

B . Z . Ə l i y e v

ÜMUMİ FİZİKA KURSU

*Ali texniki məktəblər üçün
dərslük*

*Azərbaycan Respublikası
Təhsil Nazirliyi tərəfindən
təsdiq edilmişdir.*

Bakı- «Elm»-2010

223.ə73

Ə - 56

Rəy verənlər:

S.A.Hacıyev: Azərbaycan Respublikası MEA-nın müxbir üzvü,
fizika-riyaziyyat elmləri doktoru,
professor.

Q.İ.Qəribov: fizika-riyaziyyat elmləri namizədi,
dosent

İxtisas redaktoru:

N.M.Qocayev: fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor

Əliyev B.Z.: Ümumi fizika kursu. Ali məktəblər üçün dərslüklər
seriyasından. Bakı: «Elm», 2010.

ŞSBN:5-8066-1698-3

Dərslük Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyi tərəfindən ali texniki universitetlər üçün təsdiq edilmiş «Ümumi fizika kursu» proqramına uyğun yazılmışdır.

Dərslükdə ümumi fizika kursunun mexanika-molekulyar, elektrik bəhsi, optika, kvant mexanikasının elementləri, atom və nüvə fizikasının əsas bölmələri araşdırılmışdır.

Dərslükdən Ali Texniki Universitetlərin və həmçinin pedaqoji Universitetlərin tələbələri istifadə edə bilərlər. Bunlardan əlavə dərslük lisey, kollec tələbələri və orta məktəb müəllimləri üçün də faydalı hesab edilə bilər.

Б $\frac{1604010000-017}{655(07)-2007}$ 11-92

© «Elm» nəşriyyatı, 2010

Ön söz

Hazırkı dərsliyin birinci buraxılışı 1996-cı ildə Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirliyi tərəfindən ali texniki Universitetlər üçün təsdiq edilmiş proqrama uyğun olaraq "Maarif" nəşriyyatı tərəfindən kiril əlifbası ilə buraxılmışdır. Bu dərsliyin latın əlifbası ilə ikinci nəşri 2007-ci ildə, üçüncü nəşri isə indi həyata keçirilir. Dərsliyin ikinci və üçüncü nəşrində 1996-cı ildə dərslik çap edilərkən həcmə qoyulan məhdudiyyət aradan qaldırılmış və bəzi əlavələr və dəyişikliklər edilmişdir.

Dərslikdə ümumi fizika kursunun bütün bölmələri Azərbaycan Texnologiya Universitetinin və eləcə də texniki universitetlərin istiqamətləri üzrə araşdırılmışdır. Daha doğrusu mexanika bölməsində cisim və ya cisimlər sisteminin zamandan asılı olaraq yerdəyişmələri araşdırılmış, həmçinin maddəni təşkil edən atom və molekullar çoxluğunun xaoslu hərəkəti, elektrik və maqnit sahələrinin qarşılıqlı təsiri və nəhayət atomların, molekulların və onların toplusunun halı öyrənilmişdir.

Dərslik müəllifin Azərbaycan Texnologiya Universitetində "Ümumi fizika kursundan" 35 ildən çox oxuduğu mühazirələr əsasında yazılmışdır.

Dərslik 21 fəsildən ibarətdir. Bu fəsillərdə ümumi fizika kursunun mühüm qanunları şərh edilmişdir.

Müəllif dərsliyin əlyazmasına rəy verən Azərbaycan Respublikası MEA-nın müxbir üzvü, BDU-nun professoru, f.r.e.d. S.A.Hacıyevə, BDU-nun professoru, f.r.e.d. N.M.Qocayevə və BDU-nun dosenti, f.r.e.n Q.İ.Qəribova dəyərli elmi-pedaqoji məsləhətlərinə görə dərin minnətdarlığını bildirir. Həmçinin müəllif dərsliyin dəfələrlə oxunmasında və kompyuterdə yığılmasında böyük əməkləri olan kafedranın dosenti Q.M.İsmayılova, baş müəllimi Z.C.Xələfova və Universitetin İnformasiya Hesablama Mərkəzinin direktoru F.M.Həsənova öz təşəkkürünü bildirir.

Dərslikdə nöqsan və çatışmamazlıqlara rast gəlmək istisna olunmur. Odur ki, müəllif kitabı oxuyub, irad və təkliflərini bildirən hər bir oxucuya əvvəlcədən öz təşəkkürünü bildirir.

Müəllif.

GİRİŞ

"Ümumi fizika kursu" mexanika, molekulyar fizika, elektrik, optika, atom və nüvə fizikasını əhatə edir. Ümumi fizika kursu, onunla məşğul olan insanların elmi dünyagörüşünün formalaşmasında mühüm rol oynayır. Fizika, materyanın quruluşunu, onun hərəkət formalarının qanunauyğunluqlarını öyrənən bir elmdir. Fizika təbiət haqqında elm olub, yunanca təbiət mənasını daşıyan "Füzis" sözündən götürülmüşdür. Ümumiyyətlə, təbiətdə baş verən hadisələrin əksəriyyətinin araşdırılmasında və onların qanunauyğunluqlarının müəyyən edilməsində fizika əsas rol oynayır.

Fizika, təbiətdə mövcud olan cisimlərin ölçü, quruluş və formasından asılı olmayaraq onların mexaniki, istilik, elektrik və s. xassələrindəki qanunauyğunluqları öyrənir.

"Ümumi fizika kursunun" hər bir bölməsi baxılan hadisələrin öyrənilməsində özünün spesifik yanaşma xüsusiyyətlərindən istifadə edir. Mexanika bölməsi cisimlərin bütövlükdə hərəkətini, onların daxili quruluşunu nəzərə almadan öyrənir. Bu zaman mexanika maddi nöqtə, mütləq bərk cisim, sıxılmayan maye və s. anlayışlardan istifadə edir.

Molekulyar fizika və termodinamika bölməsi baxılan hadisələri atom və molekulun quruluşunu nəzərə almadan öyrənir.

Elektrik və maqnit hadisələrinin izahında atom və molekulların quruluşu nəzərə alınaraq, elektron və digər yüklü zərrəciklərin varlığı ön plana çəkilir və baxılan hadisənin izahında Drude və Lorens tərəfindən yaradılmış klassik elektron nəzəriyyəsiindən istifadə edilir. Optik hadisələrin izahında elektronun atom daxilindəki hərəkətindən və onun elektromaqnit sahəsilə qarşılıqlı təsiri zamanı meydana çıxan qanunauyğunluqlardan istifadə edilir.

Nəhayət atom və nüvə fizikası bölməsi hadisəni atom daxilindəki zərrəciklərin təbə olduğu mexanikanın qanunları əsasında izah edir.

Beləliklə yuxarıda deyilənlərdən məlum olur ki, fizika həmişə inkişafda olan bir elm olub, maddi aləmin fiziki mənzərəsini ardıcıl öyrənərək gerçəkliyə yaxınlaşır.

BİRİNCİ HİSSƏ

FƏSİL I

BƏZİ RİYAZİ MƏLUMATLAR VƏ MADDİ
NÖQTƏNİN KİNEMATİKASI

1. Skalyar və vektorial kəmiyyətlər.

Yalnız ədədi qiymətilə xarakterizə edilən kəmiyyətlər skalyar kəmiyyətlər adlanır. Skalyar kəmiyyətlərə misal kütləni, temperaturu, həcmi və s. göstərmək olar.

Elə kəmiyyətlərə rast gəlmək olur ki, onlar yalnız ədədi qiymətləri ilə yox, həm də istiqamətləri ilə də xarakterizə edilir. Belə kəmiyyətlər vektorial kəmiyyətlər adlanır. Vektorun ədədi qiymətinə onun modulu deyilir və aşağıdakı kimi ifadə olunur: $|\vec{a}|$ yaxud a , $|\vec{F}|$ yaxud F və s.

Təcil və qüvvə vektorlarının istiqaməti müvafiq fiziki kəmiyyətin öz təbiəti ilə müəyyən olunur. Məsələn, sürət vektoru (düz-xətli hərəkət zamanı) hərəkət istiqamətində, qüvvə vektoru isə qüvvənin təsir istiqamətində yönəlir. Bu növ vektorlar polyar vektorlar adlanır.

Fizikada hər hansı bir hadisəni tam öyrənmək məqsədi ilə təbiətə vektor olmayan kəmiyyətlərə süni surətdə (hər hansı bir istiqaməti əsas götürmək şərti ilə) istiqamət verib, onu vektor kimi qəbul etmək zərurəti yaranır. Orta məktəb kursundan bildiyimiz kimi, xətti sürət fırlanma hərəkətini tam xarakterizə edə bilmir. Doğrudan da maddi nöqtənin çevrə boyunca bərabərsürətli hərəkəti halında, sürət vektoru zaman keçdikcə aramsız olaraq istiqamətini dəyişir. Deməli belə sadə hərəkəti qiymət və

istiqaməti sabit qalan bir sürət vektoru ilə xarakterizə etmək mümkün deyildir. Bu məsələ bərk cismin fırlanma hərəkəti zamanı daha da mürəkkəbləşir. Bu çətinliyi aradan qaldırmaq məqsədilə bucaq sürəti anlayışı daxil edilir. Skalyar kəmiyyət hesab edilən bucaq sürəti fırlanma hərəkətini müəyyən qədər xarakterizə etsə də, fırlanma hərəkəti haqqında tam məlumat verə bilmir. Ona görə də skalyar kəmiyyət olan bucaq sürətinə istiqamət verib, onu vektor kəmiyyəti kimi qəbul etmək zərurəti yaranır. Bucaq sürəti vektorunun istiqaməti, şərti olaraq, fırlanma hərəkətinin xətti sürətinin istiqamətinə əsaslanaraq seçilir. Bucaq sürəti vektorunun fırlanma oxu boyunca yönəldiyi qəbul olunur. Bu vektorun istiqaməti elə seçilir ki, onun ucundan baxdıqda fırlanma hərəkəti saat əqrəbinin əksi istiqamətində baş versin.

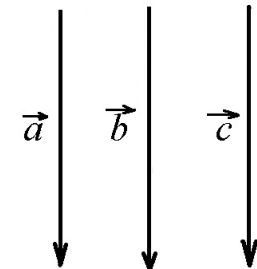
İstiqaməti, bu və ya digər şərtə uyğun olaraq seçilən vektor aksial və ya psevdo vektor adlanır. Bucaq sürəti vektoru, qüvvə momenti vektoru və s. aksial vektordur.

2. Vektorlar üzərində bəzi əməliyyatlar

Əvvəlcə vektorlar haqqında bəzi məlumatlara nəzər salaq. Uzunluğu vahidə bərabər olan vektor vahid vektor adlanır. Paralel düz xətlər üzərində yerləşən, eyni və yaxud müxtəlif istiqamətlərə yönəlmiş vektorlara kollinear vektor (şəkil 2.1) deyilir.

Eyni bir müstəviyə paralel yönələn vektorlar *komplanar vektorlar* adlanır.

Başlanğıcı fəzanın istənilən nöqtəsində yerləşə bilən vektorlar

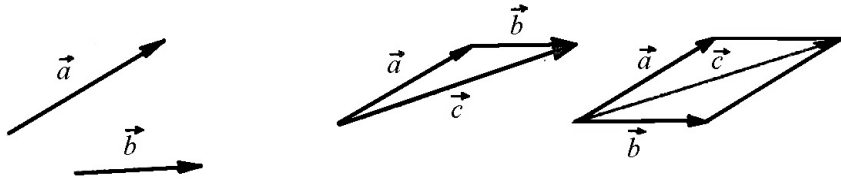


Şəkil 2.1

sərbəst, başlanğıc nöqtəsi vektorun təsir xətti üzərində istənilən vəziyyət ala bilən vektor sürüşən, yalnız müəyyən nöqtəyə tətbiq olunmuş vektor isə bağlı vektor adlanır.

İndi isə vektor üzərində bəzi əməliyyatlara nəzər salaq:

a) **Vektorların toplanması.** Verilmiş ixtiyari $\vec{a}$ və $\vec{b}$ (şəkil 2.2) vektorlarının cəmi olan yekun $\vec{c}$ vektorunu iki üsulla tapmaq olar. Bu üsullardan birində $\vec{a}$ vektorunu tərpənməz saxlayıb $\vec{b}$ vektorunu özünə paralel olaraq elə köçürmək lazımdır ki, onun başlanğıc nöqtəsi $\vec{a}$ vektorunun sonu ilə üst-üstə düşsün. Onda $\vec{a}$ vektorunun başlanğıcını $\vec{b}$ vektorunun sonu ilə birləşdirən $\vec{c}$ vektoru əvəzləyici olacaqdır, yəni $\vec{a} + \vec{b} = \vec{c}$. İkinci üsula görə $\vec{b}$ vektorunu özünə paralel olmaqla elə köçürmək lazımdır ki, $\vec{a}$ və $\vec{b}$ vektorlarının başlanğıc nöqtələri üst-üstə düşsün.



Şəkil 2.2

Bu iki vektor üzərində qurulmuş paraleloqramın onların üst-üstə düşən başlanğıc nöqtəsindən çıxan diaqonalı əvəzləyici vektoru, yəni $\vec{c} = \vec{a} + \vec{b}$ vektorunu verir (şəkil 2.2).

$\vec{a}$ və $\vec{b}$ vektorlarının modullarını və onlar arasındakı φ bucağını bilməklə kosinuslar teoreminə görə, əvəzləyici vektorun modulunu belə təyin etmək olar:

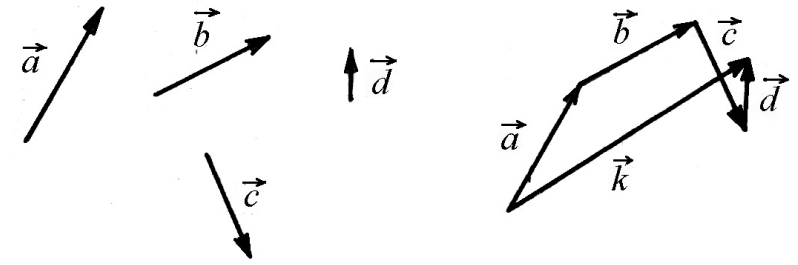
$$c^2 = a^2 + b^2 + 2ab \cos \varphi \quad (2.1)$$

Vektorların toplanması zamanı kommutativlik qanunu ödənilir. Ona görə ki, diaqonalın uzunluq və istiqaməti yalnız tərəflərin uzunluq və istiqamətindən asılı olur, yəni $\vec{a} + \vec{b} = \vec{b} + \vec{a}$. Toplanan vektorların ardıcılığını dəyişdikdə, cəm dəyişmir. Deməli, əvəzləyici vektoru tapmaq üçün vektorların köçürmə əməliyyatını istənilən ardıcılıqla aparmaq olar.

Toplanan vektorların sayı iki olduqda hər iki üsuldən, ikidən çox olduqda isə birinci üsuldən istifadə etmək olar:

$$\vec{k} = \vec{a} + \vec{b} + \vec{c} + \vec{d}$$

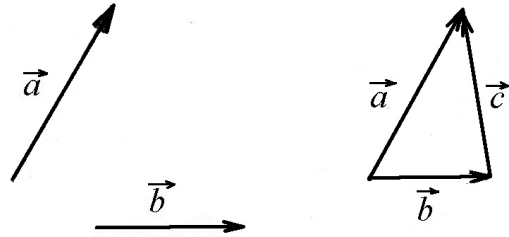
Asanlıqla inanmaq olar ki, ikidən çox vektorun toplanması zamanı assosiativlik qanunu doğrudur, yəni (şəkil 2.3).



Şəkil 2.3

$$\vec{a} + \vec{b} + \vec{c} = (\vec{a} + \vec{b}) + \vec{c} = \vec{a} + (\vec{b} + \vec{c}) = (\vec{a} + \vec{c}) + \vec{b} \quad (2.2)$$

b) **Vektorların çıxılması.** $\vec{a}$ və $\vec{b}$ vektorlarının fərqi olan $\vec{a} - \vec{b}$ elə üçüncü vektora bərabərdir ki, həmin vektoru (şəkil 2.4).



Şəkil 2.4

$\vec{b}$ vektoru ilə toplanıqda $\vec{a}$ vektoru alınsın.

Şəkildən görüldüyü kimi $\vec{b} + \vec{c} = \vec{a}$ və ya $\vec{a} - \vec{b} = \vec{c}$ olur. Deməli, $\vec{a} - \vec{b}$ fərqi tapmaq üçün $\vec{b}$ vektorunun başlanğıcı $\vec{a}$ vektorunun başlanğıcı ilə üst-üstə düşmək şərti ilə özünə paralel olaraq köçürmək lazımdır. Sonra köçürdüyümüz $\vec{b}$ vektorunun sonunu $\vec{a}$ vektorunun sonu ilə birləşdirib aldığımız parçaya $\vec{a}$ vektorunun sonuna doğru istiqamət veririk. Bu qayda ilə alınmış $\vec{c}$ vektoru $\vec{a} - \vec{b}$ fərqi verir.

v) Vektorların hasili. $\vec{a}$ və $\vec{b}$ vektorlarının iki növ hasili vardır: skalyar və vektorial hasil.

$\vec{a}$ və $\vec{b}$ vektorlarının skalyar hasili dedikdə həmin vektorların modulları ilə onlar arasındakı bucağın kosinusu hasili başa düşülür. $\vec{a}$ və $\vec{b}$ -nin skalyar hasili $(\vec{a} \vec{b})$ kimi işarə olunur.

Tərifə görə

$$(\vec{a} \vec{b}) = ab \cos \varphi, \quad (2.3)$$

burada φ - vurulan vektorlar arasındakı bucaqdır.

