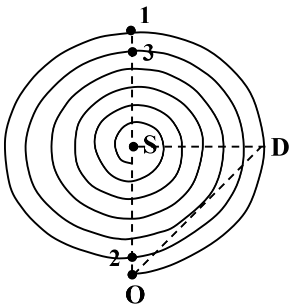
Шякил 147

$$a = \frac{a_o}{2} \pm \frac{a_n}{2} \qquad (20.4)$$

olacaqdır. $a_n << a_o$ olduğundan

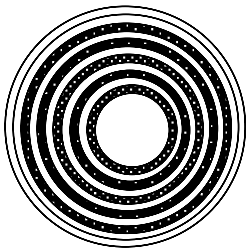
$$a = \frac{a_o}{2} \quad (20.5)$$

yazmaq olar. Deməli, ***müşahidə nöqtəsində yekun amplitud mərkəzi zonanın yaratdığı amplitudun yarısına bərabərdir***. Bu nəticəni qrafiki olaraq aydınlaşdıraq. Bunun üçün hər bir Frenel zonasını çox sayda mikrozonalara bölək. Aydındır ki, mikrozonaların birincisi ilə axırıncısının yaratdıqları amplitudlar bir-birinin əksinə yönələcəklər. Bütün mikrozonaların yaratdıqları amplitudların cəmi bütöv zonanın yaratdığı amplituda bərabər olmalıdır. Mikrozonaların sayı çox böyük olarsa, onda hər zonanın mikrozonalarının amplitudları toplanaraq yarımdairə əmələ gətirəcəklər. Bu yarımdairələrin diametri həmin zonanın yaratdığı amplituda bərabər olacaqdır. Bu yarımdairələrin ardıcıl yerləşməsi S nöqtəsinə yığılan spiral əmələ gətirir (şəkil 148). Burada 01 yarımdairəsi mərkəzi Frenel zonasının mikrozonalarının əmələ gətirdiyi amplitudu (01 qırıq xəttinin uzunluğu a_o amplituduna bərabərdir), 12 yarımdairəsi mərkəzi zonadan sonra gələn zonanın amplitudunu (12 qırıq xəttinin uzunluğu) və s. göstərir. Beləliklə, yekun amplitud OS qırıq xəttinin uzunluğuna, yəni mərkəzi zonanın yaratdığı amplitudun yarısına ($\frac{a_o}{2}$) bərabərdir.



Şəkil 148

Mərkəzi və ondan sonra gələn zonanın amplitudları cəmi 02 qırıq xəttinin uzunluğu qədərdir, yəni işıq yalnız mərkəzi və birinci zonadan gələrsə onun intensivliyi çox az olar. İşıq təkcə mərkəzi zonadan gələrsə amplitud a_o, təkcə mərkəzi zonanın yarısından gələrsə (OD qırıq xəttinin uzunluğu) $\frac{a_o}{\sqrt{2}}$, bütün zonalardan gələrsə $\frac{a_o}{2}$ olar. Buradan görünür ki, təkcə mərkəzi zonanın yarısından gələn amplitud ($\frac{a_o}{\sqrt{2}}$) bütün zonalardan gələn amplituddan ($\frac{a_o}{2}$) böyükdür.

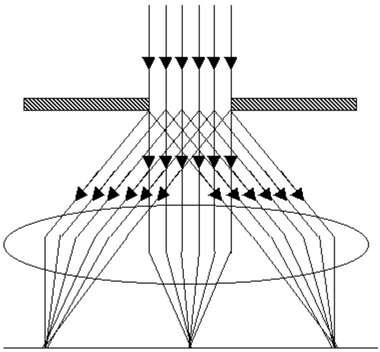

Şəkil 149

Beləliklə, cüt və tək nömrəli zonalardan gələn amplitudlar bir-birini zəiflədirlər. İşığın zəifləməsini aradan qaldırmaq üçün onun qarşısına elə lövhə qoymaq olar ki, o cüt nömrəli zonalardan gələn işığı buraxsın, tək nömrələrdən gələn işığı buraxmasın. Bu halda müşahidə nöqtəsində amplitud kəskin artacaqdır Belə lövhə ***zonalı lövhə*** adlanır (şəkil 149). Zonalı lövhə özünü toplayıcı linza kimi aparır, işığı müşahidə nöqtəsində toplayır. Zonaların cüt nömrələrini bağlayıb, tək nömrələrini açıq saxlasaq yenə də əvvəlki halda olduğu kimi müşahidə nöqtəsində amplitud kəskin artacaqdır. Zonalı lövhəni elə düzəltmək olar ki, məsələn, tək nömrəli zonalar $\frac{\lambda}{2}$ qədər əlavə yollar fərqi yaratsın. Onda bütün zonalardan gələn rəqslərin fazaları eyni olar, onların amplitudları eyni istiqamətdə yönələr və toplanaraq işığı daha da gücləndirərlər, amplitud iki dəfə artar. Belə lövhə ***faza zonalı lövhə*** adlanır.

§3. Fraunhofer difraksiyası

Tutaq ki, müstəvi dalğanın qarşısına üzərində düzbucaqlı yarığı olan qeyri-şəffaf lövhə qoyulmuşdur. Yarığın uzunluğu onun enindən çox-çox böyükdür. Müstəvi dalğa bu yarıqdan difraksiya edəcək və çox sayda müxtəlif bucaqlar altında paralel dəstələr şəklində yayılacaqlar (şəkil 150). Belə difraksiya ***Fraunhofer difraksiyası*** adlanır. Bu dəstələrin qarşısına toplayıcı linza qoyaq və linzanın fokal müstəvisində ekran yerləşdirək. Paralel dəstələr fokal müstəvi üzərindəki nöqtələrdə interferensiya edəcəklər. Həmin nöqtədə maksimum və ya minimum alınması şərtini, yəni fokal müstəvidə intensivliyin paylanmasını araşdıraq. AB yarığının (şəkil 151) enini b ilə işarə edək (şəkildə linza göstərilməmişdir). Düşən dalğa müstəvi olduğundan yarığa qədər bütün şüaların fazaları eynidir. Yollar fərqi yarıqdan sonra yaranır. Şəkildən görünür ki, yarıqdan φ bucağı altında difraksiya edən paralel dəstənin kənar şüalarının yollar fərqi BD parçasına bərabərdir. ABD üçbucağından BD=$b\sin\varphi$ olduğu görünür.

AB yarığına düşən dalğaların müstəvi və monoxromatik olduğunu qəbul edək. Düşən işıq dəstəsini ensiz dəstələrə bölək. Tam dəstənin yekun amplitudunu a_o ilə işarə etsək, yarığın vahid uzunluğuna düşən amplitud $\frac{a_o}{b}$, *dx* eninə düşən amplitud isə $\frac{a_o}{b}dx$ olar. Tutaq ki, eni *dx* olan dəstə yarığın A ucundan *x* məsafədədir. Eni *dx* olan dəstənin C nöqtəsində yaratdığı rəqslər



Şəkil 150

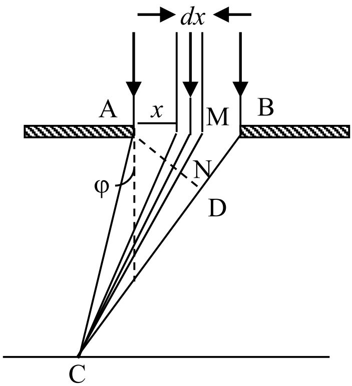
$$da = \frac{a_o}{b} dx \cos(\omega t - \alpha) \tag{20.6}$$

olar. Burada α MN məsafədə yaranan fazalar fərqidir. Şəkildən MN=$x\sin\varphi$ olduğundan

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} x \sin\varphi = kx\sin\varphi \tag{20.7}$$

olar. Axırıncı düsturu (20.6)-da yerinə yazıb alınan ifadəni yarığın eni boyunca 0-dan *b*-yə qədər inteqrallayaq. Onda alarıq

$$a = a_o \frac{\sin(\frac{k}{2} b\sin\varphi)}{\frac{k}{2} b\sin\varphi} \cos(\omega t - \frac{k}{2} b\sin\varphi) \tag{20.8}$$



Şəkil 151

Burada

$$a_\varphi = a_o \frac{\sin\frac{k}{2}b\sin\varphi}{\frac{k}{2}b\sin\varphi} \qquad (20.9)$$

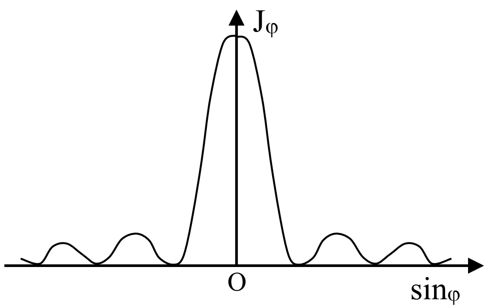
C nöqtəsində yekun rəqslərin amplitudunu ifadə edir. Görünür ki, yekun amplitud difraksiya bucağından asılıdır. Difraksiya bucağı φ=0 olarsa (riyazi analizdən məlum teoremə görə) $a_\varphi = a_o$ olar, yəni mərkəzi şüa dəstəsi (şəkil 150) O nöqtəsində maksimum yaradır. Bu, mərkəzi maksimum adlanır və onun intensivliyi ən böyük olur (şəkil 152). Amplitudun (20.9) ifadəsindən görünür ki,

$$b\sin\varphi = \pm m\lambda \quad (m=1,2,3,\ldots) \qquad (20.10)$$

şərtində $a_\varphi = 0$ olur. Bu, minimumluq şərti,

$$b\sin\varphi = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (20.11)$$

isə maksimumluq şərtidir.

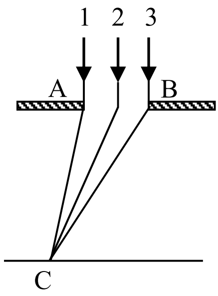


Şəkil 152

Amplitudun (20.9) ifadəsini kvadrata yüksəldərək ekran üzərində işığın intensivliyinin difraksiya bucağından asılı olaraq paylanmasını tapmaq olar:

$$J_\varphi = J_o \frac{\sin^2(\frac{k}{2} b \sin\varphi)}{(\frac{k}{2} b \sin\varphi)^2} \qquad (20.12)$$

Bu qanunda (20.10) və (20.11) ifadələrini nəzərə alaraq intensivliyin maksimum və minimumları hesablanır. Şəkil 152-də (20.12) düsturuna əsasən intensivliyin difraksiya bucağının sinusundan asılı olaraq paylanması göstərilmişdir. Ən böyük intensivliyə malik olan mərkəzi maksimumdan başqa ona simmetrik yerləşmiş və intensivlikləri getdikcə azalan əlavə maksimumlar və minimumlar yaranır. İnterferensiya mənzərəsində maksimum və minimumların alınma şərtlərini şəkil 153-dən istifadə edərək araşdıraq. C nöqtəsinə gələn paralel dəstədən üç şüa ayıraq: 1 və 3 kənar şüalar, 2 isə onların ortasındakı şüa olsun. AB yarığına qədər onların yolları eynidir. Tutaq ki, C nöqtəsinə gələn 2-ci şüanın yolu 1-ci şüanınkından $\frac{\lambda}{2}$ qədər böyükdür. Onda həmin şüalar C nöqtəsinə əks fazada gələcəklər və onların amplitudu əks istiqamətdə olduğundan toplanaraq sıfır verəcəklər. 1-ci və 2-ci şüadan sağda yerləşən bütün cütlər üçün fazalar fərqi π olduğundan onların C nöqtəsində yaratdıqları intensivlik sıfır olacaqdır. 1 və 2 şüaları arasında yollar fərqi $\frac{\lambda}{2}$ olarsa, 1 və 3 şüaları arasında yollar fərqi λ olar. Deməli, C nöqtəsinə gələn şüaların yollar fərqi dalğa uzunluğunun tam mislinə bərabər olarsa, həmin nöqtədə minimum alınır. Bu isə (20.10) şərtinə uyğundur. Eyni qayda ilə maksimumun alınması şərtini də izah etmək olar. Bu



Şəkil 153

araşdırma əvvəlki paraqrafda göstərilmiş amplitudların toplanma qaydasına analojidir. Minimumların və maksimumların sayı $\varphi = \dfrac{\pi}{2}$ (difraksiya bucağı maksimum 90° ola bilər) şərtindən tapılır. Minimumların ən çox sayı (20.10) düsturundan

$$m = \frac{b}{\lambda}$$

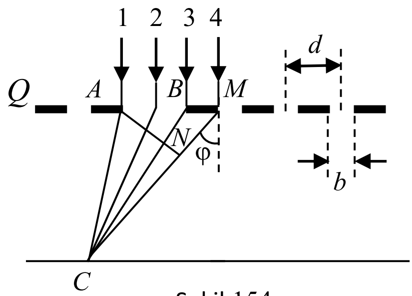
olur. Buradan görünür ki, yarığın eni dalğa uzunluğundan kiçik olarsa minimum yaranmır, birinci minimum sonsuzluqda olur, interferensiya mənzərəsi yalnız mərkəzi maksimumdan ibarət olur. Mərkəzi maksimum kəskin olmur - ekran boyunca yayılır, onun eni çox böyük olur. Yarığın eni artdıqca mərkəzi maksimumun eni azalır, minimumlar və əlavə maksimumlar meydana çıxır. Yarığın eninin böyük qiymətlərində mərkəzi maksimumun eni sağ və soldakı minimumlar arasındakı bucaq məsafəsi ilə təyin olunur və $\sin\varphi \approx \varphi$ şərtindən $\Delta\varphi = \dfrac{2\lambda}{b}$ düsturu ilə hesablanır. Əlavə maksimumların intensivliyini tapaq. Maksimumluq şərtini (20.12) düsturunda nəzərə alsaq, birinci maksimumun intensivliyi üçün $J = \dfrac{4}{9\pi^2} J_o$, ikincisi üçün $J = \dfrac{4}{25\pi^2} J_o$ və s. alınır. Onların nisbəti aşağıdakı kimidir:

$$J_o : J_1 : J_2 : J_3 : ... = 1 : \frac{1}{22} : \frac{1}{63} : \frac{1}{125} : ...$$

Buradan görünür ki, birinci maksimumun intensivliyi mərkəzi maksimumun intensivliyindən 22 dəfə kiçikdir.

§4. Difraksiya qəfəsi

Bir-birindən bərabər məsafədə yerləşmiş çox sayda eyni yarıqlardan ibarət olan maneə difraksiya qəfəsi adlanır. Məsələn, üzərinə çox sayda paralel cizgilər çəkilmiş şəffaf zolaqlar yarıq rolunu oynayır. Həmin yarıqlardan işıq difraksiya edir. İki qonşu yarıqların ortaları arasındakı məsafə *difraksiya qəfəsinin sabiti* və ya *periodu* adlanır, d ilə işarə olunur. Əgər *l* uzunluqda qəfəsdə *N* sayda yarıq olarsa, onda difraksiya qəfəsinin periodu $\frac{l}{N}$ düsturu ilə hesablanır və BS-də metrlə ölçülür. Difraksiya qəfəsində, adətən, yarıqların eni ilə onlar arasındakı məsafə eyni olur. Onda $d = 2b$ yazmaq olar. Şəkil 154-də difraksiya qəfəsi *Q* ilə göstərilmişdir. Tutaq ki, difraksiya qəfəsinin müstəvisi onun üzərinə düşən monoxromatik müstəvi dalğanın cəbhəsinə və ekrana paralel yerləşmişdir. İşıq hər bir yarıqdan difraksiya edir. Onların qarşısına böyük linza qoyaraq fokal müstəvidə yerləşdirilmiş ekranda difraksiya olunmuş şüaların interferensiyasını müşahidə etmək olar. Bir yarıqdan difraksiya zamanı minimumluq şərti (20.10) düsturu ilə ifadə olunur. Həmin düsturda *b* difraksiya qəfəsinin periodunun yarısına bərabərdir.



Şəkil 154

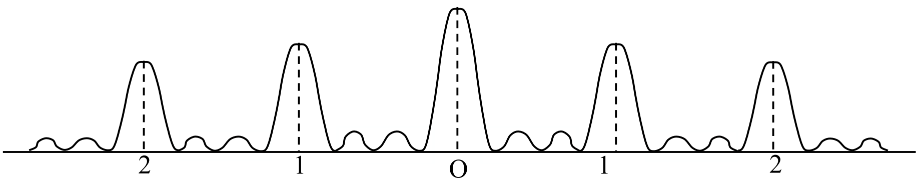
Onu nəzərə alaraq 153-cü şəklə uyğun mülahizələrdən istifadə edərək difraksiya qəfəsi üçün maksimumluq və minimumluq şərtini müəyyənləşdirək. Şəkil 154-dən görünür ki, iki qonşu yarıqdan gələn uyğun şüaların yollar fərqi $MN=d\sin\varphi$-dir. Şəkil 153-də 2 şüanın rolunu şəkil 154-də 3 şüa oynayır. Deməli, minimum alınması üçün 1 və 3 şüaları arasındakı yollar fərqi $(2m+1)\cdot\frac{\lambda}{2}$ olmalıdır. Bu fərq isə şəkildən göründüyü kimi $d\sin\varphi$-dir. Onda difraksiya qəfəsi üçün minimumluq şərti

$$d\sin\varphi = \pm(2m+1)\cdot\frac{\lambda}{2}, \qquad (20.13)$$

maksimumluq şərti isə

$$d\sin\varphi = \pm m\lambda \qquad (20.14)$$

olar. Bu ifadə difraksiya mənzərəsinin baş maksimumlarının yerini təyin edir. Sıfırıncı maksimumdan sağ və sol tərəflərdə simmetrik olaraq baş maksimumlar yerləşir. (20.13) düsturu ilə təyin olunan minimumlarla yanaşı baş maksimumlar arasında (N-1) sayda (N- qəfəsin vahid uzunluğunda olan yarıqların sayıdır) əlavə



Şəkil 155

minimumlar yaranır (şəkil 155). Onların yeri

$$d\sin\varphi = \pm m' \frac{\lambda}{N}$$

şərtindən tapılır. Burada m' 0, *N*, 2*N*,…-dən başqa qalan ixtiyari tam ədədlərdir. Əlavə minimumlar arasında *N*-2 sayda əlavə maksimumlar müşahidə olunur. Əlavə maksimumların intensivliyi uyğun baş maksimumların intensivliyindən təqribən 22 dəfə kiçik olur.

Maksimumluq şərti olan (20.14) düsturundan görünür ki, baş maksimumların yeri müxtəlif dalğa uzunluqları üçün müxtəlifdir. Ona görə də difraksiya qəfəsinə ağ işıq düşdükdə spektr yaranır.

§5. Difraksiya qəfəsi və optik cihazların ayırdetmə qabiliyyəti

Difraksiya qəfəsi sektral cihazlardan biridir. Spektral cihazlar iki kəmiyyətlə xarakterizə edilirlər. Bu kəmiyyətlər dispersiya və ayırdetmə qabiliyyəti (ayırdetmə qüvvəsi) adlanırlar. Bir-birindən $\Delta\lambda$ qədər fərqlənən iki spektral xətlər arasındakı bucaq məsafəsi $\Delta\varphi$ olarsa, $\frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda}$ nisbəti ***bucaq dispersiyası*** adlanır, *D* ilə işarə olunur və kiçik difraksiya bucaqlarında

$$D = \frac{m}{d} \tag{20.15}$$

ilə hesablanır.

Spektral xətlər arasındakı məsafənin bu xətlərin dalğa uzunluqları fərqinə nisbətinə ($\frac{\Delta l}{\Delta\lambda}$) ***xətti dispersiya*** deyilir.

Releyqaydasına görə iki spektral xətt bir-birindən o vaxt ayrılır ki, birincinin minimumu ikinci xəttin maksimumu ilə üst-üstə düşsün. Bir-birinə yaxın olan iki dalğanın uzunluğunun onların fərqinə nisbəti ***ayırdetmə qabiliyyəti*** adlanır, *R* ilə işarə olunur və $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ kimi tapılır. Reley qaydasından istifadə edərək difraksiya qəfəsinin ayırdetmə qabiliyyətini tapaq. Bu qaydaya görə

$$d\sin\varphi_{mak} = m\lambda$$

$$d\sin\varphi_{\min} = (m - \frac{1}{N})(\lambda + \Delta\lambda)$$

ifadələrində $d\sin\varphi_{mak} = d\sin\varphi_{\min}$ olmalıdır. Onda

$$m\lambda = (m - \frac{1}{N})(\lambda + \Delta\lambda)$$

olar. Buradan $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN$, yəni difraksiya qəfəsinin ayırdetmə qabiliyyəti

$$R = mN \qquad (20.16)$$

kimi hesablanır. Bu düstur göstərir ki, böyük tərtibli maksimumlara uyğun spektral xətlər bir-birindən daha aydın seçilirlər. Difraksiya qəfəsinin vahid uzunluğunda olan yarıqların sayı nə qədər çox olarsa, onun ayırdetmə qabiliyyəti bir o qədər böyük olar.

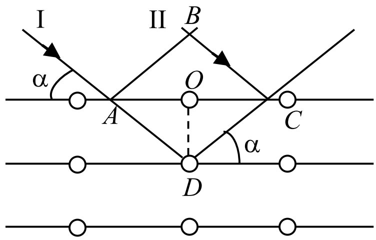
Reley qaydasından belə çıxır ki, optik cihazlarda qeyri-koherent işıqdan alınan iki nöqtənin xəyalı o vaxt bir-birindən ayrı görünəcəkdir ki, onların maksimum işıqlanmaları arasındakı bucaq $\Delta\varphi = 1{,}22\frac{\lambda}{D}$ və ya xətti məsafə $\delta = 1{,}22\lambda\frac{F}{D}$ olsun. Burada *D*-işıq dəstəsinin diametri (diafraqmanın diametri), *F*-isə optik sistemin fokus məsafəsidir. Bütün optik cihazların ayırdetmə qüvvəsi xətti məsafənin tərs qiymətinə bərabər olan *R* kəmiyyətinə deyilir. Ayırdetmə qüvvəsinin məhdud olması işığın dalğa xassəsi ilə izah olunur. Dalğanın optik sistemdə difraksiyası nəticəsində nöqtənin xəyalı nöqtə kimi yox, ləkə şəklində alınır. Mikroskopda bu ləkənin diametri 1,22 $\frac{\lambda}{n\sin\frac{\alpha}{2}}$ olur. Göz, nisbi işıqlanmalar fərqi 4% olduqda onları bir-birindən ayıra bilir. Bu şərt daxilində göz üçün xətti məsafə $\delta = 0{,}51\frac{\lambda}{n\sin\frac{\alpha}{2}}$ -dir. Burada α təpəsi işıqlanan nöqtədə olan konusun cisim bucağı, *n* isə cisimlə mikroskopun obyektivi arasındakı mühitin sındırma əmsalıdır. Bu ifadədən görünür ki, mikroskop bir-birindən dalğa uzunluğu qədər məsafədə yerləşmiş nöqtələri ayırd etməyə imkan verir. Normal insan gözü 1 bucaq dəqiqəsi altında görünən iki nöqtəni bir-birindən ayıra bilir.

§6. Rentgen şüalarının difraksiyası

Yuxarıda təsvir edilən difraksiya qəfəsində paralel yarıqlar bir istiqamətdə yerləşirlər. Belə difraksiya qəfəsi ***birölçülü qəfəs*** adlanır. İki belə qəfəsi yarıqları bir-birinə perpendikulyar istiqamətdə olmaqla üst-üstə qoysaq ikiölçülü qəfəs alınar. Birinci qəfəsdən difraksiya olunmuş şüaların hər bir dəstəsi ikinci qəfəsdən difraksiya edəcəklər. Yarıqları Y oxu istiqamətində yerləşən qəfəsdən X oxu boyunca yerləşmiş maksimumlar, yarıqları X oxu istiqamətində olan qəfəsdən isə Y oxu istiqamətində düzülmüş maksimumlar alınacaqdır. Difraksiya mənzərəsi zolaqlar şəklində yox, düzbucaqlının təpələrində yerləşən işıqlı nöqtələr şəklində olacaqdır.

Əgər ikiölçülü difraksiya qəfəsindəki quruluş həm də Z istiqamətində təkrar olunarsa, yəni qəfəs fəzada periodik quruluşa malik olarsa, belə qəfəs üçölçülü qəfəs adlanır. Bu quruluş kristallara xasdır. Deməli, kristallar üçölçülü difraksiya qəfəsləridir.

Yuxarıda qeyd edildi ki, difraksiya qəfəsinin periodu dalğa uzunluğundan böyük olmalıdır. Əks halda yalnız sıfırıncı maksimum müşahidə olunur və bütün ekran boyunca yayılmış olur. Kristal qəfəsin periodu görünən işığın dalğa uzunluğundan çox kiçikdir. Ona görə də optik şüaların difraksiyasını öyrənmək üçün kristal qəfəslərdən istifadə edilmir. Rentgen şüalarının difraksiyasını öyrəndikdə kristal qəfəsdən istifadə olunur.



Şəkil 156

Rentgen şüalarının dalğa uzunluğu kristal qəfəsin təpələrində yerləşən zərrəciklər (ionlar, atomlar) arasındakı məsafə tərtibindədir. Odur ki, kristallar rentgen şüaları üçün difraksiya qəfəsi rolunu oynaya bilər.

Tutaq ki, kristal qəfəsə hər hansı bucaq altında rentgen şüaları düşür. Şəkil 156-da kristal qəfəsin müstəviləri göstərilmişdir. Bu müstəvilər arasındakı məsafəni, yəni kristallik quruluşun sabitini (difraksiya qəfəsinin periodunu) d ilə işarə edək. Düşən şüanın bu müstəvi ilə əmələ gətirdiyi bucağı isə α ilə göstərək. Rentgen şüaları üçün sındırma əmsalı vahidə yaxın olduğundan onlar sınmadan ikinci təbəqəyə keçəcək və şəkildə göstərildiyi istiqamətdə qayıdacaqdır. Düşən dalğalar müstəvi dalğa olduqda kristal qəfəsin bir müstəvisi üzərində olan zərrəciklərdən (yeni dalğa mənbələrindən) qayıdan şüaların da müstəvi dalğa olduqlarını qəbul etmək olar. Müxtəlif müstəvilərdən qayıtma difraksiya qəfəsinin müxtəlif yarıqlarından difraksiya ilə eyni olacaqdır. Onlar koherent olduqlarından görüşərək interferensiya edəcək və maksimumlar, minimumlar yaradacaqlar. Şəkil 156-dan maksimumluq şərtini tapaq. Aydındır ki, *C* nöqtəsində görüşən şüalar *AB* müstəvisinə qədər eyni yollar gəlirlər. Sonra isə I şüa *ADC*, II şüa isə *BC* yolunu gedirlər. Rentgen şüaları üçün sındırma əmsalı vahidə bərabər olduğundan bu yolların həndəsi uzunluğu onların optik yollarının uzunluğuna bərabər olacaqdır. Onda şüaların *C* nöqtəsinə qədər yollar fərqi $\Delta d = AD + DC - BC$ olar. Şəkildən

$$AD = DC = \frac{d}{\sin\alpha}, \qquad BC = AC\cos\alpha = 2AO\cos\alpha = 2\frac{d}{tg\alpha}\cos\alpha$$ -

dır.

Bu ifadələri yollar fərqi düsturunda yerinə yazsaq, alarıq:

$$\Delta d = \frac{2d}{\sin\alpha} - \frac{2d}{tg\alpha}\cos\alpha = \frac{2d}{\sin\alpha}(1-\cos^2\alpha) = 2d\sin\alpha$$

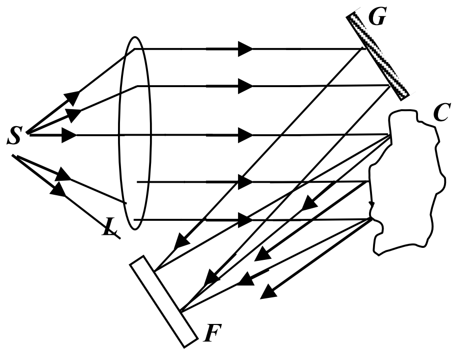
İnterferensiya edən şüaların maksimumluq şərtindən məlumdur ki, yollar fərqi tam sayda dalğa uzunluğuna bərabər olduqda həmin nöqtəyə gələn rəqslər bir-birini gücləndirirlər. Onda rentgen şüalarının interferensiyası üçün maksimumluq şərtini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$2d\sin\alpha = m\lambda \qquad (20.17)$$

Bu ifadə ***Vulf-Breqq düsturu*** adlanır. Kristal qəfəsin sabitini bilərək bu düsturla Rentgen şüalarının dalğa uzunluğunu hesablamaq olar. Rentgen şüalarının tərkibini öyrənmək üçün istifadə edilən bu üsul ***rentgen spektroskopiyası*** adlanır. Adətən, Rentgen şüalarının dalğa uzunluğunu məlum götürərək kristalın qəfəs sabitini tapırlar. Rentgen şüalarından istifadə edərək maddələrin quruluşunu öyrənən üsul ***rentgen quruluş analizi*** adlanır.

§7. Holoqrafiya haqqında anlayış

Holoqrafiya yunan sözü olub «tam yazıram» deməkdir, yəni cisimdən gələn dalğaların gətirdiyi bütün məlumatları qeyd etməklə onun şəklini çəkməkdir. Fotoqrafiya da işığı yazmaqdır, lakin bu zaman fotolövhədə yalnız cisimdən gələn dalğaların amplitudlarının orta qiymətinə uyğun intensivlik qeyd edilir. Fotolövhəyə gələn dalğaların fazası yazılmır, fazanın daşıdığı məlumat itir. Holoqrafiyada isə işıq dalğalarının həm amplitudu və həm də fazası yazılır. Cismin holoqrammasını almaq prinsipi şəkil 157-də göstərilmişdir. *S* işıq mənbəyindən gələn şüalar *L* linzasından çıxaraq müstəvi dalğa şəklində *G* güzgüsünə və *C*

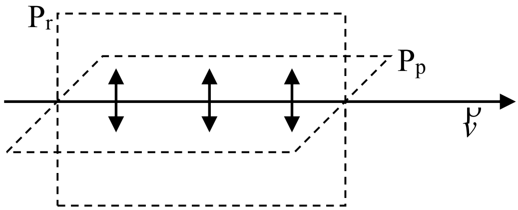


Şəkil 157

cisminə düşür. Güzgü onun üzərinə düşən dalğaları *F* fotolövhəsinin üzərinə göndərir. Bu dalğa ***dayaq dalğası*** adlanır. Fotolövhə üzərinə həm də cismin səthindən səpilən dalğalar gəlir. Bu dalğa ***cisim dalğası*** adlanır. Beləliklə, fotolövhə üzərində iki koherent dalğa – dayaq və cisim dalğaları görüşərək interferensiya mənzərəsi yaradırlar. Məlumdur ki, interferensiya mənzərəsi toplanan dalğaların həm amplitudu, və həm də fazası ilə təyin olunur. Deməli, bu qayda ilə cisimdən gələn dalğaların gətirdikləri bütün məlumatlar qeyd edilir. Cismin şəkli interferensiya mənzərəsi kimi alınır. Cismin özünü görmək, yəni onun xəyalını bərpa etmək üçün holoqramma fotolövhənin yerinə qoyulur və onun üzərinə əvvəlki dayaq dalğası ilə eyni olan dalğalar göndərilir. Dayaq dalğası holoqrammanın alınması zamanı necə düşürdüsə, bərpası zamanı da həmin istiqamətdə düşürlər. Bu halda dayaq dalğası holoqramdakı interferensiya mənzərəsindən difraksiya edir və difraksiya etmiş şüalar cismin özünün olduğu yerdə onun üçölçülü mövhumi xəyalını yaradırlar.

Holoqrammada interferensiya zolaqlarının işıqlığı düşən dalğaların amplitudunu, onların yerləşməsi, forması, sıxlığı, aralarındakı məsafə isə dayaq dalğaları ilə cisim dalğaları arasındakı fazalar fərqini ifadə edir. Holoqrammanın bütün səthinə cismin hər bir nöqtəsindən dalğa gəldiyi üçün holoqrammanın bir hissəsi də cismin xəyalını bərpa etməyə imkan verir, sadəcə olaraq xəyalın görünüşü bir az pisləşir.

Lazer şüalarının kəşfi ilə holoqrafiya kəskin inkişaf etdi. Holoqrammanın keyfiyyəti fotoemulsiyadan asılı olmaqla istifadə olunan işığın intensivliyi və spektral xəttinin eni, yəni onun monoxromatiklik dərəcəsi ilə təyin olunur. Lazer şüaları böyük gücə, monoxromatikliyə, yüksək fəza və zaman koherentliyinə malikdir.



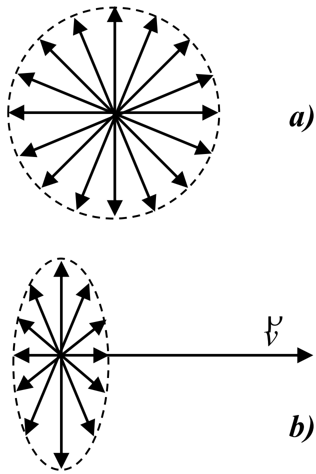
Şəkil 159

Holoqrammanın bərpasından alınan xəyala baxdıqda elə bil ki, həmin yerdə cismin özü dayanmışdır. Real cismə baxdığımız kimi ona da müxtəlif istiqamətlərdə baxmaq olar. Bərpa olunmuş holoqrammanın üçölçülü olmasından istifadə edərək laboratoriya şəraitində real fiziki prosesləri müşahidə etmək üçün istifadə edilir. Kiçik bir holoqrammada çox sayda muzey eksponatlarını, müxtəlif proseslərin «şəklini» çəkib uzun müddət saxlamaq olar.

XXI FƏSİL. İŞIĞIN POLYARLAŞMASI

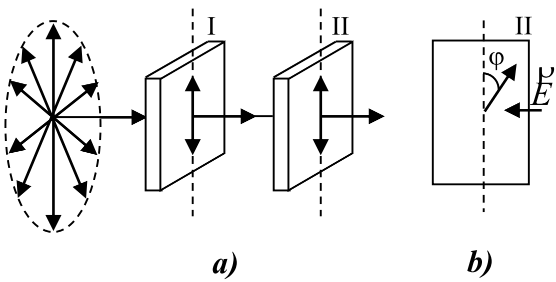
§1. Təbii və polyarlaşmış işıq. Malyus qanunu

Maksvellin elektromaqnit nəzəriyyəsindən göründü ki, işıq dalğaları eninə dalğalardır. Elektrik vektorları şüanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar olub ixtiyari istiqamətdə yönəlirlər. Əgər şüanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar yerləşmiş müstəvilər üzərində elektrik vektorlarının sıxlığı eyni ehtimalla paylanarsa, belə işıq ***təbii işıq*** adlanır. Dalğa çox sayda şüalanma aktları nəticəsində yaranır. İşıq dalğasının yayılma istiqaməti şəkil müstəvisinə perpendikulyar olarsa, onda təbii işığın elektrik vektorlarının bu müstəviyə proyeksiyası eyni sıxlıqla paylanmış radiuslar kimi görünür (şəkil 158 *a*). Şəkil 158 *b*-də isə bu vektorların şəkil müstəvisinə perpendikulyar müstəvidə paylanması göstərilmişdir.



Şəkil 158

Bu və ya digər səbəbdən elektrik vektorlarının paylanma sıxlığı bütün istiqamətlərdə eyni olmazsa, belə işıq ***qismən polyarlaşmış işıq*** adlanır. Əgər elektrik vektorları yalnız bir müstəvidə rəqs edərsə belə işıq ***müstəvi (xətti) polyarlaşmış işıq***, həmin müstəvi *rəqs müstəvisi*, ona perpendikulyar müstəvi isə ***polyarlaşma müstəvisi*** adlanır. Şəkil 159-da müstəvi polyarlaşmış işığın qırıq xətlərlə rəqs müstəvisi (P_r), bütöv xətlərlə polyarlaşma müs-təvisi (P_p) və $\vec{v}$ vektoru ilə onun yayılma istiqaməti göstərilmişdir. Rəqs müstəvisi vərəq müstəvisidir və elektrik vektorları bu müstəvidə rəqs edirlər.



Şəkil 160

Elektrik vektorunun ucu çevrə cızarsa,

belə polyarlaşma ***dairəvi***, ellips cızarsa ***elliptik polyarlaşma*** olur.

Qeyd edildiyi kimi polyarlaşma işığın eninə dalğa olmasından əmələ gəlir. Ox simmetriyasına malik olan dalğa yayıldığı zaman eninə anizotropluq yaranır. Şüanın yayılma sürətinə perpendikulyar müstəvidə müxtəlif istiqamətlər ekvivalent (eyni) olmur. Bu isə işığın yayılmasında özünü göstərir. Elə kristallar vardır ki, onlardan işıq keçdikdə müstəvi polyarlaşma yaranır. Eyni kristaldan eyni istiqamətdə kəsilmiş iki lövhə götürək. Lövhələri şəkil 160-da göstərildiyi kimi bir-birinə paralel yerləşdirib, onlardan sol tərəfdəkinin üzünə perpendikulyar istiqamətdə təbii işıq salaq. İkinci kristal lövhəni şüa ətrafında döndərdikdə ondan çıxan işığın intensivliyinin dəyişdiyi müşahidə olunur. Dönmə bucağının müəyyən qiymətində ikinci kristal lövhədən işıq çıxmır. Bu o vaxt olur ki, lövhələrin baş kəsiklərinin istiqaməti bir-birinə perpendikulyar yerləşsinlər. Bu halda işıq I lövhədən çıxdıqda müstəvi polyarlaşmış olur. Fərz edək ki, elektrik vektorunun rəqsləri lövhə müstəvisində baş verir. Kristalın bu istiqaməti ***baş kəsik*** və ya ***optik ox*** adlanır. Deməli, kristal lövhə proyeksiyaları yalnız öz optik oxu istiqamətində olan elektrik vektorlarını buraxır. Əgər ikinci kristal lövhənin optik oxu I lövhədən çıxan şüaların elektrik vektoruna perpendikulyar olarsa, onda ikinci kristaldan işıq çıxmayacaqdır.

Tutaq ki, I kristal lövhənin üzərinə düşən təbii işığın intensivliyi I_o-dır. Onda I lövhədən çıxan müstəvi polyarlaşmış işığın intensivliyi $I_1 = \frac{1}{2} I_o$ olar, çünki I lövhə üzərinə düşən $\vec{E}_o$ vektoru kristalın optik oxu ilə ixtiyari bucaq əmələ gətirə bilər. Bu bucağı α_i ilə işarə etsək,

$E = E_o \cos\alpha_i$ olar. İntensivliyin E^2-la mütənasibliyini və $\cos^2\alpha_i$-lərin orta qiymətinin $\frac{1}{2}$ olduğunu qəbul etsək, I lövhədən çıxan işığın intensivliyinin təbii işığın intensivliyinin yarısına bərabər olduğunu alarıq. I lövhədən çıxan dalğanın elektrik vektoru II lövhənin optik oxu ilə φ bucağı əmələ gətirərsə (şəkil 160, *b*) ikinci lövhədən çıxan elektrik vektorunun qiyməti $E\cos\varphi$ olar. Onda II lövhədən çıxan işığın intensivliyi

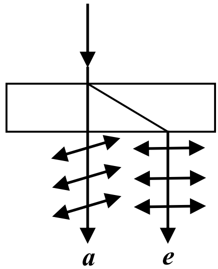
$$I_2 = I_1 \cos^2\varphi = \frac{1}{2} I_o \cos^2\varphi \qquad (21.1)$$

olar. Bu düstur ***Malyus qanununu*** ifadə edir. Buradan görünür ki, kristal lövhələrin (bu lövhələrə ***polyarizator*** deyilir, bəzən I lövhə polyarizator, II lövhə ***analizator*** adlanır) optik oxları arasındakı bucaq 0° olarsa, yəni optik oxlar bir-birinə paraleldirsə, I kristaldan çıxan şüa II lövhədən tamamilə keçir. Lövhələrin oxları bir-birinə perpendikulyar yerləşdikdə isə II lövhədən işıq keçmir.

İşıq elliptik polyarlaşmış olduqda II lövhədən onun ixtiyari vəziyyətində keçir: lövhələrin oxları bir-birinə paralel olduqda keçən işığın intensivliyi maksimum, perpendikulyar olduqda isə minimum olur. İşıq dairəvi polyarlaşdıqda II lövhənin bütün vəziyyətlərində ondan keçən işığın intensivliyi eyni olacaqdır. Təbii işıqda da belədir. Dairəvi polyarlaşmış işığı təbii işıqdan ayırmaq üçün polyarizatorların arasına $\frac{\lambda}{4}$ qədər yollar fərqi yaradan əlavə lövhə qoyulur. Bu lövhə dairəvi polyarlaşmanı müstəvi polyarlaşmaya çevirir.

§2. İşığın qoşa sınması

Elə kristallar vardır ki, onlardan cismə baxdıqda cisim ikiləşmiş görünür. Buradan belə çıxır ki, cisimdən gələn şüalar iki yerə ayrılırlar. Bu hadisəyə ***qoşa sınma*** deyilir. Şüalar səthə perpendikulyar düşdükdə də iki yerə ayrılırlar (şəkil 161). Şüalardan biri sınma qanununa tabe olur. Ona ***adi*** (*a*) ***şüa*** deyilir. Digər şüa sınma qanununa tabe olmur, hətta o, düşən şüa və düşmə nöqtəsində səthə çəkilmiş normalın olduğu müstəvidən kənarda olur.



Şəkil 161

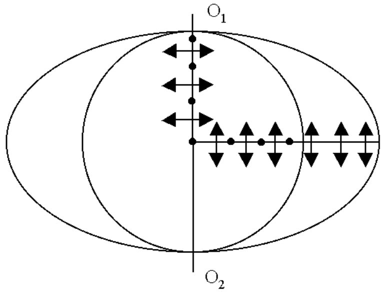
Bu şüa *qeyri-adi* (*e*) şüa adlanır. Onların rəqs müstəviləri bir-birinə perpendikulyardır: qeyri-adi şüanın elektrik vektoru kristalın baş kəsik müstəvisində, adi şüanınkı isə perpendikulyar müstəvidə rəqs edir. Bu iki şüanın intensivlikləri eyni olur.

Kubik simmetriyaya malik olan kristallardan başqa bütün kristallarda qoşa sınma müşahidə olunur. Biroxlu kristallarda elə istiqamət vardır ki, işıq həmin istiqamətdə düşdükdə qoşa sınma yaranmır. Bu istiqamət ***optik ox*** adlanır. Optik ox dedikdə ona paralel olan bütün istiqamətlər başa düşülür. Bu oxlardan keçən ixtiyari müstəvi ***kristalın baş kəsiyi*** adlanır. İslandiya şpatı, turmalin, kvars biroxlu kristallardır.

Kristallarda qoşa sınma onların anizotropluğu ilə bağlıdır. Qeyd olunmuşdur ki, mühitdə elektromaqnit dalğalarının sürəti

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \quad \text{və ya} \quad \mu = 1 \quad \text{olduqda} \quad v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$$

düsturu ilə hesablanır. Kristallarda dielektrik nüfuzluğu istiqamətdən asılı olduğu üçün işığın yayılma sürəti də istiqamətdən asılı olacaqdır. Adi şüanın elektrik vektoru baş kəsik müstəvisinə perpendikulyar olduğundan onun sürəti $v_a = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_\perp}}$ olur. Bu şüada elektrik vektoru öz istiqamətini saxladığı üçün onun bütün istiqamətlərdə sürəti eyni olacaqdır, yəni kristal daxilində adi şüanın dalğa cəbhəsi sferik səth verəcəkdir. Qeyri-adi şüanın elektrik vektoru istiqamətdən asılı olaraq optik oxla müxtəlif bucaqlar altında olacaq və bu səbəbdən onun sürəti $\frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{//}}}$-dən $\frac{c}{\sqrt{\varepsilon_\perp}}$ qədər dəyişəcəkdir. Ona görə də onun dalğa cəbhəsi ellips verəcəkdir.



Şəkil 162

Adi və qeyri-adi şüaların optik ox istiqamətində sürətləri eyni olduğundan həmin istiqamətdə sferik səthlə elliptik səthlər toxunurlar. Şəkil 162-də $\varepsilon_\perp > \varepsilon_{//}$ şərtini ödəyən kristallarda adi və qeyri-adi şüaların dalğa cəbhələri göstərilmişdir. O_1O_2 oxu kristalın optik oxunun istiqamətini göstərir. Şəkildə adi şüaların elektrik vektorları nöqtələrlə, qeyri-adi şüanınkı isə ikitərəfli oxlarla göstərilmişdir. Bu kristalda $n_e < n_a$ olduğundan $v_e > v_a$-dır. Belə kristal ***mənfi kristal*** adlanır ($n_e > n_a$ və $v_e < v_a$ olduqda ***müsbət kristal*** olur). Hüygens prinsipindən istifadə edərək müsbət və mənfi kristallarda dalğa cəbhəsini quraraq adi və qeyri-adi şüaların yolunu tapmaq olar.

Qeyd edildi ki, qoşa sınma anizotrop şəffaf mühitdə müşahidə olunur. İzotrop mühitlərdə süni yolla anizotropluq yaratmaqla şüanın qoşa sıınmasına nail olmaq olar. Amorf şəffaf çismi (məsələn, şüşəni, polimeri) deformasiya etdirdikdə onlarda ortik anizotropluq yaranır. Belə mühitdə ağ işıq yayıldıqda müxtəlif rənglərə ayrılır (fotoelastiklik effekti). Eyni rənglər zolağı nümunədəki eyni gərginlik olan yerləri göstərir. Bu üsulla materiallarda gərginliyin paylanması, onun qeyri-bircinsliliyi tədqiq edilir.

Qazlarda, şəffaf mayelərdə və amorf cisimlərdə sabit elektrik sahəsinin təsirilə qoşa sınma yaranır. Bu hadisə ***Kerr effekti*** adlanır. Məlum olmuşdur ki, adi və qeyri-adi şüaların sınma əmsallarının fərqi elektrik sahəsinin intensivliyinin kvadratı ilə mütənasibdir:

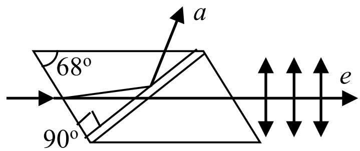
$$\Delta n = n_a - n_e = B\lambda E^2 \qquad (21.2)$$

Burada *B* - Kerr sabiti adlanır və maddəni təşkil edən molekulların quruluşundan və temperaturdan asılıdır. Bəzən $B\lambda$ hasili Kerr sabiti kimi qəbul olunur. Asimmetrik molekullara malik olan maddədə elektrik sahəsinin təsirilə müxtəlif istiqamətdə müxtəlif polyarlıq yaranır və izotrop maddə optik anizotrop maddəyə çevrilir, qoşa sınma əmələ gəlir. Qeyri-adi şüa sahə istiqamətində, adi şüa isə ona perpendikulyar istiqamətdə polyarlaşmış olur. Dəyişən elektrik sahəsində yaranan Kerr effektindən işıq dalğalarını modullaşdırmaq üçün istifadə edilir.

Qoşa sınma maqnit sahəsində (***Faradey effekti***), hidrodinamik sahədə (***Maksvell effekti***) də yaranır.

§3. Optik fəal maddələr. Polyarlaşma müstəvisinin fırlanması

Əvvəlki paraqraflardan aydın oldu ki, şüa biroxlu kristaldan keçərkən polyarlaşır və qoşa sınma yaranır. Polyarlaşmış işıq əldə etmək üçün ***Nikol prizmasından*** istifadə edilir. Bu prizma diaqonalı boyunca iki yerə bölünmüş və sonra isə kanada balzamı vasitəsilə bir-birinə yapışdırılmış island şpatidir (şəkil 162). Bu prinzmadan işıq keçdikdə qoşa sınma yaranır. Balzamın sındırma əmsalı şpatın sındırma əmsalından kiçikdir. Adi şüanın həmin



Şəkil 162

səthə düşmə bucağı limit bucağından böyük olduğu üçün adi şüa tam qayıtmaya uğrayır və prizmadan yalnız müstəvi polyarlaşmış qeyri-adi şüa çıxır. Belə hazırlanmış prizmalar polyarizator və analizator kimi istifadə olunur. Aydındır ki, optik oxları bir-birinə perpendikulyar qoyulmuş belə prizmalardan işıq buraxdıqda ikinci Nikol prizmasından işıq çıxmayacaqdır. Prizmaların vəziyyətini dəyişmədən onlar arasına optik oxuna perpendikulyar kəsilmiş kvars lövhə gətirsək, II Nikol prizmasından işığın çıxdığını görərik. Kvars lövhə əvəzinə skipidar, nikotin, şəkər, çaxır turşusu qoyulduqda da bu hadisə müşahidə olunur. Məlumdur ki, I prizmadan çıxan şüanın elektrik vektoru II prizmadan keçməməlidir. Bu təcrübələrdə II prizmadan işığın keçməsi göstərir ki, prizmalar arasına gətirilən maddələr elektrik vektorlarının rəqs müstəvisini fırladırlar. Belə maddələr ***optik fəal maddələr*** adlanır. Deməli, optik fəal maddələr rəqs müstəvisinin istiqamətini dəyişirlər, və ya qəbul olunmuş anlayışa görə polyarlaşma müstəvisini fırladırlar. Təcrübədə fırlanma bucağını tapmaq üçün II Nikol prizmasını - analizatoru o vaxta qədər fırladırlar ki, işıq keçməsin. Bu bucağın qiyməti polyarlaşma müstəvisinin fırlanma bucağına bərabər olacaqdır. Təcrübi olaraq müəyyən edilmişdir ki, polyarlaşma müstəvisinin fırlanma bucağı optik fəal maddənin işığın yayılma istiqamətindəki qalınlığı (*d*) ilə mütənasibdir:

$$\varphi = kd \tag{21.3}$$

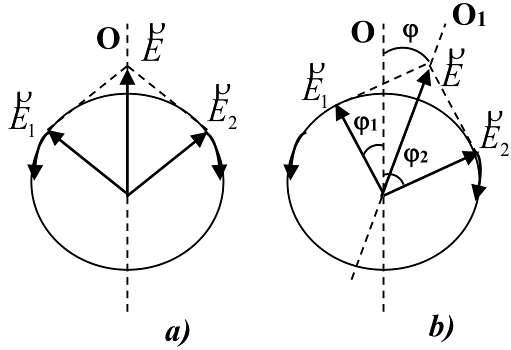
Məhlullarda fırlanma bucağı həm də konsentrasiya ilə mütənasib olur

$$\varphi = [k]cd \tag{21.4}$$

Burada *k* – fırlatma, *c* – məhlulun konsentrasiyası, $[k]$ - isə xüsusi fırlatma qabiliyyəti adlanır. Axırıncı iki kəmiyyət sabit temperaturda işığın dalğa uzunluğundan asılıdır.

Optik fəal maddədən işığın keçməsi zamanı polyarlaşma müstəvisinin fırlanması hadisəsinə əsaslanan cihaz ***polyarimetr*** adlanır. Bu cihazlardan biri saxarimetrdir. Saxarimetrlə şəkər məhlulundan keçən işığın polyarlaşma müstəvisinin fırlanma bucağı ölçülür və $[k]$, *d* kəmiyyətlərini bilərək (21.4) düsturuna əsasən şəkərin konsentrasiyası hesablanır.

Optik fəal mühitdən işıq keçərkən polyarlaşma müstəvisi sağa və ya sola fırlana bilər. Müstəvinin fırlanma istiqaməti optik fəal mühitin molekullarının və ya kristallarda atomların yerləşməsinin asim-metriyasından asılıdır. Belə mühitlərdə xüsusi növ qoşa sınma yaranır. Bu zaman işıq dairəvi pol-yarlaşır: şüalardan birinin elektrik vektoru saat əqrəbi,



Şəkil 163

digəri onun əksinə fırlanır (şəkil 163). Şəkildə bir-birinə nəzərən əks isti-qamətdə fırlanan $\vec{E}_1$ və $\vec{E}_2$ vektorlarının müəyyən anda cəmi $\vec{E}$ vektoru ilə göstərilmişdir. Əgər mühit optik fəal olmazsa $\vec{E}_1$ və $\vec{E}_2$ vektorlarının fırlanma sürətləri eyni olar və (şəkil 163, *a*) $\vec{E}$ vektoru həmişə O xətti (müstəvisi) üzərində qalar. Mühit optik fəal olarsa sağ dairəvi polyarlaşmış dalğanın yayılma sürəti sol dairəvi polyarlaşmış dalğanın yayılma sürətindən fərqlənir. Ona görə də $\vec{E}_1$ və $\vec{E}_2$ vektorlarının fırlanma periodları müxtəlif olur. Tutaq ki, ilk anda $\vec{E}_1$ və $\vec{E}_2$ vektorları eyni istiqamətdə O_1O_2 xətti üzərindədirlər. Həmin andan başlayaraq Δt müddətində $\vec{E}_1$ vektoru φ_1, $\vec{E}_2$ vektoru isə φ_2 bucağı qədər dönürlər (şəkil 163, *b*). Bu halda $\vec{E}_1$ və $\vec{E}_2$ vektorlarının cəmini göstərən $\vec{E}$ vektoru O_1

xətti (müstəvisi) üzərində yerləşəcəkdir, yəni O müstəvisi φ bucağı qədər sağa dönərək O_1 vəziyyətini alacaqdır. Bu isə ***polyarlaşma müstəvisinin dönməsi (fırlanması)*** deməkdir. Gördük ki, optik fəal mühitlərdə polyarlaşma müstəvisinin dönməməsi bir-birinə əks istiqamətdə dairəvi polyarlaşmış dalğaların yayılma sürətlərinin müxtəlif olması nəticəsində yaranır. Deməli, mühitin sındırma əmsalı bu dalğalar üçün eyni olmur. Şəkil 163 *b*-də $\vec{E}_2$ vektorunun bucaq sürəti $\vec{E}_1$ vektorunun sürətindən böyük qəbul edilmişdir. Ona görə də φ_2 bucağı φ_1 bucağından böyükdür və polyarlaşma müstəvisi sağa fırlanmışdır. Buradan belə çıxır ki, $v_{sağ} > v_{sol}$ və ya $n_{sağ} < n_{sol}$ olarsa polyarlaşma müstəvisi sağa, əksinə olarsa – sola fırlanacaqdır. Şəkildən görünür ki, fırlanma bucağı

$$\begin{aligned}\varphi &= \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} = \frac{1}{2}\left(\frac{\omega d}{v_{sag}} + \frac{\omega d}{v_{sol}}\right) = \frac{\omega d}{2}\left(\frac{n_{sol}}{c} - \frac{n_{sag}}{c}\right) = \\ &= \frac{2\pi}{2cT} d(n_{sol} - n_{sag}) = \frac{\pi}{\lambda_o}(n_{sol} - n_{sag})d\end{aligned} \qquad (21.5)$$

olar. Optik fəal mühitlərdə bir-birinə əks istiqamətlərdə dairəvi polyarlaşmış işığın udulması da müxtəlif olur. Bu hadisə ***dairəvi dixroizm*** adlanır. Polyarlaşma müstəvisinin fırlanmasının izahında bu hadisə və ümumiyyətlə udulma nəzərə alınmamışdır. Ona görə də $\vec{E}_1$ və $\vec{E}_2$ vektorlarının ədədi qiyməti eyni və sabit qəbul edilmişdir.

Optik aktiv olmayan maddəni maqnit sahəsinə saldıqda polyarlaşma müstəvisinin fırlanması müşahidə olunur. Bu hadisə ***maqnitooptik*** və ya ***Faradey effekti*** adlanır. Maqnit sahəsində sağ və sol dairəvi polyarlaşmış işığın sınma əmsalı müxtəlif olur. Fırlanma bucağı sahənin kiçik qiymətlərində maqnit intensivliyi ilə düz mütənasibdir. Faradey effektinin yaranması atom və molekulların enerji səviyyəsinin maqnit sahəsində parçalanması ilə əlaqədardır.

XXII FƏSİL. İŞIĞIN MADDƏ İLƏ QARŞILIQLI TƏSİRİ

§1. Faza və qrup sürəti

Dalğaların, o cümlədən işıq dalğalarının mühitdə yayılması mürəkkəb prosesdir. Bir tərəfdən sırf monoxromatik dalğa əldə etmək mümkün olmur, digər tərəfdən mühiti təşkil edən hissəciklər müxtəlif hərəkət (atom və molekulların rəqsləri, xaotik istilik hərəkəti) edirlər və müxtəlif quruluşa malikdirlər. Yalnız vakuumda işığın yayılması zamanı onun sürətinin sabit qaldığını, bütün rənglər üçün eyni olduğunu söyləmək olar.

Tutaq ki, monoxromatik müstəvi dalğa $\vec{r}$ istiqamətində yayılır və onun tənliyi aşağıdakı şəkildədir:

$$E = E_o \cos(\omega t - kr)$$

Onun fazası sabit olduğundan, ixtiyari an üçün $\omega t - kr$=const olmalıdır. Bu ifadədən zamana görə törəmə alaq:

$$\omega dt - kdr = 0$$

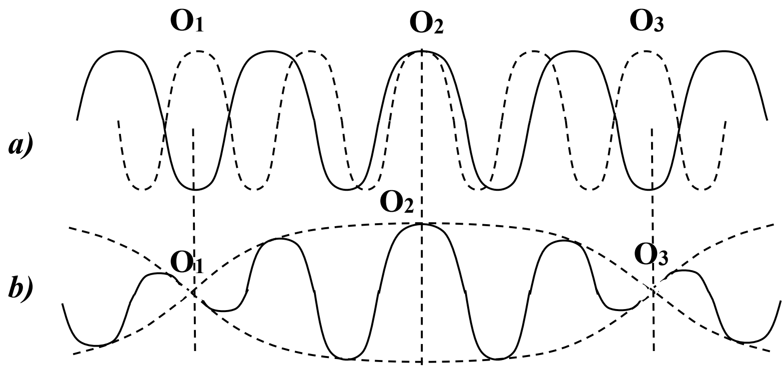
Buradan

$$v_1 = \frac{dr}{dt} = \frac{\omega}{k} \qquad (22.1)$$

alınar. Bu sürət ***faza sürəti*** adlanır və dalğa cəbhəsinin yayılma sürətini göstərir. Dalğa monoxromatik olduğundan bu ifadə həm də enerjinin yayılma sürətidir.