İki vektorun skalyar hasilini müəyyən edən (2.3) düsturuna əsaslanaraq koordinat oxları üzrə yönələn vahid (ort) vektorların skalyar hasilinin

$$(\vec{i} \vec{i}) = (\vec{j} \vec{j}) = (\vec{k} \vec{k}) = 1,$$

$$(\vec{i} \vec{j}) = (\vec{i} \vec{k}) = (\vec{j} \vec{k}) = 0, \quad (2.4)$$

olduğunu görürük.

İki vektorun (məsələn, $\vec{a}$ və $\vec{b}$) vektorial hasili elə üçüncü vektoru verir ki, həmin vektorun modulu vurulan vektorların modulları ilə onlar arasındakı bucağın sinusuna bərabərdir. İki vektorun vektorial hasilini $\vec{c}$ ilə işarə etsək,

$$[\vec{a} \vec{b}] = |\vec{c}| = ab \sin \varphi,$$

burada φ bucağı $\vec{a}$ və $\vec{b}$ vektorları arasındakı bucaqdır. Vektorial hasil $\vec{a} \times \vec{b}$ və ya $[\vec{a} \vec{b}]$ kimi işarə olunur. Onda

$$\vec{c} = \vec{a} \times \vec{b} = [\vec{a} \vec{b}]$$

$\vec{c}$ vektoru, $\vec{a}$ və $\vec{b}$ vektorlarının yerləşdiyi müstəviyə perpendikulyardır. $\vec{c}$ vektorunun istiqaməti sağ burğu qaydasına əsasən təyin edilir. Doğrudan da burğu dəstəyinin fırlanma istiqaməti $\vec{a}$ vektorundan, qısa yolla, $\vec{b}$ vektoruna doğru fırlanmaya uyğun olarsa, burğunun irəliləmə hərəkəti $\vec{c}$ vektorunun istiqamətini müəyyən edəcəkdir.

3. Mexanika fənni qarşısında duran məsələlər

Ümumi fizikanın mexanika bölməsi-maddi nöqtə, cisim və ya cisimlər sisteminin hərəkət qanunları, hərəkəti dəyişdirən səbəbləri və eyni zamanda cisim və cisimlər sisteminin tarazlıq şərtlərini öyrənir.

Maddi nöqtə dedikdə hərəkət zamanı baxılan məsələ üçün ölçülərini nəzərə almamaq mümkün olan cisimlər nəzərdə tutulur. Yuxarıda deyilənlər baxımından mexanikanı üç bölməyə ayırmaq olar: kinematika, dinamika, statika.

Kinematika bölməsində mexaniki hərəkətin qanunauyğunluqları araşdırılmadan öyrənilir.

Dinamika bölməsi hərəkəti onu doğuran səbəblə birgə öyrənir. Nyuton tərəfindən verilmiş üç qanun dinamikanın əsasını təşkil edir.

Statika bölməsi cisim və ya cisimlər sisteminin tarazlıq şərtlərini öyrənir. Qeyd etmək lazımdır ki, statika dinamikadan xüsusi hal kimi alınır. Bu baxımdan statika bölməsi ayrıca araşdırılmayacaqdır.

4. Hərəkətin təsnifatı, maddi nöqtənin bərabərsürətli düzxətli hərəkəti və onun sürəti.

Hərəkət sürətinin dəyişmə xarakterinə və trayektoriyanın (hərəkət zamanı maddi nöqtənin cızdığı əyri) formasına görə hərəkətin bir neçə növü vardır.

Sürətin dəyişmə xarakterinə görə hərəkət bərabərsürətli və dəyişən olur. Dəyişən hərəkət öz növbəsində bərabər dəyişən (bərabəryeyinləşən və bərabəryavaşayan) və bərabər sürətli olmayan (dəyişən sürətli) olur.

Trayektoriyanın formasına görə hərəkət düzxətli və əyrixətli (xüsusi halda çevrə boyunca) olur. Təbiidir ki, həm düzxətli, həm də əyrixətli hərəkət öz növbəsində bərabərsürətli və dəyişən sürətli ola bilər.

Hərəkətin ən sadə forması bərabərsürətli düzxətli hərəkətdir. Maddi nöqtə ixtiyari bərabər zaman fasilələri ilə bərabər yol qət etmiş olarsa, belə hərəkət bərabərsürətli hərəkət adlanır.

Hər hansı t zaman müddətində gedilən yolun uzunluğu S olarsa, belə bərabərsürətli hərəkətin sürəti

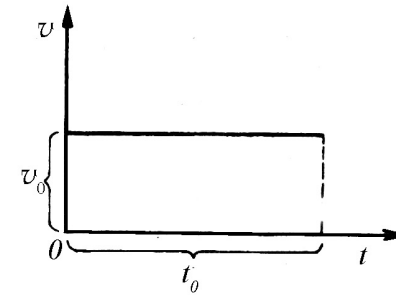
$$v = \frac{S}{t} \quad (4.1)$$

Hərəkət düzxətli olduğundan sürət vektoru, hərəkət trayektoriyası üzərində olmaqla hərəkət istiqamətində yönəlir.

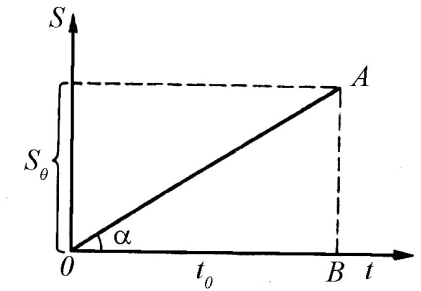
(4.1) ifadəsi bərabərsürətli hərəkət zamanı gedilən yolun uzunluğunu təyin etməyə imkan verir (4.1):

$$S = vt \quad (4.2)$$

Zaman keçdikcə bərabərsürətli hərəkətin sürəti dəyişməz qaldığından sürət qrafiki zaman oxuna paralel düx xətdən ibarət olur (şəkil 4.1). Bu xəttin sürət oxundan kəsdiyi parçanın



Şəkil 4.1



Şəkil 4.2

(seçilmiş miqyasla ifadə olunmuş) uzunluğun ədədi qiyməti sürətin ədədi qiymətinə bərabərdir.

Bərabərsürətli hərəkətin yol qrafiki zaman oxu ilə müəyyən bucaq təşkil edən düx xətdir. Yolun qrafiki üzərində t_0 anına uyğun A nöqtəsindən zaman oxuna perpendikulyar endirək. Şəkil 4.2-dən göründüyü kimi

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{S_0}{t_0} \quad (4.3)$$

burada S_0, t_0 zamanı müddətində gedilən yoldur. (4.1) ifadəsinə əsasən $\frac{S_0}{t_0} = v$ olduğundan

$$tg\alpha = v \quad (4.4)$$

Beləliklə, bərabərsürətli hərəkətin yol qrafikinə zaman oxu ilə təşkil etdiyi meyl bucağının tangensi sürətin ədədi qiymətinə bərabərdir.

5. Düzxətli dəyişən hərəkət. Bərabərdəyişən hərəkət.

Hərəkət zamanı sürətin qiyməti dəyişərsə, belə hərəkət, bərabərsürətli hərəkətdən fərqli olaraq, sürətin verilmiş sabit qiyməti ilə xarakterizə oluna bilmir. Belə hərəkət ya dəyişən hərəkətin orta sürəti, ya da ani sürəti (trayektoriyasının verilmiş nöqtəsindəki sürət adlanır) ilə xarakterizə olunur.

Dəyişən hərəkətin orta sürəti gedilən yolun, maddi nöqtənin həmin yolda olma müddətinə nisbəti ilə təyin edilir:

$$v_{op} = \frac{s}{t} \quad (5.1)$$

Burada t təkcə maddi nöqtənin s yolunda hərəkətinə sərf olunan zaman olmayıb, ümumiyyətlə, s yolunda olma (dayanmalar da daxil olmaqla) müddətidir. Bərabərdəyişən hərəkət üçün orta sürət $v_{op} = \frac{v_{\text{баш}} + v_{\text{кон}}}{2}$ kimi təyin edilir.

Ani sürət, trayektoriyasının verilmiş nöqtəsindəki sürət olduğundan belə təyin olunur:

$$v = \frac{ds}{dt} \quad (5.2)$$

burada ds ifadəsi dt zaman müddətində gedilən elementar yoldur. ds elə kiçik götürülməlidir ki, həmin yol boyu sürəti sabit qəbul etmək mümkün olsun.

Maddi nöqtənin t_1 anının t_2 anınadək getdiyi yol elementar yolların cəminə bərabər olduğundan:

$$s = \int_{t_1}^{t_2} v dt \quad (5.3)$$

Xüsusi halda maddi nöqtə bərabərsürətli hərəkət edərsə, yəni $v = \text{const}$ olarsa, sabit kəmiyyəti integral işarəsi altından çıxarsaq

$$s = v \int_{t_1}^{t_2} dt = v(t_2 - t_1) \quad (5.4)$$

Dəyişən hərəkətdə sürətin dəyişməsinə xarakterizə etmək məqsədi ilə təcil adlanan fiziki kəmiyyət daxil edilir.

Təcil sürətin vahid zamanda dəyişməsi ilə ölçülür. dt zaman fasiləsində sürətin dəyişməsi $d\vec{v}$ olarsa, onda təcil:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}, \quad (5.6)$$

olar.

(5.6) ifadəsindən görünür ki, təcil sürət vektorunun dəyişmə istiqamətində yönəlmişdir.

Sürət ilə təcil arasındakı əlaqəyə əsaslanaraq təcilin də nisbi olması nəticəsinə gəlmək olar: eyni bir halda cisim bir hesablama

sisteminə nəzərən təcilsiz hərəkət etdiyi halda, digər hesablama sisteminə nəzərən təcillə hərəkət edə bilər.

BS-də təcil vahidi 1 m/san^2 olur.

Əgər təcil məlum olarsa, verilmiş dt müddətində baş verən sürət dəyişməsinə (5.6) ifadəsinə görə

$$d\vec{v} = \vec{a}dt \quad (5.7)$$

kimi təyin etmək olar.

(5.7) ifadəsinin sol tərəfini v_0 -dan (başlanğıc sürət) v_t -yə (t - anındakı sürət) qədər, sağ tərəfini sıfırdan t -yə qədər inteqrallasaq, sonlu zaman müddətində baş verən sürət dəyişməsinə tapmaq olar:

$$\int_{v_0}^{v_t} d\vec{v} = \int_0^t \vec{a}dt$$

Buradan

$$\vec{v}_t - \vec{v}_0 = \int_0^t \vec{a}dt \quad (5.8)$$

və ya

$$\vec{v}_t = \vec{v}_0 + \int_0^t \vec{a}dt \quad (5.9)$$

(5.9) ifadəsi başlanğıc ($t=0$ anında) sürəti $\vec{v}_0$ olan dəyişən hərəkətin hər hansı t anındakı sürətini təyin etməyə imkan verir. Xüsusi halda $a=0$ olarsa, yəni hərəkət bərabərsürətli olduqda, $\vec{v}_t = \vec{v}_0$ alırıq.

Dəyişən hərəkətin ən sadə növü bərabərdəyişən hərəkətdir.

Hərəkət zamanı, ixtiyari seçilmiş bərabər zaman intervallarında sürət dəyişmələri eyni olarsa, belə hərəkət bərabərdəyişən hərəkət adlanır.

Tərifdən göründüyü kimi, bərabərdəyişən hərəkətdə təcil sabit kəmiyyətdir. Belə olduqda (5.9) ifadəsinə əsaslanaraq bərabərdəyişən hərəkətin ixtiyari t anındakı sürəti

$$v_t = v_0 \pm at \quad (5.10)$$

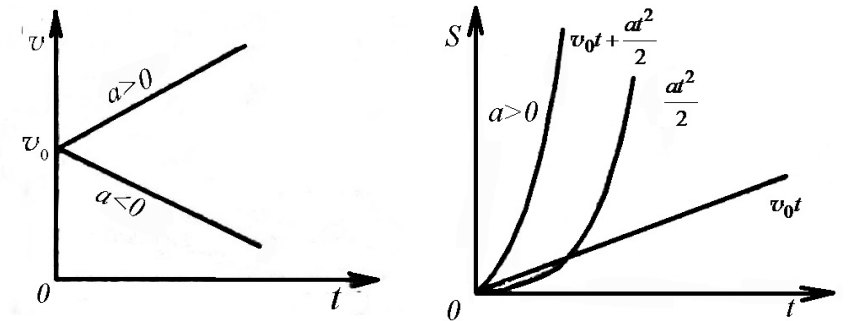
Burada müsbət işarəsi hərəkətin yeyinləşən, mənfi işarəsi isə hərəkətin yavaşlayan olduğu hal üçündür. (5.10) ifadəsində a təcilin ədədi qiymətini ifadə edir. (5.3) və (5.10) ifadələrinə əsaslanaraq bərabərdəyişən hərəkət zamanı t müddətində gedilən yolu hesablamaq olar:

$$S = \int_0^t v dt = \int_0^t (v_0 \pm at) dt = v_0 t \pm \frac{at^2}{2} \quad (5.11)$$

Başlanğıc sürət sıfır olduqda, sürət və gedilən yol üçün aşağıdakı ifadə alınır,

$$v = at ,$$

$$S = \frac{at^2}{2} . \quad (5.12)$$



Şəkil 5.1

Bərabərdəyişən hərəkətdə sürətin və gedilən yolun zaman-dan asılılıq qrafiki şəkil 5.1-də verilmişdir.

6. Əyrixətli hərəkət. Mərkəzəqaçma (normal) və tangensial təcil.

Maddi nöqtənin fəzada müəyyən əyrixətli trayektoriya üzrə hərəkət etdiyini qəbul edərək, əyrixətli hərəkətdə təcili təyin edək. Çevrə boyunca hərəkət əyrixətli hərəkətin ən sadə növü olduğundan, sadəlik üçün, çevrə boyunca hərəkəti nəzərdən keçirək. Ümumi hal olaraq çevrə boyunca hərəkətin dəyişən sürətli olduğunu qəbul edək. Konkretlik üçün maddi nöqtənin çevrə boyunca saat əqrəbi istiqamətində hərəkət etdiyini və sürətin artdığını fərz edək. Eyni müvəffəqiyyətlə bunun əksini, yəni hərəkət zamanı sürətin azaldığını da qəbul etmək olardı.

Məlum olduğu kimi, təcil sürət dəyişməsinin bu dəyişmənin baş vermə müddətinə nisbəti ilə ölçülən kəmiyyətdir:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} \quad (6.1)$$

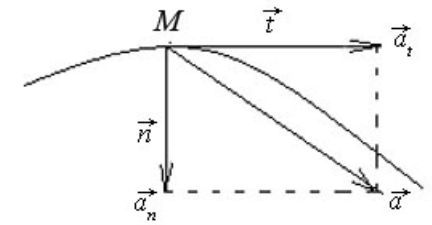
Əyrixətli hərəkətdə tam təcil toxunan və normal istiqamətdə yönəlmiş tangensial və normal təcillərin cəmindən ibarətdir.

$$\vec{a}_t = \vec{t} \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \vec{t} \frac{dv}{dt}, \quad (6.2)$$

$$\vec{a}_n = \vec{n} \cdot \frac{v^2}{R} \quad (6.3)$$

$\vec{n}$ və $\vec{t}$ radius və toxunan istiqamətdə yönəlmiş vahid vektorlardır.

Beləliklə, əyrixətli hərəkət zamanı tam təcil qarşılıqlı perpendikulyar olan normal və tangensial kimi iki təcilin vektorial cəminə bərabərdir (Şəkil 6.1):



Şəkil 6.1.

$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_t = \vec{n} \frac{v^2}{R} + \vec{t} \frac{dv}{dt} \quad (6.4)$$

Yekun təcilin ədədi qiyməti

$$a = \sqrt{a_n^2 + a_t^2} = \sqrt{\left(\frac{v^2}{R}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dt}\right)^2} \quad (6.5)$$

Əyrixətli hərəkət zamanı sürətin qiyməti sabit qalarsa, $\frac{dv}{dt} = 0$ və bu səbəbdən $a_t = 0$ alınır. Lakin $a_n = \frac{v^2}{R} \neq 0$.

Göründüyü kimi tangensial təcil əyrixətli hərəkətdə sürətin qiymətcə, normal təcil isə istiqamətcə dəyişməsinə xarakterizə edir.

7. Bucaq sürəti, bucaq təcili, xətti sürət və bunlar arasındakı əlaqə

Bucaq sürəti (ω) dedikdə vahid zamanda radiusun dönmə bucağı ilə ölçülən kəmiyyət nəzərdə tutulur.

Maddi nöqtənin çevrə boyunca hərəkəti zamanı, radiusun Δt zamanında $\Delta \varphi$ qədər döndüyünü nəzərə alsaq alarıq,

$$\omega = \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} \quad (7.1)$$

Əgər $\Delta\varphi$ radianlarla, Δt isə saniyələrlə və yaxud dəqiqələrlə ölçülərsə bucaq sürəti, rad/san və yaxud rad/dəq və s. ilə ölçülər. Bərabərsürətli hərəkət zamanı bir tam dövr müddətində (T) radiusun cızdığı bucaq 2π olduğundan

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f \quad (7.2)$$

olar.

Burada $f = \frac{1}{T}$ bir saniyədəki tam dövrlərin sayıdır.

Maddi nöqtənin hərəkət müstəvisinin vəziyyətini və çevrə boyu hərəkət istiqamətini müəyyən etmək məqsədi ilə bucaq sürəti, şərti olaraq, vektorial kəmiyyət kimi qəbul edilir.