Dalğa monoxromatik olmadıqda yekun dalğa ayrı-ayrı monoxromatik dalğaların superpozisiyası kimi ifadə olunur. Verilmiş anda toplanan dalğaların hər biri özünə məxsus fazaya malik olur və ona görə də bir-birini zəiflədir və ya gücləndirirlər. Fərz edək ki, dalğa iki monoxromatik dalğadan ibarətdir. Onların amplitudu eyni, tezlikləri $\omega_1 = \omega, \quad \omega_2 = \omega + \Delta\omega,$ dalğa ədədləri isə $k_1 = k, \quad k_2 = k + \Delta k$ -dır.

Şəkil 165 *a*-da I dalğa qırıq, 2-ci dalğa bütöv xətlərlə göstərilmişdir. Şəkildə O_2 nöqtəsində bu dalğaların fazaları üst-üstə



Şəkil 165

düşür və onlar bir-birini gücləndirirlər, O_1 və O_2 nöqtələrində isə rəqslər əks fazada olurlar və yekun amplitud sıfra bərabər olur. Şəkil 165 *b*-də baxılan iki dalğanın toplanmasından alınan yekun dalğa göstərilmişdir. Bu, amplituda görə modullaşmış dalğadır. Toplanan dalğaların faza sürətləri sabit qalarsa alınan mənzərənin yayılma sürəti də sabit qalacaqdır. Burada iki dalğanın toplanmasına baxdıq. Əslində real dalğa bir sıra monoxromatik dalğalardan ibarət olur. Onların da cəmindən ibarət olan dalğa şəkil 165 *b*-də göstərildiyi kimi olur. Beləliklə, qrup halında olan dalğaların yayılmasına O_1O_3 aralığındakı dalğalar dəstiəsinin yayılması kimi baxmaq olar. Yekun dalğanın bu hissəsi ***dalğa paketi***, onun yayılma sürəti isə ***qrup sürəti*** adlanır.

Yuxarıda təsvir edilən iki dalğanın tənliklərini

$$\begin{aligned} E_1 &= E_o \cos(\omega t - kr) \\ E_2 &= E_o \cos\left[(\omega + \Delta\omega)t - (k + \Delta k)r\right] \end{aligned} \tag{22.2}$$

şəklində qəbul etsək, onların cəmi olan yekun dalğanın tənliyini aşağıdakı şəkildə alarıq

$$E = 2E_o \cos\frac{1}{2}(\Delta\omega \cdot t - \Delta kr)\cos(\omega t - kr + \frac{\Delta\omega \cdot t - \Delta kr}{2}) \tag{22.3}$$

Burada birinci vuruq yekun dalğanın amplitudunun zaman və məkanca dəyişməsini göstərir.

Dalğa paketinin yayılma sürəti, yəni qrup sürəti yekun dalğanın amplitudunun yayılma sürətinə bərabər olmalıdır. Amplitudun maksimumluq şərtindən bu sürət

$$v_{qr} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} \quad \text{və ya limitə keçsək} \quad v_{qr} = \frac{d\omega}{dk} \tag{22.4}$$

olar. Bu düsturda (22.1) ifdəsini nəzərə alsaq

$$v_{qr} = \frac{d(vk)}{dk} = v + k\frac{dv}{dk} \tag{22.5}$$

olar. Burada $\frac{k}{dk}=\frac{2\pi}{\lambda}\frac{1}{d(\frac{2\pi}{\lambda})}=-\frac{\lambda}{d\lambda}$ olduğundan qrup sürəti üçün aşağıdakı düsturu almış olaruq:

$$v_{qr}=v_f-\lambda\frac{dv_f}{d\lambda} \tag{22.6}$$

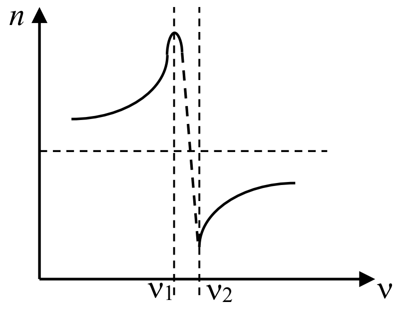
Yuxarıda qeyd edilmişdi ki, toplanan dalğaların faza sürətləri sabit qalarsa, yekun dalğanın da sürəti sabit qalacaqdır. Doğrudan da qrup sürəti üçün alınmış (22.6) ifadəsində $v_f=const$ olarsa ikinci həd sıfra çevrilər və qrup sürəti faza sürətinə bərabər olar. Faza sürəti işığın boşluqdakı sürətindən böyük ola bilər. Lakin qrup sürəti böyük ola bilməz, çünki qrup sürəti enerjinin daşınma sürətidir. Xüsusi nisbilik nəzəriyyəsinə görə qarşılıqlı təsir sürəti işığın vakuumdakı sürətindən böyük ola bilməz. Bu mülahizələrdə işığın yayıldığı mühitdə udulması nəzərə alınmır.

İşığın təcrübələrdə təyin olunan sürəti onun qrup sürətidir.

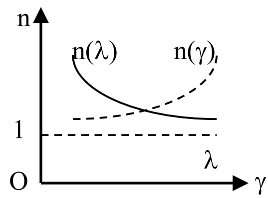
§2. İşığın dispersiyası

Faza sürətinin və ya sındırma əmsalının işığın tezliyindən (dalğa uzunluğundan) asılılığı işığın dispersiyası adlanır. İlk dəfə işığın dispersiyasını Nyuton müşahidə etmişdir. O, ağ işığın şüşə prizmadan keçərkən rənglərə ayrıldığını görmüşdür. Bu təcrübə iki prizma ilə aparıldıqda rənglərin bir-birindən ayrılması daha aydın görünür. Prizmaların sındırıcı tilləri bir-birinə perpendikulyar yerləşdirilir. I prizma şüanı bir istiqamətdə ayırır, ikinci prizma isə ona perpendikulyar istiqamətdə meyl etdirir.

Müxtəlif bucaqlar altında meyl etmiş şüalar ekran üzərində rəngli əyri zolaq əmələ gətirirlər. Ən az meyl edən qırmızı, ən çox meyl edən isə bənövşəyi rəngli şüa olur. Beləliklə, çarpaz qoyulmuş prizmalar vasitəsilə ekranda ağ işığın spektri alınır. Spektrdəki hər rəngə prizmanın sındırma əmsalının bir qiyməti uyğun gəlir. Şəkil 166-da bütöv xətlə ikinci prizmanın sındırma əmsalının dalğa uzunluğundan, qırıq xətlərlə tezlikdən asılılığı göstərilmişdir. Kiçik dalğa uzunluğuna (böyük tezliyə) sındırma əmsalının böyük qiyməti uyğun gəlir. Dalğa uzunluğu artdıqca (tezlik azaldıqca) sındırma əmsalı azalır. Sındırma əmsalının bu qaydada dalğa uzunluğundan (tezlikdən) asılılığı ***normal dispersiya*** adlanır.



Şəkil 167



Şəkil 166

Normal dispersiya üçün sındırma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığı təqribi olaraq aşağıdakı düsturla verilir:

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \ldots \qquad (22.7)$$

Burada *a, b,…* təcrübədən tapılan sabitlərdir.

İşığı udan mühitdə sındırma əmsalının dalğa uzunluğundan (tezlikdən) yuxarıdakı qaydada asılılığı pozulur; işığın udulma yerlərinə uyğun dalğa uzunluğundan (tezlikdən) asılılığı tərsinə olur. Belə dispersiya ***anomal dispersiya*** adlanır. Şəkil 167-də bütöv xətlərlə normal, qırıq xətlərlə anomal dispersiya göstərilmişdir. Tezliyin $\nu_2 - \nu_1$ qiymətləri aralığında mühitdə işıq udulur və sındırma əmsalı tezlik ν_1-dən ν_2-yə qədər artdıqda kəskin azalır. Göy daş məhlulundan keçən şüaların prizmadan dispersiyasına baxdıqda spektrdə göy və ona yaxın rənglər görünmür. Bu görünməyən hissədə anomal dispersiya olur.

§3. Dispersiyanın klassik elektron nəzəriyyəsi

Klassik fizika baxımından təcillə hərəkət edən elektron özündən şüa buraxır. Hər bir atom və molekulda ***elektron*** vardır. Tutaq ki, neytral atom üzərinə

$$E = E_o \sin\omega t$$

qanunu ilə dəyişən elektrik sahəsi təsir edir. Bu sahənin təsirilə elektron məcburi rəqs edəcəkdir. Qəbul etmək olar ki, elektrona öz atomu tərəfindən kvazielastik qüvvə və ətraf ilə qarşılıqlı təsirə görə sürtünmə qüvvəsi təsir edir. Onda Nyutonun II qanununa əsasən elektronun hərəkət tənliyini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$m\ddot{r} + b\dot{r} + kr = eE_o \sin\omega t \qquad (22.8)$$

burada *r*-elektronun kvazielastik (kr), sürtünmə qüvvəsi ($b\dot{r}$) və xarici məcburedici, periodik dəyişən Kulon qüvvəsinin ($eE_o \sin\omega t$) təsirilə aldığı yerdəyişmədir. Bu qanuna uyğun məcburi rəqs edən elektron məxsusi tezliyə malik olduğu üçün onun şüalandırdığı dalğaların faza sürəti xarici sahənin tezliyindən asılı olacaqdır, yəni dispersiya yaranacaqdır.

Elektrik bəhsindən məlumdur ki, neytral atoma elektrik sahəsi təsir etdikdə o, dipola çevrilir. Onun dipol momenti

$$P = er$$

ilə təyin olunur. Xarici sahə *N* sayda atoma təsir edərsə, onda onların dipol momentlərinin cəmi

$$P = Ner \tag{22.9}$$

olar. Burada *r*-elektronun verilmiş anda tarazlıq vəziyyətindən olan yerdəyişməsidir. O, (22.8) tənliyindən tapılır. Qaz seyrək olarsa, tənlikdə sürtünmə qüvvəsini nəzərə almamaq olar. Bu halda elektronun hərəkət tənliyi

$$m\ddot{r} + kr = eE_o \sin \omega t$$

olar. Buradan

$$r = \frac{eE_o \sin \omega t}{m(\omega_o^{\,2} - \omega^2)} \tag{22.10}$$

alınır ($\omega_o = \sqrt{\frac{k}{m}}$ olub, elektronun məxsusi dairəvi tezliyidir).

Dielektriklərin polyarlaşmasında göstərilmişdir ki, dielektrik nüfuzluğu

$$\varepsilon = 1 + \frac{P}{\varepsilon_o E} \tag{22.11}$$

düsturu ilə təyin olunur. Maksvell nəzəriyyəsindən $\varepsilon = n^2$ olduğunu və (22.11)-də (22.9), (22.10) düsturlarını nəzərə alsaq

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\varepsilon_o(\omega_o^{\,2} - \omega^2)} \tag{22.12}$$

olar.

Bu düstur sürtünmə qüvvəsi nəzərə alınmadıqda sındırma əmsalının dairəvi tezlikdən asılılığını ifadə edir. Buradan görünür ki, xarici sahənin dəyişmə tezliyi çox kiçik olarsa, yəni statik sahəyə yaxın olarsa, ω-nı ω_o-a nəzərən atmaq olar. İşıq dalğaları üçün ω_o çox böyük olduğundan (22.12) düsturunda ikinci hədd vahidə nəzərən kifayət qədər kiçik olur, yəni sındırma əmsalı vahidə yaxın qiymət alır. Xarici sahənin tezliyi artdıqca məxrəc azalır, kəsrin qiyməti artır və sındırma əmsalı artır, ω tezliyi ω_o-a yaxınlaşdıqca bu artma kəskinləşir və nəhayət $\omega = \omega_o$ olduqda *n* sonsuzluğa gedir. Sındırma əmsalının sonsuzluğa bərabər olması işığın mühitdəki sürətinin sıfra bərabər olması deməkdir. Belə nəticənin alınmasına səbəb elektronun hərəkət tənliyindəki sürtünmə qüvvəsinin nəzərə alınmamasıdır. Əgər sürtünmə qüvvəsini nəzərə alsaq (22.10) ifadəsinin məxrəcində və eləcə də (22.12) ifadəsinin məxrəcində əlavə hədd yaranar və bu hədd $\omega = \omega_o$ olduqda məxrəci sıfırdan fərqli edər. Deməli, real halda sındırma əmsalı $\omega = \omega_o$ olduqda kəskin artır, lakin sonsuzluğa getmir. Xarici sahənin tezliyinin sonrakı artmasında yenidən məxrəc artır, lakin kəsr mənfi qiymət alır və ona görə də sındırma əmsalı aşağıdan vahidə yaxınlaşır.

Əgər işıq düşən mühitdə xüsusi yükü müxtəlif olan zərrəciklər olarsa, onda hər bir xüsusi yükə uyğun özünün sındırma əmsalı və anomal dispersiya zolağı olacaqdır.

§4. İşığın udulması

İşığın mühitdən keçərkən intensivliyinin azalması işığın udulması adlanır. Udulan işıq mühitin daxili enerjisini artırır, işığı udan maddə qızır. İşıq o vaxt daha çox udulur ki, düşən işığın tezliyinə uyğun mühitin məxsusi tezliyi olsun. Onda ***rezonans udma*** baş verir***. Əgər maddənin düşən işığın tərkibindəki tezliklərə bərabər və ya ona yaxın məxsusi tezlikləri yoxdursa, belə maddə həmin düşən işıq üçün tamamilə şəffaf maddədir***. Ancaq rezonans tezlik olduqda həmin tezliyə uyğun şüa maddə tərəfindən udulur. Qazlarda udulma düşən işığın spektirində qara zolaqların (xətlərin) yaranmasına səbəb olur. Məsələn, ağ işığı soyuq natrium buxarından keçirdikdə bir-birinə yaxın iki sarı xəttin yerində qara xətlər yaranır. Bu qara xətlərin yaranması o deməkdir ki, ağ işıqdakı sarı rənglər natrium tərəfindən udulmuşdur. Bu xətlər natriumun udma spektiridir. Qaz qarışığından işıq keçdikdə qazın tərkibindən asılı olaraq onun udma spektri yaranır. Bu spektri bilərək qaz qarışığının tərkibini və miqdarını təyin etmək olar.

Maye və bərk cisimlərdən işığın udulması zamanı bütöv udma spektri alınır.

Udulma yalnız müəyyən tezliklərdə baş verir. Bu səbəbdən müxtəlif cisimlər müxtəlif rəngdədirlər. Onların bu xassəsindən işıq süzgəcləri (filtrləri) düzəltmək üçün istifadə edilir. Bu süzgəclər yalnız öz rənglərinə uyğun işığı buraxırlar. Məsələn, göy şüşəyə qırmızı şüşədən baxdıqda qara görünəcəkdir. Çünki göy rəngdə qırmızı tezlik (rəng) yoxdur.

İşığın udulması təcrübi olaraq Buger tərəfindən öyrənilmişdir. O, müəyyən etmişdir ki, ***işıq maddədən keçdikdə onun intensivliyi eksponensial qanunla azalır***. O, bu qanunu aşağıdakı kimi yazmışdır:

$$J = J_o e^{-\mathrm{kd}} \tag{22.13}$$

burada *k*-düşən işığın uzunluğundan, maddənin kimyəvi tərkibindən və onun aqreqat halından asılı olub ***udma əmsalı*** adlanır, *d*- isə maddənin işıq keçən istiqamətdə uzunluğudur. Bu qanun sonralar Lambert tərəfindən nəzəri olaraq verilmiş və ona görə də ***Buger-Lamber qanunu*** adlanır. Məlum olmuşdur ki, ***mayelərdə işığın udulma əmsalı onun konsentrasiyası ilə mütənasibdir***. Bu asılılığı Ber müəyyən etmişdir:

$$k = c\chi \tag{22.14}$$

Onda mayelər üçün (22.13) düsturu

$$J = J_o e^{-\chi \mathrm{cd}} \tag{22.15}$$

şəklində yazılır. Bu qanun ***Buger-Lambert-Ber qanunu*** adlanır.

Maddəni təşkil edən atom və molekulların enerji səviyyəsinin məskunluğu elə ola bilər ki, işığın tezliyi maddənin məxsusi tezliyinə bərabər olmasına baxmayaraq udulma olmaz. Hətta həyəcanlaşmış halda olan zərrəciklərin sayı əsas səviyyədə olanların sayından çox ola da bilər. Bu halda maddəyə düşən işıq həyəcanlaşmış səviyyədə olan zərrəcikləri (atom və molekulları) induksiyalayacaq, onlar aşağı səviyyəyə keçərək şüalanacaqlar. Beləliklə, maddədən çıxan işığın intensivliyi düşən işığın intensivliyindən çox olacaqdır. Elə bil ki, (22.13) düsturundakı *k* mənfi qiymət alacaqdır. Mənfi udma əmsalına malik olan mühitlərdən elektromaqnit dalğası keçərkən onun intensivliyi artır. Bu prinsiplə işləyən radiodalğaların kvant gücləndiricisi ***mazer***, işıq dalğalarının kvant gücləndiricisi isə ***lazer*** adlanır.

§5. İşığın səpilməsi

İşığın mühitdə qarşılıqlı təsiri nəticəsində müxtəlif istiqamətlərdə müxtəlif intensivliklə yayılması, ümumi halda tezliyinin və polyarlaşmasının dəyişməsi səpilmə adlanır. Mandelştam göstərmişdir ki, işığın səpilməsi mühitin qeyri-bircinsliyi ilə əlaqədardır. İdeal bircins mühitdə işıq düz xətt boyunca yayılır. Mühitə işıq düşdükdə atomla bağlı elektron həmin tezliklə rəqs edir. Klassik fizika baxımından rəqs edən elektron təcilə malikdir və ona görə də düşən işığın tezliyinə bərabər tezliklə bütün istiqamətlərdə şüalanır. Bu şüalanma koherent olduğundan interferensiya nəticəsində bir-birini söndürür, yalnız düşən şüa istiqamətində şüalanma qalır.

Lakin mühit optik qeyri-bircins olduqda, yəni onun sındırma əmsalı müxtəlif yerdə müxtəlif qiymətə malik olduqda işığın səpilməsi yaranır. Belə mühit ***bulanıq (tutqun) mühit*** adlanır. Məsələn, tüstü, duman, həll olmayan xırda hissəcikləri olan maye, tutqun şüşə və s. belə mühitlərdir. Bu mühitlərdə qeyri-bircinsliliyi yaradan kiçik həcmli hissəciklər düşən işığın təsiri ilə məcburi şüalanırlar, lakin bu şüalar koherent olmadığından interferensiya etmirlər və bütün istiqamətlərdə intensivliyi sıfırdan fərqli olur. Düşən işıq müxtəlif istiqamətlər üzrə paylanır.

Mühitdə qeyri-bircinsliliyi yaradan hissəciklərin ölçüsü dalğa uzunluğundan dəfələrlə kiçik və onlar arasındakı

məsafə dəfələrlə böyük olduqda yaranan səpilmə Tindal səpilməsi adlanır. ***Reley qanununa görə belə mühitdə səpilən işığın intensivliyi dalğa uzunluğunun dördüncü dərəcəsi ilə tərs mütənasibdir***:

$$J \sim \frac{1}{\lambda^4}$$

Bu qanun göstərir ki, dalğa uzunluğu kiçik olan işıq daha çox səpilməlidir. Doğrudan da tutqun mühitdən ağ işıq keçdikdə ona perpendikulyar istiqamətdə səpilən işığın göy rəngdə, işığın düşdüyü istiqamətdə isə qırmızı-sarı rəngdə olduğu görünür. Səpilən işığın intensivliyi müşahidə istiqamətindən də asılıdır. Bu asılılıq aşağıdakı düsturla ifadə olunur:

$$J_\theta = J_{\frac{\pi}{2}}(1 + \cos^2\theta)$$

Burada $J_{\frac{\pi}{2}}$ -düşən işığa perpendikulyar istiqamətdə səpilən işığın intensivliyi, θ- isə düşən işıqla müşahidə istiqaməti arasındakı bucaqdır. Səpici mərkəzlər qeyri-polyar (izotrop) molekullardan təşkil olunarsa, düşən işığa perpendikulyar istiqamətdə səpilən işıq tam polyarlaşmış olur. Qalan istiqamətlərdə isə səpilən işıq qismən polyarlaşır.

Tindal səpilməsinə əsasən düzəldilmiş ultramikroskop vasitəsilə məhlullarda ölçüsü ***mikron*** tərtibində olan kolloid zərrəcikləri müşahidə etmək olur.

Səpici mərkəzlərin ölçüsü dalğa uzunluğundan böyük olduqda Reley qanunu ödənmir. Səpilən işığın polyarlaşma dərəcəsi də dəyişir. İntensivliyin səpilmə bucağından asılılığı da yuxarıdakı qanuna tabe olmur: ***kiçik bucaqlarda səpilən işığın intensivliyi artır***. Bu hadisə ***Mi effekti*** adlanır. Səpilən işığın spektral tərkibi, düşən işıqla eyni olur. Buludların ağ rəngdə görünməsi də səpilən işıqda spektral tərkibin dəyişməməsi ilə izah olunur.

Yuxarıda qeyd olundu ki, işığın səpilməsinə səbəb onun keçdiyi mühitin qeyri-bircins olmasıdır. Mandelştam və Smoluxovski göstərmişdir ki, hətta kənar qarışığı olmayan bəsit mühitdə də işıq səpilir. Bu səpilmə mühitin sıxlığının flüktuasiyası ilə əlaqədardır. Mühitin molekullarının xaotik istilik hərəkəti nəticəsində onun sıxlığı müxtəlif yerlərdə orta sıxlıqdan fərqlənir. Bu isə işığın səpilməsinə səbəb olur. Bu səpilmə ***molekulyar səpilmə*** adlanır.

Böhran halında olan qazda sıxlığın flüktuasiyası daha böyük olduğundan düşən işıq tamamilə səpilir. Bu səpilmə ***böhran opalessensiyası*** adlanır.

Kristallardan, amorf bərk cisimlərdən və mayelərdən işıq keçdikdə onların hissəcikləri ilə işığın qarşılıqlı təsiri nəticəsində flüktuasiya xarakterli elastik dalğalar (tezliyi $10^9 \div 10^{10}$ Hs olan) yaranır. Bu dalğalar yayılan mühit özünü difraksiya qəfəsi kimi aparır. İşıq bu qəfəsdən difraksiya edir və səpilən işığın spektrində incə quruluş müşahidə olunur, yəni düşən şüanın tezliyi ilə yanaşı əlavə tezliklər də yaranır. Belə səpilmə ***kombinasion səpilmə*** adlanır.

XXIII FƏSİL. İSTİLİK ŞÜALANMASI VƏ ONUN QANUNLARI

§1. İstilik şüalanması və Kirxhof qanunu

Cisimlərin öz daxili istilik enerjisi hesabına elektromaqnit şüaları buraxmasına istilik şüalanması deyilir. Adi temperaturlarda bu şüaların dalğa uzunluğu böyük olur və ona görə də gözlə görünmür. Cismi qızdırdıqda o közərir, qızarır, temperatur artdıqca onun buraxdığı işığın tərkibi zənginləşir və kifayət qədər yüksək temperaturda cisim ağ işıq şüalandırır, bütöv spektr verir.

Şüalanan cisim eyni zamanda şüa uda bilir. Cisimlərin spektral xarakteristikası olaraq şüaburaxma və şüaudma qabiliyyəti adlı kəmiyyətlərdən istifadə edilir. Cismin vahid səthdən vahid zamanda ν ilə $\nu + d\nu$ tezlik intervalında şüalandırdığı enerjinin (intensivliyin) həmin tezlik intervalına nisbəti şüaburaxma qabiliyyəti adlanır, $E_{\nu,T}$ ilə işarə olunur və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$E_{\nu,T} = \frac{dW_{sua}}{d\nu} \tag{23.1}$$

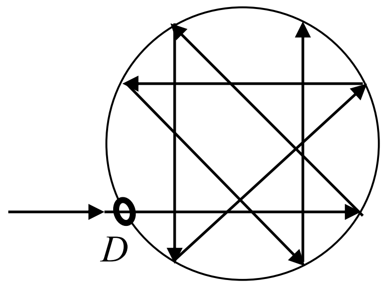
Şüaburaxma qabiliyyəti BS-də *c/m*^{2} –la ölçülür.

Cismin udduğu intensivliyin onun vahid səthinə vahid zamanda ν ***ilə*** $\nu + d\nu$ ***tezlik intervalında düşən enerjiyə nisbətinə şüaudma qabiliyyəti deyilir***, $A_{\nu,T}$ ilə işarə olunur və aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$A_{\nu,T} = \frac{dW_{udma}}{dW} \tag{23.2}$$

Göründüyü kimi, şüaudma qabiliyyəti adsız kəmiyyətdir. ***Cismin şüaburaxma və şüaudma qabiliyyəti tezlikdən və temperaturdan asılıdır***.

Cisim ixtiyari temperaturda üzərinə düşən enerjini tam udarsa mütləq qara cisim adlanır. Bu tərifdən görünür ki, mütləq qara cisim üçün $A_{\nu,T} = 1$-dir. Real halda mütləq qara cisim yoxdur. Lakin his, qara məxmər təqribən qara cisim kimi qəbul edilə bilər. Mütləq qara cisim modeli olaraq qapalı boşluğun səthindən açılmış dairəvi *D* yarığını götürmək olar (şəkil 168). Bu yarıqdan boşluğun içərisinə düşən şüa çox sayda qayıtmaya məruz qalır. Hər qayıtma zamanı şüanın intensivliyi udulma hesabına azalır. Şüanın yenidən *D* yarığından çölə çıxması ehtimalı çox azdır. Boşluğun daxili səthinin sahəsi yarığın sahəsindən nə qədər böyük olarsa şüanın çölə çıxma ehtimalı bir o qədər kiçik olur. Bu səbəbdən binanın açıq pəncərəsi küçədə dayanmış adama qara görünür.



Şəkil 168

Tutaq ki, istilik keçirməyən təbəqə ilə örtülmüş qapalı boşluq vardır. Onun içərisinə müxtəlif temperaturlu iki qızmış cisim qoyulmuşdur. Bu cisimlər və qapalı təbəqə arasında şüalanma yolu ilə istilik mübadiləsi olacaqdır. Bir müddətdən sonra onların temperaturu eyniləşəcək və termodinamik tarazlıq yaranacaqdır. Aydındır ki, şüaburaxma qabiliyyəti böyük olan cisim vahid səthdən vahid zamanda daha çox enerji itirəcəkdir. Temperatur sabit olduğu üçün həmin cismin vahid səthinin vahid zamanda udduğu enerji, yəni şüaudma qabiliyyəti də böyük olmalıdır. Kirxhof bu mülahizəni qanun şəklində belə ifadə etmişdir: ***cisimlərin şüaburaxma və şüaudma qabiliyyətlərinin nisbəti bütün cisimlər üçün tezlik və temperaturdan asılı olan eyni bir funksiya ilə ifadə olunur***. ***Kirxhof qanunu*** aşağıdakı kimi yazılır:

$$\frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = f(\nu,T) \qquad (23.3)$$

Bu funksiya ***Kirxhof funksiyası*** adlanır.

Mütləq qara cisim üçün $A_{\nu,T} = 1$ olduğundan $f(\nu,T)$ onun şüaburaxma qabiliyyətini göstərəcəkdir. Mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyətini $\varepsilon_{\nu,T}$ ilə işarə etsək Kirxhof qanununu

$$\frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = \varepsilon_{\nu,T} \qquad (23.4)$$

şəklində də yazmaq olar. Aydındır ki, şüaudma qabiliyyəti vahiddən böyük ola bilməz. Buradan belə nəticə çıxır ki, eyni tezlik və temperaturda ixtiyari cismin şüaburaxma qabiliyyəti mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyətindən böyük ola bilməz.

§2. Stefan-Bolsman və Vin qanunları

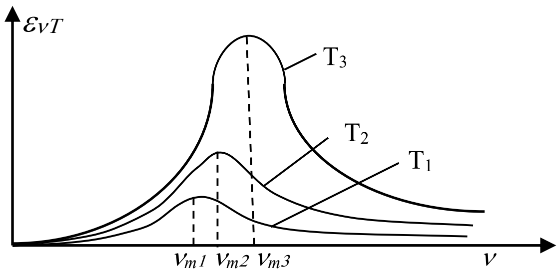
Stefan təcrübi yolla, Bolsman isə termodinamik üsulla temperatur tarazlığı halında olan qara cisimlərin şüaburaxma qabiliyyətini öyrənərək müəyyən etmişdir ki***, mütləq qara cismin inteqral şüaburaxma qabiliyyəti mütləq temperaturun dördüncü dərəcəsi ilə mütənasibdir***:

$$\varepsilon_T = \sigma T^4 \qquad (23.5)$$

Burada $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \dfrac{Vt}{m^2 k^4}$ olub, ***Stefan-Bolsman sabiti*** adlanır. Bu qanun mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyətinin temperaturdan asılılığını müəyyən edir. Lakin Kirxhof funksiyası həm də tezlikdən asılıdır, Vin bu asılılığı müəyyən etmək üçün mütləq qara cismin şüalanmasını güzgü porşeni olan silindrik qabda adiabatik proses aparmaqla öyrənmişdir. Hərəkət edən güzgülü porşendən qayıdan şüaların tezliyi Doppler effektinə əsasən dəyişməlidir. O, bu dəyişməni müxtəlif temperaturlarda ölçərək Kirxhof funksiyası üçün aşağıdakı ifadəni vermişdir:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right) \qquad (23.6)$$

Lakin Vin $f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ funksiyasının aşkar şəklini tapa bilməmişdir.



Şəkil 169

Şəkil 169-da Kirxhof funksiyasının təcrübədən tapılmış qiymətlərinin tez-likdən asılılığı müxtəlif temperaturlar üçün göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyətinin maksimumuna uyğun tezlik temperatur artdıqca sağa doğru sürüşür, yəni artır. Vin qanunu təcrübi əyriləri tam ifadə edə bilmir. Lakin Vin qanunundan Stefan-Bolsman qanunu alınır. Vin qanunu ilə verilmiş funksiyanı bütün tezliklər intervalında inteqrallasaq, alarıq

$$\varepsilon_T = \int_0^\infty \nu^3 f(\frac{\nu}{T}) d\nu = \int T^4 \frac{\nu^3}{T^3} f(\frac{\nu}{T}) d(\frac{\nu}{T}) = T^4 \int (\frac{\nu}{T})^3 f(\frac{\nu}{T}) d(\frac{\nu}{T}) = \sigma T^4$$

Vin qanunundan həm də alınır ki, Kirxhof funksiyasının maksimumuna uyğun tezliyin həmin temperatura nisbəti yalnız $(\frac{\nu}{T})$ funksiyasından asılıdır:

$$\frac{\nu_m}{T} = b_1 \quad \text{və ya} \quad \nu_m = b_1 T \tag{23.7}$$

Buradan görünür ki, mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyətinin maksimumuna uyğun gələn tezlik onun temperaturu ilə mütənasibdir. Bu ifadə ***Vinin sürüşmə qanunu*** adlanır. Bu qanun təcrübədə təsdiq olunmuşdur.

Mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyətini $d\lambda$ dalğa uzunluğu intervalına düşən şüalanma intensivliyi kimi də göstərmək olar:

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{dW_{sua}}{d\lambda} \tag{23.8}$$

Onda tezliyə və dalğa uzunluğuna görə ifadə olunmuş Kirxhof funksiyaları arasında (23.1), (23.4) və (23.8) düsturlarına əsasən əlaqəni aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \varepsilon_{\nu,t} \left| \frac{dW}{d\lambda} \right| \tag{23.9}$$

Kirxhof funksiyaları müsbət olduqları üçün ikinci vuruğun mütləq qiyməti götürülür, yəni

$$\frac{d\nu}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda}\left(\frac{c}{\lambda}\right) = -\frac{c}{\lambda^2} \quad \text{və} \quad \left|\frac{d\nu}{d\lambda}\right| = \frac{c}{\lambda^2}$$

qəbul olunur. Bu ifadəni və (23.6) düsturunu (23.9)-da nəzərə alsaq Vin qanunu

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{c^4}{\lambda^5} f\left(\frac{c}{\lambda T}\right) \tag{23.10}$$

şəklində yazılar. Bu ifadədən mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyətinin maksimum qiymətinə uyğun gələn dalğa uzunluğu hesablanır. Vin tapmışdır ki, bu dalğa uzunluğu mütləq temperaturla tərs mütənasibdir:

$$\lambda_{mak} = \frac{b}{T} \tag{23.11}$$

Bu münasibət *Vinin sürüşmə qanununun başqa şəklidir*. Burada $b = 2{,}898 \cdot 10^{-3} m \cdot K$ olub ***Vin sabiti*** adlanır. Bu qanundan aydın olur ki, temperatur artdıqca mütləq cismin şüaburaxma qabiliyyətinin maksimumuna uyğun dalğa uzunluğu qısalır, şüalanma adi gözlə görünür.

Vin qanunundan alınır ki***, mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyətinin maksimum qiyməti mütləq temperaturun beşinci dərəcəsi ilə mütənasibdir***. Doğrudan da (23.11) düsturunu (23.10)-da nəzərə alsaq

$$(\varepsilon_{\lambda,T})_{mak} = \frac{c^4}{b^5} f\left(\frac{c}{b}\right) T^5 \tag{23.12}$$

olar.

§3. Reley-Cins və Plank qanunları

Reley mütləq qara cismin şüalanmasının spektral qanunauyğunluğunu, yəni tezlikdən asılılığını tapmaq üçün statistik üsuldan istifadə etmişdir. O, qəbul edir ki, daxili səthi güzgü olan boşluğun divarının bütün nöqtələrinin temperaturu eynidir. Şulanma zamanı onun daxilində durğun dalğalar yaranır. Tarazlıq halında bu dalğalar enerjinin verilmiş həcmdə paylanmasını ifadə edir. Bu həcmdə yaranan durğun dalğaların uzunluğu və tezliyi boşluğun ölçüləri ilə təyin olunur. Reley göstərmişdir ki, hər bir tezlik özünə məxsus sərbəstlik dərəcəsinə malikdir. Klassik statistik fizika qanununa görə tarazlıqda olan sistemdə enerji bütün sərbəstlik dərəcələrinə eyni miqdarda paylanır. O, vahid həcmə və vahid tezlik intervalına düşən şüalanma enerjisinin tezliyin kvadratı ilə mütənasib olduğunu müəyyən etmişdir:

$$\rho(\nu, T) = \frac{1}{V}\frac{dW}{d\nu} \sim \nu^2 \bar{\varepsilon}$$

Burada $\bar{\varepsilon} = kT$ olub, bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən elektromaqnit enerjisidir (yarısı elektrik, yarısı maqnit) (*k*-Bolsman sabiti, *T*-mütləq temperaturdur). Reley və Cins mütənasiblik əmsalını dəqiqləşdirərək mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyəti üçün aşağıdakı ifadəni almışdır:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c}\bar{\varepsilon} \quad \text{və ya} \quad \varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2}kT \qquad (23.13)$$

Bu qanun tezliyin kiçik qiymətlərində təcrübi əyriləri düzgün ifadə edir. Tezliyin böyük qiymətlərində isə doğru olmur. Bu düstur vasitəsilə tam (inteqral) şüalanma enerjisini hesabladıqda sonsuz böyük qiymət alınır. Bu isə ola bilməz. Deməli, Reley-Cins qanunu da mütləq qara cismin şüalanmasını tam izah edə bilmir.

Yuxarıda baxılan qanunlar klassik fizika əsasında müəyyən edilmiş qanunlardır və onların heç biri mütləq qara cismin şüalanmasının spektral qanunauyğunluqlarını təsvir edə bilmir. Buradan belə nəticəyə gəlmək olar ki, şüalanma klassik fizika təsəvvürlərinə uyğun olmayan prosesdir.

Alman alimi Maks Plank klassik təsəvvürlərə sığmayan ideya irəli sürdü. O, qəbul etdi ki, şüalanma yalnız porsiyalarla-kvantlarla ola bilər. Deməli, şüalanan sistemin – ossilyatorun enerjisi diskret qiymətlərə malikdir və tam sayda elementar enerjiyə bərabərdir:

$$\varepsilon_\nu = n\varepsilon_{\nu_0} \qquad (23.14)$$

Burada ε_{ν_0} -elementar porsiyanın – kvantın enerjisidir və

$$\varepsilon_{\nu_0} = h\nu = \eta\omega_0 = \frac{hc}{\lambda_0} \qquad (23.15)$$

düsturları ilə tapılır. Burada $h = 6{,}62\cdot 10^{-34} C\cdot san$ olub ***Plank sabiti*** adlanır.

Plank Bolsman paylanmasından istifadə edərək ossilyatorun şüalanma enerjisinin orta qiyməti üçün

$$\bar{\varepsilon} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \qquad (23.16)$$

ifadəsini almış və onu (23.13) düsturlarının birincisində yerinə yazaraq mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyətinin tezlikdən və temperaturdan asılılığını aşağıdakı kimi tapmışdır:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \tag{23.17}$$

Bu qanun mütləq qara cismin şüalanmasının təcrübi əyrilərini tam izah edir.

Plank düsturundan xüsusi hal kimi Reley-Cins, Vin və Stefan-Bolsman qanunları alınır. Tezliyin kiçik qiymətlərində

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 = 1 - \frac{h\nu}{kT} - 1 = \frac{h\nu}{kT}$$

olduğundan (23.17) düsturu

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT$$

şəklinə düşür. Bu isə (23.13) düsturu ilə eyni olub ***Stefan-Bolsman qanunudur***.

Plank qanunundan istifadə edərək mütləq qara cismin inteqral şüalanma qabiliyyətini hesablamaq üçün (23.17) düsturunda $\frac{h\nu}{kT} = X$ və $d\nu = \frac{kT}{h} dx$ əvəzləməsi edərək onu 0-dan ∞-ğa qədər inteqrallayaq. Onda

$$\varepsilon_T = \int \varepsilon_{\nu,T} d\nu = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 \int \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4$$

alınar. Bu isə ***Stefan-Bolsman qanunudur***. Plank σ-nın ifadəsindən istifadə edərək *h* sabitinin qiymətini hesablamışdır.

Plank qanununda $h\nu >> kT$ qəbul etdikdə məxrəcdə $e^{\frac{h\nu}{kT}} >> 1$ olur və ona görə də 1-i atmaq olar. Onda (23.17) düsturu Vin qanununu ifadə edən (23.6) düsturu ilə eyni olur, yəni Plank qanunundan xüsusi hal kimi Vin qanunu alınır.

Yuxarıda baxılan qanunlara temperatur daxildir. Deməli, cisimlərin şüaburaxma qabiliyyətini və inteqral şüalanmasını öyrənərək onların temperaturunu təyin etmək olar. ***Cisimlərin şüaburaxma qabiliyyətinin onların temperaturundan asılılığına əsaslanaraq temperaturun ölçülməsi üsulu optik pirometriya adlanır***.

XXIV FƏSİL. İŞIQ KVANTLARI. FOTONLAR

§1. İşığın zərrə təbiəti

Mütləq qara cismin şüalanma qanununu müəyyənləşdirərkən Plank şüalanmanın diskret-porsiyalarla olduğunu göstərdi. Elektromaqnit şüalanması zamanı enerjisi $h\nu$-yə bərabər olan kvantlar-zərrəciklər buraxılır. Qəbul etmək olar ki, işığın udulması da porsiyalarla olur. Deməli, işıq və bütövlükdə elektromaqnit dalğaları zərrəciklər selindən ibarətdir. Bu zərrəciklər ***foton*** adlanır.

Böyük potensiallar fərqinə malik olan sahədə sürətləndirilən elektronlar ağır metallarla toqquşduqda tormozlanır və şüa buraxırlar. Bu şüalar ***rentgen şüalarıdır***. Yüksək enerjili elektronların tormozlanması zamanı yaranan rentgen şüaları klassik baxımdan kəsilməz spektrə malik olmalıdır. Lakin onların spektri uzun dalğalar tərəfdən kəsilməz olsa da, qısa dalğa tərəfdən məhduddur. Rentgen şüalanmasındakı sərhədin mövcudluğu yalnız kvant təsəvvürləri ilə izah oluna bilər. Doğrudan da, enerjinin saxlanma qanununa görə ***maksimal şüalanma enerjisi tormozlanan elektronun kinetik enerjisindən böyük***

ola bilməz. Plank hipotezindən istifadə edərək maksimal enerjiyə malik kvantın enerjisinin

$$\frac{hc}{\lambda_{\min}} = h\nu_{\max} = eU = W_k \tag{24.1}$$

şərtindən hesablanmış $\lambda_{\min}$ təcrübələrlə təsdiq olunmuşdur. Bu təcrübi fakt işığın kvant-zərrə təbiətini təsdiq edir.

Eynşteyn Plank hipotezinə əlavə olaraq işığın yayılmasının da diskret zərrəciklər seli olduğunu söyləmişdir. Bu ideya da təcrübədə təsdiq olunmuşdur. Təcrübədə zəif rentgen şüaları buraxan nazik lövhənin hər iki tərəfində qaz boşalması sayğacları yerləşdirilmişdir. Borulara rentgen şüası düşdükdə sayğaclar işə düşür və hərəkət edən lent üzərində qeydlər edir. Klassik baxımdan nazik lövhə bütün istiqamətlərdə eyni intensivliklə şüalanmalıdır və ona görə də sayğacların lent üzərindəki qeydləri simmetrik olmalıdır. Lakin təcrübə göstərdi ki, sayğacların lent üzərindəki qeydləri simmetrik olmur. Bu isə o deməkdir ki, müxtəlif şüalanma aktlarında müxtəlif istiqamətdə hərəkət edən zərrəciklər yaranır.

İşığın kvant təbiətini təsdiq edən hadisələrdən biri də işığın təzyiqidir. İşıq kvantı-foton

$$m = \frac{h\nu}{c^2} \tag{24.2}$$

qədər kütləyə və $P = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$ qədər impulsa malikdir. Fotonun impulsa malik olması o deməkdir ki, düşdüyü səthə təzyiq göstərməlidir. Əgər vahid səthə vahid zamanda düşən fotonların sayı n olsa, onda onların təzyiqi $P = pn$ olar. Tutaq ki, səthə düşən fotonların α hissəsi qayıdır və (1-α) hissəsi isə udulur. Onda səthə göstərilən təzyiq

$$P = 2\frac{h\nu}{c}\alpha n + \frac{h\nu}{c}(1-\alpha)n = (1+\alpha)\frac{h\nu}{c}n = (1+\alpha)w \qquad (24.3)$$

olar. Burada $w = \frac{h\nu}{c}n$ - ***fotonların enerji sıxlığıdır***.

İşıq dəstəsinin doğrudan da foton selindən ibarət olması səthin işıqlanmasında özünü göstərməlidir. İşıqlanma səthin müxtəlif yerlərində orta işıqlanmadan fərqlənməlidir. Belə kənara çıxma fotonların sayının kvadrat kökü ilə ($\sqrt{n}$) mütənasibdir. Fotonların sayı çox olduqda bu fluktuasiyalar hiss olunmur. Lakin onların sayı az olduqda kənara çıxma görünür. Vavilovun görünən zəif işıq dəstəsilə apardığı təcrübə işıqlığın səth üzərində bərabər paylanmadığını göstərmişdir. Bu təcrübə də işığın kvant təbiətini təsdiq etmişdir.

Fotokimyəvi reaksiayaların tədqiqi də işığın porsiyalarla udulduğunu sübut etmişdir.

İşığın kvant təbiətini daha aşkar təsdiq edən hadisələrdən biri ***fotoelektrik effektidir***.

§2. Fotoeffekt

İşığın təsirilə maddədən elektron çıxması fotoeffekt adlanır. Bu hadisə Hers tərəfindən kəşf olunmuşdur. O, görmüşdür ki, qığılcım boşalması yaradılan zaman mənfi elektrodu ultrabənövşəyi şüalarla işıqlandırdıqda boşalma daha kiçik gərginlikdə baş verir. O, bu hadisəni işığın təsirilə metal katoddan elektronların çıxması ilə izah etmişdir. ***Elektronlar maddəni tərk edərək ətraf fəzaya (başqa mühitə) çıxarsa, bu hadisəyə xarici fotoeffekt və ya fotoelektron emissiya deyilir***.

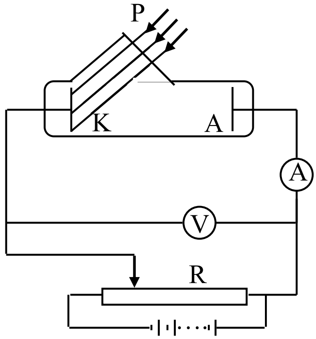
Yarımkeçiricilərdə və dielektriklərdə işığın təsirilə elektronların valent zonasından keçirici zonaya keçməsi daxili fotoeffekt adlanır.

Metal-yarımkeçirici sərhəddində, p-n keçidində işığın təsirilə deşiklər çox olan yerdə deşiklərin, elektron çox olan yerdə elektronların artması nəticəsində elektrik hərəkət qüvvəsinin yaranması ventil fotoeffekti adlanır.

Fotoeffekt kvant təbiətli hadisə olub bütün mühitlərdə yaranır. ***Ayrıca götürülmüş atom və molekuldan işığın təsirilə elektronun qopmasına fotoionlaşma deyilir***. Qazlarda *fotoeffekt ionlaşma* yaradır.

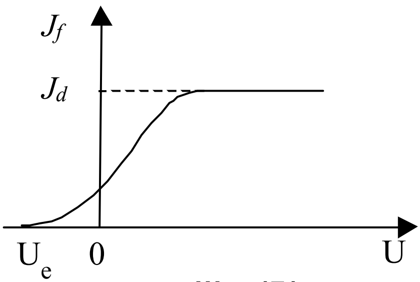
Maddənin üzərinə işıq düşdükdə foton udulur (sərbəst elektron foton uda bilmir), elektronun enerjisi orta enerjidən çox olur, o, olduğu mühitin səthinə yaxınlaşır. Enerjisinin bir hissəsini və ya hamısını çıxış işinə xərcləyir və xaricə çıxır.

Rus alimi A.Q.Stoletov xarici fotoeffekti öyrənmiş və müəyyən etmişdir ki, *a*) işığın təsirilə maddədən mənfi yüklər çıxır, *b*) ultrabənövşəyi şüaların təsiri daha böyük olur, *c*) maddədən çıxan yükün miqdarı düşən işığın enerjisi ilə mütənasib olur.



Şəkil 170

Təcrübələr göstərir ki, elektronun metaldan çıxış işi onun kimyəvi təbiətindən asılıdır. Metalın səthinin təmiz olmaması fotoeffektə təsir edir. Odur ki, təcrübədə xarici fotoeffekti öyrəndikdə icərisindən havası çıxarılmış vakuum borulardan istifadə edilir. Bu təcrübənin sxemi şəkil 170-də göstərilmişdir. Vakuum borusunun daxilində K və A müstəvi metal elektrodlar vardır. Elektrodlar sabit cərəyan mənbəyinin qütblərinə birləşdirilir. Mənfi qütbə bağlanmış K katodu üzərinə P pəncərəsindən paralel işıq dəstəsi düşür və onun səthindən elektronlar çıxır. R potensiometri vasitəsilə anodla katod arasındakı gərginlik dəyişdirilir. Katoddan çıxan elektronlar anoda çataraq cərəyan yaradırlar. Bu cərəyan ***fotocərəyan*** adlanır. Fotocərəyanın elektrodlar arasındakı gərginlikdən asılılığı şəkil 171-də göstərilmişdir. Gərginlik artdıqca fotocərəyan artır və ***doyma***



Шякил 171

qiymətinə (J_d) çatır. Bu o deməkdir ki, işığın təsirilə katoddan çıxan bütün elektronlar anoda çatırlar. İşığın intensivliyini artırdıqda fotocərə-yanın doyma qiyməti artır. Buradan belə nəticə alınır ki, ***doyma cərəyanının qiyməti işığın intensivliyi ilə mütənasibdir***. Bu nəticə ***Stoletov qanunu*** adlanır.

Volt-amper xarakteristikasından görünür ki, elektrodlar arasındakı gərginlik sıfra bərabər olduqda da fotocərəyan olur. Bu onunla izah olunur ki, katodun səthini tərk etmiş elektronlardan bir qisminin kinetik enerjisi sıfırdan fərqlənir və onlar anoda çataraq cərəyan yaradırlar. Anoda elə mənfi gərginlik vermək olar ki, belə elektronlar anoda çatmasınlar. Bu gərginlik ***ləngidici gərginlik*** (U_e) adlanır. Deməli, ləngidici gərginliyi bilməklə elektronların kinetik enerjisini

$$\frac{mv^2}{2} = eU_e \tag{24.4}$$

ifadəsindən tapmaq olar. Müəyyən olunmuşdur ki, ləngidici gərginliyin qiyməti, yəni ***fotoelektronların kinetik enerjisi düşən monoxromatik işığın tezliyindən asılı olub, intensivliyindən asılı deyildir***.

Düşən işığın tezliyini azaltmaqla görmüşlər ki, tezlik müəyyən qiymətdən kiçik olduqda fotoeffekt yaranmır. Tezliyin bu qiyməti ***fotoeffektin qırmızı sərhəddi*** adlanır. Tezliyin bu qiymətində düşən işığın enerjisi elektronun çıxış işinə bərabər olur, elektron katoddan çıxır, lakin kinetik enerjisi olmur.

Fotoeffekt işığın dalğa təbiəti ilə izah oluna bilmir. Dalğa təbiətinə görə elektronlar düşən işığın təsirilə məcburi rəqs etməli, onların amplitudu düşən dalğanın amplitudu ilə mütənasib olmalıdır. Amplitudun müəyyən qiymətində elektronun maddə ilə əlaqəsi qırılmalı və elektron sıfırdan fərqli sürətlə katoddan çıxmalıdır. Deməli, elektronun sürəti monoxromatik dalğanın amplitudundan, yəni intensivliyindən asılı olmalıdır. Lakin yuxarıda qeyd edildiyi kimi, elektronun sürəti düşən işığın tezliyindən asılıdır.

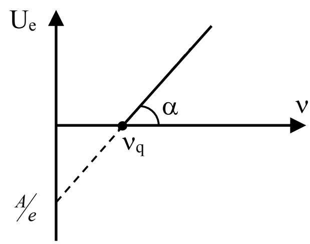
Eynşteyn Plank hipotezinə əsaslanaraq fotoeffekti izah etdi. Elektron $h\nu$ enerjisinə malik olan işıq kvantını – fotonu udur, enerjisi həmin qədər artır. O, malik olduğu enerjinin bir hissəsini maddədən çıxış işinə sərf edir, artıq qalan hissəsi isə onun kinetik enerjisi olur. Enerjinin saxlanma qanununa görə deyilənləri riyazi olaraq aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2} \quad \text{və ya} \quad \frac{hc}{\lambda} = A + \frac{mv^2}{2} \qquad (24.5)$$

Bu ifadələr fotoeffekt üçün ***Eynşteyn düsturu*** adlanır. Burada (24.4) düsturunu nəzərə alsaq

$$h\nu = A + eU_e \qquad (24.6)$$

olar. Ləngidici gərginliyin tezlikdən asılılıq qrafikindən (şəkil 172) çıxış işini A, fotoeffektin qırmızı sərhəddini ν_q və Plank sabitini tapmaq olar. Şəkildən görünür ki, $tg\alpha = \frac{h}{e}$-dir.



Şəkil 172

Plank sabitinin buradan hesablanmış qiyməti tarazlıq istilik şüalanmasının spektral paylanmasından tapılmış qiyməti ilə üst-üstə düşür.

Fotoeffekt hadisəsinə əsaslanan cihaz ***fotoelement*** adlanır. Fotoelementlərdən işıq selini ölçmək, işıq enerjisini elektrik enerjisinə çevirmək üçün istifadə olunur.

§3. Kompton effekti

Sərbəst və ya zəif rabitəli elektrondan işığın (elektromaqnit dalğasının) səpilməsi zamanı dalğa uzunluğunun artması Kompton effekti adlanır. Kvant baxımından işığın sərbəst elektrondan səpilməsi zərrəciklərin (kürəciklərin) elastik toqquşması zamanı səpilməsi kimidir. Bu səpilmə nəticəsində fotonun dalğa uzunluğunun dəyişməsini impulsun və enerjinin saxlanma qanununa əsasən (relyatvistik effektləri nəzərə almadan) hesablayaq. Tutaq ki, elektron və onun üzərinə gələn foton qapalı sistem təşkil edir. Fərz edək ki, toqquşmadan əvvəl elektron sükunətdədir, elektronun impulsu $\vec{P}_e = 0$, fotonun impulsu isə $\vec{P}_f = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} = \left|\hbar\vec{k}\right|$, toqquşmadan sonra, uyğun olaraq $\vec{P}_e' = m\vec{v}$ və $\vec{P}_f = \hbar\vec{k}'$-dır. Şəkil 173-də elektronun və fotonun impuls vektorlarının diaqramı göstərilmişdir. Elektrondan səpilən fotonun impuls vektoru düşən işığın impuls vektoru ilə θ bucağı əmələ gətirir.

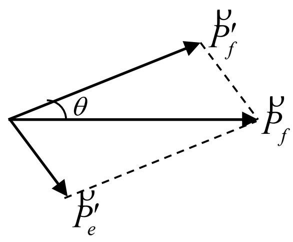
Toqquşmadan əvvəl elektronun sükunət enerjisini $E_e = m_o c^2$, fotonun enerjisini $\varepsilon_f = h\nu = \frac{h}{2\pi} 2\pi\nu = \hbar\omega$, toqquşmadan sonra uyğun olaraq $E_e' = m_o c^2$, $\varepsilon_f' = \hbar\omega'$ ilə işarə edək. Toqquşma elastik olduğundan impuls və enerji saxlanır. Onların saxlanma qanunlarını aşağıdakı kimi yazaq:

$$\begin{matrix} \vec{P}_f = \vec{P}_e' + \vec{P}_f' \\ E_e + \varepsilon_f = E_e' + \varepsilon_f' \end{matrix} \quad \text{və ya} \quad \begin{matrix} \hbar\vec{k} = m\vec{v} + \hbar\vec{k}' \\ m_o c^2 + \hbar\omega = mc^2 + \hbar\omega' \end{matrix} \qquad (24.7)$$

Axırıncı ifadələri

$$m\vec{v} = \hbar(k - k')$$

$$(m - m_o)c^2 = \hbar(\omega - \omega')$$



Şəkil 173

şəklində yazıb kvadrata yüksəldək, tərəf-tərəfə çıxaq və $m = \dfrac{m_o}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}}$ olduğunu nəzərə alaq. Onda yekun düstur aşağıdakı şəkildə olar:

$$m_o c(k - k') = \hbar k k'(1 - \cos\theta)$$

Bu ifadənin bütün hədlərini 2π-yə vurub $m_o c^2 k k'$ -ə bölsək alarıq

$$\frac{2\pi}{k'} - \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi\hbar}{m_o c^2}(1 - \cos\theta) \qquad (24.8)$$

Burada $\dfrac{2\pi}{k'} = \lambda', \dfrac{2\pi}{k} = \lambda$ -dır. Elektronun sükunət enerjisini ona bərabər $\dfrac{hc}{\lambda_o}$ ifadəsi ilə göstərək, yəni $m_o c^2 = \dfrac{hc}{\lambda_o} = \dfrac{2\pi\hbar c}{\lambda_o}$ yazaq. Buradan $\lambda_o = \dfrac{2\pi\hbar}{m_o c} = 2\pi\Lambda$ və $\Lambda = \dfrac{\hbar}{m_o c}$ alınır. Λ - ***elektronun***

Kompton dalğa uzunluğu adlanır. Bu əvəzləmələri (24.8) düsturunda nəzərə alsaq

$$\lambda' - \lambda = 2\pi\Lambda(1-\cos\theta) \quad \text{və ya} \quad \Delta\lambda = 4\pi\Lambda\sin^2\frac{\theta}{2} \qquad (24.9)$$

olar. Bu ifadə göstərir ki, foton sərbəst elektrondan səpildikdə enerjisinin bir hissəsini elektrona verir və onun dalğa uzunluğu artır. ***Dalğa uzunluğunun dəyişməsi düşən dalğanın uzunluğundan asılı olmayıb, səpilmə bucağından asılıdır***. Səpilmə bucağı 180° olduqda, yəni foton elektrondan düşdüyü istiqamətin əksinə qayıtdıqda dalğa uzunluğunun dəyişməsi ən böyük olur.

Elektron atomla bağlı olduqda foton bütövlükdə atomla elastik toqquşur, enerji mübadiləsi olmur və ona görə də fotonun dalğa uzunluğu dəyişmir.

V BÖLMƏ. ATOM VƏ NÜVƏ FİZİKASI

Bu bölmədə atom və onun nüvəsinin quruluşu, ümumi xarakteristikaları, enerjisi, enerjinin kvantlanması, elektrik və maqnit xassələri öyrənilir.