Qəbul edilmiş qaydaya görə bucaq sürəti vektoru maddi nöqtənin hərəkət trayektoriyası olan çevrə müstəvisinə perpendikulyar yerləşir. Bucaq sürəti vektoru elə yönəlidir ki, onun ucundan baxdıqda çevrə boyu hərəkət saat əqrəbinin əksi istiqamətində olsun. Vektorun uzunluğu seçilmiş miqyasda bucaq sürətinin ədədi qiymətini ifadə edir.

Göründüyü kimi, bu şərtlə qəbul olunmuş bucaq sürəti vektoru (aksial vektor) maddi nöqtənin fırlanma hərəkətini tam xarakterizə edə bilər. Çevrə boyu hərəkət bərabərsürətli deyil, dəyişən olarsa, onda irəliləmə hərəkətində apardığımız mülahizələrə oxşar mülahizələr aparmaqla bucaq sürətinin ani qiyməti üçün

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt}, \quad (7.3)$$

alınır.

Çevrə boyu dəyişən hərəkətdə bucaq sürətinin dəyişmə sürətini xarakterizə etmək üçün bucaq təcili anlayışı daxil edilir. Bucaq təcili β - bucaq sürətinin vahid zamanda dəyişməsi ilə ölçülür:

$$\bar{\beta} = \frac{d\bar{\omega}}{dt} \quad (7.4)$$

(7.4)-dən göründüyü kimi, hərəkət yeyinləşən olduqda ($d\omega > 0$) bucaq təcili və bucaq sürəti eyni istiqamətdə, yavaşayan olduqda isə ($d\omega < 0$) əks istiqamətlərdə yönəlir.

Çevrə boyu hərəkət zamanı xətti kəmiyyətlərlə (qövsün uzunluğu, xətti sürət, təcil) bucaq kəmiyyətləri (dönmə bucağı, bucaq sürəti və bucaq təcili) arasında əlaqə yaratmaq olar. Elementar qövsün uzunluğu

$$ds = R d\varphi, \quad (7.5)$$

olduğundan, bərabərliyin hər iki tərəfini dt -yə bölsək,

$$v = \omega R, \quad (7.6)$$

alırıq.

İki vektorun vektorial hasili xassəsinə və bucaq sürətinin şərti qəbul etdiyimiz istiqamətinə əsaslanaraq $\bar{\omega}$, $\vec{R}$, və $\vec{v}$ (şəkil 7.1) vektorları arasında

$$\vec{v} = [\bar{\omega} \vec{R}] \quad (7.7)$$

münasibəti olduğunu görürük. Doğrudan da, $\vec{v}$ vektorunun ucundan baxdıqda $\bar{\omega}$ -nın $\vec{R}$ -ə doğru kiçik bucaq üzrə dönmə istiqaməti saat əqrəbi hərəkətinin əksinə baş verir. Deməli, $\vec{v}$ -nin istiqaməti $[\bar{\omega}, \vec{R}]$ -lə eynidir.

$\bar{\omega} \perp \vec{R}$ olduğundan (7.7) ifadəsi v , ω və R arasındakı (7.6) ilə ifadə olunan ədədi asılılığa tam uyğun gəlir (Şəkil 7.1).

Tangensial təcil $a_t = \frac{dv}{dt}$ oldu-

ğundan (7.7)-yə əsasən

$$a_t = d(\omega R) / dt = R \frac{d\omega}{dt} = R\beta \quad (7.8)$$

Uyğun olaraq normal təcil üçün

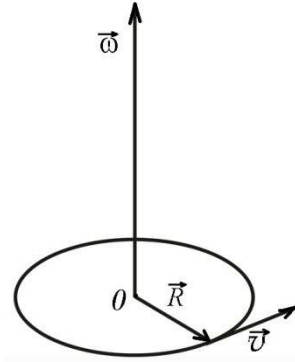
$$a_n = \frac{v^2}{R} = \frac{\omega^2 R^2}{R} = \omega^2 R \quad (7.9)$$

alırıq.

(7.8) və (7.9)-dan göründüyü kimi həm tangensial, həm də normal təcil trayektoriyasının əyrilik radiusu ilə düz mütənasibdir. Normal və tangensial təcillər məlum olduqda, tam təcil

$$a_{\text{tam}} = \sqrt{(\omega^2 R)^2 + (\beta R)^2} = R\sqrt{\omega^4 + \beta^2} \quad (7.10)$$

olar.



Şəkil 7.1

FƏSİL II

DİNAMİKA VƏ MEXANİKİ QÜVVƏLƏR

8. Nyutonun birinci qanunu (ətalət qanunu).

Bundan əvvəlki fəsildə biz mexanikanın kinematika adlanan bölməsi ilə tanış olduq. Xatırlayaq ki, kinematika cismin (maddi nöqtənin) hərəkətini onu doğuran səbəbləri nəzərə almadan öyrənirdi. İndi isə mexanikanın əsas bölməsi olan dinamikanı öyrənək. Dinamika cisimlərin hərəkətini onu doğuran səbəblə birlikdə öyrənir. Nyuton özündən əvvəlki alimlərin mülahizələrini və özünün nəzəri tədqiqatlarını ümumiləşdirib dinamikanın üç qanununu müəyyən etmişdir. Nyutonun qanunları mexanikanın kinematika və dinamika hissələrini, başqa sözlə hərəkətin kinematik və dinamik qanunauyğunluqlarını üzvi şəkildə əlaqələndirmişdir.

Nyutonun birinci qanunu aşağıdakı kimi ifadə olunur: *istənilən cisim ona yekun xarici qüvvə təsir etməyincə öz sükunət və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkət halını saxlayır.*

Nyutonun birinci qanunu göstərir ki, cisim öz sükunət və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkət halını dəyişməsi üçün ona kənar maddi cisimlər təsir etməlidir.

Nyutonun birinci qanunu bilavasitə təcrübi faktlarla yoxlanmasa da müşahidələr və nəzəri mühakimələr əsasında başa düşülür. Qanundan görünür ki, cismin sükunət və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkət halı eyni mexaniki haldır. Hər iki halda cismin təcili sıfırdır. Cismin təcil alması üçün, ona sıfıra bərabər olmayan yekun qüvvə təsir etməlidir. Cisimlərin hərəkətinin (xüsusi halda sükunət halının) xarakterini hesablama sistemlərinə nəzərən müəyyən edirlər. Nyutonun birinci qanunu xüsusi

tələblərə cavab verən hesablama sistemlərində ödənilir. Belə ki, bu sistemlərdə cismə kənar cisimlər təsir etməyincə o sükunət, yaxud düzxətli bərabərsürətli hərəkət halını saxlamalıdır. Bu şərti ödəyən sistemlər ətalət hesablama sistemləri adlandığından Nyutonun birinci qanunu ətalət qanunu da adlanır. Başlanğıcı Günəşdə yerləşən, koordinat oxları isə bir-birinə perpendikulyar qalmaq şərti ilə müəyyən ulduzlara tərəf yönələn hesablama sistemi ətalət (inersial) hesablama sistemi kimi qəbul oluna bilər. Nyutonun birinci qanunu ödənməyən sistemlər isə qeyri-ətalət hesablama sistemləri adlanır. Yerlə bağlı hesablama sistemləri qeyri-ətalət sistemlərinə misaldır. Yerin öz oxu və Günəş ətrafında fırlanması onunla bağlı hesablama sistemlərindəki cisimlərdə əlavə təcil yaradır. Hesablamalar göstərir ki, Yer Günəş ətrafında fırlandığı zamanı $6 \cdot 10^{-3} \text{ m/san}^2$, öz oxu ətrafında fırlandığı zaman isə $3,4 \cdot 10^{-2} \text{ m/san}^2$ təcillə hərəkət edir. Buna görə də yerlə bağlı hesablama sistemlərində Nyutonun birinci qanunu dəqiq ödənilmir.

Lakin Yerin istər öz oxu, istərsə də Günəş ətrafında fırlanması nəticəsində yaranan təcil çox kiçik olduğundan praktik olaraq Yerlə bağlı hesablama sistemlərini də ətalət hesablama sistemi kimi qəbul edib, dinamika qanunlarını Yerdə öyrənməyə bilərik. Nyutonun birinci qanununun elmdə tarixi rolu məhz ətalət və qeyri-ətalət hesablama sistemlərini aşkara çıxarmaq olmuşdur.

9. Nyutonun ikinci qanunu. Kütlə və qüvvə.

Nyutonun birinci qanunundan məlum oldu ki, cisim mexaniki halının dəyişməsi üçün ona qüvvə təsir etməlidir. Qüvvənin təsiri ilə yaranan hərəkətin kinematik xarakterini müəyyən etmək üçün əvvəlcə kütlə adlanan fiziki kəmiyyəti öyrənək. Təcrübələrlə müəyyən edilmişdir ki, verilmiş cismə müxtəlif qüvvələrlə təsir etsək, onun aldığı təcil də müxtəlif olacaqdır. Lakin bütün hallarda cismə təsir edən qüvvənin onun

aldığı təcilə nisbəti sabit qalacaqdır. Cismi xarakterizə edən bu sabit kəmiyyət cismin kütləsi adlanır.

$$\frac{|\vec{F}_1|}{|\vec{a}_1|} = \frac{|\vec{F}_2|}{|\vec{a}_2|} = \dots = \text{const} = m$$

Burada $\vec{F}$ - cismə təsir edən qüvvə, $\vec{a}$ - onun aldığı təcil, m - cismin kütləsidir.

Cisimlərin kütləsi onların ölçülərindən və maddələrinin təbiətindən asılıdır.

Nyutonun ikinci qanunu riyazi şəkildə aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$\vec{a} = k \frac{\vec{F}}{m} \quad (9.1)$$

burada k - mütənasiblik əmsalı olub, düstura daxil olan kəmiyyətlərin ölçüldüyü vahidlər sistemindən asılıdır. Düstura daxil olan kəmiyyətləri eyni vahidlər sistemində götürsək, $k = 1$ olar və onda

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad (9.2)$$

Cismin hərəkət təcili qüvvə ilə düz, onun kütləsi ilə tərs mütənasib olub, qüvvənin təsiri istiqamətində yönəlir.

Əgər cismə sabit qüvvə təsir edərsə $F = \text{const}$, onun yaratdığı təcil də sabit $a = \text{const}$ olar və cisim sabit təcillə hərəkət edir. (9.2) ifadəsində $F = 0$ götürsək, $m \neq 0$ olduğundan $a = 0$ alırıq. Deməli qüvvə təsir etmədikdə cismin təcili sıfıra bərabər olur və Nyutonun birinci qanunu ikinci qanunundan xüsusi hal kimi alınır.

Nyuton mexanikasında kütlə cismin hərəkət sürətindən asılı olmadığından sabit kəmiyyət hesab edilir.

$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} \quad (9.3)$$

alarıq.

(9.3) ifadəsi dinamikanın hərəkət tənliyi adlanır. Bu tənliyi həll etməklə hərəkəti xarakterizə edən fiziki kəmiyyətləri tapmaq olar. $m\vec{v}$ - vektoru sürət vektoru istiqamətində olub, impuls və ya hərəkət miqdarı, $d(m\vec{v})$ impulsun dəyişməsi, $\vec{F}dt$ - isə qüvvə impulsu adlanır. (9.3) ifadəsinin şəklini dəyişsək,

$$\vec{F}dt = d(m\vec{v}) \quad (9.3a)$$

alarıq.

(9.3a) ifadəsindən görünür ki, impulsun dəyişməsi qüvvə impulsuna bərabərdir. Nyutonun ikinci qanununa əsaslanaraq qüvvə vahidini müəyyən etmək olar:

$$[F] = [m] \cdot [a] = \frac{ML}{T^2} = MLT^{-2}$$

BS-də qüvvə vahidi olaraq 1 kq kütləli cismə $1 \frac{M}{\text{caH}^2}$ təcil verən qüvvə götürülür və bu qüvvə nyuton (N) adlanır:

$$1N = 1kq \cdot \frac{m}{\text{san}^2}$$

SQS-də qüvvə vahidi olaraq 1 q kütləli cismə $1 \frac{CM}{\text{caH}^2}$ təcil verən qüvvə götürülür və bu qüvvə dina - (dn) adlanır:

$$1dn = 1qr \cdot \frac{sm}{\text{san}^2}$$

Sadə çevirmədən sonra

$$1N = 10^5 \frac{qr \cdot sm}{\text{san}^2} = 10^5 dn$$

olduğunu yəqin etmək olar.

Texniki vahidlər sistemində qüvvə vahidi 1 kQ götürülür. 1 kQ - kütləsi 1 kq olan cismə $9,8 \text{ m/san}^2$ təcil verən qüvvə olduğundan, Nyutonun ikinci qanununa əsasən:

$$1kQ = 9,8 \frac{kq \cdot m}{\text{san}^2} = 9,8N,$$

yazarıq.

10. Ağırlyq qüvvəsi. Çəki və kütlənin təyini.

Hələ orta məktəbin fizika kursundan bizə məlumdur ki, bütün cisimlər yer tərəfindən cəlb olunur. Belə ki, Yer in cazibə sahəsində olan hər bir cismə onun kütləsi ilə əlaqədar cazibə qüvvəsi təsir edir. Bu qüvvəyə ağırlyq qüvvəsi deyilir. Ağırlyq qüvvəsi baxdığımız cismə tətbiq olunur. Cismə yalnız ağırlyq qüvvəsi təsir edən halda o sərbəst düşür. Sərbəst düşən cismin təcilini $\vec{g}$ ilə işarə etsək, m kütləli cismin ağırlyq qüvvəsi Nyutonun ikinci qanununa görə $\vec{p} = m\vec{g}$ olar. $\vec{g}$ - təcilinin istiqaməti ağırlyq qüvvəsinin təsir istiqamətində yönəlidir.

Ağırlyq qüvvəsinin təsir etməsi ilə əlaqədar olaraq dayaqdan asılmış və ya dayaq üzərində yerləşmiş hər bir cisim dayığa müəyyən qüvvə ilə təsir edir ki, bu qüvvəyə cismin çəkisi deyilir.

Əgər baxdığımız cismə nəzərən dayaq sükunətdə və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə olarsa, bu halda cismin çəkisi dayığa təsir edən ağırlyq qüvvəsi hesab ediləcəkdir. Əgər dayaq yerə nəzərən təcilə malik olarsa, bu halda cismin çəkisi ağırlyq qüvvəsindən ya böyük, ya da kiçik olar.

Cismin çəkisi ağırlıq qüvvəsindən fərqli olaraq cismə deyil, dayağa tətbiq olunur. Yer öz oxu ətrafında fırlanmasa idi, onda ağırlıq qüvvəsi (həmçinin cismə çəkisi) Yerin mərkəzinə yönəlirdi. Lakin, Yerin öz oxu ətrafında fırlanması nəticəsində əmələ gələn mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsi (baxmayaraq ki, bu qüvvənin təsiri çox da böyük deyil) ağırlıq qüvvəsinin istiqamətini az da olsa dəyişir. Bununla belə Yer üzərində sükunətdə və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə olan cisimlərə təsir edən ağırlıq qüvvəsinin Yerin mərkəzinə doğru yönəldiyini qəbul edəcəyik.

Yer qütblərdən basıq olduğundan ağırlıq qüvvəsi (bu səbəbdən cismə çəkisi) qütblərdə ən böyük, ekvatorada isə ən kiçik olur. Bu qüvvələr qütbədən ekvatora getdikcə kiçilir. Həmçinin cismə çəkisi Yer səthindən uzaqlaşdıqca azalır.

İndi isə cismə çəkisinin və kütləsinin ölçülmə üsullarını müəyyən edək.

Çəki dayağa və ya asqıya təsir edən qüvvə olduğundan onu yaylı tərəzi (dinamometr) vasitəsi ilə müəyyən etmək olar.

Kütləni, vahid olaraq seçilmiş etalonla müqayisə edərək, iki üsulla təyin etmək olar:

1. Qollu tərəzinin bir gözünə kütləsinə təyin edəcəyimiz cismi, digər gözünə isə etalon kütləni yerləşdirsək, tərəzinin tarazlıq vəziyyətində axtardığımız cismə kütləsi etalon kütləyə bərabər olacaqdır.
2. Eyni qüvvə ilə kütləsinə axtardığımız və etalon kütləli cisimlərə təsir etsək,

$$a_e = \frac{F}{m_e} \quad \text{və} \quad a_x = \frac{F}{m_x}$$

təcillərini alırıq. $F = m_e a_e = m_x a_x$ olduğundan axtardığımız

kütlə üçün $m_x = m_e \frac{a_e}{a_x}$ olar.

11. Qalileyin nisbilik prinsipi. Qaliley çevirmələri.

Nyutonun birinci qanunu ətalət hesablaması sisteminin varlığını aşkara çıxartdı. İndi isə belə bir suala cavab verməyə çalışaq ki, ətalət hesablaması sisteminə nəzərən hərəkət edən digər hesablaması sistemində də dinamikanın hərəkət tənlikləri sabit qalır mı? Bu suala cavab vermək üçün Qalileyin koordinat çevirmələrinə və nisbilik prinsipinə nəzər salaq (şəkil 11.1).

Qarşıya qoyulan suala cavab vermək üçün bəzi sadə fərziyyələr qəbul edək:

1) Maddi nöqtənin hərəkətini koordinatları x_1, y_1, z_1 olan K_1 və koordinatları x_2, y_2, z_2 olan K_2 hesablaması sisteminə nəzərən müəyyən edək.