Rezerford modelinə görə atomun mərkəzində müsbət yüklü nüvə yerləşir, onun ətrafında isə atomun bütün həcmində elektronlar paylanırlar. Lakin bu model atomların xətti spektrini izah edə bilmədi. Məlumdur ki, atom dayanıqlı, stabil zərrəcikdir. Deməli, elektronlar sükunətdə ola bilməzlər, əks halda Kulon qarşılıqlı təsirilə onlar müsbət nüvənin üstünə düşməlidirlər. Buradan belə çıxır ki, elektronlar nüvə ətrafında fırlanmalıdırlar. Fırlanma hərəkəti təcilli olduğundan klassik elektrodinamikaya əsasən onlar kəsilməz olaraq şüalanmalıdırlar. Şüalanan elektron enerjisini itirərək nəhayət nüvənin üzərinə düşməlidir. Lakin təklənmiş atom xətti spektrə malikdir və öz dayanıqlığını saxlayır. Göründüyü kimi, Rezerford modeli ciddi çətinliklə və ziddiyyətlə rastlaşdı. Bor bu ziddiyyəti aradan qaldırdı. O, elektronun halına məhdudiyyət qoydu, qəbul etdi ki, elektron kəsilməz enerji halında ola bilməz. Bor bu ideya ilə kvant nəzəriyyəsinin əsasını qoymuş oldu.

Nüvənin quruluşu daha mürəkkəbdir. Nüvənin örtük modelinə əsasən hər nuklon müəyyən kvant halında olur. Bu hallar enerjinin, orbital və spin momentlərinin, cütlüyün qiymətləri ilə xarakterizə olunur. Pauli prinsipi ödənmək şərti ilə dolmuş səviyyələrin orbital və spin momentləri sıfra bərabər olur. Nuklonlar bir səviyyəni doldurub digər səviyyəyə keçdikdə nüvənin bəzi xarakteristikaları (məsələn, rabitə enerjisi) sıçrayışla dəyişir. Bu, atomların dövri qanununa bənzəyir. Nüvənin örtük modeli onların dövri sistemini qurmağa imkan verdi.

Nüvə qüvvələrinin kiçik məsafələrdə təsir göstərməsi, onların doyma xarakteri, xüsusi rabitə enerjisinin sabit olması və s. mayelərin xarakterinə uyğun olduğundan nüvənin damcı modeli qəbul olunmuşdur. Bu modeldə örtük modelinin əksinə olaraq nuklonlar damcı daxilində xaotik hərəkət edirlər və müəyyən enerji halında uzun müddət qala bilmirlər. Bu modelə əsasən nüvənin rabitə enerjisi hesablanmışdır.

Bu və ya digər modellər konkret məsələnin həlli üçün yarayır, fizikanın inkişafına təkan verir, lakin ümumi halda nüvənin quruluşunu, orada gedən prosesləri keyfiyyət və kəmiyyətcə təsvir etməyə imkan vermir.

XXV FƏSİL. ATOM FİZİKASININ ELEMENTLƏRİ

§1. Atomun nüvə modeli. Rezerford təcrübəsi

Atomun srektrinin xətti olması və spektral xətlərin yerləşməsindəki qanunauyğunluq onun quruluşunun müəyyən olunmasında böyük rol oynamışdır. Spektrin xətti olması göstərdi ki, atom kəsilməz şüalana bilməz. Plank hipotezinə görə şüalanma porsiyalarladır. Şüalanma spektrində xəttlər göstərir ki, atomda müsbət və mənfi yüklər xaotik paylana bilməz və onlar ixtiyari kəsilməz enerjiyə malik ola bilməzlər. Digər tərəfdən atom dayanıqlı olmalıdır.

Rezerford təcrübi olaraq atomun quruluşunu müəyyən etmişdir. O, bu məqsədlə α-zərrəciklərin nazik metal lövhədən səpilməsini öyrənmişdir. Görmüşdür ki, α-zərrəciklər lövhədən müxtəlif bucaqlar altında səpilir, əksər zərrəciklər üçün səpilmə bucağı kiçik olur, onlar öz yolundan az meyl edirlər. Ancaq bəziləri geri qayıdırlar, yəni onların səpilmə bucağı təqribən 180^0 olur. Geri qayıtma o vaxt ola bilər ki, zərrəcik özündən ağır zərrəciyə rast gəlsin və onun yükü səpilən zərrəciyin yükünün işarəsi ilə eyni olsun. Geri qayıdan zərrəciklərin sayının az olması göstərir ki, onu geri qaytaran zərrəcik çox kiçik həcmə malikdir və ona görə də onunla rastlaşma ehtimalı çox az olur.

Rezerford təcrübənin nəticələrini ümumiləşdirərək belə nəticəyə gəlmişdir ki, ***atomun bütün kütləsi və müsbət yükü onun mərkəzində kiçik bir həcmdə (nüvədə) toplanmış, elektronlar isə onun ətrafında paylanmışlar***. Rezerfordun müəyyən etdiyi bu quruluş ***atomun nüvə modeli*** adlanır.

Rezerford α-zərrəciyin nüvədən səpilməsini nəzəri təbqiq edərək onun differensial effektiv kəsiyi üçün aşağıdakı ifadəni tarmışdır:

$$d\sigma = (\frac{2e \cdot Ze}{4\pi\varepsilon_o \cdot 4W})^2 \frac{d\Omega}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} \qquad (25.1)$$

Burada $d\sigma = \frac{dW}{n}$ - vahid zamanda $d\Omega$ cisim bucağında səpilən α-zərrəciklərinin sayının (dN) onların konsentrasiyasına (n) nisbəti olub ***differensial effektiv kəsik*** adlanır və m^2-la ölçülür, W - α-zərrəciyin enerjisi, θ isə onun nüvədən səpilmə bucağıdır. Bu düsturdan vahid zamanda vahid cisim bucağında səpilən α-zərrəciklərinin sayını

$$\frac{dN}{d\Omega} = n(\frac{Ze^2}{\pi\varepsilon_o m\upsilon^2})^2 \frac{1}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} \qquad (25.2)$$

şəklində tapmaq olar. Burada m - α-zərrəciyin kütləsi, υ – onun sürəti, Z – isə səpici nüvədəki müsbət yüklərin sayıdır.

Axırıncı düsturdan θ bücağı altında səpilən α-zərrəciklərin sayını bilərək səpici nüvədə olan müsbət yüklərin sayı tapılmışdır. Bu qiymət həmin nüvənin Menbeleyevin dövri sistemində yerləşdiyi sıra nömrəsinə bərabər olmuşdur. Beləliklə, görünür ki, atomun nüvə modeli elementin dövri sistemində sıra nömrəsinin fiziki mənasını müəyyən etməyə imkan vermişdir. ***Atom elektroneytral olduğu üçün onun elektronlarının sayı nüvədəki müsbət yüklərin sayına bərabər olmalıdır.***

Atomda olan elektronların sayını işığın səpilməsindən, α-zərrəciklərin və elektronların mühitdən keçərkən enerjilərinin azalmasından istifadə edərək tapmaq olar. Bu təcrübələrdən alınan nəticələr Rezerford təcrübəsindən səpici nüvənin müsbət yükü üçün alınmış qiymətlərlə üst-üstə düşür.

Nüvədən 180^o bucaq altında səpilən α-zərrəciyin kinetik enerjisi onların Kulon qarşılıqlı təsir enerjisinə bərabər olmalıdır:

$$\frac{m\upsilon^2}{2}=\frac{2Ze^2}{4\pi\varepsilon_o r_o} \qquad (25.3)$$

Bu şərtdən α-zərrəciyin nüvəyə yaxınlaşma məsafəsini tapmaq olar. Bu məsafə

$$r_o=\frac{Ze^2}{\pi\varepsilon_o m\upsilon^2} \qquad (25.4)$$

olur. Nüvənin radiusu bu düsturla hesablanmış məsafədən kiçikdir. Bu məsafə α-zərrəciklə nüvənin mərkəzi arasındakı məsafədir. Digər tərəfdən α-zərrəciyin səpilməsi ***mexaniki əksolunma*** deyildir, yəni nüvənin səthinə toxunmur, ondan aralı qayıdır. Bu məsafə həm də α-zərrəciyin sürətindən asılıdır. Bununla belə (25.4) düsturu nüvənin radiusu haqqında təsəvvür yaratmağa imkan verir. Məsələn, sürəti $2\cdot 10^7$ *m/san* olan α-zərrəciyinin qızıl elementinin nüvəsindən səpilməsi halında bu məsafə $3{,}3\cdot 10^{-14}m$ olur. Bu isə qızıl elementinin nüvəsinin başqa üsullarla ölçülmüş qiymətinə uyğundur.

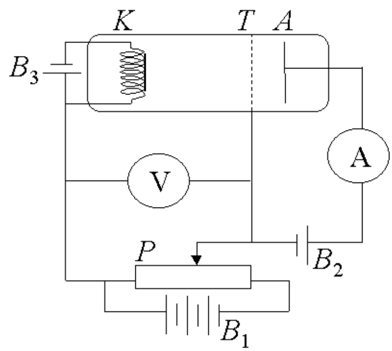
§2. Bor postulatları. Frank-Hers təcrübəsi

Atomun nüvə modeli təcrübi təsdiq olunsa da klassik elektrodinamikaya görə atom dayanıqlı olmamalı və xətti spektr verməməlidir. Atomun dayanıqlı və spektrinin xətti olmasını izah etmək üçün Bor klassik fizikaya zidd olan aşağıdakı iki postulatı vermişdir:

1. Elektron yalnız müəyyən şərtləri ödəyən diskret stasionar orbitlər üzrə hərəkət edir. Elektron bu orbitlər üzrə təcilli hərəkət etməsinə baxmayaraq şüa buraxmır.
2. Elektron bir stasionar orbitdən digərinə keçdikdə şüa buraxır və ya udur. Buraxılan və ya udulan kvantın enerjisi stasionar halların enerjilərinin fərqinə bərabərdir:

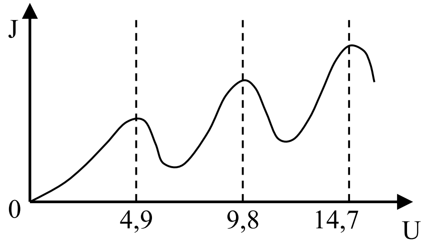
$$h\nu = E_n - E_m \quad \text{və ya} \quad \hbar\omega = E_n - E_m \qquad (25.5)$$

Atomda enerji səviyyələrinin doğrudan da diskret olması Frank-Hers təcrübəsində təsdiq olunmuşdur. Təcrübə içərisində 1*mm* civə sütunu təzyiqində civə buxarı olan üçelektrodlu elektron lampasında aparılmışdır. Təcrübənin sxemi şəkil 174-də 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 artırdıqca 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 175).



Şəkil 174

Katodla tor arasındakı gərginlik 4,9*V* –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 0,5*V* –a bərabər olan ləngidici potensial belə enerjili elektronların anoda çatmasına mane olmur. Tor gərginliyi 4,9*V* və ondan böyük



Şəkil 175

olduqda elektronların civə atomları ilə toqquşması qeyri-elastik olur: civə atomu elektronun malik olduğu enerjidən 4,*9eV* qədərini alır, elektronun sürəti azalır, ləngidici gərginliyi keçə bilmir və anoda çatmır, cərəyan yaratmır. Tor gərginliyi 9,8*V* 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 bilir. Bu enerji porsiyaları civə atomu üçün 4,*9eV*, 6,7*eV* 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 qayıdır 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.***

Bor nəzəriyyəsi hidrogenəbənzər atomların xətti spektrlərinin quruluşunu, xarakteristik rentgen spektrinin təbiətini, güclü maqnit sahəsində spektral xəttlərin parçalanmasını (***normal Zeeman effekti***) izah etdi. Lakin spektral xətlərin intensivliyini izah edə bilmədi. Bor postulatları əsasında helium atomunun nəzəriyyəsini qurmaq mümkün olmadı.

§3. Hidrogen atomunun elementar nəzəriyyəsi

Bor qəbul edir ki, hidrogen və hidrogenəbənzər atomlarda elektronlar dairəvi orbitlər boyunca hərəkət edir və Kulon qüvvəsi mərkəzəqaçma qüvvəsinə bərabər olur

$$m\omega^2 r = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_o r^2} \tag{25.6}$$

Digər tərəfdən elektronun dairəvi orbit üzrə impuls momenti yalnız kvantlanmış qiymət ala bilər

$$m\omega r^2 = n\hbar \tag{25.7}$$

Burada m-elektronun kütləsi, ω-onun dairəvi tezliyi, r-atomun radiusu, *Ze* – nüvənin yükü, n-isə tam müsbət ədədlərdir (n =1,2.3….). Axırıncı ifadəni kvadrata yüksəldib (25.6)-ya bölsək, alarıq

$$r_n = \frac{4\pi\varepsilon_o\hbar^2}{mZe^2}n^2 \tag{25.8}$$

Burada r_n- n -ci orbitin radiusudur. Hidrogen atomu üçün *Z*=1 olduğundan onun birinci orbitinin radiusu üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$r_1 = \frac{4\pi\varepsilon_o\hbar^2}{me^2} \cong 5{,}3\cdot 10^{-9}\,m \tag{25.9}$$

Bu radius ***birinci Bor radiusu*** adlanır.

(25.8) düsturu göstərir ki, ***elektron orbitlərinin radiusu onun nömrəsinin kvadratı ilə mütənasib olaraq artır***.

İndi isə elektronun orbitlər üzrə enerjisini tapaq. Məlumdur ki, onun tam enerjisi orbit üzrə hərəkət enerjisi və nüvə ilə qarşılıqlı təsir enerjisinin cəminə bərabər olacaqdır:

$$E_n = E_k + E_p = \frac{m\upsilon^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_o r}$$

Burada (25.6) və (25.8) düsturlarını nəzərə alsaq n-ci orbitdə fırlanan elektronun tam enerjisi üçün aşağıdakı düstur alınar:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \cdot \frac{Z^2 me^4}{8h^2\varepsilon_o^2} \tag{25.10}$$

Bu ifadəyə

$$R = \frac{me^4}{8h^3\varepsilon_o^2} \tag{25.11}$$

əvəzləməsi daxil edək. Göründüyü kimi (25.11) düsturu yalnız sabitlərdən ibarətdir. Deməli *R* də sabitdir. Bu kəmyyət ***Ridberq sabiti*** adlanır. Hidrogen atomu üçün $R_H = 3{,}28805 \cdot 10^{15} san^{-1}$-dir. Bu hesablamalarda hidrogen nüvəsinin sükunətdə olduğu qəbul edilmişdir. Enerjinin (25.10) ifadəsində (25.11)-i nəzərə alsaq

$$E_n = -\frac{1}{n^2} Z^2 Rh \tag{25.12}$$

olar. Buradan görünür ki, *n*-ci stasionar halda olan hidrogen atomunun enerjisi

$$E_n = -\frac{Rh}{n^2} \tag{25.13}$$

kimi təyin olunur. Tam enerjinin ifadəsindəki mənfi işarəsi elektron-nüvə sisteminin bağlı sistem olduğunu göstərir. Elektronu nüvənin sahəsindən çıxarmaq (atomu ionlaşdırmaq) üçün ona (25.12) ilə təyin olunan qədər enerji vermək lazımdır. Bu enerji ***ionlaşma enerjisi*** adlanır. Enerjinin ifadəsi göstərir ki, $n=1$ olduqda atomun enerjisi mütləq qiymətcə ən böyük olur. Bu enerjiyə uyğun səviyyə ***əsas səviyyə***, $n=2,3,4...$ səviyyələri isə ***həyəcanlaşmış səviyyələr*** adlanır. Hidrogen atomunun əsas səviyyəsinin enerjisi (25.13) düsturuna görə – 13,6*eV*-dur.

Borun ikinci postulatına əsasən (25.12) düsturundan enerji səviyyələri arasında keçid zamanı udulan və ya şüalanan kvantın enerjisini tapmaq olar:

$$h\nu_{nm} = Z^2 Rh\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad (25.14)$$

Burada $T(m) = \frac{R}{m^2}$ və $T(n) = \frac{R}{n^2}$ funksiyaları ***spektral termlər*** adlanır. Bu əvəzləmələri nəzərə alsaq udulan və ya şüalanan kvantın tezliyini spektral termlərlə ifadə etmək olar:

$$\nu_{nm} = T(m) - T(n) \qquad (25.15)$$

Bu düstur ***Rits prinsipi***ni ifadə edir. Bu prinsipə görə ***ixtiyari atomun şüalanma tezliyini iki spektral termin fərqi kimi tapmaq olar və onların müxtəlif kombinasiyaları atomun bütün tezliklərini verəcəkdir***.

Doğrudan da hidrogen atomunun spektrində müşahidə olunan spektral seriyalar (25.15) düsturundan aşağıdakı kimi alınır:

- ***Layman seriyası*** bütün səviyyələrdən (əsas) birinci səviyyəyə keçid zamanı alınır və onun tezlikləri

$$\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad n>1,$$

- ***Balmer seriyası*** bütün səviyyələrdən 2-ci səviyyəyə keçid zamanı yaranır

$$\nu = R(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}) \qquad n>2,$$

- ***Paşen seriyası***

$$\nu = R(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}) \qquad n>3,$$

- ***Breket seriyası***

$$\nu = R(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}) \qquad n>4,$$

- ***Pfund seriyası***

$$\nu = R(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}) \qquad n>5.$$

Hər bir seriyanın sərhəddi sonrakı seriyanın başlanğıcına uyğun gəlir.

Spektral seriyaların bu qaydada tapılması təcrübələrdə yüksək dəqiqliklə təsdiq edilmişdir. Bu isə enerji səviyyələrinin kvantlanmasının real olduğunu göstərir. Termləri ifadə edən və tam ədəd olan ***n baş kvant ədədi adlanır***.

(25.13) düsturu göstərir ki, hidrogenəbənzər atomlarda elektronun enerji səviyyələri baş kvant ədədindən asılıdır.

§4. De-Broyl hipotezi. Şredinger tənliyi

Əvvəlki paraqrafda Bor nəzəriyyəsinin çatışmayan cəhətləri qeyd edildi. Bu nəzəriyyənin əsas nöqsanları ondan irəli gəlirdi ki, klassik fizika kvant postulatları ilə mexaniki olaraq əlaqələndirilmişdir: elektronlara klassik zərrəciklər kimi baxılmış və hərəkətləri Nyuton mexanikasına uyğun təsvir edilmişdir. Lakin fransız alimi De-Broyl belə nəticəyə gəlmişdir ki, zərrə-dalğa dualizmi təkcə işığa yox, bütün maddələrə aid olub universal xarakter daşıyır. O, foton üçün yazılmış impuls, tezlik düsturlarının bütün zərrəciklər üçün doğru olduğunu söyləmişdir. De-Broyl hipotezinə görə elektronun dalğa uzunluğu

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\upsilon} \qquad \lambda = \frac{2\pi\eta}{m\upsilon}$$

tezliyi isə (25.16)

$$\nu = \frac{E}{h} \quad \text{və ya} \quad \omega = \frac{E}{\eta}$$

olmalıdır. Elektronların kristal lövhədən səpilməsi göstərdi ki, alınan difraksiya mənzərəsi rentgen şüalarının difraksiya mənzərəsi ilə eynidir. Atom və molekulların da səpilməsi zamanı difraksiya mənzərəsinin yaranması müşahidə edilmişdir. Difraksiya mənzərəsindən tapılmış dalğa uzuqluqları (25.16) düsturu ilə hesablanmış qiymətlərlə üst-üstə düşür. Bu təcrübələr De-Broyl hipotezinin doğruluğunu təsdiq edir. Deməli, ixtiyari zərrəciyə qarşı uzunluğu (25.16) düsturu ilə təyin olunan dalğa qoymaq olar. Zərrəciyin impulsu Plank sabitinə nəzərən çox böyük olarsa, $\lambda \to 0$ olur. Onların dalğa xassəsini aşkar etmək çətindir, praktik olaraq onlar özlərini zərrəcik kimi aparırlar.

Qeyd etmək lazımdır ki, De-Broyl dalğaları elektromaqnit təbiətli deyildir. Klassik fizikada bu dalğalara oxşar dalğa yoxdur. Onlar kvant təbiətinə malikdirlər.

De-Broyl dalğalarının difraksiya mənzərəsində intensivliyin paylanmasına statistik baxımdan yanaşmaq olar. Qəbul etmək olar ki, intensivliyin böyük olan yerinə gələn zərrəciklərin sayı çox olur. Başqa sözlə zərrəciklərin bu nöqtəyə gəlmə ehtimalı daha böyükdür. Beləliklə, De-Broyl dalğasının amplitudunun kvadratı intensivlik ehtimal funksiyası ilə əlaqədardır. Bu ehtimal funksiyası dalğa funksiyası adlanır və $\psi(x, y, z, t)$ ilə göstərilir. Bu funksiyanın kvadratı ehtimal sıxlığına bərabərdir. Funksiyanın özü sonlu, birqiymətli, kəsilməz, koordinat və zamana görə törəməsi də kəsilməz olmalıdır.

Klassik mexanikanın əsasında Nyuton qanunu, klassik elektrodinamikanın əsasında Maksvell tənlikləri durur. Qeyri-relyativistik kvant mexanikasının əsasında isə Şredingen tənliyi durur. Bu tənlik aşağıdakı şəkildədir:

$$i\eta\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{h^2}{2m}\Delta\Psi + U\Psi \qquad (25.17)$$

Burada $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ olub Laplas operatoru adlanır. Burada *m* –zərrəciyin kütləsi, *U* – isə onun potensial enerjisidir. Potensial enerji zamandan asılı olmazsa, tənliyin həllini iki funksiyanın hasili kimi axtarmaq olar:

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z)\cdot e^{-i\frac{E}{h}t}$$

Bu ifadədən *x, y, z, t* -yə görə törəmə alaraq (25.17)-də yerinə yazsaq və bütün hədləri $e^{-i\frac{E}{h}t}$ -yə ixtisar etsək, tənlik aşağıdakı şəklə düşər:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{h^2}(E - U)\psi = 0 \qquad (25.18)$$

Burada *E* –zərrəciyin tam enerjisidir. Bu tənlik ***stasionar hal üçün Şredinger tənliyi*** adlanır (ψ funksiyası zamandan asılı deyildir).

Şredinger tənliyi postulativ xarakter daşıyır, yəni o, məlum qanunların və ya düsturların əsasında çıxarılmır. Lakin göstərmək olar ki, elastik mühitdə yayılan müstəvi dalğanın tənliyi də həmin şəkildə yazıla bilər. Doğrudan da De-Broyl hipotezinə görə sərbəst zərrəciyə müstəvi dalğa uyğundur və onu aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\Psi(r,t) = a \cdot e^{-i(\omega t - kr)}$$

Bu ifadədə (25.16) düsturlarını nəzərə alsaq

$$\Psi(r,t) = a \cdot e^{-\frac{i}{\eta}(Et - pr)}$$

olar. Onu *t*-yə görə bir dəfə, *r*-ə görə iki dəfə differensiallasaq

$$\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{i}{\eta}E\Psi \quad \text{və} \quad \frac{d^2\Psi}{dt^2} = -\frac{1}{\eta^2}p^2\Psi$$

olar. Bu düsturlardan *E* və *p*-ni tapıb $E = \frac{p^2}{2m}$ ifadəsində yerinə yazsaq və $\frac{\partial^2}{\partial r^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \Delta$, sərbəst zərrəcik üçün *U*=0 olduğunu nəzərə alsaq (25.17) tənliyi alınar.

Yuxarıda qeyd edildi ki, qeyri-relyativistik kvant mexanikasının əsas tənliyi olan Şredinger tənliyinə daxil olan Ψ funksiyasının kvadratı zərrəciyin hansı nöqtədə olmasının ehtimalını göstərir. Deməli, kvant mexanikası statistik xarakter daşıyır. Zərrəcik trayektoriyaya malik olmalıdır. Lakin kvant mexanikasında onun trayektoriyası anlayışı mənasız olur, çünki zərrəciyin yeri müəyyən ehtimalla tapılır. Onun tapılma dəqiqliyi ***Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik münasibəti*** ilə təyin olunur. Bu münasibətə görə zərrəciyin koordinatı və həmin koordinata uyğun impulsu eyni zamanda dəqiq tapıla bilməz. Onların tapılmasındakı qeyri-müəyyənlik aşağıdakı ifadə ilə verilir:

$$\Delta P_x \cdot \Delta x \geq \eta \qquad (25.19)$$

Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik prinsipindən görünür ki, impulsun və koordinatın qeyri-müəyyənliklərinin hasili Plank sabitindən kiçik ola bilməz. Əgər impuls dəqiq təyin edilirsə, impulsun təyin olunduğu koordinat çox böyük xəta ilə tapılır. Eyni sözləri enerji və zamanın tənliyindəki qeyri-müəyyənlik üçün də söyləmək olar:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \eta \qquad (25.20)$$

Enerjini dəqiq təyin etdikdə, yəni $\Delta E \to 0$ olduqda $\Delta t \to \infty$ olur. Deməli, eyni zamanda enerjini və həmin enerjiyə uyğun zamanı dəqiq təyin etmək mümkün deyildir.

Tam enerjinin yalnız müəyyən qiymətlərində Şredinger tənliyinin həlli vardır. Enerjinin bu qiymətləri (E_1, E_2…) ***məxsusi qiymətlər***, onlara uyğun həllər isə (Ψ_1,Ψ_2…) ***məxsusi funksiyalar*** adlanır. Enerjinin məxsusi qiymətlərə malik olması enerjinin kvantlandığını göstərir. Bu nəticə Borun birinci postulatı ilə üst-üstə düşür. Beləliklə, dalğa funksiyasının xassəsindən enerjinin kvantlanması alınır.

§5. Hidrogenəbənzər atomların və qələvi metalların enerji səviyyələri

Bir elektrondan və nüvədən ibarət olan atomlar hidrogenəbənzər atomlar adlanır. Qələvi metalların bir optik elektronu olduğundan onların da spektral seriyaları hidrogenəbənzər atomların spektral seriyalarına oxşayır.

Tutaq ki, elektron nüvənin elektrostatik sahəsində hərəkət edir. Nüvənin yükü *Ze* (hidrogen üçün *Z*=1-dir) olarsa, elektronun potensial enerjisi

$$U = -\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r} \qquad (25.21)$$

olar. Nüvənin Kulon sahəsi mərkəzi sahədir. Ona görə də stasionar hal üçün Şredinger tənliyində (25.21) düsturunu və Laplas operatorunun sferik koordinatlarda ifadəsini nəzərə alaraq məxsusi funksiyaları tapsaq, oraya üç müxtəlif tam ədədlərin daxil olduğunu görərik. Bu ədədlərdən biri enerji səviyyələrinin sırasını göstərən ***baş kvant ədədidir***, qalan ikisi isə uyğun olaraq, ***orbital (azimutal)*** və ***maqnit kvant ədədləri*** adlanır. Orbital kvant ədədi *l*, maqnit kvant ədədi *m* ilə işarə olunur.

Baş kvant ədədi n=1, 2, 3,…

orbital kvant ədədi l=0, 1, 2,…n-1

maqnit kvant ədədi m=-l, -l+1,…,0, 1, 2,…,l-1, l

qiymətləri ala bilər. Orbital kvant ədədləri *n* sayda, maqnit kvant ədədi isə 2l+1 sayda müxtəlif qiymətlər alır. Buradan görünür ki, hidrogenəbənzər atomlar $n>1$ olduqda *n*-in eyni qiymətində bir neçə halda olur. Bu hallara enerjinin bir qiyməti uyğun gəlir***.*** ***Enerjinin eyni bir qiymətilə xarakterizə olunan hallar cırlaşmış hallar, halların sayı isə cırlaşma dərəcəsi adlanır***. Cırlaşma dərəcəsi n^2-na bərabərdir, çünki n-in hər bir qiymətinə l-in n qiyməti, l-in hər bir qiymətinə m-in $2l+1$ qiyməti uyğun gəldiyindən

$$\sum_{l=0}^{n-1}(2l+1)=n^2 \qquad (25.22)$$

olur.

Qeyd olundu ki, baş kvant ədədi verilmiş halın enerjisini təyin edir. Orbital kvant ədədi elektronun orbital impuls momentini, maqnit kvant ədədi isə orbital impuls momentinin verilmiş istiqamətə proyeksiyasını ifadə edir. Kvant mexanikasından alınır ki, orbital impuls momenti

$$L=\eta\sqrt{l(l+1)}\,, \qquad (25.23)$$

onun verilmiş istiqamətə (z) proyeksiyası isə

$$L_z=m\eta \qquad (25.24)$$

bərabərdir. Bu ifadələrdən görünür ki, orbital impuls momenti və onun proyeksiyası yalnız diskret qiymətlər alır, yəni enerji halları kimi kvantlanır. Orbital kvant ədədinin müxtəlif qiymətlərində bu kəmiyyətlər kvantlanmış müxtəlif qiymətlər alır. Onların qiymətlərinə uyğun hallar s, p, d, f, g, h və s. adlandırılmışdır. Məsələn, l=0 halı s, l=1 halı p, l=2 halı d və s. hallara uyğundur. Bu halları aşağıdakı kimi göstərmək olar:

n=1 l=0 1s
n=2 l=0 2s
l=1 2p

n=3 l=0 3s

l=1 3p

l=2 3d və s.

(25.10) düsturuna görə enerji sıra nömrəsinin kvadratı ilə azalır, yəni səviyyələr getdikcə sıxlaşır (şəkil 176). Şəkildə üfüqi xəttlərlə enerji səviyyələri göstərilmişdir. Eyni səviyyədəki xəttlərin sayı cırlaşma dərəcəsinə uyğundur. Hər halın üfüqi xəttinin altında l-in qiyməti, üstündə isə halın işarəsi yazılmışdır.

Hidrogenəbənzər atomlarda göstərilən halların enerjisi yalnız baş kvant ədədindən asılıdır. Qələvi metallarda isə optik elektronların enerjisi orbital kvant ədədindən də asılıdır. Ona görə də onların enerji səviyyələri l-in müxtəlif qiymətlərində müxtəlif olur. Ridberq birinci yaxınlaşmada qələvi metalların, o cümlədən mürəkkəb atomların spektral termi üçün aşağıdakı ifadəni almışdır:

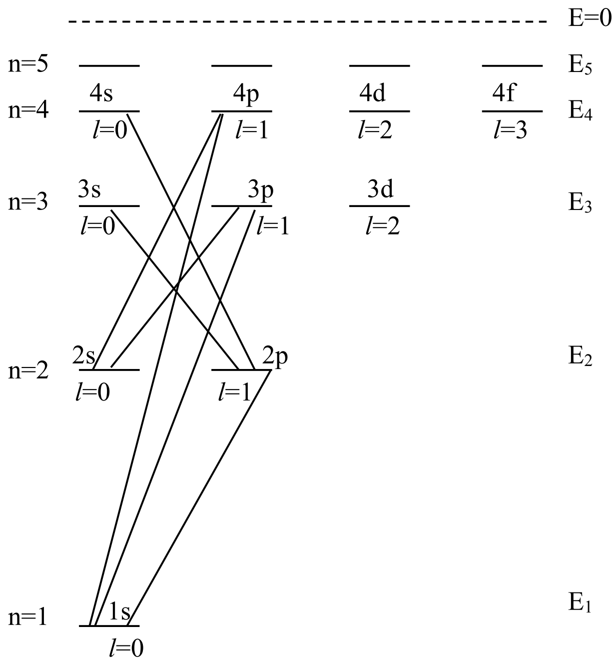
$$T_{n,l} = \frac{R}{(n+\sigma)^2}$$

Burada σ - orbital kvant ədədinin qiymətindən asılı olan düzəlişdir.

Qeyd edilmişdir ki, elektron bir səviyyədən digərinə keçdikdə şüa buraxır və ya udur. Məlum olmuşdur ki, elektronun ixtiyari səviyyələr arasında keçidi mümkün deyildir. Elektron yalnız o səviyyələr arasında keçid edə bilər ki, onların orbital kvant ədədlərinin fərqi ± 1 -ə bərabər, yəni

$$\Delta l = \pm 1 \qquad (25.25)$$

olsun. Bu şərt ***seçmə qaydası*** adlanır. Seçmə qaydası impuls



Şəkil 176

momentinin saxlanma qanunundan alınır. Atom şüalandıqda onun impuls momenti azalır. Foton məxsusi impuls momentinə – spinə malik olduğundan atom şüalanarkən onun impuls momenti azalır, foton udduqda isə artır.

Seçmə qaydasından görünür ki, elektron yalnız orbital kvant ədədinin vahid qədər dəyişməsinə uyğun gələn səviyyələr arasında keçid edə bilər. Şəkil 176-da 1s⇔*np* və 2s⇔*np* keçidləri göstərilmişdir. Bu keçidlər, hidrogenəbənzər atomlarda Layman və Balmer seriyalarına uyğundur. Qələvi metallarda isə (düzülüş nəzərə alınmaqla) bu keçidlərə uyğun seriyalar ***baş və kəskin seriyalar*** adlanır. Mürəkkəb atomlar üçün seçmə qaydası

$$\Delta L = \pm 1 \tag{25.26}$$

olur. Burada *L*-atoma daxil olan bütün elektronların impuls momentlərinin cəmini xarakterizə edir.

§6. Ştern-Herlax təcrübəsi. Zeeman effekti

Ştern və Herlax müxtəlif elementlərin maqnit momentlərini təyin etmək üçün təcrübə aparmışlar. Onlar güclü qeyri-bircins maqnit sahəsindən keçən atomların ekran üzərində bir-birindən aralı iki zolaq boyunca paylandıqlarını müşahidə etmişlər. Bu o deməkdir ki, atomun impuls və maqnit momentləri maqnit sahəsində ixtiyari istiqamətdə deyil, yalnız mümkün olan iki istiqamətdə yönəlir.

Orbital maqnit momenti və impuls momenti vektorları arasında aşağıdakı əlaqə vardır:

$$\vec{P}_m = -g_l \vec{L}_l = -\frac{e}{2m_e}\vec{L}_l \tag{25.27}$$

Burada $g_l = \frac{e}{2m_e}$ - orbital hiromaqnit münasibət adlanır. Mənfi işarəsi bu vektorların maqnit sahəsində bir-birinin əksinə yönəldiyini göstərir. Elektronun orbital impuls momentinin xarici maqnit sahəsinin istiqamətinə proyeksiyası kvantlanır və o $\hbar$-ın misillərinə bərabər qiymət alır ((15.24) düsturu). Axırıncı düsturda (25.23)-ü nəzərə alsaq

$$\vec{P}_m = \frac{e\hbar}{2m_e}\sqrt{l(l+1)} = \mu_\beta\sqrt{l(l+1)} \qquad (25.28)$$

olar. Burada μ_β-Bor maqnetonudur. Bu ifadədən və (25.23)-dən görünür ki, l=0 olduqda, yəni atom əsas səviyyədə olduqda elektronun impuls momenti və maqnit momenti sıfra bərabərdir. Deməli, əsas səviyyədə yerləşmiş və bir valent elektrona malik olan atomlar maqnit sahəsində ayrıla bilməzlər. Lakin təcrübə göstərdi ki, bu atomlar da qeyri-bircins maqnit sahəsindən keçdikdə iki zolaq üzrə paylanırlar və onların maqnit momenti Bor maqnetonuna bərabər olur. Bu fakt belə nəticəyə gətirdi ki, elektron məxsusi impuls momentinə malikdir. ***Elektronun məxsusi momenti spin adlanır***. Bir çox elementar zərrəciklərin də spini vardır. Doğrudan da yüksək ayırdetmə qabiliyyətinə malik olan spektral cihazlarla aparılan tədqiqatlar göstərdi ki, əvvəllər bir xətt hesab edilən spektr xətti bir neçə xəttdən ibarətdir. Bu, ***spektr xəttinin incə quruluşu adlanır***. Spektral xətlərin incə quruluşu elektronun spinə malik olması ilə izah olunur. Məsələn, natriumun sarı xətti iki xəttdən ibarət olur, yəni enerji səviyyəsi iki səviyyəyə parçalanır.

Kvant mexanikasından elektronun məxsusi impuls momentinin

$$L_S = \sqrt{s(s+1)}\hbar \qquad (25.29)$$

olduğu alınır. Burada s -***spin kvant ədədi*** adlanır və elektron (proton, neytron) üçün 1/2 -ə bərabərdir. Fəzada L_S-in kvantlanmış hallarının sayı $(2s+1)$ qədərdir. Buradan alınır ki, xarici sahədə spinin iki istiqaməti vardır və onun qiymətləri $\frac{\eta}{2}$ və -$\frac{\eta}{2}$ -dir, yəni

$$L_{sz} = \pm\frac{1}{2}\eta \tag{25.30}$$

və elektronun məxsusi maqnit momenti (27.27) düsturuna analoji olaraq

$$P_{ms} = -g_s L_s \tag{25.31}$$

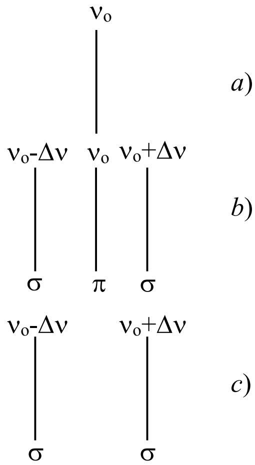
onun xarici maqnit sahəsi istiqamətinə proyeksiyası

$$P_{msz} = \mu_B \quad \text{və} \quad \frac{P_{ms}}{L_s} = \frac{e}{m_e} \tag{25.32}$$

olur. Buradan görünür ki, spin hiromaqnit münasibəti orbital hiromaqnit münasibətdən 2 dəfə böyükdür. Ferromaqnitlərin maqnit xassələri bu faktla izah olunur.

Maqnit sahəsində atomun enerji səviyyələrinin və eləcə də spektral xəttlərin parçalanması ***Zeeman effekti*** adlanır. Tezliyi ν_o olan polyarlaşmamış (şəkil 177 *a*) şüa maqnit sahəsinə perpendikulyar istiqamətdə yayıldıqda üç xəttə (triplet) parçalanır (şəkil 177 *b*). Bu xətlərdən biri müşahidə edilən xətt olub π komponent, ona simmetrik yerləşmiş iki xətt σ komponent adlanır (***eninə Zeeman effekti***). Şüa maqnit sahəsi istiqamətində yayıldıqda spektral xətt ikit (dublet) σ komponentə parçalanır (şəkil 177 *c*), π komponent müşahidə olunmur (***uzununa Zeeman effekti***). Bütün xəttlər polyarlaşmış olurlar. Spektral xəttin belə parçalanması ***normal Zeeman effekti*** adlanır.

Tripletin π komponentinin elektrik vektoru maqnit sahəsi istiqamətində, σ komponentlərinin elektrik vektoru isə maqnit sahəsinə perpendikulyar istiqamətdə rəqs edirlər. Dublet xəttlərindən soldakı xətt saat əqrəbinin əksinə, sağdakı xətt isə saat əqrəbi istiqamətində dairəvi polyarlaşmış olurlar.



Şəkil 177

Spektral xəttlərin maqnit sahəsində parçalanmasının səbəbi elektronun maqnit momentinə malik olmasıdır. Normal Zeeman effektində elektronun yalnız orbital maqnit momentinə malik olması qəbul edilir. İnduksiyası $\vec{B}$ olan maqnit sahəsində elektron əlavə

$$\Delta E = -(\vec{P}_m \vec{B}) = -P_m \mu_o H \cos(\vec{P}_m \vec{B}) = -\mu_o P_{mz} H \qquad (25.33)$$

enerjisinə malik olur. Burada (25.27) düsturunu nəzərə alsaq

$$\Delta E = \frac{\mu_o e\hbar}{2m_e} Hm = \mu_o \mu_B Hm \qquad (25.34)$$

olar. Onda *m* maqnit kvant ədədinə uyğun səviyyənin enerjisi

$$E' = E + \mu_o \mu_B H_m \qquad (25.35)$$

bərabər olacaqdır. Burada *m* maqnit kvant ədədi 2*l*+1 qiymətlərini aldığından enerji həmin sayda qiymət alacaq və enerji səviyyəsi cırlaşma dərəcəsinə bərabər sayda yarımsəviyyələrə parçalanmış olacaqdır, yəni cırlaşma aradan qalxacaqdır.

(25.35) düsturu ilə təyin olunan iki səviyyə arasındakı enerji fərqi

$$\Delta E = E_1' - E_2' = E_1 - E_2 + (m_1 - m_2)\mu_o\mu_B H$$

və bu səviyyələr arasındakı keçidə uyğun tezlik

$$\nu = \frac{E_1 - E_2}{h} + \Delta m \frac{\mu_o\mu_B H}{h}$$

olar. Seçmə qaydasına görə $\Delta m = +1{,}0{,}-1$ olduğundan triplet xəttlərinin tezliyi üçün

$$\nu_{+1} = \nu_o + \frac{\mu_o\mu_B H}{h}, \quad \nu_o, \quad \nu_{-1} = \nu_o - \frac{\mu_o\mu_B H}{h} \tag{25.36}$$

alınar. Buradan görünür ki, normal Zeeman effektində tezliyin dəyişməsi

$$\Delta\nu = \frac{\mu_o\mu_B H}{h} \tag{25.37}$$

olur.

Atom maqnit sahəsində olduqda elektronun ixtiyari istiqamətdəki rəqsini maqnit sahəsi istiqamətində və ona perpendikulyar *x*, *y* istiqamətlərində toplananlara ayırmaq olar. Onda maqnit sahəsi istiqamətində şüalanma olmayacaq. Yalnız *x* və *y* istiqamətlərinə uyğun dairəvi polyarlaşmış şüalanma müşahidə olunacaqdır. Ona görə də şüa maqnit sahəsi istiqamətində yayıldıqda iki xəttə (dublet) parçalanır. Bu xəttlərin tezliyi (25.37) düsturuna görə

$$\nu_1 = \nu_o + \frac{\mu_o\mu_B H}{h}, \quad \nu_2 = \nu_o - \frac{\mu_o\mu_B H}{h}$$

olur.

Zəif maqnit sahəsində, yəni elektronun maqnit sahəsində aldığı əlavə enerji atomun iki enerji səviyyələri arasındakı enerjidən çox kiçik olduqda ***anomal Zeeman effekti*** yaranır. Anomal Zeeman effekti elektronun spinə malik olması ilə əlaqədardır.

Xarici maqnit sahəsinin intensivliyinin artması ilə anomal Zeeman effektinin normal Zeeman effektinə keçməsi ***Paşen-Bak effekti*** adlanır.

Atomun enerji səviyyələrinin parçalanması elektrik sahəsində də müşahidə olunur. Bu hadisə ***Ştark effekti*** adlanır.

§7. Pauli prinsipi. Elektronların enerji səviyyələrində paylanması

Yuxarıdakı paraqraflardan məlum oldu ki, atomda hər bir elektronun halı 4 kvant ədədi ilə təyin olunur: baş kvant ədədi n, orbital (azimutal) kvant ədədi l, maqnit kvant ədəri m_e 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^2 sayda hallar uyğundur ((25.22) düsturu). Bu hallar bir-birindən orbital və maqnit kvant ədədlərinə görə fərqlənirlər. Baş, orbital və maqnit kvant ədədlərinin eyni qiymətilə təyin olunan hal isə spin kvant ədədilə fərqlənir. Spin kvant ədədi iki müxtəlif qiymət aldığı üçün n-in verilmiş qiymətinə uyğun halların sayı $2n^2$ 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_e-in $2l+1$ sayda və nəhayət, m_e-in hər qiymətinə m_s-in 2 qiyməti uyğun gəlir. Beləliklə, eyni n, l, m_e, m_s halında 1 elektron, eyni n, l, m_e 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 25.1-də göstərilmişdir.

Cədvəl 25.1

Elektronların verilmiş kvant ədədlərinə uyğun maksimal sayı

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

Buradan aydın olur ki, n=1, l=0, m_e=0, $m_s=\pm\frac{1}{2}$ əsas halında 2 elektron olur. Onların spini bir-birinin əksinə yönəlir. Bu hal $1s^2$ kimi göstərilir. n=2, l=0, m_e=0 halı $2s^2$, n=2, l=1, m_e=±1 halı $2p^4$ olur və s. Cədvəl 25.2-də bu hallar göstərilmişdir.

Baş kvant ədədləri (n=1, 2, 3, 4, 5,…) atomun elektron təbəqəsinin nömrəsini göstərir. Bu təbəqələri K, L, M, N, O, P, … ilə işarə edirlər. Bu işarələrlə dövri sistemin bütün elementləri üçün elektron konfiqurasiyasını yazmaq olar. Cədvəl 25.2-də 3 ilk təbəqə üçün bu konfiqurasiyalar göstərilmişdir.

Mendeleyevin elementlərinin dövri sisteminin əsasında aşağıdakı şərtlər durur:

- kimyəvi elementin sıra nömrəsi onun elektronlarının və ya nüvəsindəki protonların sayına bərabər olmalıdır;
- Pauli prinsipi gözlənilməlidir;
- Kvant ədədlərinə uyğun səviyyələr dolduğu halda növbəti elektron yeni səviyyəyə keçməlidir. Lakin növbəti elektronun halına potensial enerjinin minimum qiyməti uyğun gəlməlidir. Elə ola bilər ki, n-ə uyğun səviyyələrdən birində «boş» yer olsun, ancaq növbəti elektron n+1 səviyyəsinə keçsin. Bu səviyyənin enerjisi əvvəlki «boş» yerin səviyyəsindən kiçik olur. Belə hal n-in böyük qiymətlərində baş verir.

Cədvəl 25.2-dən görünür ki, Hidrogen və Heliumun elektronları K təbəqəsində yerləşir və Heliumla bu təbəqə dolur. Sonrakı elementin – Litiumun 3 elektronu vardır. Onlardan ikisi 2s səviyyəsini doldurur, 3-cü elektron 2p səviyyəsinə keçir. Bu elektron daha yüksək enerji səviyyəsində yerləşdiyi üçün nüvə ilə əlaqəsi zəif olur. Bu elektron Litium elementinin optik və kimyəvi xassələrini müəyyən edir. L təbəqəsi 10-cu yerdə yerləşən Neon elementi ilə dolmuş olur. 11 elektrona malik olan Natriumun 11-ci elektronu n=3, yəni M təbəqəsinə keçir və bu təbəqə 3p səviyyəsi

- 18 elektronu olan Arqonla dolur. 3d səviyyəsi tamamilə «boş» qalır. Bu qayda, yəni növbəti elektronun növbəti səviyyəyə keçməsi Neona qədər ödənir. Kaliumun 19-cu elektronu 3d səviyyəsinə keçmir, 4s səviyyəsinə keçir. Bu onunla əlaqədardır ki, 4s səviyyəsinin enerjisi 3d səviyyəsinin enerjisindən azdır. Kalsiumun da 20-ci elektronu 4s səviyyəsinə keçir. 21-ci element olan Skandiumdan başlayaraq 3d səviyyəsi dolmağa başlayır və səviyyələrin normal doyma qaydası 36-cı element olan Kriptona qədər davam edir. 37-ci element olan Rubidiumun axırıncı elektronu 5s səviyyəsinə keçir və ona görə də onun xassələri qələvi metallar olan Na və K-un optik və kimyəvi xassələrinə oxşayır. Stronsiumun da elektronu 5s səviyyəsinə keçir və xassələri Kalsiumun xassələrinə oxşar olur. Beləliklə, görünür ki, Mendeleyevin dövri sistemində eyni qrupda yerləşən atomların xassələrinin oxşar olması onların elektron konfiqurasiyalarının oxşarlığı ilə əlaqədardır.

§8. Rentgen şüaları

Rentgen şüaları 10^{16}-10^{21} Hs tezlikli elektromaqnit şüalarıdır. Bu şüalar fotolövhəyə təsir edərək onu qaraldır, yüksək ionlaşdırıcı qabiliyyətə malikdir. Bu şüalar vasitəsilə maddələrin kristal quruluşu öyrənilir. Onların udulmasına əsaslanan ***Rentgen defektoskopiyası*** mühitdəki qeyri-bircinsliliyi aşkar etmək üçün geniş tətbiq edilir.

Rentgen şüaları yüksək enerjili elektronların tormozlanması zamanı şüalanır. İki növ rentgen şüaları mövcuddur. Onlardan biri sürətli elektronların maddədən keçərkən tormozlanması nəticəsində yaranır və bütöv spektrə malik olur. Elektron maddədə tormozlanarkən onun kinetik enerjisi elektromaqnit şüalanma enerjisinə çevrilir. Elektronun kinetik enerjisi məhdud olduğundan bütöv adlandırılan rentgen şüaları sonsuz böyük tezliyə malik ola bilməzlər. Onların tezliyinin ən böyük qiyməti elektronun kinetik enerjisinin maksimum qiymətilə təyin olunur:

$$h\nu_{\max} = E_{K\max} = (eU)_{\max} \qquad (25.38)$$

Yeri gəlmişkən, bu ifadədən Plank sabitinin qiyməti yüksək dəqiqliklə təyin olunmuşdur. Bu düsturdan fotoelektronların sürətini tapmaq üçün də istifadə edilmişdir.

İkinci növ rentgen şüaları xarakteristik rentgen şüalarıdır. Bu şüalar yüksək sürətlə elektronlar vasitəsilə atomların K təbəqəsindən elektronun çıxarılması zamanı yaranır. Atomun K təbəqəsindən çıxan elektronun yerinə yuxarı təbəqədən elektron keçdikdə atom rentgen şüalarının K seriyasını yaradır. L təbəqəsindən K təbəqəsinə keçid zamanı şüalanan dalğa rentgen şüalarının ən böyük dalğa uzunluğuna uyğun gəlir. Bu seriya $\mathbf{K_\alpha}$ ***seriyası*** adlanır. K_β seriyası M təbəqəsindən K təbəqəsinə, K_γ - N təbəqəsindən K təbəqəsinə və s. keçidlərə uyğun seriyalardır.

Mozli rentgen şüalarının seriyaları üçün aşağıdakı ifadəni vermişdir:

$$\sqrt{\nu} = a(Z - b) \qquad (25.39)$$

Burada *a*-verilmiş seriya üçün sabit kəmiyyət olub kvant ədədlərindən asılıdır, *b* - ***ekranlaşma sabiti***, *Z* – elementin sıra nösrəsi, ν-isə spektrin xarakteristik tezliyidir.

Xarakteristik rentgen şüalarının yaranma mexanizmindən aydın olur ki, bu şüalanma onu yaradan atomun hansı kimyəvi birləşməyə daxil olmasından asılı deyildir. Bu şüalar atomun fərdi xüsusiyyətlərini təyin edən ən «dərindəki» elektronlarla əlaqədardır.

§9. Lüminessensiya

Lüminessensiya cismin istilik şüalanmasından fərqli olan şüalanmadır. Bu şüalanmanın müddəti istilik şüalanmasının müddətindən böyük olur (10^{-4} saniyəyə qədər ola bilər). İstilik şüalanmasında görünən işığın buraxılması üçün cismin temperaturu çox yüksək olmalıdır. Lakin lüminessensiya ixtiyari temperaturda yarana bilər. Ona görə də ***lüminessensiya soyuq işıqlanma adlanır***. Lüminessensiya tarazlıq şüalanması deyildir. Təbiətdə lüminessent işıqlanmaya misal olaraq qütb parıltısını, bəzi həşəratların, çürüntülərin işıqlanmasını göstərmək olar.

Lüminessensiya xarici təsir nəticəində yaranır. Onun yaranma səbəbindən asılı olaraq ***fotolüminessensiya***, ***katodolüminessensiya***, ***elektrolüminessensiya*** və ***kimyəvi lüminessensiy***a olur.

- ***Fotolüminessensiya işıq şüalarının təsiri ilə yaranır***. Stoks bu hadisəni öyrənərək müəyyən etmişdir ki, şüalanan işığın tezliyi onu yaradan işığın tezliyindən kiçik olur: düşən fotonun enerjisinin bir hissəsi şüalanma ilə əlaqəsi olmayan kənar proseslərə xərclənir.

$$h\nu = h\nu_s + \Delta E \qquad (25.40)$$

Burada $h\nu$-maddə üzərinə düşən, $h\nu_s$-şüalanan kvantın enerjisi, ΔE isə düşən kvantın enerjisinin itən hissəsidir.

Bəzi hallarda şüalanan kvantın tezliyi onu yaradan kvantın enerjisindən böyük ola bilər (***antistoks lüminessensiya***). Bu o vaxt olur ki, düşən kvantın enerjisi maddənin atom və ya molekulunun istilik hərəkəti enerjisi hesabına artır.

- ***Elektrolüminessensiya qaz boşalmalarından yaranır***. Onlardan işıq mənbəyi kimi istifadə edilir.
- ***Katodolüminessensiya elektronlarla bərk cismə təsir etdikdə yaranır***. Elektronların kinetik enerjisi atom, molekul və ya ionlarda elektronları həyəcanlaşdırır, onları yuxarı enerji halına qaldırır. Düşən elektronun kinetik enerjisi o qədər böyük ola bilər ki, həyəcanlanmış elektron normal hala bir neçə mərhələdə qayıtsın. Belə olduqda elektron bir neçə foton şüalandırır. Katodolüminessensiya ossilloqrafın, televizor və lokator ekranlarının işıqlanmasında istifadə olunur.
- ***Kimyəvi lüminessensiya reaksiya zamanı enerjinin şüalanma şəklində ayrılmasıdır.*** Bu zaman şüalanan enerji həmin temperaturdakı istilik şüalanmasının enerjisindən qat-qat böyük ola bilər.

İşıqlanma müddətinə görə daha tez sönən lüminessensiya fluoressensiya, uzun müddət davam edən isə fosforosensiya adlanır.

Lüminessensiya hadisəsindən istifadə edərək molekulyar səviyyədə canlı toxumaları öyrənmək, maddədə qarışığın miqdarını müəyyən etmək olar. Lüminessensiya analizinin üstünlüyü ondadır ki, tədqiq olunan maddədə dəyişiklik yaranmır, az miqdarda maddəni öyrənmək olur. Lüminessensiya hadisəsi lazerlərin iş prinsipinin əsasında durur.

Lüminessensiya hadisəsini, şüalanmanın spektral paylanmasını öyrənmək üçün spektral cihazlardan istifadə olunur. Lüminessensiyanın sönmə müddətini, yəni intensivliyin *e* dəfə azalması üçün keçən müddəti ölçmək üçün ***fluorometrdən*** istifadə edilir.

Müxtəlif təsirlər nəticəsində lüminessensiya edən maddələr ***lümineforlar*** adlanır.

§10. Optik kvant generatoru. Lazer

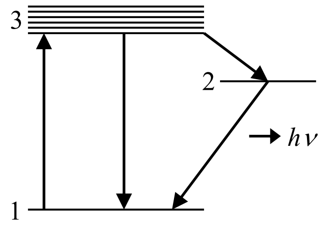
Müxtəlif növdə təbii və süni işıq mənbələri mövcuddur. Onlardan öz xassələrinə görə kəskin fərqlənəni optik kvant generatoru – lazerdir.

İşıq mənbələrində müxtəlif növ enerjilər işıq enerjisinə çevrilir. Enerjini udan atom yuxarı enerji səviyyəsinə keçir, orada 10^{-8}*san*-dən artıq qala bilmir və aşağı enerji səviyyəsinə qayıdır. Bu zaman o foton şüalandırır. Belə keçidlərin sayı çox olur və yekun işıq enerjisi bu şüalanan fotonların enerjilərinin cəmindən ibarət olur. Şüalanma aktları bir-birindən asılı olmayaraq müxtəlif vaxtlarda spontan olaraq yaranır. Ona görə də şüalanan dalğaların fazaları məkan və zamanca xaotik paylanır, onlar arasında heç bir əlaqə olmur. Belə şüalanma koherent və monoxromatik deyildir, gücü azdır, səpilməsi böyükdür. Lakin lazer şüaları yüksək koherentliyə, monoxromatikliyə və gücə malikdir, səpilməsi isə çox azdır.

Məlumdur ki, işıq mühitdən keçərkən onun enerjisi atomların müəyyən enerji səviyyələrinin fərqinə bərabər olduqda şüa udma və ya şüa buraxma yaranır. Mühitin atomları tarazlıq vəziyyətində olduqda Bolsman paylanmasına görə elektronların əksəriyyəti aşağı enerji səviyyəsində olur. İşıq kvantları belə mühitə düşdükdə əsasən udulurlar və mühitdən keçən işığın enerjisi azalır. Əgər atomlarda elektronlar yuxarı enerji səviyyəsində olarsa, onda düşən işığın təsirilə bu elektronlar aşağı enerji səviyyəsinə keçərək şüalanma yaradarlar və beləliklə, mühitdən çıxan işığın enerjisi artmış olar. Deməli, mühitdən keçərkən işığın enerjisinin artması üçün yuxarı enerji səviyyələrində olan elektronların sayı əsas enerji səviyyələrində olan elektronların sayından çox olmalıdır. Atomlarda elektronların belə paylanması ***invers*** (***çevrilmiş***) ***məskunlaşma*** adlanır. Müəyyən vasitə ilə, məsələn maddəni şüalandırmaqla invers məskunlaşma əldə etmək olar. Belə maddə mənfi udma əmsalına malik mühit olur. Buqer-Lambert qanununa görə udma əmsalı mənfi olarsa mühitdən çıxan şüanın intensivliyi eksponensial qanunla artmalıdır.