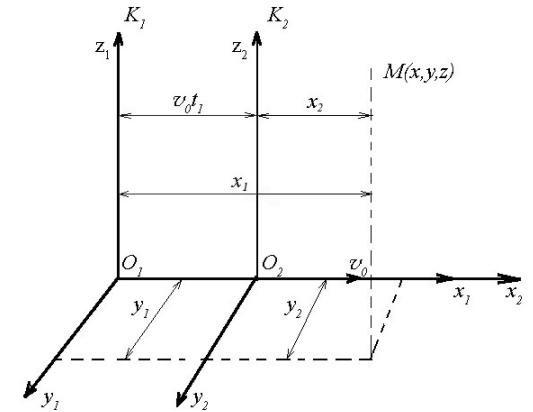
2) K_1 və K_2 hesablaması

sistemlərinin x_1 və x_2 koordinat oxları bir-birinin üzərinə düşür.

y_1, y_2 və z_1, z_2 oxları isə biri-birinə paralel qalır.

3) K_2 koordinat sistemi K_1 sisteminə nəzərən sabit v_0 sürəti ilə hərəkət edir.

4) Zaman mütləqdir, yəni hər iki sistemdə eynidir. Bu sadə fərziyyələr daxilində M maddi nöqtənin hərəkətini müəyyənləşdirərək, yəni K_1 sisteminin cari x_1, y_1, z_1 və K_2 sisteminin cari x_2, y_2, z_2 koordinatları arasında əlaqə yaradaq. Başlanğıc halda ($t=0$) K_1 və K_2 sistemlərinin O_1 və O_2 başlanğıclarının bir-birinin üzərinə düşdüyünü qəbul edək. K_2 sistemi K_1



Şəkil 11.1

sisteminə nəzərən hərəkət etdiyindən K_1 sistemini sükunətdə hesab edə bilərik. Onda ixtiyari t_1 anında K_2 sisteminin O_2 başlanğıcı K_1 sisteminin O_1 başlanğıcından $v_0 t_1$ məsafəsi qədər uzaqlaşdığından (şəkil 11.1)-ə əsasən yazı bilərik:

$$\begin{cases} x_1 = v_0 t_1 + x_2 \\ y_1 = y_2 \\ z_1 = z_2 \end{cases} \quad (11.1)$$

Zamanın mütləqliyinə görə $t_1 = t_2$ olduğunu qəbul etsək:

$$\begin{cases} x_1 = v_0 t_1 + x_2 \\ y_1 = y_2 \\ z_1 = z_2 \\ t_1 = t_2 \end{cases} \quad (11.2)$$

alırıq.

(11.2) ifadəsi bir-birinə nəzərən sabit sürətlə hərəkət edən iki sistemdə maddi nöqtənin koordinatları arasında əlaqə yaradan Qaliley çevirməsidir.

(11.1) ifadəsindən zamana görə törəmə alsaq, maddi nöqtənin K_1 və K_2 sistemlərinə nəzərən hərəkət sürətlərinin x, y və z oxları üzərindəki proyeksiyaları arasında asılılığı alırıq:

$$\begin{cases} v_{1x} = v_0 + v_{2x} \\ v_{1y} = v_{2y} \\ v_{1z} = v_{2z} \end{cases} \quad (11.3)$$

Proyeksiyaları arasındakı (11.3) münasibətinə əsaslanaraq $\vec{v}_1$ və $\vec{v}_2$ vektorları arasında

$$\vec{v}_1 = \vec{v}_0 + \vec{v}_2 \quad (11.4)$$

asılılığını yazı bilərik. (11.4) ifadəsi Nyuton mexanikasında sürətlərin toplanma qaydası adlanır.

İndi isə Qalileyin nisbilik prinsipinin mahiyyəti ilə qısaca tanış olaq. Bunun üçün K_1 ətalət hesablama sisteminə nəzərən sabit $\vec{v}_0$ sürəti ilə hərəkət edən K_2 sisteminin də ətalət hesablama sistemi olmasını göstərək. Bu baxımdan (11.3) ifadəsindən zamana görə birinci tərtib törəmə alaıq:

$$\begin{cases} a_{1x} = a_{2x} \\ a_{1y} = a_{2y} \\ a_{1z} = a_{2z} \end{cases} \quad (11.5)$$

(11.5) skalyar tənliyini $\vec{a}_1 = \vec{a}_2$ vektorial tənliyi ilə əvəz edə bilərik. Deməli, təcil Qaliley çevirməsinə nəzərən invariantdır.

Təcillərin bərabərliyindən aydın olur ki, maddi nöqtənin hərəkət təcili verilmiş ətalət hesablama sisteminə nəzərən bərabərsürətli düzxətli hərəkət edən bütün hesablama sistemlərində eynidir. Bu o deməkdir ki, bir ətalət hesablama sisteminə nəzərən bərabərsürətli düzxətli hərəkət edən sonsuz sayda hesablama sistemləri də ətalət hesablama sistemləri kimi qəbul edilə bilər.

Təcilin bərabərliyindən başqa bir mühüm nəticə də alınır. Belə ki, K_1 və K_2 sistemlərində təsir edən qüvvənin eyni olduğu görünür. Deməli, bir ətalət sistemindən digərinə keçdikdə dinamikanın əsas tənliyi dəyişmir, başqa sözlə, bütün ətalət hesablama sistemləri eyni hüquqludur. Riyazi dildə desək, dinamikanın əsas tənliyi bir ətalət sistemindən digərinə keçid yaradan Qaliley çevirməsinə nəzərən kovariantdır. Bu o deməkdir ki, mexaniki hadisələr bütün ətalət hesablama sistemlərində eyni xarakterli davam edir, başqa sözlə, qapalı sistem daxilində aparılan heç bir mexaniki təcrübə vasitəsilə bir ətalət sistemini digərindən fərqləndirmək, hansının sükunətdə, yaxud bərabərsürətli düzxətli

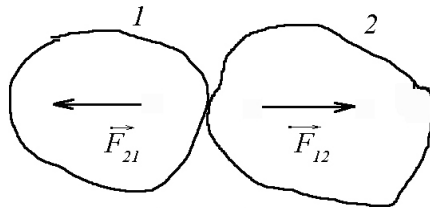
hərəkətdə olduğunu müəyyən etmək mümkün deyildir. Bu nəticə fizikanın ən mühüm qanunlarından biri hesab edilir və Qalileyin nisbilik prinsipi adlanır.

12. Nyutonun üçüncü qanunu

Nyutonun ikinci qanunu qüvvənin təsiri ilə cismin hərəkət halının dəyişməsinə müəyyən edir. Bu qanun qüvvənin təsiri ilə hərəkətin necə dəyişdiyini aydınlaşdırır.

İndi isə Nyutonun üçüncü qanunu və onun mahiyyəti ilə tanış olaq. Bu qanunla cisimlərin hərəkət halını dəyişdirən təsirin həmişə qarşılıqlı olduğu müəyyən edilmişdir. Belə ki, qarşılıqlı təsirdə olan iki cisimdən birinci cisim ikinci cismə, ikinci cisim də öz növbəsində birinci cismə müəyyən qüvvə ilə təsir edir. Nyutonun üçüncü qanunu aşağıdakı kimi ifadə olunur.

Qarşılıqlı təsirdə olan cisimlərə qiymətə bərabər, istiqamət-cə əks qüvvələr təsir edir (şəkil 12.1).



Şəkil 12.1

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} \quad (12.1)$$

Burada $\vec{F}_{12}$ və $\vec{F}_{21}$ uyğun olaraq, birinci cismin ikinci cismə və ikinci cismin birinci cismə təsir qüvvələridir. Bu qüvvələr müxtəlif cisimlərə tətbiq olunduğundan heç vaxt bir-birini tarazlaşdırmır. Mənfi işarəsi qüvvələrin əks istiqamətdə yönəldiyini göstərir.

Qanun bəzən sadəcə olaraq təsir əks təsirə bərabərdir kimi də ifadə edilir.

Qanunun təzahürünə dair həyati misallar göstərək:

a) dayaq üzərində yerləşmiş yük dayağa hansı qüvvə ilə təsir edirsə, dayaq da öz növbəsində yükə həmin qüvvə ilə təsir edir;

b) topu divara vurduqda $\vec{F}_{12}$ qüvvəsi topun divara təsir qüvvəsi olarsa, $\vec{F}_{21}$ qüvvəsi isə divarın topa təsir qüvvəsi olacaqdır;

v) Günəşlə Yer biri digərini qiymətə bərabər olan qüvvələrlə cəzb edirlər. Göstərilən misallarda qarşılıqlı təsir qüvvələri müxtəlif cisimlərə tətbiq olunduğundan bir-birini tarazlaşdırmır.

Nyutonun üçüncü qanunu cisimlərin hərəkət halını dəyişdirən təsirin qarşılıqlı olduğunu göstərməklə ikinci qanunun məzmununu tamamlayır.

13. İmpulsun (hərəkət miqdarının) saxlanma qanunu.

Hərəkət miqdarının (impulsun) saxlanma qanunu Nyutonun ikinci və üçüncü qanunlarından bir nəticə kimi alınır.

Əvvəlcə sadə halı – maddi nöqtənin hərəkət miqdarının dəyişməsinə araşdıraraq. Nyutonun ikinci qanununa görə cismə $\vec{F}$ qüvvəsi təsir edərsə,

$$d(m\vec{v}) = \vec{F}dt$$

Burada $\vec{k} = m\vec{v}$ işarə etsək, alarıq:

$$d\vec{k} = \vec{F}dt \quad (13.1)$$

Deməli, cismin hərəkət miqdarının dəyişməsi təsir edən yekun qüvvə impulsuna bərabərdir.

Cismə yekun qüvvə təsir etməzsə, $d\vec{k} = 0$ və buradan $\vec{k} = \text{const}$ alınır, yəni cismə yekun qüvvə təsir etmədikdə onun impulsu sabit qalır.

İndi isə qarşılıqlı təsirdə olan cisimlər sistemini nəzərdən keçirək. Sistem təşkil edən cisimlər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələrini daxili, kənar cisimlərin sistemdəki cisimlərə təsir qüvvələrini isə xarici qüvvə adlandırmağı qəbul edək. Daxili qüvvələri $\vec{f}$, xarici qüvvələri isə $\vec{F}$ hərfi ilə göstərməyi şərtləşək.

Fərz edək ki, kütlələri $m_1, m_2, \dots, m_n$ olan N sayda cisim açıq sistem əmələ gətirir. Başqa sözlə, sistemə daxil olan cisimlər həmin sistemə daxil olmayan cisimlərin təsirinə məruz qalır.

Sadəlik üçün fərz edək ki, sistemə daxil olan cisimlərin hərəkəti zamanı sürtünmə qüvvəsi nəzərə alınmır. Sistemə daxil olan hər bir cisim üçün hərəkət tənliyini yazaq:

$$\begin{aligned}\frac{d(m_1\vec{v}_1)}{dt} &= \vec{F}_1 + \vec{f}_{1,2} + \vec{f}_{1,3} + \dots + \vec{f}_{1,N}, \\ \frac{d(m_2\vec{v}_2)}{dt} &= \vec{F}_2 + \vec{f}_{2,1} + \vec{f}_{2,3} + \dots + \vec{f}_{2,N}, \\ &\dots\dots\dots \\ \frac{d(m_N\vec{v}_N)}{dt} &= \vec{F}_N + \vec{f}_{N,1} + \vec{f}_{N,2} + \vec{f}_{N,3} + \dots + \vec{f}_{N,N-1}\end{aligned}\quad (13.2)$$

(13.2) sistemini tərəf-tərəfə toplayıb Nyutonun üçüncü qanununu nəzərə alsaq, (üçüncü qanuna görə

$\vec{f}_{1,2} = -\vec{f}_{2,1}$; $\vec{f}_{1,3} = -\vec{f}_{3,1}$; ...; $\vec{f}_{1,N} = -\vec{f}_{N,1}$ yəni, təsir və əks təsir qüvvələri bir-birinə bərabər olduğundan onların cəmi sıfıra bərabər olacaqdır):

$$\frac{d}{dt}(m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 + \dots + m_N\vec{v}_N) = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_N \quad (13.3)$$

Sistemə təsir edən xarici qüvvələrin vektorial cəminə xarici qüvvələrin baş vektoru ($\vec{F}$) deyilir:

$$\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_N = \vec{F}$$

Sistemin hərəkət miqdarının vektorial cəmini $\vec{K}$ ilə göstərsək,

$$m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 + \dots + m_N\vec{v}_N = \vec{K}$$

alınar.

Son iki əvəzləməni (13.1)-də nəzərə alsaq:

$$\frac{d\vec{K}}{dt} = \vec{F} \quad (13.4)$$

(13.4) ifadəsi açıq sistemin hərəkət miqdarının dəyişmə qanununu ifadə edir.

Açıq sistemin hərəkət miqdarının (impulsun) vahid zamanda dəyişməsi xarici qüvvələrin baş vektoruna bərabərdir.

(13.4) ifadəsində $\vec{F} = 0$ götürsək qapalı sistem üçün də hərəkət miqdarının (impulsun) saxlanma qanununu alarıq. $\vec{F} = 0$ olduqda $d\vec{K} = 0$ olar. Buradan

$$\vec{K} = \text{const} \quad (13.5)$$

(13.5) ifadəsi qapalı sistemin hərəkət miqdarının (impulsun) saxlanması qanununun riyazi ifadəsidir.

Qapalı sistemi təşkil edən cisimlərin hərəkət miqdarının (impulsun) vektorial cəmi sabit kəmiyyətdir.

Qeyd etmək lazımdır ki, təbiətdə ideal qapalı sistem mövcud deyil. Lakin, verilmiş məsələnin xarakterindən asılı olaraq elə hallar olur ki, sistemi təşkil edən cisimlər (və ya cismin hissəcikləri) arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi sistemə təsir edən

xarici qüvvədən çox-çox böyük olsun. Belə halda sistemə, praktik olaraq, qapalı sistem kimi baxmaq olar.

Hərəkət miqdarının saxlanma qanununun təzahür formalarından biri reaktiv hərəkətdir. Reaktiv mühərriklərin, kosmik raketlərin iş prinsipi bu qanuna əsaslanmışdır. Belə ki, mühərrik daxilində baş verən yanma prosesi nəticəsində alınan qaz kütləsi böyük sürətlə raket-yanacaq sistemindən kənara çıxır. Sistemin yekun impulsunun sabit qalması üçün raket əks istiqamətdə hərəkətə məcbur olur. Bu prinsip ilk dəfə rus alimi K.E.Siolkovskinin əsərlərində irəli sürülmüş və reaktiv hərəkətin qanunları müəyyən edilmişdir.

14. Dəyişən kütləli cismin hərəkət tənliyi (Meşşerski tənliyi).

Biz dinamikanın hərəkət tənliyini yazarkən hərəkət edən cismin kütləsini sabit götürdük. Lakin bir çox hallarda (su çiləyən maşın, raket və s.) maddənin sərf olunması nəticəsində, zaman keçdikcə cismin kütləsi dəyişir. Bu deyilənlərə əsasən aydın olur ki, dəyişən kütləli cisimlər üçün klassik mexanika çərçivəsində hərəkət tənliyinin yazılması zərurəti meydana çıxır. Misal göstərdiyimiz hər iki hal prinsipə bir-birindən fərqlənmir (hər iki halda cismin hərəkət zamanı kütləsi azalır). Birinci misalın təmsalında dəyişən kütləli cismin hərəkət tənliyini müəyyən edək.

İxtiyari t zamanı anında maşının su ilə birlikdə kütləsini M , suyun maşına nəzərən hərəkət sürətini $\bar{v}_0$, vahid zamanda çilənən suyun kütləsini $\mu = -\frac{dM}{dt}$, maşının Yerə nəzərən hərəkət sürətini isə $\bar{v}$ götürək.

Onda suyun Yerə nəzərən hərəkət sürəti $\bar{v}_0 + \bar{v}$ olmalıdır. İxtiyari dt müddətindən sonra μdt qədər su çiləndiyindən,

maşının içindəki su ilə birlikdə kütləsi $M - \mu dt$ olacaqdır. Sadəlik üçün qəbul edək ki, vahid zamanda sərf olunan su kütləsinin μ miqdarı bütün hərəkət zamanı sabit qalacaqdır.

Maşın – su sisteminə təsir edən xarici qüvvə $\vec{F}$ maşın mühərrikinin dartı qüvvəsi ilə $\vec{F}_d$ sürtünmə qüvvəsinin $\vec{F}_s$ fərqinə bərabər olmalıdır: $\vec{F} = \vec{F}_d - \vec{F}_s$.

$\bar{v}_0, \bar{v}$ vektorları və həmçinin xarici qüvvə $\vec{F}$ bir düz xətt üzrə yönəldiyindən, sadəlik üçün kəmiyyətlərin skalyar qiymətindən istifadə edib son nəticəni vektorial yazmağı şərtləşək.

Dartı qüvvəsinin dt müddətində sabit qaldığını qəbul edək. Bu şərt daxilində sistemin kütləsi μdt qədər azaldığından, sürət $d\bar{v}$ qədər artaraq $\bar{v} + d\bar{v}$ olar.

t anında hərəkət miqdarı $K_1 = M\bar{v}$ olduğu halda $t + dt$ anında hərəkət miqdarı:

$$K_2 = (M - \mu dt)(\bar{v} + d\bar{v}) + \mu(\bar{v}_0 + \bar{v})dt$$

Onda dt müddətində hərəkət miqdarının dəyişməsi:

$$K_2 - K_1 = M d\bar{v} - \mu \bar{v} dt - \mu dt d\bar{v} + \mu \bar{v}_0 dt + \mu \bar{v} dt = M d\bar{v} + \mu \bar{v}_0 dt$$

burada $\mu d\bar{v} dt$ -ikinci tərtib kiçik kəmiyyət olduğundan onu nəzərə almaya bilərik, onda

$$K_2 - K_1 = F dt$$

olduğundan,

$$M d\bar{v} + \mu \bar{v}_0 dt = F dt$$

Bərabərliyin hər iki tərəfini dt -yə bölsək, alarıq:

$$M \frac{d\mathbf{v}}{dt} = F - \mu \mathbf{v}_0 \quad (14.1)$$

Onda (14.1) düsturuna uyğun vektorial tənlik:

$$M \frac{d\vec{\mathbf{v}}}{dt} = \vec{F} - \mu \vec{\mathbf{v}}_0 \quad (14.2)$$

(14.2) düsturu dəyişən kütləli cismin hərəkət tənliyi, yaxud Meşşerski tənliyi adlanır.