Tutaq ki, invers məskunlaşmaya malik olan mühit vardır. Bu mühitə işıq dalğası düşdükdə yuxarı səviyyədə olan elektronlar məcburi olaraq qısa müddətdə və eyni zamanda aşağı səviyyəyə keçəcək. Hər bir foton öz tezliyinə bərabər tezlikdə fotonun yaranmasına səbəb olacaq. 1 foton əvəzinə 2 foton olacaq, onlar da öz növbəsində məcburi şüalanma yaradaraq 4 fotonun əmələ gəlməsinə səbəb olacaqlar və beləliklə, fotonların sayı selvari artacaqdır. Təsvir edilən bu proses – invers məskunlaşmanın əldə edilməsi, bu mühitə foton dəstəsi göndərdikdə məcburi şüalanma yaradılması optik kvant generatorların – lazerlərin iş prinsipini təşkil edir.

Birinci dəfə Basov və Proxorov optik kvant generatorlarının iş prinsipinin üç enerji səviyyəli sxemini vermişlər (şəkil 178). Bu sxem əsasında qurulmuş ilk optik kvant generatorunun işçi maddəsi rubin kristalı olmuşdur. Rubin, ona aşqar olaraq 0,05 faizə qədər xrom oksidi vurulmuş Al_2O_3 kristalıdır. Bu kristalda *Al* ionları göstərilən miqdarda xrom ionları ilə əvəz edilmişdir (onun rəngi qırmızı-narıncıdır).



Şəkil 178

Rubini işıqlandırdıqda xrom ionları foton udaraq 1 səviyyəsindən 3 səviyyəsinə keçir və orada çox qala bilmədiyindən bəziləri spontan olaraq 1 səviyyəsinə qayıdır, əksəriyyəti isə 2 səviyyəsinə keçir. 2$\rightarrow$1 keçidinin ehtimalı çox kiçik olduğundan az sayda spontan keçid baş verir və xrom ionları 2 səviyyəsində uzun müddət (10^{-3}*san*) yığılıb qalırlar. Belə səviyyə ***metastabil səviyyə*** (2 səviyyəsi) adlanır. Beləliklə, 2 səviyyəsindəki xrom ionlarının sayı 1 səviyyəsindəki xrom ionlarının sayından qat-qat çox olur – invers məskunlaşma yaranır. 2-1 spontan keçidində yaranan foton 2 səviyyəsində olan xrom ionunu 1 səviyyəsinə keçməyə məcbur edir. Bu zaman ikinci foton şüalanır, onun tezliyi və istiqaməti məcburedici fotonun tezliyi və istiqaməti ilə eyni olur. Onlar da öz növbəsində məcburi keçid yaratmaqda iştirak edirlər və beləliklə koherent, monoxromatik, istiqamətlənmiş güclü şüalanma yaranır.

Qaz lazerlərinin də iş prinsipi üç enerji səviyyəli sxem əsasındadır.

Şüalanma gücünü artırmaq üçün yaranmış foton selinin mühit daxilində çox sayda əks olunmasını əldə edirlər. Bunun üçün bərk cismin (məsələn, rubin çubuğun) oturacaqlarından birini tam əks etdirən gümüşlə örtür, digərini isə şüanın çıxması üçün qismən əks etdirici düzəldirlər. Qaz lazerlərində isə bu məqsədlə güzgüdən və yarımşəffaf güzgüdən istifadə edilir. Bu zaman çubuğun oturacaqları və güzgülərin səthləri bir-birinə ciddi paralel olmalıdır.

Lazer şüalarının yüksək koherentliyi – şüalanma aktları arasında fazalar fərqinin sabit olması (fəza koherentliyi) və onun sonlu müddətdə saxlanması (zaman koherentliyi) bu şüalardan müxtəlif sahələrdə istifadə olunmasına imkan verir. Onların spekt xəttlərinin sonsuz ensiz olması radiorabitə üçün çox əlverişlidir. Məsələn, spektral xəttinin eni 10^{-10}*m* olan 10^{-6}*metrlik* dalğa vasitəsilə 10^4 sayda radioveriliş ötürmək olar. Lazer şüaları vasitəsilə mikrodeşiklər açmaq, mikroyarıqları «lehimləmək», orqanizmdə bir-birindən aralanmış toxumaları, məsələn, gözün tor təbəqəsini ondan ayrılmış toxumaya birləşdirmək olar.

XXVI FƏSİL. NÜVƏ FİZİKASININ ELEMENTLƏRİ VƏ ELEMENTAR ZƏRRƏCİKLƏR

§1. Atom nüvəsinin tərkibi və xassələri

Rezerford α zərrəciklərinin 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 dövri 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,*** neytronlarının sayı eyni olan nüvələr isə ***izoton,*** proton və neytronlarının sayı eyni, lakin bir-birindən yarımparçalanma periodu ilə fərqlənən nüvələr ***izomerlər*** adlanır.

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

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

$$\mu_o = \frac{e\eta}{2m_p} \qquad (26.1)$$

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 xəttlərin ***ifratincə*** quruluşunu təyin edir.

Nüvənin radiusu Rezerford təcrübəsinə əsasən müəyyən edilmişdir. Nüvə ilə α-zərrəciyin qarşılıqlı təsir enerjisini $\frac{2Ze^2}{d_o}$ ilə göstərək. α-zərrəcik nüvəyə elə məsafəyə qədər yaxınlaşa bilər ki, onun kinetik enerjisi $\frac{m\upsilon^2}{2}$ göstərilən enerjiyə bərabər olsun. Enerjilərin bərabərlik şərtindən bu məsafə tapılır və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$d_o = \frac{4Ze^2}{m_\alpha \upsilon^2} \qquad (26.2)$$

Buradan və başqa təcrübələrdən nüvənin ölçüsü $10^{-14} \div 10^{-15}$ *m* tərtibində tapılmışdır. Nüvəni sferik zərrəcik kimi qəbul etdikdə onun radiusu ilə nuklonların sayı arasında aşağıdakı əlaqə müəyyən edilmişdir:

$$R = r_o A^{1/3} \qquad (26.3)$$

Burada $r_o = (1{,}2 \div 1{,}3) \cdot 10^{-15} m$-dir. Buradan nüvənin həcmi üçün

$$V = \frac{4}{3}\pi r_o^3 A \qquad (26.4)$$

alınar. Bu ifadə göstərir ki, bütün nüvələr üçün vahid həcmə düşən nuklonların sayı eyni olub, aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{3}{4\pi r_o^3} \cong 10^{44}\, nuklon/\, m^3 \qquad (26.5)$$

Buradan bütün nüvələrin sıxlığının da eyni olduğu alınır:

$$\rho = nm_p = 10^{44} \cdot 1{,}66 \cdot 10^{-27} \cong 10^{17}\, kq\, /\, m^3 \qquad (26.6)$$

Belə sıxlığa malik olan 200*m* radiuslu kürənin kütləsi Yerin kütləsi qədər olur.

§2. Kütlə defekti. Nüvənin rabitə enerjisi

Nüvələrin kütləsinin dəqiq ölçülməsi göstərdi ki, onun kütləsi nuklonların kütlələri cəmindən kiçikdir. Tutaq ki, nüvə kütləsi m_p olan Z sayda protondan və kütləsi m_n olan (A-Z) sayda neytrondan ibarətdir. Onda belə nüvənin kütləsi $Zm_p + (A - Z)m_n$ olmalı idi. Lakin nüvənin kütləsi bu kütlədən ΔM qədər az alınır. Nüvənin kütləsi m_a olarsa

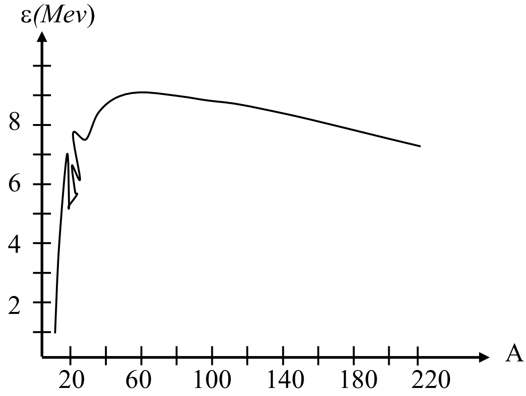
$$\Delta M = \left\lfloor Zm_p + (A - Z)m_n \right\rfloor - m_a \qquad (26.7)$$

olar. Burada ΔM - ***kütlə defekti*** adlanır. Kütlə nüvənin yaranması zamanı enerji ayrılmasının hesabına yaranır. Ona görə də (26.7) düsturunun enerji ilə ifadəsi ***rabitə enerjisi*** adlanır, E_{rab} ilə işarə olunur və aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$E_{rab} = \Delta Mc^2 = \left\{ \left\lfloor Zm_p + (A - z)m_N \right\rfloor - m_a \right\} c^2 \qquad (26.8)$$

Rabitə enerjisi *MeV* ilə ölçülür (1 *MeV*=10^6 *eV*=$1{,}6 \cdot 10^{-13}$*C*-dur).

Bir nuklona düşən rabitə enerjisi ($\varepsilon = \frac{E_{rab}}{A}$) xüsusi rabitə enerjisi, bir nuklona düşən kütlə defekti isə ($\frac{\Delta M}{A}$) qablaşma əmsalı adlanır. Xüsusi rabitə enerjisinin və qablaşma əmsalının böyük qiymətinə uyğun olan nüvələr daha dayanıqlı olurlar.



Şəkil 179

Şəkil 179-da xüsusi rabitə enerjisinin nuklonların sayından asılılığı göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, Mendeleyev cədvəlinin əvvəlində olan elementlərin xüsusi rabitə enerjisi monoton dəyişmir; artıb-azalır. Məsələn, hidrogen üçün $\varepsilon = 5,5 Mev$ olduğu halda tritium üçün $\varepsilon = 2,78 Mev$ olur. Sonra yenidən artır, *A*=50 olduqda xüsusi rabitə enerjisi ən böyük olub $8,5 Mev$-ə çatır. Bu qiymətdən başlayaraq Urana qədər rabitə enerjisi azalır və $7,4 Mev$-ə yaxınlaşır. Xüsusi rabitə enerjisinin belə böyük qiymətə malik olması nüvə qüvvələrinin böyük olmasını göstərir.

Nüvənin rabitə enerjisinin nuklonların sayından asılılığı aşağıdakı nəticələrə gətirir:

- nüvə qüvvələri doyma xassəsinə malikdir. Hər bir nuklon onu əhatə edən bütün nuklonlarla deyil, yalnız məhdud sayda nuklonlarla qarşılıqlı təsirdə olur. Bütün nuklonlarla qarşılıqlı təsir rabitə enerjisinin A^2 ilə mütənasib olmasına gətirərdi

- cüt sayda proton və cüt sayda neytronu olan nüvələrin rabitə enerjisi daha böyük olur. Bu isə nüvədə eyni nuklonların qrup halında birləşməsini sübut edir.
- proton və ya neytronlarının sayı 2, 8, 20, 50, 82, 126 olan nüvələrin xüsusi rabtə enerjiləri qonşu elementlərə nisbətən kiçik maksimumlardan keçirlər. Bu belə nəticəyə gətirir ki, nüvə də atom kimi təbəqəli (örtük) quruluşa malikdir.
- iki yüngül nüvəni birləşdirdikdə və ya ağır nüvəni iki nüvəyə parçaladıqda yeni nüvənin rabitə enerjisi qədər enerji ayrılacaqdır.

§3. Nüvə qüvvələri. Nüvə modelləri

Əvvəlki paraqrafdan məlum oldu ki, nüvəni təşkil edən nuklonlar arasında təsir edən qüvvələr böyük qiymətə malikdir. Bu qüvvələr elektromaqnit təbiətli deyildir. Onlar Kulon qarşılıqlı təsir qüvvələrindən böyükdür. Ona görə də Kulon qarşılıqlı təsir qüvvələrinə malik olan protonlar nüvə daxilində qala bilirlər. Nüvə qüvvələri böyük qiymətə malik olduğundan bu qarşılıqlı təsir ***güclü qarşılıqlı təsir*** adlanır. Bu qarşılıqlı təsir eletromaqnit qarşılıqlı təsirdən 10^2, yüngül zərrəciklər arasındakı qarşılıqlı təsirdən – ***zəif qarşılıqlı təsirdən*** 10^{14} və ***qravitasiya qarşılıqlı təsirdən*** 10^{36} dəfə böyükdür.

Nüvə qüvvələri kiçik məsafələrdə təsir göstərir. Onların təsir radiusu nüvənin radiusu tərtibindədir. Bu qüvvələrin çox kiçik məsafələrdə təsir göstərməsi, onların təbiətinin məlum olmaması və digər səbəblərdən nüvə qarşılıqlı təsir potensialının məsafədən asılılığını tam müəyyən etməyə imkan vermir. Ona görə də bu asılılıq müxtəlif funksiyalarla verilir. Məsələn, bir proton və bir neytrondan ibarət deytronda qarşılıqlı təsir birinci yaxınlaşmada aşağıdakı funksiyalarla təsvir edilir:

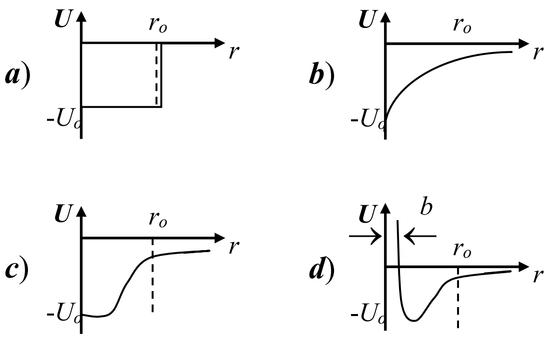
a) Düzbucaqlı potensial çuxur (şəkil 180, *a*) $U(r)=\begin{cases}-U, & r\le r_o\\ 0, & r\ \phi\ r_o\end{cases}$

b) Eksponensial funksiya $U(r)=U_o e^{-\frac{r}{r_o}}$ (şəkil 180, *b*)

c) Yukavanın mezon potensialı $U(r)=U_o\dfrac{e^{-\frac{r}{r_o}}}{r/r_o}$ (şəkil 180, *c*)

d) İtələmə mərkəzli potensial $U(r)=\begin{cases}U_o e^{-\frac{r}{r_o}}, & r\ \phi\ b\\ \infty, & r\ \pi\ b\ \pi\ r_o\end{cases}$ (şəkil 180, *d*)

Burada r_o - nüvə qüvvələrinin təsir radiusu, r - qarşılıqlı təsirdə olan nuklonların mərkəzləri arasındakı məsa-fə, U_o - potensial çu-xurun dərinliyi olub 20÷40*MeV*-ə bərabər olur, b - 10^{-15}÷10^{-16}*m* tərtibində məsafədir.



Şəkil 180

Nüvə qüvvələri qar-şılıqlı təsirdə olan nuklonların elektrik yükündən asılı deyildir. Proton-proton, proton-neytron, neytron-neytron qarşılıqlı təsiri eyni olur.

Nüvə qüvvələri onun spinindən asılıdır. Müxtəlif spini olan eyni bir nüvə müxtəlif rabitə enerjisinə malikdir.

Nüvə qüvvələri mərkəzi qüvvələr deyildir. Bu ondan irəli gəlir ki, ***nüvə kvadrupol elektrik momentinə malikdir***.

Yapon alimi Yukava göstərmişdir ki, nüvə qüvvələri mübadilə xarakteri daşıyır. Elektromaqnit qarşılıqlı təsir foton mübadiləsi ilə baş verdiyi kimi nüvə qarşılıqlı təsir kütləsi 200-300 elektron kütləsinə bərabər olan zərrəciklərin mübadiləsi ilə yaranır. Sonralar bu zərrəciklər kosmik şüalarda müşahidə edilmiş və ***mezonlar*** adlandırılmışlar. Müxtəlif xassəli mezonlar kəşf edilmişdir. Lakin müəyyən olunmuşdur ki, ***nüvə qarşılıqlı təsirinin daşıyıcıları*** π ***-mezonlar və ya pionlardır***. ***Müsbət*** π^+***, mənfi*** π^- ***və yüksüz*** π^o ***– pionlar mövcuddur***. Nüvənin nuklonları arasında qarşılıqlı təsir bu mezonların udulması və ya şüalanması ilə baş verir. Bu zaman nuklonların bir-birinə və öz-özlərinə çevrilməsi yaranır: nuklonlar müəyyən vaxt yüklü, digər vaxt yüksüz olur.

Nüvə qüvvələrinin təbiəti məlum olmadığından onları izah etmək üçün müxtəlif nüvə modelləri qəbul edilir. Bu modellərdən biri nüvənin damcı modelidir. Bu modelə görə nüvə maye damcısına oxşayır: zərrəciklər arasındakı qüvvələr kiçik təsir radiusuna malikdir, doyma xassəlidir, damcının sıxlığı sabit qalır, damcıdakı zərrəciklər (nuklonlar) hərəkət edirlər (onların orbital momenti vardır). Nüvə ilə maye damcısı arasında fərq ondan ibarətdir ki, nüvə yüklüdür və o kvant mexanikasının qanınlarına tabedir.

Nüvənin damcı modeli göstərir ki, onun enerjisi sərbəst nuklonların sükunət enerjisindən, nüvənin yaranması zamanı ayrılmış enerjidən, səth enerjisindən (nüvə damcısının səthindəki nuklon qalan nuklonlarla hər tərəfdən qarşılıqlı təsirdə olmur), neytron və protonların sayının müxtəlifliyindən irəli gələn enerjidən, elektrostatik və spin qarşılıqlı təsir enerjilərindən ibarətdir. Damcı modelindən tapılır ki, neytronların sayı protonların sayına bərabər olduqda nüvə daha dayanıqlı olur. Bu nəticə təcrübədə təsdiq olunur.

Damcı modelində nuklonlar nüvə daxilində nizamsız hərəkət edirlər. Bir-birilə tez-tez toqquşurlar, onların sərbəst yolunun uzunluğu nüvənin radiusundan çox kiçik olur və ona görə də müəyyən enerji halında uzun müddət qala bilmirlər.

Bu model nüvənin bölünməsini də izah edir. Nüvəyə düşən nuklon onu deformasiya etdirir. Kulon qarşılıqlı təsiri deformasiyanı artırır, səth qüvvələri isə onu azaltmağa çalışır. Protonların sayı çox olduqda Kulon qüvvəsi üstünlük təşkil edir və nüvə iki qəlpəyə (iki yeni damcıya) parçalanır.

Damcı modeli bəzi nüvələrin yüksək dayanıqlığını, nuklonların müəyyən enerji səviyyələrində yerləşməsini, nuklonların sərbəst yolunun nüvənin radiusundan çox böyük olmasını, yəni onların nüvə daxilində demək olar ki, sərbəst hərəkət etməsini izah edə bilmədi. Onları izah etmək üçün nüvənin örtük modeli qəbul edildi. Bu modelə görə nüvə də atom kimi müəyyən enerji səviyyələrinə malikdir. Nuklonlar bu səviyyələrdə yerləşərək nüvə örtüklərini yaradırlar. Nuklonlar iki növ olduğu üçün bu ötrüklər proton və neytron örtüklərindən ibarət olur. Bu örtüklər bir-birindən asılı olmayaraq Pauli prinsipinə görə proton və neytronlarla dolur. Tam dolmuş örtüyə malik olan nüvələr yüksək dayanıqlığa malik olurlar.

Bu model onun yaranmasına səbəb olan –proton və və neytronlarının sayı 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 152 olan nüvələrin yüksək dayanıqlığını izah etdi. Bu «sehrli» rəqəmlərə uyğun nüvələrin yüksək dayanıqlığı onların aşağıdakı xüsusiyyətləri ilə izah olunur:

- xüsusi rabitə enerjisi başqa nüvələrə nisbətən ən böyükdür,
- təbiətdə onlar ən çox yayılmış elementlərdir,
- bu nüvələrin neytron udma ehtimalı ən kiçikdir,
- onlar sferik simmetriyaya malikdirlər və ona görə də kvadrupol momentləri demək olar ki, sıfra yaxındır,
- uran nüvəsinin bölünməsi zamanı yaranan qəlpələrdə olan neytronların sayı 50 və 82 olur.

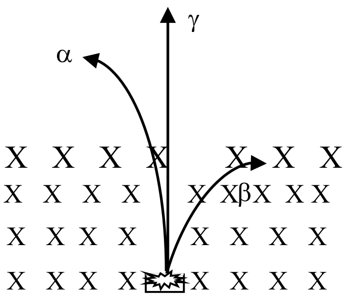
Bu model cüt sayda protonu və cüt sayda neytronu olan nüvələrin tam impuls momentinin sıfra bərabər olmasını da izah edir.

§4. Radioaktivlik. Radioaktiv parçalanma (çevrilmə)

Nüvənin elementar zərrəciklər şüalandıraraq başqa kimyəvi elementə çevrilməsinə radioaktivlik deyilir. Təbii halda öz-özünə yaranan çevrilmə təbii, müxtəlif nüvə reaksiyaları zamanı yaranan çevrilmə isə süni radioaktivlik adlanır. Onlar bir-birindən prinsipcə fərqlənmirlər, eyni qanunlara tabedirlər.

Əvvəlki paraqraflarda qeyd edildi ki, ağır nüvələrin (əsasən qurğuşundan sonra gələn kimyəvi elementlərin) dayanıqlılığı azdır. Ona görə də təbii radioaktivlik, əsasən ağır nüvələrdə müşahidə olunur.

Təbii radioaktivlik Bekkerel tərəfindən uran duzunun flüoressensiyasını öyrənərkən kəşf edilmişdir. O, görmüşdür ki, qaranlıqda yerləşdirilmiş uran duzunun fotolövhəyə təsiri bir neçə il davam etmişdir. Bu o deməkdir ki, radioaktivlik sabit prosesdir, heç bir kənar faktordan asılı deyil, yalnız aktiv elementin özündən və onun kimyəvi birləşmələrindən asılıdır. P. və M.Küri $^{210}_{84}Po$ və $^{226}_{88}Ra$-un da radioaktiv olduğunu kəşf etdilər. Radioaktiv şüaların təsirini öyrənərkən müəyyən etdilər ki, bu şüalar eyni təbiətli deyildir. Onların təbiətini bilmək üçün şüaları yayılma istiqamətinə perpendikulyar yerləşmiş maqnit sahəsindən keçirdilər. Maqnit sahəsində radioaktiv şüalar üç dəstəyə ayrıldılar (şəkil 181); bu dəstələri ayrılıqda öyrənərək belə nəticəyə gəlmişlər ki, maqnit sahəsində meyl etməyən dəstə yuksək tezlikli elektromaqnit dalğalarından ibarət olub böyük enerjiyə və nüfuzetmə qabiliyyətinə malikdir və nüvə həyəcanlaşmış haldan əsas hala keçdikdə şüalanır. Bu dəstə ***γ*-şüalar** adlanır.



Şəkil 181

İkinci dəstə maqnit sahəsində çox meyl edir, ***β*-şüalar** adlanır və yüksək sürətli elektron selindən ibarət olub enerjisi 10*MeV*-ə çatır.

Üçüncü dəstə maqnit sahəsində az meyl edir, α-şüalar adlanır və helium (^4_2He) nüvəsindən ibarətdir, enerjisi 7,68 *MeV*-ə yaxındır.

Qeyd edildi ki, γ-şüalar elektromaqnit dalğaları olub, yüksək enerjili foton selidir. Ona görə də γ-şüalanma zamanı kimyəvi elementin atom kütlə ədədi və yükü dəyişmir, element Mendeleyev cədvəlində öz yerində qalır. γ-şüalanmanın təsviri aşağıdakı reaksiya ilə göstərilir:

$$ {}_{Z}^{A}X \rightarrow \gamma + {}_{Z}^{A}Y $$

β-parçalanma zamanı nüvənin kütlə ədədi dəyişmir, yük ədədi 1 vahid artır (Mendeleyev cədvəlində) və element özündən sonrakı elementə çevrilir, yəni element Mendeleyev cədvəlinin sonuna doğru 1 xanə sürüşür və aşağıdakı kimi göstərilir:

$$ {}_{Z}^{A}X \rightarrow {}_{-1}^{o}e + {}_{Z+1}^{A}Y $$

β-parçalanma aşağıdakı kimi antielektron – pozitron və neytrino şüalanması ilə də yarana bilər:

$$ {}_{Z}^{A}X \rightarrow {}_{1}^{o}e + \nu + {}_{Z-1}^{A}Y $$

Bu zaman element Mendeleyev cədvəlində özündən əvvəlki elementə çevrilir, yəni 1 xanə cədvəlin əvvəlinə sürüşür.

Üçüncü növ β-parçalanma nüvəyə yaxın səviyyədəki elektronun udulması, neytrino şüalanması ilə yaranır və reaksiya aşağıdakı kimi olur:

$$ {}_{Z}^{A}X + {}_{-1}^{o}e \rightarrow {}_{Z-1}^{A}Y + \nu $$

α-parçalanma (çevrilmə) zamanı nüvənin kütlə ədədi 4, yük ədədi 2 vahid azalır və kimyəvi element Mendeleyev cədvəlinin başlanğıcına doğru 2 xanə sürüşür, yerini dəyişir. Reaksiya aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$ {}_{Z}^{A}X \rightarrow {}_{2}^{4}He + {}_{Z-2}^{A-4}Y $$

Sərbəst neytron da radioaktivdir. O, elektron və antineytrino şüalandıraraq protona çevrilir və reaksiya aşağıdakı sxem üzrə gedir:

$$n \rightarrow {}_{-1}^{o} e + \widetilde{\nu} + {}_{1}^{1} H$$

§5. Radioaktiv parçalanma qanunu

Rezerford və Soddi bağlı qabda radiumun parçalanmasını öyrənərkən müəyyən etmişlər ki, zaman keçdikcə qabda radiumun miqdarı azalır, radonun və heliumun miqdarı artır. Onlar həm də tapmışlar ki, göstərilən qazların miqdarının dəyişməsi temperaturdan, təzyiqdən, elektrik və maqnit sahəsindən asılı deyildir. Xarici faktorlar parçalanma sürətinə təsir etmirlər, vahid zamanda radioaktiv parçalanma ehtimalı sabit qalır və aktiv izotopun özünə xas olan kəmiyyətdir.

Radioaktiv parçalanma statistik hadisədir. Ayrıca götürülmüş nüvənin nə vaxt parçalanacağını demək olmaz, onun müəyyən zaman intervalında parçalanma ehtimalını söyləmək olar. Tutaq ki, *t* anında *N* sayda aktiv nüvə vardır. Δt müddətindən sonra onun sayı ΔN qədər azalmışdır. Azalananların sayı aktiv nüvələrin sayından və zaman intervalından asılı olduğundan

$$-dN = \lambda N \Delta t \qquad (26.9)$$

yazmaq olar. Burada ***λ-parçalanma sürətini xarakterizə edən sabit olub baxılan izotopun orta yaşama müddətinin tərs qiymətinə bərabərdir və bir saniyədə nüvənin parçalanma***

ehtimalını ifadə edir. Bu düsturu inteqrallasaq və t=0 anında aktiv elementlərin sayını N_o qəbul etsək, onda alarıq

$$N = N_o e^{-\lambda t} \qquad (26.10)$$

Bu ***radioaktiv parçalanma qanunudur***. Buradan görünür ki, aktiv nüvələrin sayı zaman keçdikcə eksponensial qanunla azalır. Bu qanun statistik qanun olub, nüvələrin sayı çox olduqda tətbiq oluna bilər.

Əksər hallarda radioaktiv parçalanmanı xarakterizə etmək üçün ***yarımparçalanma periodu*** anlayışından istifadə edilir. Aktiv nüvələrin yarısının parçalanması üçün lazım olan müddət yarımparçalanma periodu adlanır və T ilə işarə olunur. Bu tərifə görə (26.10) düsturunda $t=T$ yazsaq, onun sağ tərəfi $N = \frac{N_o}{2}$ olar. Onda (26.10) düsturu aşağıdakı şəkildə yazılar:

$$\frac{1}{2} N_o = N_o e^{-\lambda T}$$

Bu ifadəni laqorifmalasaq $\lambda T = \ln 2$ alınar. Buradan

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T}$$

olduğunu (26.10)-da nəzərə alsaq

$$N = N_o e^{-\ln 2 \frac{t}{T}} \quad \text{və ya} \quad N = N_o \cdot 2^{-\frac{t}{T}} \qquad (26.11)$$

qanunu alınar. Bu düstur da radioaktiv parçalanma qanununu ifadə edir.

Radioaktiv nüvələr parçalanan zaman yaranan yeni nüvə də aktiv ola bilər və özü də parçalana bilər. Belə ardıcıllıqla yaranan radioaktiv nüvələr ***radioaktiv ailə*** əmələ gətirirlər***. Üç təbii, bir süni radioaktiv ailə mövcuddur***. Bu ailələrin kütlə ədədləri

$$A = 4n, 4n+1, 4n+2, 4n+3$$

ifadələri ilə təyin olunur.