Tənlikdəki $\vec{F}_R = \mu \vec{\mathbf{v}}_0$ toplananı reaktiv qüvvə adlanır. Kosmik fəzada hərəkət edən raket üçün $F = 0$ və $\vec{\mathbf{v}}_0$ ilə $\vec{\mathbf{v}}$ əks istiqamətdə yönəldiyini nəzərə alsaq,

$$M \frac{d\vec{\mathbf{v}}}{dt} = \mu \vec{\mathbf{v}}_0 \quad (14.3)$$

K.E.Siolkovski, Meşşerski tənliyinə əsaslanaraq M kütləli raketə $\vec{\mathbf{v}}$ sürəti vermək üçün onun başlanğıc kütləsini və sürətini təyin edən düsturları müəyyən etmişdir.

Raketin start (başlanğıc) kütləsini M_s , sürətini $\vec{\mathbf{v}}_s$ ilə işarə edək. Onda t anında raketin kütləsi $M = M_s - \mu t$ olmalıdır. Bu ifadəni (14.1) tənliyində nəzərə alsaq:

$$(M_s - \mu t) d\mathbf{v} = \mu \mathbf{v}_0 dt$$

Buradan

$$\frac{d\mathbf{v}}{\mathbf{v}_0} = \frac{\mu dt}{M_s - \mu t} \quad (14.4)$$

Differensial tənliyin sol tərəfini $\mathbf{v}_s$ -dən $\mathbf{v}$ -yə, sağ tərəfini isə sıfırdan t -yə qədər integrallasaq:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mathbf{v}_0} (\mathbf{v} - \mathbf{v}_s) &= \int_0^t \frac{\mu dt}{M_s - \mu t} = - \int_0^t \frac{d(M_s - \mu t)}{M_s - \mu t} = \\ &= \ln M_s - \ln(M_s - \mu t) = \ln \frac{M_s}{M_s - \mu t} = \ln \frac{M_s}{M} \end{aligned}$$

Buradan

$$\mathbf{v} - \mathbf{v}_s = \mathbf{v}_0 \ln \frac{M_s}{M} \quad (14.5)$$

və ya $\ln \frac{M_s}{M} = \frac{\mathbf{v} - \mathbf{v}_s}{\mathbf{v}_0}$ ifadəsini loqarifmdən qurtarsaq:

$$M_s = M \exp \left(\frac{\mathbf{v} - \mathbf{v}_s}{\mathbf{v}_0} \right) \quad (14.6)$$

(14.6) ifadəsi Siolkovski düsturu adlanır. Bu düsturdakı $\mathbf{v}_0$, M_s , M və $\mathbf{v}_s$ kəmiyyətlərini bilərək raketin hərəkət sürətini hesablamaq olar.

15. Sürtünmə və elastik qüvvələr. Qüvvə və deformasiya arasındakı əlaqə. Huk qanunu.

Biz indiyə kimi danışdığımız qüvvənin təbiəti ilə maraqlanmadıq. İndi isə təbiətdə və texnikada daima müşahidə edilən, mexaniki proseslərin əsasını təşkil edən bir sıra konkret qüvvələrlə tanış olaq.

Sürtünmə qüvvəsinin varlığını həyatda bir çox hadisələr təsdiq edir. Hamar səthin üzərinə qoyulmuş cismə üfüqi istiqamətdə kiçik qüvvə ilə təsir etdikdə, cisim sükunətdə qalır. Bu hadisənin səbəbi odur ki, cismə hamar səth tərəfindən bizim təsir qüvvəmizin əksinə yönəlmiş və qiymətcə ona bərabər qüvvə təsir edir. Təsir qüvvəsini tədricən artırmaqla, onun müəyyən

qiymətində, cismin bərabərsürətli düzxətli hərəkət etdiyini müşahidə edirik. Deməli, təsir qüvvəsini tarazlaşdıran başqa bir qüvvə olmasaydı, hərəkət bərabərsürətli düzxətli olmazdı. Bu fikri maye daxilinə salınmış kiçik kürənin bərabərsürətli düşməsi halına da aid etmək olar. Bu halda kürəyə şaquli istiqamətində, aşağı təsir edən ağırlıq qüvvəsi, onun əksinə təsir edən sürtünmə və Arximed qüvvələri ilə tarazlaşır.

Baxdığımız misallarda meydana çıxan sürtünməni iki qrupa bölmək olar: 1) bərk cisimlər arasında yaranan sürtünmə, 2) bərk cisimlə maye (və ya qaz) arasındakı sürtünmə.

Birinci növ sürtünmə quru, ikinci növ sürtünmə isə özlü sürtünmə adlanır.

Quru sürtünmə, səthləri bir-birinə toxunan bərk cisimlər arasında yaranır. Daha doğrusu quru sürtünmə, həm bir-birinə nəzərən sükunətdə olan cisimlər arasında, həm də bir cismin digər cisim üzərində sürüşməsi və diyirlənməsi zamanı yaranır.

Özlü sürtünmə isə bərk cismin maye daxilində hərəkəti zamanı və yaxud maye hissələrinin bir-birinə nəzərən hərəkəti zamanı meydana çıxır. Özlü sürtünmə, mayenin növündən və temperaturundan asılı olan özlülük əmsalı adlanan kəmiyyətlə xarakterizə olunur. Bu barədə ətraflı məlumat özlü mayenin hərəkəti öyrənilərkən veriləcəkdir.

Məlum olduğu kimi cismə qüvvə təsir etdikdə onun ölçü və forması dəyişir, yəni onu deformasiyaya uğradır və ona təcil verir. Qüvvənin təsiri kəsildikdən sonra cismin əvvəlki ölçü və formasının bərpa olunma dərəcəsinə görə iki növ deformasiyaya rast gəlinir: elastik və plastik deformasiyalar.

Qüvvənin təsiri kəsildikdən sonra cisim tamamilə əvvəlki ölçü və formasını alırsa bu elastik deformasiya, cisim tam mənada əvvəlki halına qayıda bilmirsə bu plastik deformasiya adlanır. Plastik deformasiyanı yaradan qüvvənin ən kiçik qiyməti (yaxud elastik deformasiyanı yaradan qüvvənin mümkün olan ən böyük qiyməti) müxtəlif cisimlər üçün müxtəlif olur.

Qüvvələrin tətbiq olunma xarakterinə görə bərk cisimlərdə müxtəlif növ elastik deformasiyalar: dartılma (yaxud sıxılma), sürüşmə və s. deformasiyaları baş verir.

Fərz edək ki, bircins izotrop materialdan hazırlanmış çubuğun uclarına, oxu boyunca əks istiqamətdə yönəlmiş qiymətcə f_1 və f_2 qüvvələri təsir edir (Şəkil 15.1).

Qüvvələrin istiqamətindən asılı olaraq çubuq uzanır və ya sıxılır. Dartılma deformasiyası

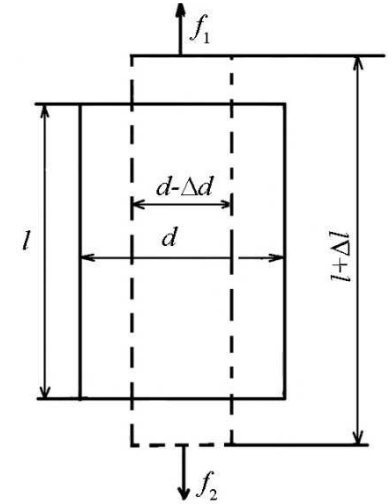
$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}$$

nisbi uzanma ilə xarakterizə edilir. Burada l çubuğun ilk uzunluğu, Δl isə qüvvənin təsiri ilə çubuğun uzunluğunun

artımıdır. Bu artım *mütləq uzanma* adlanır. Adsız kəmiyyət olan nisbi uzanma nümunənin vahid başlanğıc uzunluğuna düşən uzanmadır. Təcrübələrdə müəyyən edilmişdir ki, nisbi uzanma çubuğa təsir edən qüvvə ilə düz mütənasibdir:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} = \alpha \frac{f}{s} \quad (15.1)$$

s - çubuğun en kəsiyinin sahəsi, f - en kəsiyə təsir edən qüvvə, α - mütənasiblik və ya çubuğun elastiklik əmsalı adlanır. Nəzərə almaq lazımdır ki, (15.1) ifadəsi yalnız elastik deformasiya həddində daxilində doğrudur. Əgər $\tau = \frac{f}{s}$ ifadəsinə gərginlik (çubuğun vahid en kəsiyinə perpendikulyar istiqamətdə təsir edən qüvvə) desək,



Şəkil 15.1

$$\frac{\Delta l}{l} = \alpha \tau \quad (15.2)$$

(15.2) ifadəsi Huk qanununu ifadə edir. Çubuğun elastiklik xassəsi elastiklik əmsalının tərs qiyməti olan $\frac{1}{\alpha} = E$ Yunq modulu ilə xarakterizə olunur. (15.2) ifadəsində $\alpha = \frac{1}{E}$ olduğunu nəzərə alsaq:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{\tau}{E} \quad (15.3)$$

Bu ifadədən görünür ki, vahid nisbi uzanmada $E = \tau$ olur, yəni çubuğa Yunq moduluna bərabər gərginlik tətbiq etsək, çubuq öz uzunluğunu iki dəfə artırır. Bu isə mümkün deyil, çünki bir çox maddələr iki dəfə uzanmadan qırılır və ya çubuq elastik deformasiya oblastından çıxıb, plastik deformasiya oblastına keçir.

Qeyd etmək lazımdır ki, çubuq uzununa dartılma zamanı həm də eninə sıxılır (əgər çubuq sıxılarsa, onda həm də eninə genişlənər). Bu məqsədlə nisbi eninə sıxılma anlayışı daxil edilir:

$$\beta = \frac{\Delta d}{d} \quad (15.4)$$

Δl və Δd kəmiyyətləri həmişə əks işarəli olur. Uzanma zamanı $\Delta l > 0$, $\Delta d < 0$ sıxılma zamanı isə $\Delta l < 0$, $\Delta d > 0$ olur. Təcrübə göstərir ki, nisbi uzanma əmsalı ε , nisbi eninə sıxılma əmsalı ilə düz mütənəsbdir:

$$\beta = -\mu \varepsilon \quad (15.5)$$

μ - Puasson əmsalı olub, yalnız çubuq maddəsinin növündən asılıdır və müsbət kəmiyyətdir.

Düzbucaqlı paralelopiped formalı bircins nümunə götürüb, nümunənin qarşı üzlərinə, qiymətcə bərabər, istiqamətcə əks qüvvələr tətbiq edək. Nümunə bircins olduğundan qüvvənin təsiri bütün səth üzrə bərabər paylanır. Nəticədə, üzlərə paralel olan hər bir en kəsiyə toxunan istiqamətdə təsir edən qüvvənin təsiri ilə tangensial gərginlik yaranır. Tangensial gərginliyin təsiri ilə alt və üst təbəqələr bir-birinə nəzərən sürüşmüş olur. Cisimlərdə müşahidə olunan belə deformasiya sürüşmə deformasiyası adlanır.

16. Cazibə qüvvəsi. Kepler qanunları. Ümumdünya cazibə qanunu.

Cazibə qüvvəsinin təbiətini araşdırmaq üçün müxtəlif dövrlərdə yaşamış alimlər tərəfindən müxtəlif fikirlər söylənmişdir. Belə ki, eramızdan çox-çox əvvəl yaşamış Aristotel təbiətdəki cisimləri ağır və yüngül cisimlərə bölərək ağır cisimlərin (daş) aşağıya, yüngül cisimlərin (tüstü) isə yuxarıya doğru hərəkət etdiyini söyləmişdir. Həmin dövrlərdə yaşamış Ptolemey - «Yer dünyanın mərkəzidir» (yəni bütün səma cisimləri yer ətrafında fırlanır) fikrini söyləsə də bu fikrin əksinə səsinə ilk dəfə ucaldan məşhur rəssam Lenardo da Vinçi (1452-1519) olmuşdur. Məşhur Polşa alimi H. Kopernik (1473-1543) özündən qabaqkı alimlərdən fərqli olaraq göstərmişdir ki, Günəş sisteminin bütün planetləri Günəş ətrafında fırlanır. Lakin Kopernik bu fırlanmanın səbəbini izah edə bilməmişdir. Beləliklə, Nyuton özündən əvvəl yaşamış alimlərin işlərini təhlil edərək bu işlər içərisində fəvqəladə əhəmiyyət kəsb edən və Kepler tərəfindən söylənilən fikirləri öz işində əsas götürmüşdür:

1. Planetlər ellipsis boyunca hərəkət edir. Günəş bu ellipsin fokuslarından birində yerləşir.

2. Planetin radius-vektoru (planeti Günəşlə birləşdirən istiqamətlənmiş xətt) ixtiyari bərabər zaman fasilələrində bərabər sahələr cızır.
3. Ellipsin böyük yarımoxu kubunun, planetin tam dövr müddətinin (periodunun) kvadratına nisbəti bütün planetlər üçün sabit kəmiyyətdir, yəni $\frac{R^3}{T^2} = K$, R - elliptik orbitin böyük yarımoxu, T - planetin periodu, K – isə bütün planetlər üçün sabit kəmiyyətdir.

Nyuton Kepler qanunlarının təhlilindən bu nəticəyə gəlmişdir ki, planetlə Günəş arasındakı təsir qüvvəsi onları birləşdirən düz xətt üzrə yönəlib, Günəşlə planet arasındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasibdir. Bu nəticələri almaq üçün Keplerin üçüncü qanununu Günəş ətrafında R_1 və R_2 radiuslu çevrələr boyunca hərəkət edən iki planetə tətbiq edək:

$$\frac{R_1^3}{R_2^3} = \frac{T_1^2}{T_2^2} \quad (16.1)$$

Çevrə boyunca bərabərsürətli hərəkət edən planet mərkəzəqaçma təcili alır:

$$a = \omega^2 R \quad (16.2)$$

ω_1 və ω_2 - uyğun olaraq birinci və ikinci planetin orbit üzrə hərəkətlərinin bucaq sürətləri, a_1 və a_2 birinci və ikinci planetin mərkəzəqaçma təciləri olarsa

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{\omega_1^2 R_1}{\omega_2^2 R_2} \quad (16.3)$$

$\omega = \frac{2\pi}{T}$ olduğunu nəzərə alsaq, (16.3) ifadəsini

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{T_2^2}{T_1^2} \cdot \frac{R_1}{R_2} \quad (16.4)$$

kimi yaza bilərik. (16.1)-i (16.4)-də nəzərə alsaq:

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{R_2^2}{R_1^2} \quad (16.5)$$

Beləliklə, Kepler qanunlarına əsaslanaraq belə bir nəticəyə gəldik ki, planetin orbit üzrə hərəkəti zamanı aldığı mərkəzəqaçma təcili orbit radiusunun kvadratı ilə tərs mütənasibdir. Hesablamalar nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, Günəşlə planetin qarşılıqlı təsiri zamanı planetin aldığı təcil və Yerlə istənilən cismin qarşılıqlı təsiri zamanı cisimlərin aldığı təcil ümumi bir qanunauyğunluğa tabedir. Nyuton bizim Qalaktikamızdakı bütün cisimlərə aid edilən bu qanunu ümumdünya cazibə qanunu, qüvvəni isə ümumdünya cazibə qüvvəsi adlandırmışdır.

Öz mülahizələrini ümumiləşdirərək, Nyuton ümumdünya cazibə qanununu aşağıdakı kimi ifadə etmişdir:

Ölçüləri onlar arasındakı məsafəyə nisbətən çox kiçik olan ixtiyari iki cisim (maddi nöqtə) arasındakı qarşılıqlı cazibə qüvvəsi onları birləşdirən düz xətt üzrə yönəlidir:

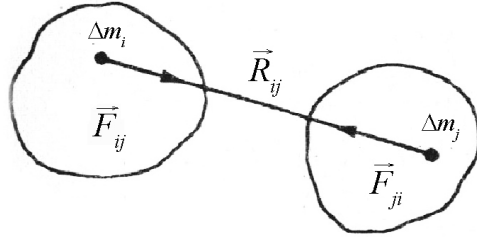
$$F = \gamma \frac{m_1 \cdot m_2}{R^2} \quad (16.6)$$

Burada R - cisimlər (maddi nöqtələr) arasındakı məsafə, m_1 , m_2 - cisimlərin qravitasiya kütlələri, γ isə qravitasiya sabiti adlanır. (16.6) ifadəsini vektor şəklində

$$\vec{F} = \gamma \frac{m_1 m_2}{R^3} \vec{R} \quad (16.7)$$

kimi yazmaq olar. Cisimlərin ölçüləri onların arasındakı məsafə tərtibindədirsə, onda Nyutonun (16.7) qanununu cisimlərə birbaşa tətbiq etmək olmaz.