Birinci ailə - uran ailəsi $^{238}_{92}U$ *– dən başlayır* ${}_{82}Pb^{206}$ *-da,*

İkinci ailə - torium ailəsi $^{232}_{90}Th$ *- dən başlayır* ${}_{82}Pb^{208}$ *-də,*

Üçüncü ailə - aktinium ailəsi $^{235}_{89}Ac$ *-dən başlayır* ${}_{82}Pb^{207}$ *-də,*

Dördüncü ailə - neptunium ailəsi $^{237}_{93}Np$ *-dən başlayır* ${}_{83}Bi^{209}$ *-da qurtarır*

Radioaktivliyin xarakteristikalarından biri də ***aktivlik*** adlı kəmiyyətdir. ***1 saniyədə parçalanmaların sayına bərabər olan kəmiyyət aktivlik adlanır, A*** ilə işarə olunur və aşağıdakı düsturla tapılır:

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N = \frac{\ln 2}{T} N \qquad (26.11)$$

Aktivlik vahidi olaraq *R* (Rezerford) və ya *C* (Küri) qəbul edilir: 1*R*=10^6 *parçalanma*/*san*, 1*C*=$3{,}7 \cdot 10^{10}$*parçalanma*/*san*.

Bu şüalar kimyəvi təsir, ionlaşdırma və flüoressensiya etdirmə qabiliyyətinə malikdirlər. Şüalanmanın təsiri ***şüalanma dozası*** ilə müəyyən olunur*. **Vahid kütləyə düşən udulan şüa enerjisi şüalanma dozası adlanır***, *D* ilə işarə olunur və

$$D = \frac{W}{m}$$

düsturu ilə hesablanır. Şüalanma dozası *Qr* (qrey)-lə ölçülür*. **Vahid zamandakı şüalanma dozası şüalanma gücü adlanır***, *P* ilə işarə edilir və

$$P = \frac{D}{t}$$

kimi hesablanır. Vahidi Qr/san-dir.

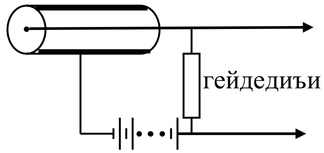
Şüalanmanın orqanizmə təsiri şüalanmanın növündən asılıdır.

Praktikada şüalanma dozasının vahidi olaraq rentgendən (*r*) istifadə edilir. ***1 rentgen kütləsi 1 kq olan havada təqribən*** **$2{,}6\cdot10^{-4}$** ***kl yük əmələ gətirən ionlaşdırıcı şüalanma enerjisinə bərabər kəmiyyətdir***. İnsan orqanizmi üçün 500 *r* məhvedicidir.

§6. Şüalanmanın qeydolunma üsulları

Şüalanmanın qeydolunma üsulları onun ionlaşdırıcı təsirinə əsaslanmışdır. Heyger-Müller sayğacı, ionlaşma və qığılcım kameraları, kristallik sayğaclar bu prinsipdə işləyən cihazlardır. Bu cihazlar vasitəsilə şüaların enerjisi, elektrik yükü, kütləsi, yaşama müddəti və s. ölçülür.

<u>Heyger-Müller sayğacı</u>. Sayğac hermetik silindrik qab olub içərisi 0,5 atmosfer təzyiqdə təsirsiz qazla doldurulur. Silindrin oxu boyunca anod rolu oynayan naqil tel keçirilir. Katod rolu oynayan daxili divarları isə mis təbəqə ilə örtülür. Anod və katod sabit cərəyan mənbəyinə qoşulur (şəkil 182). Bu zaman anodla katod arasında yüksək qeyri-bircins elektrik sahəsi yaranır. Kənardan gələn zərrəcik silindrin daxilinə düşərək oradakı qazı ionlaşdırır, elektron və ion yaranır. Elektron anoda (telə) yaxınlaşdıqda (10^{-6} *san* müddətində) selvari ionlaşma yaranır. İonlaşma telin yaxın ətrafında daha intensiv olur. Beləliklə, qazda müstəqil boşalma yaranır və cihaz boşalma cərəyanını qeyd edir. Kənardan düşən zərrəciyin yaratdığı boşalma zamanı əmələ gələn ionlar ağır olduqları üçün anod ətrafında yığılıb qalırlar. Onların hesabına sayğacda cərəyan kəsilir. İonlar anod ətrafından uzaqlaşana qədər sayğac işləmir. İonlar uzaqlaşdıqdan sonra sayğacın iş rejimi bərpa olunur, yəni anodla katod arasında potensiallar fərqi əvvəlki qiymətini (1000*V*-a qədər) alır və sayğac yenidən ona düşən zərrəciyi qeyd edir. Düşən zərrəciyin növündən asılı olaraq sayğacın divarlarını müxtəlif qalınlıqlı metal və ya başqa maddələrlə örtürlər. Məsələn, α-zərrəciklər üçün nazik (0,1 *mk* qalınlıqlı) slüda, β-zərrəciklər üçün qalınlığı bir neçə *mm* olan *Al* təbəqə çəkirlər.



Şəkil 182

Müxtəlif konstruksiyalı belə sarğaclardan dozimetr kimi istifadə olunur.

Vilson kamerası. Kamera içərisində ifrat doymuş buxar olan hermetik bağlı və ya porşenli qabdan ibarətdir. Kamera maqnit sahəsində yerləşdirilir. Kameraya kənardan zərrəcik düşdükdə o, hərəkət yolu boyunca ifrat doymuş buxarı kondensə edir və beləliklə iz qoyur. Bu iz ***trek*** adlanır. Trekin meylinə görə zərrəciyin yükünü və işarəsini, uzunluğuna və eninə görə isə onun kütləsini və enerjisini təyin edirlər.

Qabarcıqlı kamera. Qabarcıqlı kameranın daxilində ifrat qızmış maye (məsələn, maye hidrogen) olur. Kamera maqnit sahəsində yerləşdirilir. Kənardan düşən zərrəcik öz yolunda ifrat qızmış mayeni buxara çevirir və iz (trek) qoyur. Burada da trekə görə zərrəciyin xüsusi yükü, işarəsi, enerjisi hesablanır.

Qığılcım kamerası. Bu kamera içərisində qaz (məsələn, təsirsiz qaz) olan qab olub paralel yerləşdirilmiş iki müstəvi elektroddan ibarətdir. Elektrodlara 10 *kV*-a qədər gərginlik verilir. Elektrodlar arasına kənardan zərrəcik düşdükdə həmin yerdə qığılcım boşalması yaranır. Müasir qığılcım kamerasının öz işini yenidən bərpa etmə müddəti 1 *mksan*-dir. Ona görə də bu kamera vasitəsilə intensiv şüalanmanı qeyd etmək mümkündür. Onlardan elementar zərrəciklərin sürətləndiricilərində, kosmik şüaların tədqiqində istifadə edilir.

§7. Nüvə reaksiyaları

Nüvənin başqa nüvələrlə və ya elementar zərrəciklərlə qarşılıqlı təsiri nəticəsində başqa nüvəyə çevrilməsi nüvə reaksiyası adlanır. Nüvə reaksiyası zamanı, əsasən aşağıdakı saxlanma qanunları ödənməlidir:

- elektrik yükünün saxlanması
- nuklonların sayının saxlanması
- tam enerjinin saxlanması
- impulsun saxlanması
- impuls momentinin saxlanması

Nüvə reaksiyası neytron, proton, deytron, α-zərrəcik və γ-kvantlarının təsirilə baş verir. Bir başa gedən nüvə reaksiyalarında bu zərrəciklər nüvəyə o qədər yaxınlaşırlar ki, onlar nüvə tərəfindən tutulur və nüvə başqa nüvəyə çevrilir. Belə nüvə reaksiyasını sxematik olaraq aşağıdakı kimi göstərirlər:

$$X + a \to b + Y$$

Burada *a*, *b* elementar zərrəciklər, *X* və *Y* isə reaksiyadan əvvəlki və sonrakı nüvələrdir.

Nüvə reaksiyası enerji ayrılması və enerji udulması ilə gedə bilər. Reaksiyaya girən zərrəciklərin kütlələri cəmi reaksiyadan çıxan zərrəciklərin kütlələri cəmindən böyük olarsa, reaksiya zamanı enerji ayrılır, əksinə olduqda isə enerji udulur.

Qeyd edildi ki, reaksiyanın getməsi üçün düşən zərrəcik nüvə tərəfindən tutulmalıdır. Onun tutulma ehtimalı verilmiş mühitdə nüvələrin konsentrasiyası, mühitin qalınlığı və nüvənin en kəsiyi ilə mütənasibdir. Nüvə və düşən zərrəcik adi kürəcik deyildir. Ona görə də nüvənin en kəsiyinin sahəsi ***effektiv en kəsiyinin sahəsi*** və ya sadəcə olaraq ***effektiv kəsik*** anlayışı ilə verilir. ***Effektiv kəsik nüvənin onun üzərinə düşən zərrəciklə qarşılıqlı təsir radiusu (hədəf məsafəsi) ilə təyin olunur***. Bu isə öz növbəsində düşən zərrəciyin enerjisindən asılı olmalıdır. Ona görə də nüvə reaksiyalarını öyrənərkən qarşılıqlı təsir ehtimalını effektiv kəsiklə ifadə edirlər. Effektiv kəsik σ ilə işarə olunur (Məsələn, nüvə adi kürəcik olarsa $\sigma=\pi r^2$ olar). Aydındır ki, düşən zərrəciklərin sayı *N*, verilmiş mühitdə nüvələrin konsentrasiyası *n* və mühitin qalınlığı *l* olarsa, onda düşən zərrəciklərin sayının *dl* yolunda azalması *N*, σ, *n* və *dl*-lə mütənasib olacaqdır, yəni

$$-dN = N\sigma n dl$$

ilə hesablanacaqdır. Bu ifadəni inteqrallayıb $l=0$ olduqda $N=N_o$ olduğunu nəzərə alsaq, zərrəciklərin nüvələr tərəfindən tutulması nəticəsində onların sayının dəyişmə qanununu aşağıdakı şəkildə alarıq:

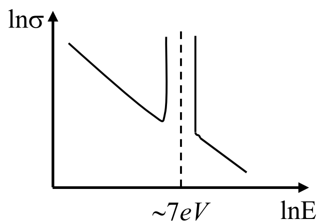
$$N = N_o e^{-\sigma n l} \tag{26.12}$$

Bu düsturdan effektiv kəsik üçün

$$\sigma = \frac{1}{nl}\ln\frac{N_o}{N} \tag{26.13}$$

ifadəsini alarıq.

Qeyd edildi ki, effektiv kəsiyin qiyməti düşən zərrəciyin enerjisindən asılıdır. Neytron və ${}^{238}_{92}U$ üçün bu asılılıq şəkil 183-də göstərilmişdir. Buradan effektiv kəsiyin $1/\sqrt{E}$ və ya $1/v$ ilə mütənasib olduğu və 7 *eV* enerjidə rezonans udma yaratdığı görünür. Zərrəciyin sürəti az olduqda onun nüvə tərəfindən tutulması ehtimalı artır.



Şəkil 183

Əgər nüvə onun üzərinə gələn bütün zərrəcikləri udarsa, yəni özünü mütləq qara cisim kimi apararsa, onda $\sigma = \pi r^2$ olur.

α-zərrəciklərlə yaranan nüvə reaksiyalarında effektiv kəsik onların enerjisinin böyük qiymətlərində kəskin artır. Bu reaksiyalarda, əsasən neytron və ya proton yaranır. Radioaktiv parçalanmadan çıxan α-zərrəciyinin təsirilə yalnız neytron yaranır. Reaksiya nəticəsində əmələ gələn nüvə radioaktiv olur. Aşağıdakı reaksiya ona misal ola bilər:

$$^{10}_{5}Be + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{13}_{7}N + ^{1}_{o}n; \quad ^{13}_{7}N \underset{10deqiqe}{\rightarrow} ^{13}_{6}C + ^{o}_{1}e + \nu$$

Bu reaksiyalardan neytron almaq üçün istifadə edilir.

Protonlarla gedən reaksiyalarda α, p, n və γ-kvantlar çıxır. Məsələn:

$$Li^{7}_{3} + ^{1}_{1}p \rightarrow Be^{7}_{4} + ^{1}_{o}n$$

Neytronların təsirilə gedən reaksiyalardan maraqlısı

$$^{14}_{7}N + ^{1}_{o}n \rightarrow ^{14}_{6}C + ^{1}_{1}p$$

reaksiyasıdır. Yaranan $^{14}_{6}C$-radioaktivdir. Onun yarımparçalanma periodu 5600 ildir. 1*q* karbon hər dəqiqədə 14 parçalanmaya uğrayır. Bu izotop atmosferdə kosmik şüalar tərəfindən həmişə yaranır və təbiətdə maddələr mübadiləsində iştirak edir. Onların konsentrasiyası sabit qalır. Orqanizm canlı olduqda $^{14}_{6}C$-un miqdarı azaldıqca maddələr mübadiləsi hesabına bərpa olunur. Orqanizm öldükdə $^{14}_{6}C$-nun miqdarı radioaktivlik qanununa uyğun olaraq azalır. Deməli, $^{14}_{6}C$-un konsentrasiyasına görə orqanizmin nə vaxt məhv olduğunu tapmaq olar.

§8. Nüvənin bölünməsi. Zəncirvari reaksiya

Neytronlarla aparılan nüvə reaksiyalarını öyrənərkən müəyyən edilmişdir ki, Uran Mendeleyev cədvəlinin ortalarında yerləşən iki nüvəyə parçalanır. Bu nüvələr ***qəlpələr*** adlanır. Uranın xüsusi rabitə enerjisi 7,6*MeV*, qəlpələrin xüsusi rabitə enerjisi 8,5*MeV* olduğundan bu bölünmə zamanı

$$\Delta E = A(8{,}5 - 7{,}6) = 0{,}9 \cdot 236 \cong 210 MeV$$

enerji ayrılmalıdır. Bu o deməkdir ki***, 1q Uranda olan nüvələr bölünərsə $8 \cdot 10^{10}$C enerji ayrılır***. Buradan görünür ki, Uran bölünərkən böyük enerji ayrılmalıdır. Ayrılan enerjinin əsas hissəsi qəlpələrin kinetik enerjisindən ibarət olur. Qəlpələrin enerjilərinin nisbəti onların kütlələrinin nisbəti kimi hesablana bilər. Bu hesablamadan alınır ki, ***qəlpələrin kinetik enerjilərinin nisbəti 1,45-ə bərabərdir***.

Uranın bölünməsi zamanı yaranan qəlpələr artıq neytronlarını bilavasitə və ya β-parçalanma yolu ilə buraxırlar. Əksər neytronlar ani olaraq çıxırlar, 1%-ə yaxın neytronlar gecikirlər. Müəyyən edilmişdir ki, hər bölünmə aktında çıxan neytronların orta sayı 2,5-ə bərabərdir, yəni hər bölünmədə 2 və ya 3 neytron çıxır. Neytronların enerjisi 1÷2*MeV* tərtibində olur. Bu neytronlar yenidən Uran nüvəsinin üzərinə düşərsə nüvənin bölünməsi yaranacaqdır. Bölünmənin yaranması üçün ${}^{235}_{92}U$ nüvəsinin aktivləşmə enerjisi 6,5 *MeV*, ${}^{238}_{92}U$ nüvəsininki isə 7,1 *MeV* olmalıdır. Bu nüvələr neytron udduqda ${}^{235}_{92}U \to {}^{236}_{92}U$, ${}^{238}_{92}U \to {}^{239}_{92}U$ çevrilir və onlarda neytronların xüsusi rabitə enerjisi uyğun olaraq 6,8 *MeV* və 5,5 *MeV* olur. ${}^{236}_{92}U$ -da neytron və protonların sayı cüt olur, enerjisi artır, ${}^{239}_{92}U$ -da isə təkləşdiyi üçün azalır. Onda ${}^{235}_{92}U$ nüvəsi onun üzərinə düşən neytronun enerjisindən asılı olmayaraq bölünəcək, ${}^{239}_{92}U$ nüvəsinin isə bölünməsi üçün onun üzərinə düşən neytronun enerjisi (7,1-5,5)=1,6 *MeV* olmalıdır. Bu enerjiyə sürətli neytronlar malik olur.

Müəyyən etmişlər ki, Torium və Plutonium da Uran nüvəsi kimi bölünə bilir. Daha ağır nüvələri bölmək üçün ifratyüksək enerjili neytronlar lazımdır (məsələn, civə və qurğuşun enerjisi 100*MeV* olan neytronlarla bölünə bilər).

Nüvənin damcı modelinə görə bölünmə mexanizmi bu fəslin 3-cü paraqrafında izah edilmişdir. Bu modelə görə bölünmə zamanı neytronların da çıxmasını rahat izah etmək olar. Damcı dartılarkən boyuncuq yaranır. Aydındır ki, Kulon itələmə qüvvələrinin təsirilə protonlar boyuncuqdan ən uzaq məsafələrdə yerləşmiş olacaqlar, neytronlar isə boyuncuq ətrafında yerləşəcəklər. Boyuncuq qırıldıqda həmin ətrafdakı neytronlar ani olaraq çıxacaqlar. Lakin damcı modeli nüvənin kütləcə bir-birindən 1,45 dəfə fərqlənən qəlpələrə bölünməsini izah edə bilmədi.

Yuxarıda qeyd edildi ki, Uran nüvəsinin bölünməsi zamanı hər aktda orta hesabla 2,5 neytron çıxır. Bu neytronlar rast gəldikləri Uran nüvəsinin bölünməsində iştirak edə bilərlər. Ancaq, məlumdur ki, Uran elementinin 99,3%-i ${}^{238}_{92}U$ izotopundan ibarətdir. Onlar neytronları udaraq bölünmə reaksiyasını söndürə bilərlər.

Ona görə də neytronların enerjisini $^{238}_{92}U$ izotopunun rezonans udma enerjisindən aşağıya salmaq lazımdır. Bu məqsədlə Uran kütləsinin içərisinə ləngidici elementlər yerləşdirirlər. Ləngidici elementlər olaraq agır sudan, qrafitdən istifadə olunur. Neytron bu elementlərlə qarşılıqlı təsir nəticəsində enerjilərini azaldırlar və $^{235}_{92}U$ izotopunun bölünməsində iştirak edə bilirlər və bu reaksiya zəncirvari xarakter alır.

Bölünmə reaksiyasının getməsi üçün yaranan neytronlardan heç olmazsa biri sonrakı bölünmədə iştirak etməlidir. Bölünmə reaksiyası neytronların ***çoxalma əmsalı*** ilə xarakterizə olunur. ***Çoxalma əmsalı verilmiş aktda bölünmə yaradan neytronların sayının əvvəlki aktda yaranan neytronların sayına nisbəti ilə təyin olunur*** və

$$k = \frac{n_i}{n_{i+1}} \tag{26.14}$$

düsturu ilə tapılır.

Əgər k>1 olarsa nüvələrin bölünməsi zəncirvari xarakter alır və partlayışla nəticələnir (atom bombası), k<1 olduqda reaksiya sönür, k=1 olduqda reaksiya sabit sürətlə davam edir. Bu sərti ödəyən və ləngidicilər vasitəsilə idarə olunan nüvə qurgusu ***nüvə reaktoru*** adlanır. Nüvə reaktorunda ayrılan enerjidən atom elektrik stansiyalarında istifadə edilir.

(26.14) düsturundan görünür ki, bir bölünmədə neytronların sayının artması

$$\Delta n = n(k-1) \tag{26.15}$$

qədər olur. İki növbəti bölünmə arasında keçən müddət τ olarsa, neytronların artma sürəti

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(k-1)}{\tau}$$

olar. Buradan *t* müddətində bölünmədə iştirak edən neytronların sayı üçün aşağıdakı ifadə alınar:

$$n = n_o e^{\frac{k-1}{\tau}t} \qquad (26.16)$$

Burada n_o- bölünmə prosesinin əvvəlində olan neytronların sayıdır.

Sonlu həcmdə gedən prosesdə bu neytronların hamısı iştirak edə bilmirlər. Onların bir hissəsi həcmdən kənara çıxırlar. Çıxan neytronların sayı nüvə qazanının səthinin sahəsi ilə mütənasibdir. Deməli, çıxan neytronların sayını azaltmaq üçün reaktorun səthinin sahəsinin onun həcminə nisbəti minimum olmalıdır. Bu şərti ödəyən həndəsi fiqur kürədir. k=1 şərtini ödəyən kürə həcmi ***böhran həcmi***, radius ***böhran radiusu***, bu həcmdə olan kütlə isə ***böhran kütləsi*** adlanır. $R>R_B$ olduqda $k>1$ olur və zəncirvari reaksiya baş verir.

§9. 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, deyterium və tritiumun sintezi zamanı helium nüvəsi və neytron yaranır, 17,6*MeV* enerji çıxır

$$ {}_{1}^{2}H + {}_{1}^{3}H \rightarrow {}_{2}^{4}He + {}_{0}^{1}n + 17{,}6MeV $$

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 enerjidən 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:

$$ {}_{1}^{1}H + {}_{1}^{1}H \rightarrow {}_{1}^{2}H + {}_{1}^{0}e + \nu $$

$$ {}_{1}^{2}H + {}_{1}^{1}H \rightarrow {}_{2}^{3}H + \gamma $$

$$ {}_{2}^{3}He + {}_{2}^{3}He \rightarrow {}_{2}^{4}He + 2{}_{1}^{1}H $$

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 $3{,}8 \cdot 10^{26}C$ enerji şüalandırır. Onun kütləsinin təqribən $2 \cdot 10^{30}kq$ olduğunu qəbul etsək vahid kütlənin 1 saniyədə buraxdığı enerji $1{,}9 \cdot 10^{-4}C/kq \cdot san$ olar. Müqayisə üçün qeyd edək ki, canlı orqanizmin maddələr mübadiləsi nəticəsində ayırdığı enerji bu enerjidən 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

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

olmalıdır. Bu isə

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

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 yayılmır. Digər tərəfdən nazik naqil – 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.

§10. Kosmik şüalar və elementar zərrəciklər

Kosmik şüalar kainatdan Yerə gələn yüksək enerjili zərrəciklər dəstəsidir. Tədqiqatlar göstərmişdir ki, Yerətrafı fəzada kosmik şüaların intensivliyi bütün istiqamətlərdə eynidir. Yerə yaxınlaşdıqda onların intensivliyi en dairəsindən asılı olaraq dəyişir. Onun səbəbi kosmik şüaların tərkibində olan yüklü zərrəciklərin Yerin maqnit sahəsində meyl etməsidir.

Kosmik şüaların ilkin tərkibi Yer atmosferinin yuxarı qatlarına qaldırılmış ionlaşma kameraları, sayğaclar vasitəsilə öyrənilmiş və müəyyən edilmişdir ki, bu şüaların təqribən 90 faizi protonlardan, 7 faizi α-zərrəciklərdən və qalan 3 faizi müxtəlif ağır nüvələrdən ibarətdir. Onların enerjisi $10^{12}\div10^{19}eV$ arasında olur. İlkin kosmik şüaların enerji seli sıxlığı, yəni 1 saniyədə 1 m^2 səthə düşən zərrəciklərin sayı təqribən $10^4 zərrəcik/m^2\cdot san$ –dir. Kosmik şüalarda yüngül elementlərin (Li, Be, B) miqdarı Yerdəkindən 100 min dəfə çoxdur, ağır elementlərin sayı isə onları şüalandıran cisimlərdəkindən qat-qat artıqdır. Bu onunla izah olunur ki, kosmik şüalar Yer ətrafına qədər təqribən $10^{23}km$ məsafə gəlirlər və $10^8\div10^9 san$ yolda olurlar. Bu müddətdə rast gəldikləri atomlarla toqquşaraq onları yüngül elementlərə parçalayır və yüngül elementlərin sayı artır. Kosmik şüalarda ağır nüvələrin olması isə onların çıxdıqları sistemin maqnit sahəsində yüksək sürət almaları ilə izah olunur.

Yüksək enerjili kosmik şüalar atmosfer qatından keçərək Yer səthinə çatırlar. Yerdə onların tərkibini öyrənərək bu şüaların əsasən elektron, pozitron, foton, proton, neytron və müxtəlif mezonlardan ibarət olduğunu görmüşlər. Pozitron, K, μ, π-mezonlar, protondan ağır olan yüksüz hiperonlar birinci dəfə kosmik şüalarda tapılmışdır.

Kosmik şüaların mənbəyi kainatdır. Yüksək enerjili zərrəciklər, əsasən qalaktik dumanlıqlardan – yeni ulduzların örtüyündə maqnit tormozlanması prosesində yaranır. Onlar Yerə çatana qədər müxtəlif maqnit sahələrindən keçir və ona görə də fəzada bütün istiqamətlərdə bərabər paylanırlar.

Kosmik şüaların tədqiqi göstərdi ki, əvvəllər məlum olan elektron, proton, neytron və γ-kvantdan (fotonlardan) başqa elementar zərrəciklər də mövcuddur. Bu dörd zərrəcik vasitəsilə maddənin quruluşu müəyyənləşmiş, nüvənin - proton və neytronlardan, atomun - nüvədən və elektronlardan, elektromaqnit sahəsinin isə fotonlar dəstəsindən ibarət olduğu tapılmışdır. Yeni zərrəciklərin kəşfi maddənin quruluşunu yenidən öyrənməyə vadar etdi. Dirak tərəfindən bütün zərrəciklərin antizərrəciyi olması ideyası və doğrudan da onların mövcudluğunun təcrübi təsdiqi elementar zərrəciklərin quruluşunun öyrənilməsini tələb etdi. Elementar zərrəciklərin quruluşunu öyrənmək üçün yüksək enerjili zərrəciklər lazımdır. Belə enerjili zərrəciklər qeyd edildi ki, kosmik şüaların tərkibində vardır. Lakin kosmik şüaların enerji seli sıxlığı kiçik olduğundan onlardan istifadə olunması effektli olmadı. Ona görə də elementar zərrəciklərin sürətləndiriciləri yaradıldı.

Yüksək enerjili zərrəciklərin öz aralarında və maddə ilə qarşılıqlı təsirini öyrənərkən bir çox elementar zərrəciklər və onların antizərrəcikləri kəşf edilmişdir. Onların xassəsinin tədqiqi göstərdi ki, zərrəciklərdən təşkil edilmiş dünya, antizərrəciklərdən təşkil edilmiş dünyaya oxşardır.

Hal-hazırda çox sayda elementar zərrəciklər kəşf edilmişdir. Onları iki sinfə –***fermionlar*** və ***bozonlar*** sinfinə bölürlər. Fermionlar sinfinə spinləri 1/2 –yə bərabər olan zərrəciklər, bozonlar sinfinə isə spinləri tam və 0 olan zərrəciklər daxildir. Fermionlar Fermi-Dirak, bozonlar Boze-Eynşteyn statistikasına tabedir.

Qarşılıqlı təsir xarakterinə və kütlələrinə görə elementar zərrəciklər dörd qrupa bölünürlər:

- ***Fotonlar***. Bu zərrəciklər eletromaqnit sahəsinin γ-kvantları olub, sükunət kütləsi sıfır, spini 1η–dır və yalnız elektromaqnit qarışlıqlı təsirdə iştirak edir.
- ***Leptonlar***. Onlar yüngül zərrəciklər olub, spinləri $\frac{1}{2}\eta$-dır. Öz aralarında və başqa zərrəciklərlə qarşılıqlı təsirdə olurlar və həmçinin, elektromaqnit qarışlıqlı təsirdə iştirak edirlər. Bu qrupa elektron, μ^-, ν_e, ν_μ və onların antizərrəcikləri olan pozitron, $\mu^+, \tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu$ daxildir.
- ***Mezonlar***. Onların spini yoxdur, kütlələri elektron və protonun kütlələri arasındadır, stabil deyildir. Öz aralarında və

barionlarla güclü qarşılıqlı təsirdə olurlar. Onlara $\pi\,(\pi^{+},\pi^{-},\pi^{o}),\ K\left(K^{+},K^{-},K^{o},\widetilde{K}^{o}\right)$ və η-mezonlar aid edilir.

- ***Barionlar***. Spinləri $\frac{1}{2}\eta$ olub kütlələri protonun kütləsinə bərabər və ondan böyük olur. Onlar nüvə qüvvələri sahəsi yaradan zərrəciklərdir. Bu qrupa nuklonlar və antinuklonlar $(p,n,\widetilde{p},\widetilde{n})$ ***hiperonlar*** və ***antihiperonlar*** ($\Lambda^{o},\widetilde{\Lambda}^{o},\Sigma^{-},\Sigma^{o},\widetilde{\Sigma}^{-},\widetilde{\Sigma}^{o}$ və s.) aiddir. Bu zərrəciklər ***adronlar*** da adlanır.

Adronların elektromaqnit quruluşunu öyrənərkən onların mürəkkəb zərrəciklər olduğu müəyyən edilmişdir. Qəbul edilir ki, ***adronlar kvarklardan təşkil olunmuşlar***. Kvarkların spini $\frac{1}{2}\eta$, barion yükü isə $\frac{1}{3}e$-dir. Hal-hazırda 6 növ kvark və onların antizərrəcikləri olduğu fərz edilir.