Nyutonun cazibə qanununu belə cisimlərə tətbiq etmək üçün onları elə kiçik hissələrə bölmək lazımdır ki, hər bir hissə maddi nöqtə şərtini ödəsin. Bundan sonra, cismin bütün hissələri arasındakı cazibə qüvvələrini tapıb vektor şəklində toplamaq lazımdır (şəkil 16.1)



Şəkil 16.1

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} \vec{F}_{ij} = \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} \gamma \frac{\Delta m_i \Delta m_j}{R_{ij}^3} \cdot \vec{R}_{ij} \quad (16.8)$$

N_1 və N_2 birinci və ikinci cismin bölünmüş hissələrinin sayı Δm_i və Δm_j müvafiq olaraq, i -ci və j -ci hissələrin kütlələri, R_{ij} isə həmin hissələr arasındakı məsafədir.

17. Ətalət və cazibə kütlələri. Cazibə (qravitasiya) sabiti.

Biz Nyutonun ikinci qanunundan kütlə anlayışı ilə tanış olmuşduq. Orada kütlə cismin ətalət xassəsini xarakterizə etdi. Ümumdünya cazibə qanununda isə verilən kütlə cismin cazibə xassələrini xarakterizə edən bir kəmiyyət kimi meydana çıxdı. Bu iki kütləni müvafiq olaraq ətalət m_a və cazibə m_g kütlələri kimi qəbul edib, onların arasında əlaqə olub olmadığını müəyyən edək.

Bu əlaqəni tapmaq məqsədi ilə Yer səthinin bilavasitə yaxınlığında olan m_g kütləli cismi nəzərdən keçirək. Yer bu cismi

$$F = \gamma \frac{m_g M_y}{R_y^2} \quad (17.1)$$

qüvvəsi ilə cəzb edir (cisimdən yerə qədər olan məsafə Yerin radiusuna nəzərən çox kiçik olduğundan nəzərə alınmır). Bu cisim

$$a = \frac{F}{m_a} = \gamma \frac{M_y}{R_y^2} \cdot \frac{m_g}{m_a} \quad (17.2)$$

təcili alır. Təcrübələrdə müəyyən edilmişdir ki, bilavasitə Yer səthi yaxınlığında bütün cisimlər eyni təcillə düşür. Deməli, bütün cisimlər üçün

$$\gamma \frac{M_y}{R_y^2} \cdot \frac{m_g}{m_a} = \text{const} \quad (17.3)$$

olar.

γ , M_y , R_y - sabit kəmiyyətlər olduğundan

$$\frac{m_g}{m_a} = \text{const} \quad (17.4)$$

olar.

Ətalət və cazibə kütlələri bir-biri ilə ciddi düz mütənasib kəmiyyətlərdir. Bu mütənasiblik bizə elə vahidlər sistemi seçməyə imkan verir ki, həmin sistemdə hər iki kütlə bir-birinin eyni olsun. Təcrübələrdə müəyyən edilmişdir ki, kütlənin ətalət kütləsi və cazibə kütləsi kimi ayrılması eyni bir kəmiyyətin müxtəlif təzahürləridir. Heç bir təcrübə ilə cazibə və ətalət kütlələrini bir-birindən ayırmaq mümkün deyil. Eynşteynin ümumi nisbilik nəzəriyyəsi bu

faktın düzgünlüyünü təsdiq etdi. Beləliklə, hazırda iki kütlənin – ətalət və cazibə kütlələrinin mövcud olması fikri tarixi əhəmiyyəti etibarə ilə maraqlıdır.

Nyutonun cazibə qanunundan istifadə edərək Günəşin, Yerin və başqa planetlərin kütlələrini və eləcə də sıxlıqlarını təyin edə bilərik. (17.2) ifadəsində $m_g = m_{\text{я}}$ qəbul etsək,

$$a = g = \gamma \frac{M_{\text{я}}}{R_{\text{я}}^2} \quad (17.5)$$

(17.5) ifadəsindəki γ , $R_{\text{я}}$ və g -nin qiymətlərini yerinə yazsaq, Yerin kütləsi üçün alırıq:

$$M_{\text{я}} = 5,98 \cdot 10^{24} \text{ kq}$$

Yer Günəş ətrafında fırlanarkən onun Günəş tərəfindən cəzb olunma qüvvəsi mərkəzəqaçma qüvvəsi yaratdığından

$$M_{\text{я}} \omega^2 R = \gamma \frac{M_{\text{я}} \cdot M_{\text{я}}}{R^2}.$$

Buradan

$$M_{\text{я}} = \frac{\omega^2 R^3}{\gamma},$$

$R_{\text{я}}, M_{\text{я}}, R$ (Yerlə Günəş arasındakı məsafə), ω (Yerin orbit boyunca fırlanma bucaq sürəti) və γ məlum olarsa Günəşin kütləsi üçün alırıq:

$$M_{\text{я}} = 1,99 \cdot 10^{30} \text{ kq}$$

Yerin kütləsini və radiusunu bilməklə Yer maddəsinin orta sıxlığı üçün alırıq:

$$\bar{d}_{\text{я}} = \frac{M_{\text{я}}}{\frac{4}{3} \pi R_{\text{я}}^3} \approx 5,5 \frac{\text{q}}{\text{sm}^3}$$

Analoji olaraq Günəşin radiusunu bilməklə Günəş maddəsinin orta sıxlığını təyin etmək olar:

$$\bar{d}_{\text{я}} = \frac{M_{\text{я}}}{\frac{4}{3} \pi R_{\text{я}}^3}$$

Ümumdünya cazibə qanununa daxil olan cazibə sabiti qüvvə, kütlə və məsafə üçün seçilmiş vahidlərdən asılıdır.

Qüvvə vahidini Nyutonun ikinci qanunundan məlum olan bir fiziki kəmiyyət kimi götürsək, ümumdünya cazibə qanunundan

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{R^2}$$

γ - cazibə sabitini

$$\gamma = \frac{FR^2}{m_1 m_2}$$

kimi təyin edib, ölçü vahidini (dimenzionunu) müəyyən edə bilərik:

$$|\gamma| = \frac{[F][R^2]}{[m_1][m_2]} = M^{-1} L^3 T^{-2}$$

Buradan $m=1$ kütlə vahidi, $R=1$ uzunluq vahidi götürsək, $F = \gamma$ alınar, yəni cazibə sabiti ədədi qiymətcə, hər birinin kütləsi vahid olan bir-birindən vahid məsafədə yerləşən maddi nöqtə arasındakı cazibə qüvvəsinə bərabər olan fiziki kəmiyyətdir.

Bu qüvvənin qiyməti 1798-ci ildə burulma tərəzisi vasitəsi ilə təcrübi olaraq Kevendiş tərəfindən müəyyən edilmişdir. Kevendişin istifadə etdiyi cihazın sxemi şəkil 17.1-də göstərilmişdir.

Həssas burulma tərəzisinin qollarından hər birinin kütləsi 729 q olan a və b qurğuşun kürələr asılmışdır.

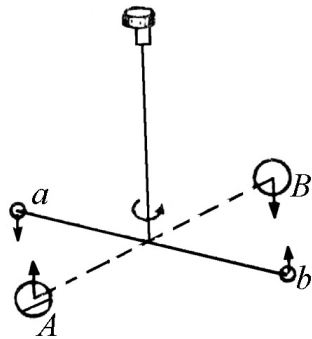
Tərəzi qolunun müxtəlif tərəflərində simmetrik olaraq yerləşdirilmiş A və B kürələrinin hər birinin kütləsi 158 kq götürülmüşdür. Cazibə qanununa görə A - a və B - b kürələri arasında yaranan qarşılıqlı cazibə qüvvəsini, böyük və kiçik kürələrin mərkəzləri arasındakı məsafəni və kürələrin uyğun kütlələrini bilərək cazibə sabitinin qiymətini bilmək olar. Kevendiş təcrübəni bir neçə dəfə təkrar edərək qravitasiya sabitinin ədədi qiyməti üçün

$$\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{H \cdot i^2}{kq^2}$$

almışdır.

Elmin sonrakı inkişafında Joli, Keniq və Rixardın apardığı təcrübələr nəticəsində γ -nın daha dəqiqləşdirilmiş qiyməti alınmışdır (Şəkil 17.1).

$$\gamma = 6,688 \cdot 10^{-11} \frac{H \cdot i^2}{kq^2}$$



Şəkil 17.1

Sadə hesablamalar göstərir ki, ağırlıq qüvvəsi və uyğun olaraq ağırlıq qüvvəsinin təcili Yer səthindən olan məsafə dəyişdikcə dəyişir. Ağırlıq qüvvəsi olaraq cismin Yer tərəfindən cəzb olunma qüvvəsini qəbul etmişik. Bu baxımdan Yer səthindən müəyyən h hündürlükdə olan m kütləli cismin ağırlıq qüvvəsi

$$mg = \gamma \frac{mM_{\text{Y}}}{(R_{\text{Y}} + h)^2} \quad (17.6)$$

və ya

$$g = \gamma \frac{M_{\text{Y}}}{(R_{\text{Y}} + h)^2} \quad (17.7)$$

olmalıdır.

Yer səthinin bilavasitə yaxınlığında $h \ll R_{\text{Y}}$ olduğundan

$$g = \gamma \frac{M_{\text{Y}}}{R_{\text{Y}}^2},$$

γ , M_{Y} və R_{Y} -nin qiymətlərini yerinə yazsaq, $g \approx 980 \text{ sm/san}^2$ olar. (17.6)-dan görünür ki, ağırlıq qüvvəsi Yer səthindən olan məsafənin böyüməsi ilə kiçilir. (17.7) ifadəsi yalnız öz ağırlıq qüvvəsinin təsiri ilə düşən (sərbəstdüşmə) cismin təcilini ifadə etdiyindən bu *təcil sərbəstdüşmə təcili* adlanır.

(17.6) və (17.7) ifadələri yazılarkən Yerin kürə şəklində olması və onun öz oxu ətrafında fırlanmadığı qəbul olmuşdur. Elə buna görə də ağırlıq qüvvəsi və ağırlıq qüvvəsi təcili coğrafi en dairəsindən asılı deyildir. Əslində isə Yer kürə şəklində olmayıb, qütblərdən basıqdır və öz oxu ətrafında fırlanır. Bu iki səbəbdən ağırlıq qüvvəsi və ağırlıq qüvvəsi təcili coğrafi en dairəsindən asılı olur. Sadə hesablamalar göstərir ki, ağırlıq qüvvəsi təcilinin qütblərdəki qiyməti ekvatordakı qiymətdən $5,2 \text{ sm/san}^2$ qədər böyük olur.

FƏSİL III

İŞ, GÜC VƏ ENERJİ

18. İş və güc. Konservativ və qeyri-konservativ qüvvələr.

İş sistemin enerjisinin dəyişməsi ilə ölçülən kəmiyyətdir. Əgər xarici qüvvənin təsiri ilə cisim hərəkət edərsə, onda iş görülür. Əvvəlcə fərz edək ki, cismə təsir edən qüvvə qiymət və istiqamətcə sabit qalır. Onda belə qüvvənin işini

$$A = F_s \cdot S \quad (18.1)$$

kimi təyin edirlər. F_s - yerdəyişmə istiqamətində cismə təsir edən qüvvə, S isə yerdəyişmədir.

(18.1) ifadəsini yazarkən nəzərdə tutduq ki, qüvvə cismə yerdəyişmə istiqamətində təsir edirdi. İndi isə fərz edək ki, qüvvə cismə onun yerdəyişməsi ilə müəyyən α bucağı altında təsir edir (şəkil 18.1). Onda belə qüvvənin gördüyü iş

$$A = FS \cdot \cos \alpha \quad (18.2)$$

şəklində olar. Şəkilə əsasən $F \cdot \cos \alpha = F_s$ (18.2) –dən göründüyü kimi

$$\alpha = 90^\circ \text{ olduqda} \quad A = 0$$

$$\alpha = 180^\circ \text{ olduqda isə} \quad A = -FS$$

Deməli qüvvə hərəkət istiqamətinə perpendikulyar olduqda belə qüvvənin gördüyü iş sıfır, qüvvə hərəkətin əksinə yönəldikdə isə (sürtünmə qüvvəsi) görülən iş mənfi olur.

İndi isə fərz edək ki, cismə təsir edən qüvvə qiymət və istiqamətcə dəyişir. Belə qüvvələrin gördüyü işi təyin etmək üçün müvafiq düsturların müəyyən edilməsinə ehtiyac duyulur.

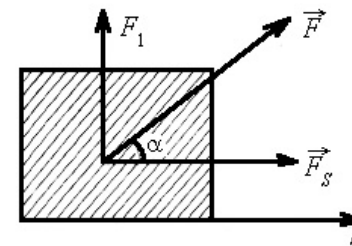
İndi bu düsturun alınması üzərində dayanaq. Bunun üçün fərz edək ki, gedilən yol elə elementar hissələrə bölünmüşdür ki, hər bir hissədə qüvvəni qiymət və istiqamətcə sabit götürmək mümkün olsun. Onda belə elementar yollarda görülən ümumi iş (Şəkil 18.1)

$$\begin{aligned} A &= F_1 \Delta S_1 \cos \alpha_1 + \dots + F_N \Delta S_N \cos \alpha_N = \\ &= \sum_{i=1}^N F_i \Delta S_i \cos \alpha_i = \sum_{i=1}^N (\vec{F}_i \Delta \vec{S}_i) \end{aligned} \quad (18.3)$$

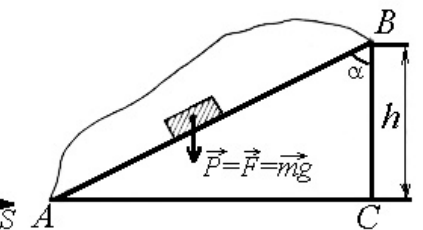
Burada N - böldüyümüz elementar yolların sayı, ΔS_i isə elementar yolların uzunluğudur. Təbiidir ki, bu elementar yollar nə qədər kiçik götürülsə, qüvvəni dəqiq olaraq sabit qəbul etmək və görülən işi daha dəqiq hesablamaq olar. Bu məqsədlə $\Delta S \rightarrow 0$ şərti ilə (18.3) ifadəsində limitə keçək.

$$A = \lim_{\Delta S_i \rightarrow 0} \sum_{i=1}^N (\vec{F}_i \Delta \vec{S}_i) = \int_S (\vec{F} d\vec{s}) = \int_S F_{ds} ds = \int_S F ds_{\vec{F}} \quad (18.4)$$

(18.4) ifadəsi ixtiyari qiymət və istiqamətə malik olan qüvvənin gördüyü işi hesablamağa imkan verir. Buna görə (18.4) düsturu dəyişən qüvvənin gördüyü işi daha ümumi şəkildə ifadə edir.



Şəkil 18.1



Şəkil 18.2

Hərəkət zamanı qüvvənin təsir istiqaməti sabit qalarsa, $A = \int_S F ds_{\vec{F}}$ düsturundan, hərəkət düzxətli olarsa, $A = \int_S F_{ds} ds$

düsturundan istifadə etmək məsləhətdir.

İndi bir neçə xüsusi hallara baxaq:

1. **Ağırılıq qüvvəsinin gördüyü iş.** Fərz edək ki, m kütləli cisim A nöqtəsindən B nöqtəsinə qaldırılır. Məlum olduğu kimi cisim A nöqtəsindən B nöqtəsinə müxtəlif yollarla, AB düz xətti üzrə, AB əyrisi üzrə və ACB düz bucağı boyunca aparıla bilər (Şəkil 18.2).

a). Bu trayektoriyalar üzrə hərəkət zamanı görülən işin bizi yalnız ədədi qiyməti maraqlandırdığından qüvvənin istiqamətindən asılı olaraq meydana çıxan mənfi işarəsini nəzərə almayacağıq.

$$h = S = AB \cos \alpha$$

olduğundan (18.1) düsturuna əsasən AB düz xətti üzrə görülən iş üçün $A = F \cdot AB \cos \alpha$ və ya

$$A = F \cdot h = mgh \quad (18.5)$$

alırıq.

b). A və B nöqtələri bir-birinə çox yaxın olarsa, AB əyrisi üzrə qüvvə sabit qalar və görülən iş yolun formasından asılı olmayıb, yalnız A və B nöqtələrinin vəziyyətindən asılı olar. Onda belə trayektoriya üzrə görülən iş aşağıdakı düsturla hesablanır.

$$A = F \cdot S = Ph = mgh \quad (18.6)$$

c). ACB düz bucağı boyunca görülən iş AB və CB yolları üzrə görülən işlərin cəminə bərabər olar. Ağırılıq qüvvəsi ACB -yə perpendikulyar yönəldiyindən burada görülən iş sıfıra bərabər olar. CB yolunda isə görülən iş

$$A_{CB} = Ph = mgh \quad (18.7)$$

olar. Onda ACB düz bucağı üzrə görülən iş

$$A_{ACB} = A_{AC} + A_{CB} = 0 + mgh = mgh \quad (18.8)$$

şəklində olar.

2. **Elastik qüvvənin gördüyü iş.** Fərz edək ki, elastik yayın bir ucu müəyyən nöqtəyə bərkidilmiş və digər ucunun sərbəst hərəkəti nəticəsində öz əvvəlki x_1 uzunluğunu artırıb x_2 uzunluğuna çatdırmış və bu zaman aşağıdakı iş görülmüşdür:

$$A = \int_{x_1}^{x_2} F dx = \int_{x_1}^{x_2} (-kx dx) = \frac{k}{2} (x_1^2 - x_2^2). \quad (18.9)$$

(18.9) düsturu ilə hesablanan işi başqa yol ilə də hesablayıb göstərmək olar ki, elastik qüvvənin işi və eləcə də ağırılıq qüvvəsinin (18.5), (18.6) və (18.8) düsturları ilə hesablanan işi gedilən yolun formasından asılı olmayıb, yalnız cismin başlanğıc və son vəziyyəti ilə təyin edilir. Belə qüvvələr konservativ qüvvələr adlanır. Qüvvənin işi gedilən yolun formasından asılıdırsa, belə qüvvələr qeyri-konservativ qüvvə adlanır.

İş hansı formada görülürsə görülsün, onlar mexanizmin iş görmək qabiliyyətini tam xarakterizə edə bilmir. Doğrudan da insanın əl ilə gördüyü iş və mexanizmin gördüyü iş nəticə etibarilə eyni olsa da, bunların vahid zamandakı iş görmə qabiliyyəti müxtəlifdir. Bu baxımdan güc anlayışı qəbul edilir. Vahid zamanda görülən işə bərabər olan fiziki kəmiyyətə güc deyilir. dt zaman müddətində görülən iş dA olarsa, tərifə görə güc:

$$N = \frac{dA}{dt} \quad (18.10)$$

Xüsusi halda, bərabər zaman fasilələrində görülən işlər bərabər olarsa, güc

$$N = \frac{A}{t} \quad (18.11)$$

kimi təyin edilir. İndi isə SQS və BS –də iş və güc vahidlərini təyin edək. 1 iş vahidi = 1 qüvvə vahidi $\times$ 1 uzunluq vahidi = 1 dn $\times$ 1 sm = 1 erq.

1 erq, düzxətli hərəkət istiqamətində yönəlmiş 1 dina qüvvənin 1 sm yolda gördüyü işdir.

$$\text{Güc vahidi} = \frac{1 \text{ iş vahidi}}{1 \text{ zaman vahidi}} = 1 \frac{\text{erq}}{\text{san}}$$

BS-də iş vahidi 1 coul = 1 N $\cdot$ 1 m = 1 Nm = 1 Coul (C).

Coul, düzxətli hərəkət istiqamətində 1 Nyuton qüvvənin 1 metr yolda gördüyü işdir. 1 Nyuton 10^5 dina olduğundan 1 C = 10^7 erq.

$$\text{Cüc vahidi} = 1 \frac{\text{C}}{\text{san}} = 1 \text{ vatt (Vt)}$$

1 Vatt, 1 saniyədə 1 coul iş görən mexanizmin gücüdür. Texniki vahidlər sistemində iş vahidi olaraq 1 kQ qüvvənin 1 m yolda gördüyü iş götürülür.

1 kQ = 9,8 N olduğundan 1 kQm = 9,8 Nm = 9,8 C = $9,8 \cdot 10^7$ erq.

$$\text{Güc vahidi} = 1 \frac{\text{kQm}}{\text{san}} = 9,8 \frac{\text{C}}{\text{san}} = 9,8 \text{ Vt}$$

Texniki vahidlər sistemində güc vahidi olaraq 1 at qüvvəsi (a.q.) də qəbul edilir.

$$1 \text{ a.q.} = 75 \frac{\text{kQm}}{\text{san}} = 735 \text{ Vt}$$

19. Enerji. Potensial və kinetik enerji

Yer səthindən müəyyən hündürlüyə qaldırılmış cisim, sıxılmış yay və s. cisimlər işgörmə qabiliyyətinə malikdir. Yayın sıxılma yaxud gərilmə dərəcəsindən, düşən cisimlərin yerdən olan məsafəsindən və hərəkətdə olan cismin sürətindən asılı olaraq onların işgörmə qabiliyyətləri müxtəlif olur. Cisim və ya cisimlər sisteminin işgörmə qabiliyyətini xarakterizə etmək üçün mexaniki enerji deyilən fiziki kəmiyyətdən istifadə olunur. Deməli enerji, cisimlərin işgörmə qabiliyyətini xarakterizə edən fiziki kəmiyyətdir. Sistemin tam mexaniki enerjisini iki növ enerji – potensial və kinetik enerji anlayışları tamamlayır.

Potensial enerji. Sıxılmış yayın işgörmə qabiliyyəti yayın ayrı-ayrı hissələrinin Yer səthindən müəyyən məsafədə olan cismin işgörmə qabiliyyəti cisimlə Yerə qarşılıqlı vəziyyətindən asılıdır. Qarşılıqlı vəziyyətin dəyişməsi cisim və ya cisimlər sisteminin enerjisinin dəyişməsinə səbəb olur.

Cisimlərin qarşılıqlı vəziyyəti ilə müəyyən olunan enerji potensial enerji adlanır.

- Yuxarıda qeyd etdiyimiz iki hal üçün potensial enerjini hesablayaq.

1. Yer səthindən h məsafədə olan m kütləli cismin potensial enerjisini hesablayaq və qəbul edək ki, baxdığımız hal üçün sistem, Yer və m kütləli cisimdən ibarətdir.

Cisimlə Yer arasındakı məsafə $R_{\text{H}} + u$ olduqda potensial enerjini E_p , məsafə R_y olduqda isə (cisim yer səthində olduqda) E_{p0} ilə işarə edək. Aydındır ki, potensial enerjinin dəyişməsi cismin Yer səthinə düşməsi zamanı ağırlıq qüvvəsinin gördüyü iş (cisimlə hava arasında sürtünmə qüvvəsi nəzərə alınmır) bərabərdir:

$$E_p - E_{p0} = A \quad (19.1)$$

h məsafəsini elə kiçik qəbul edək ki, ağırlıq qüvvəsini h boyu sabit qəbul etmək mümkün olsun. Bu halda cisim h məsafəsini qət etdikdə ağırlıq qüvvəsinin gördüyü iş:

$$A = F \cdot h = mgh \quad (19.2)$$

(19.2) –ni (19.1)-də nəzərə alsaq:

$$E_p - E_{p0} = mgh \quad (19.3)$$

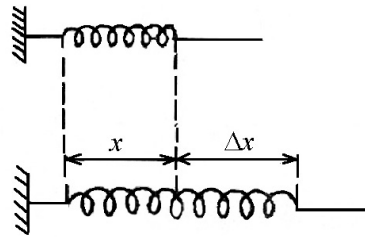
(19.3) ifadəsi potensial enerjinin mütləq qiymətini yox, onun dəyişməsini təyin etməyə imkan verir.

Xüsusi hal olaraq Yer səthində potensial enerjini sıfır qəbul etsək $E_{p0} = 0$:

$$E_p = mgh \quad (19.4)$$

Bu halda (19.4) ifadəsi Yer səthindən h hündürlükdə olan m kütləli cismin potensial enerjisi olur (Şəkil 19.1)

2. Elastik yayın potensial enerjisini hesablamaq üçün fərz edək ki, elastiklik əmsalı k olan l uzunluqlu yayın bir ucu tərpənməz divara bərkidilmiş, digər ucu isə sərbəstdir. Yayın sərbəst ucundan tutaraq onu Δx qədər



Şəkil 19.1

uzatsaq, onun potensial enerjisi artar. Δx qədər uzanmış yayın potensial enerjisini tapmaq üçün, həmin yayı Δx qədər dartıb uzadarkən elastik qüvvəyə qarşı görülən işi tapmaq vacibdir:

$$A = \int_0^{\Delta x} F dx = \int_0^{\Delta x} kx dx = \frac{k}{2} (\Delta x)^2 \quad (19.5)$$

Bizi görülən işin ədədi qiyməti maraqlandırdığından işarəni nəzərə almırıq.

Kinetik enerji. Qeyd etmək lazımdır ki, cisim hərəkətdədirsə, o müəyyən iş görə bilər. Cismin öz hərəkəti nəticəsində malik olduğu enerji kinetik enerji adlanır. Təbiidir ki, hərəkətdə olan cisim həm də potensial enerjiyə malik ola bilər. Lakin bizi kinetik enerji maraqlandırdığından potensial enerjini nəzərə almayacağıq. İndi isə v sürətli, m kütləli cismin kinetik enerjisini hesablayaq. Bu enerji, cismin sürəti sıfırdan v -yə qədər artarkən xarici qüvvənin cisim üzərində gördüyü işə bərabər olacaqdır. Qüvvə hərəkət istiqamətindədirsə, onda cismin gördüyü iş:

$$A = E_k = \int_0^v F ds = \int_0^v m \frac{dv}{dt} v dt = \frac{mv^2}{2} \quad (19.6)$$

İstər potensial və istərsə də kinetik enerji görülən işlə ölçüldüyündən enerji də uyğun olaraq BS və SQS sistemlərində iş vahidləri ilə ölçülür.

20. Enerjinin saxlanma qanunu.

Fərz edək ki, N hissəcikdən ibarət açıq sistemə baxırıq. Sistemi təşkil edən hissəciklərin kütlə, sürət və yerdəyişmələrini uyğun olaraq

$$m_1, \dots, m_N, \quad \vec{v}_1, \dots, \vec{v}_N \quad \text{və} \quad d\vec{r}_1, \dots, d\vec{r}_N$$

İlə işarə edək. Hər bir hissəciyə təsir edən xarici qüvvəni, daxili konservativ qüvvələri və daxili qeyri-konservativ qüvvələri uyğun olaraq $\vec{F}, \vec{f}$ və $\vec{\Phi}$ ilə işarə edək.

Yuxarıdakı şərtlər daxilində sistemi təşkil edən hissəciklər üçün hərəkət tənliyini aşağıdakı kimi yazı bilərik:

$$\begin{aligned} m_1 \frac{d\vec{v}_1}{dt} &= \vec{F}_1 + \vec{\Phi}_1 + \vec{f}_{1,1} + \vec{f}_{1,2} + \dots + \vec{f}_{1,N} \\ &\dots\dots\dots \\ &\dots\dots\dots \\ &\dots\dots\dots \end{aligned} \quad (20.1)$$

$$m_N \frac{d\vec{v}_N}{dt} = \vec{F}_N + \vec{\Phi}_N + \vec{f}_{N,1} + \vec{f}_{N,2} + \dots + \vec{f}_{N-1,N}$$

Hissəciklərin hər birinin hərəkət tənliyini həmin hissəciyin uyğun $d\vec{r}_i$ yerdəyişməsinə skalyar vurub və alınan bütün tənlikləri tərəf-tərəfə toplayaq:

$$\begin{aligned} m_1 \vec{v}_1 d\vec{v}_1 + \dots + m_N \vec{v}_N d\vec{v}_N &= \\ &= (\vec{F}_1 d\vec{r}_1) + \dots + (\vec{F}_N d\vec{r}_N) + (\vec{\Phi}_1 d\vec{r}_1) + \dots + (\vec{\Phi}_N d\vec{r}_N) + \\ &+ (\vec{f}_{1,1} + \vec{f}_{1,2} + \dots + \vec{f}_{1,N}) d\vec{r}_1 + \dots + \\ &+ (\vec{f}_{N,1} + \vec{f}_{N,2} + \dots + \vec{f}_{N,N-1}) d\vec{r}_N \end{aligned} \quad (20.2)$$

Buradan

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N m_i \vec{v}_i d\vec{v}_i &= \sum_{i=1}^N (\vec{F}_i d\vec{r}_i) + \sum_{i=1}^N (\vec{\Phi}_i d\vec{r}_i) + \\ &+ \sum_{i=1}^N (\vec{f}_{i,1} + \vec{f}_{i,2} + \dots + \vec{f}_{i,N}) d\vec{r}_i \end{aligned} \quad (20.3)$$

(20.3) ifadəsinin sağ tərəfindəki axırıncı cəmləmə işarəsini açarkən $\vec{f}_{1,1}, \vec{f}_{2,2}, \dots, \vec{f}_{N,N}$ qüvvələrinin sıfır olduğunu nəzərə almaq lazımdır.

(20.3) ifadəsinin sağ tərəfindəki birinci və ikinci hədd, uyğun olaraq daxili və xarici qüvvələrin sistem üzərində gördüyü işlərdir. Xarici qüvvələrin sistem üzərində gördüyü işi A_1 , daxili qeyri konservativ qüvvələrin sistem üzərində gördüyü işi isə A_2 ilə işarə etsək,

$$\begin{aligned} A_1 &= \sum_{i=1}^N (\vec{F}_i d\vec{r}_i) \\ A_2 &= \sum_{i=1}^N (\vec{\Phi}_i d\vec{r}_i) \end{aligned} \quad (20.4)$$

alırıq. (20.3) ifadəsindəki üçüncü hədd daxili konservativ qüvvələrin gördüyü işdir ki, bu iş sistemin potensial enerjisinin azalması hesabına görülür, yəni

$$\sum_{i=1}^N (\vec{f}_{i,1} + \vec{f}_{i,2} + \dots + \vec{f}_{i,N}) d\vec{r}_i = -dE_p \quad (20.5)$$

$\sum_{i=1}^N m_i \vec{v}_i d\vec{v}_i = d \left(\sum_{i=1}^N \frac{m_i \vec{v}_i^2}{2} \right)$ olduğundan (20.4) və (20.5) –i (20.3)-də nəzərə alsaq:

$$d \left(\sum_{i=1}^N \frac{m_i \vec{v}_i^2}{2} \right) = A_1 + A_2 - dE_p \quad (20.6)$$

Burada $\sum_{i=1}^N \frac{m_i \vec{v}_i^2}{2} = E_k$ sisteminin kinetik enerjisidir.

Onda (20.6)-ya əsasən yazı bilərik:

$$d(E_k + E_p) = A_1 + A_2 \quad (20.7)$$

Sistemin kinetik və potensial enerjilərinin cəmi tam mexaniki enerji adlanır:

$$E = E_k + E_p \quad (20.8)$$

Göründüyü kimi, sistemin tam mexaniki enerjisinin dəyişməsi, xarici və qeyri-konservativ daxili qüvvələrin sistem üzərində gördüyü işlərin cəminə bərabərdir.

Sistem qapalı olarsa, $A_1 = 0$ və buna görə də

$$d(E_k + E_p) = A_2 \quad (20.9)$$

(20.9)-dan göründüyü kimi, qapalı sistem tam mexaniki enerjisinin dəyişməsi qeyri-konservativ daxili qüvvələrin işinə bərabərdir. Baxılan qapalı sistem daxilində qeyri-konservativ qüvvə təsir etməzsə $A_2 = 0$ və bu səbəbdən

$$d(E_k + E_p) = 0$$

Dəyişməsi sıfır olan kəmiyyət isə sabitdir.

$$E = E_k + E_p = \text{const} \quad (20.10)$$

(20.10) ifadəsi mexaniki enerjinin saxlanma qanununun riyazi ifadəsidir. Deməli, qapalı sistem daxilində yalnız konservativ qüvvələr təsir göstərsə, belə sistemin tam mexaniki enerjisi sabit qalır.

21. Kürələrin elastik və qeyri-elastik toqquşması.

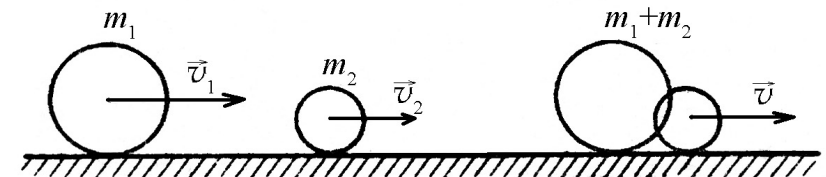
Hazırlandığı maddənin növündən asılı olaraq kürələr elastik və qeyri-elastik toqquşmalarda iştirak edir.

Kürələrin toqquşması nəticəsində qalıq deformasiyası müşahidə olunarsa, bu növ toqquşma qeyri-elastik toqquşma adlanır. Qeyri-elastik toqquşmaya misal olaraq, gildən və yaxud plastilindən hazırlanmış kürələrin toqquşmasını göstərmək olar. Toqquşmadan sonra kürələrin heç birində qalıq deformasiyası müşahidə edilməzsə və kürələrdən hər biri müstəqil olaraq hərəkət edərsə, bu növ toqquşma elastik toqquşma adlanır.

Kürələrin toqquşmadan sonrakı sürətini, onların toqquşmadan əvvəlki məlum sürətlərinə əsasən hesablamaq olar. Sadəlik üçün kürələrin mərkəzi, yəni ağırlıq mərkəzlərindən keçən düz xətt üzrə baş verən toqquşmasına baxaq:

1. Qeyri-elastik toqquşma. Fərz edək ki, m_1 və m_2 kütləli iki kürə uyğun olaraq v_1 və v_2 sürəti ilə hərəkət edir.

Toqquşmanın baş verməsi üçün $v_1 > v_2$ olmalıdır (şəkil 21.1). Qeyri-elastik toqquşma zamanı kürələr birləşərək $m_1 + m_2$ kütləli bir cisim kimi hərəkət edəcəkdir. Kürələr toqquşarkən kinetik enerjinin bir hissəsi deformasiyaya sərf olunduğundan, qapalı sistem təşkil edən iki kürənin qeyri-elastik toqquşması zamanı mexaniki enerjinin saxlanma qanunu ödənilmir.



Şəkil 21.1

Belə sistemə yalnız impulsun (hərəkət miqdarının) saxlanma qanunu tətbiq oluna bilər. Toqquşmaya qədər sistemin hərəkət miqdarı $m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2$ toqquşmadan sonrakı hərəkət miqdarı isə $(m_1 + m_2)\vec{v}$ olduğundan

$$m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 = (m_1 + m_2)\vec{v} \text{ və buradan}$$

$$\vec{v} = \frac{m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2}{m_1 + m_2} \quad (21.1)$$

hərəkət bir düz xətt üzrə yönəldiyindən sürət vektorunu onun mütləq qiyməti ilə əvəz edərək (21.1) ifadəsini belə yazmaq olar:

$$v = \frac{m_1v_1 \pm m_2v_2}{m_1 + m_2} \quad (21.2)$$

Mənfi işarəsi kürələrin əks istiqamətlərdə hərəkət halına uyğundur. (21.2)-dən göründüyü kimi kütlələri və sürətləri bərabər olan iki kürə qarşı-qarşıya hərəkət etdikdə toqquşmadan sonrakı sürət sıfır olar (Şəkil 21.1).

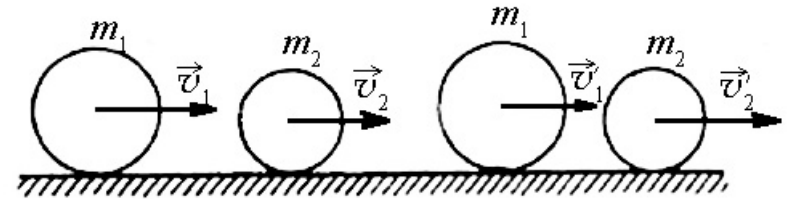
Bu növ toqquşma zamanı kürələrin deformasiyasına sərf olunan iş tapmaq olar. Bu iş sistemin toqquşmadan sonrakı və toqquşanadək kinetik enerjiləri fərqinə bərabərdir:

$$\begin{aligned} A = E_{k2} - E_{k1} &= \frac{(m_1 + m_2)v^2}{2} - \left(\frac{m_1v_1^2}{2} + \frac{m_2v_2^2}{2} \right) = \\ &= -\frac{1}{2} \frac{m_1m_2}{m_1 + m_2} (v_1 - v_2)^2 \end{aligned} \quad (21.3)$$

Mənfi işarəsi onu göstərir ki, iş sistemin kinetik enerjisinin azalması hesabına görülür.

2. Elastik toqquşma. Sürəti v_1 , kütləsi m_1 olan kürə, sürəti v_2 , kütləsi m_2 olan kürə ilə toqquşur. Yenə də $v_1 > v_2$ şərtinin ödənildiyini qəbul edək.

Toqquşmadan sonra kürələr ayrılıqda uyğun olaraq, v'_1 və v'_2 sürətləri ilə hərəkət edər (Şəkil 21.2).



Şəkil 21.2

Məlum m_1 , m_2 , v_1 və v_2 kəmiyyətlərinə görə toqquşmadan sonrakı sürətləri tapaq. Toqquşma elastik olduğundan hərəkət miqdarının və enerjinin saxlanma qanunlarını tətbiq edə bilərik (Şəkil 21.2).

$$\begin{aligned} \frac{m_1\vec{v}_1^2}{2} + \frac{m_2\vec{v}_2^2}{2} &= \frac{m_1(\vec{v}'_1)^2}{2} + \frac{m_2(\vec{v}'_2)^2}{2} \\ m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 &= m_1\vec{v}'_1 + m_2\vec{v}'_2 \end{aligned} \quad (21.4)$$

(21.4) sistemini belə yazmaq olar:

$$\begin{aligned} m_1[\vec{v}_1^2 - (\vec{v}'_1)^2] &= m_2[(\vec{v}'_2)^2 - \vec{v}_2^2] \\ m_1[\vec{v}_1 - \vec{v}'] &= m_2[\vec{v}'_2 - \vec{v}_2] \end{aligned} \quad (21.5)$$

Bu tənlikləri tərəf-tərəfə bölsək:

$$\vec{v}_1 + \vec{v}'_1 = \vec{v}'_2 + \vec{v}_2 \quad (21.6)$$

Bu ifadəni m_2 -yə vurub (21.5) sisteminin ikinci tənliyindən tərəf-tərəfə çıxsaq:

$$\bar{v}_1 = \frac{2m_2\bar{v}_2 + (m_1 - m_2)\bar{v}_1}{m_1 + m_2} \quad (21.7)$$

Eyni qayda ilə (21.6) ifadəsini m_1 -ə vurub (21.5) sisteminin ikinci tənliyi ilə tərəf-tərəfə toplasaq:

$$\bar{v}_2 = \frac{2m_1\bar{v}_1 + (m_2 - m_1)\bar{v}_2}{m_1 + m_2} \quad (21.8)$$

Kürələr, toqquşmadan əvvəl və toqquşmadan sonra, onların mərkəzlərini birləşdirən bir düz xətt üzrə hərəkət etdiyindən (21.7) və (21.8) ifadələrini $\bar{v}_1$ istiqamətdə proyeksiyalamaqla skalyar şəkildə belə yazmaq olar:

$$\begin{aligned} v'_2 &= \frac{2m_1v_1 \pm (m_2 - m_1)v_2}{m_1 + m_2} \\ v'_1 &= \frac{\pm 2m_2v_2 \pm (m_1 - m_2)v_1}{m_1 + m_2} \end{aligned} \quad (21.9)$$

Müsbət və mənfi işarələri kürələrin uyğun olaraq eyni istiqamətdə və qarşı-qarşıya hərəkətinə uyğundur.

Bir neçə xüsusi hala baxaq.

1. Toqquşan kürələrin kütlələri bərabərdir. $m_1 = m_2 = m$ olduğundan (21.7) və (21.8) düsturlarından $v'_1 = v_2$; $v'_2 = v_1$ olduğunu gördük. Bu isə o deməkdir ki, toqquşma zamanı sürətlər mübadilə olunur. Xüsusi halda $v_2 = 0$ olarsa, onda $v'_1 = 0$ və $v'_2 = 0$ başqa sözlə birinci kürə öz sürətini ikinciye verib, özü ikinci kürənin yerini tutaraq sükunətdə qalır.

2. İkinci kürə toqquşanadək sükunətdədir:

$$\text{Onda } v'_2 = \frac{2m_1v_1}{m_1 + m_2} \text{ və } v'_1 = \frac{(m_1 - m_2)v_1}{m_1 + m_2}$$

Deməli, ikinci kürənin toqquşmadan sonrakı hərəkəti, birinci kürənin toqquşmadan əvvəlki hərəkəti istiqamətində olur. Birinci kürənin hərəkət istiqaməti kürələrin kütlələrindən asılıdır. $m_1 > m_2$ olduqda v'_1 və v_1 vektorları eyni istiqamətdə yönəlir, yəni birinci kürə toqquşduqdan sonra da öz hərəkət istiqamətini dəyişmir. $m_1 < m_2$ olduqda v'_1 və v_1 vektorları əks tərəflərə yönəlir, yəni birinci kürə ikinci kürə ilə toqquşaraq istiqamətini dəyişərək geri qayıdır.

3. İkinci kürənin kütləsi birincininkinə nisbətən çox böyükdür və ikinci kürə sükunətdədir, yəni $m_2 \gg m_1$ və $v_2 = 0$. Bu hal kürənin tərpənməz divar ilə elastik toqquşmasına uyğundur. (21.7) və (21.8)-in sürət və məxrəcini m_2 -yə bölüb $v_2 = 0$ və $\frac{m_1}{m_2}$ -nin vahidə nəzərən çox kiçik kəmiyyət olduğunu

nəzərə alsaq, $v'_1 = -v_1$, $v'_2 = 2\frac{m_1}{m_2}v_1$. Tərpənməz divarın kütləsini

m_1 -ə nəzərən sonsuz böyük qəbul etmək olar. Onda

$$v'_2 = 0$$

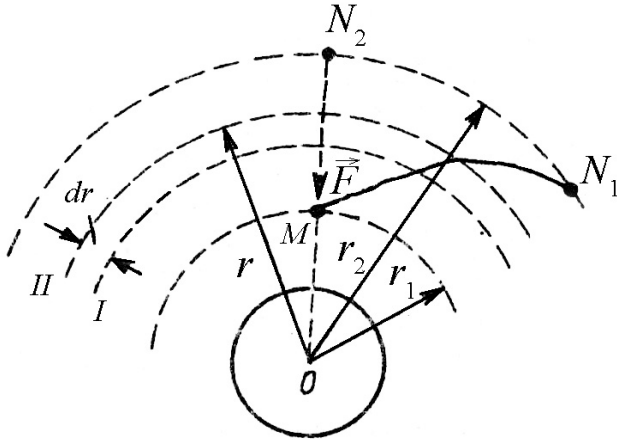
Kürə tərpənməz divarla elastik toqquşmadan sonra yalnız hərəkət istiqamətini dəyişərək geri qayıdır. Bu halda kürənin hərəkət miqdarının dəyişməsi

$$\Delta \vec{K} = \vec{K}_2 - \vec{K}_1 = -m_1\bar{v}_1 - m_1\bar{v} = -2m_1\bar{v}_1$$

olur.

22. Yer in cazibə sahəsində hərəkət zamanı görülmə iş. Kosmik sürətlər.

Fərz edək ki, m kütləli cisim yerin cazibə sahəsində ixtiyari M nöqtəsində yerləşmişdir. Cismi həmin nöqtədən ixtiyari N nöqtəsinə aparmaq üçün görülmə işi hesablayaq. Cazibə sahəsi potensial sahə olduğundan görülmə işi yolun formasından asılı olmur. Buna görə də cismin MN və MN_1 yollarında (Şəkil 21.1) hərəkəti zamanı görülmə işlər bərabər olur. Belə olan halda sadəlik üçün cismin, Yer in radiusu (ON_1) boyunca hərəkəti zamanı görülmə işi hesablamaq məqsədəuyğundur. Cazibə qüvvəsinin qiyməti cismin Yerdən olan məsafəsindən asılı olduğuna görə yolu, mərkəzi O nöqtəsindən olan konsentrik çevrələrlə elə elementar hissələrə bölək ki, hər hissədə qüvvəni sabit götürmək mümkün olsun. r_1 və r_2 radiusları olan çevrələr arasında cismin yerdəyişməsi zamanı görülmə işi (Şəkil 22.1)



Şəkil 22.1

$$dA = -Fdr = -\gamma \frac{mM_y}{r^2} dr \quad (22.1)$$

Mənfi işarəsi dA və dr -in əks işarəli olduğunu göstərir. Cazibə sahəsində görülmə iş müsbət olduqda $dA > 0$ onun cazibə qüvvəsi tərəfindən görüldüyünü, mənfi olduqda isə $dA < 0$ cazibə sahəsinə qarşı görüldüyünü söyləyəcəyik. MN_1 yolunda görülmə işi təyin etmək üçün (22.1) ifadəsini r_1 -dən r_2 -yə qədər integrallayaq:

$$A_{MN_1} = \int_{r_1}^{r_2} dA = -\gamma mM_y \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \gamma mM_y \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) \quad (22.2)$$

Xüsusi halda Yer səthindən ($r_1 = R_y$) sonsuzluğa $r_2 = \infty$ yerdəyişmə zamanı görülmə işin

$$A_{R_{\infty}} = \gamma mM_y \left(\frac{1}{\infty} - \frac{1}{R_y} \right) = -\gamma \frac{mM_y}{R_y} \quad (22.3)$$

olduğunu görürük.

Kosmik sürətlər. Belə bir məsələ həll edək. Yer səthindən üfüqi istiqamətdə atılmış cisimə (cismin ölçüsünü Yer in radiusuna nisbətən çox kiçik götürməli) hansı sürət vermək lazımdır ki, o Yer in süni peykinə çevrilsin?. Məsələnin əks həllini öyrənmək və həll zamanı sürtünmə qüvvəsini nəzərə almayaq.

Fərz edək ki, üfüqi istiqamətdə atılmış cisim elə v_1 sürəti vermişik ki, cisim Yer in səthi yaxınlığında $r \approx R_y$ radiuslu çevrə boyunca yer ətrafında fırlanır. Havanın sürtünmə qüvvəsi nəzərə alınmadığından bu cisim yalnız Yer in cazibə qüvvəsinin təsiri ilə hərəkət edir. Bu halda cisimə təsir edən mərkəzəqaçma qüvvəsini Yer in cazibəsi yaradır. Onda

$$\frac{mv^2}{R_y} = \gamma \frac{mM_y}{R_y^2} \quad (22.4)$$

$$v_1 = \sqrt{r \frac{M_y}{R_y}} \quad (22.5)$$

M_y və R_y -in qiymətlərini (22.5)-də nəzərə alsaq $v_1 = 8 \frac{km}{san}$.

Deməli, üfüqi istiqamətində atılmış cismin Yerin süni peykinə çevrilməsi üçün həmin cismə ən azı 8 km/san sürət vermək lazımdır. Bu sürət birinci kosmik sürət adlanır.

Üfüqi istiqamətdə atılmış cismin sürəti v_1 -dən kiçik olduqda, cisim, Yerin süni peykinə çevrilməyib, bir qədər hərəkət etdikdən sonra Yer səthinə düşür. Cismin sürəti v_1 -dən böyük olduqda isə o ellips boyunca Yer ətrafında fırlanacaqdır. Sürətin sonrakı müəyyən artımlarında üfüqi istiqamətdə atılmış cisim nəinki Yer, hətta Günəşin cazibə sahəsini tərk edə bilər. Bununla əlaqədar olaraq iki sual meydana çıxır: üfüqi istiqamətdə atılmış cismə hansı sürətlər vermək lazımdır ki, o 1) Yerin, 2) Günəşin və Yerin cazibə sahəsini tərk edə bilsin. Bu sürətlər uyğun olaraq ikinci və üçüncü kosmik sürətlər adlanır.

Cismin Yerin cazibə sahəsini tərk edə bilməsi üçün ona verilən kinetik enerjinin qiyməti həmin cismi Yerin cazibə sahəsindən çıxarmaq üçün görülən işdən böyük olmalıdır. Belə olmazsa, cisim Yerin cazibə sahəsini tərk edə bilməz. Deməli, cismin Yerin cazibə sahəsini tərk edə bilməsi üçün ona verilən sürətin ən kiçik qiyməti

$$\frac{mv_2^2}{2} = \gamma \frac{mM_y}{R_y} \quad (22.6)$$

şərtini ödəməlidir. Buradan

$$v_2 = \sqrt{2} \cdot \sqrt{\gamma \frac{M_y}{R_y}} = \sqrt{2} \cdot v_1 \quad (22.7)$$

v_1 -in qiymətini (22.7)-də nəzərə alsaq:

$$v_2 = 11,3 \frac{km}{san}$$

Bu sürət ikinci kosmik sürət adlanır. İkinci kosmik sürətdən böyük sürətə malik olan cisimlər Yerin cazibə sahəsini tərk edərək Günəşin süni peykinə çevrilir. Öyrəndiyimiz birinci və ikinci kosmik sürətlər Yerə aiddir. Ay üçün də, müvafiq sürətləri hesablamaq olar. Ayın kütləsi Yerinkindən 81 dəfə, radiusu isə 4 dəfə kiçik olduğundan uyğun sürətlər Ay üçün 4,5 dəfə kiçikdir. Ay üçün

$$v_1 = 1,8 \frac{km}{san} \quad \text{və} \quad v_2 = 2,5 \frac{km}{san}$$

İndi isə Yerin və Günəşin cazibə sahəsini tərk edə bilməsi üçün cismə veriləcək minimum sürəti (üçüncü kosmik sürəti) hesablayaq. Təbiidir ki, Yerin və Günəşin cazibə sahəsini tərk etmək üçün verilən kinetik enerji

$$E_k = m \frac{v_{2y}^2}{2} + m \frac{v_{2g}^2}{2} \quad (22.8)$$

ifadəsindən böyük olmalıdır. (22.8) ifadəsinin sağ tərəfindəki birinci hədd Yerin, ikinci hədd isə Günəşin cazibə sahəsini tərk etmək üçün lazım olan minimal kinetik enerjilərdir. (22.8) ifadəsini aşkar etmək üçün Günəşə görə ikinci kosmik sürəti müəyyən etmək lazımdır. Bunun üçün ixtiyari planet üçün doğru olan $v_2 = \sqrt{2}v_1$ ifadəsindən istifadə edək. Məlum olduğu kimi Yerin Günəş ətrafında hərəkət sürəti (30 km/san) Günəş üçün birinci kosmik sürət olacaqdır. Onda Günəş üçün ikinci kosmik

sürət $v_{2g} = \sqrt{2}v_{1g} = 42 \frac{km}{san}$ olacaqdır. Cisim Yerin orbit boyunca

hərəkəti istiqamətində $v = (42 - 30) \frac{km}{san} = 12 \frac{km}{san}$ sürəti ilə atılarsa,

onda həmin cismin Günəşə nəzərən hərəkət sürəti $(30 + 12) \frac{km}{san} = 42 \frac{km}{san}$ olacaqdır. Bunları nəzər alaraq, Yerin və

Günəşin cazibə sahələrini tərk edə bilməsi üçün cismə Yerin orbit boyu hərəkət istiqamətində elə ən kiçik v_3 sürəti vermək lazımdır ki,

$$\frac{mv_3^2}{2} = \frac{mv_{2y}^2}{2} + \frac{mv^2}{2}$$

şerti ödənsin.

Onda

$$v_3 = \sqrt{11,3^2 + 12^2} \frac{km}{san} \approx 16 \frac{km}{san}$$

Cisim Yerin öz orbiti üzrə hərəkət istiqamətinin əksinə doğru atılarsa, onun Günəşə nəzərən 42 km/san sürətlə hərəkət etməsi üçün həmin cismə Yerə nəzərən $(42 + 30) \frac{km}{san} = 72 \frac{km}{san}$ sürəti vermək lazımdır.

Bu baxımdan baxılan hal üçün üçüncü kosmik sürətin maksimum qiyməti:

$$v_3 = \sqrt{11,3^2 + 72^2} \frac{km}{san} \approx 72,7 \frac{km}{san}$$

Mexanikanın baxdığımız qanunları işığın boşluqdakı sürətinə nəzərən çox kiçik sürətlə hərəkət edən makroskopik cisimlər üçün ödənilir. Belə mexanika həm də klassik mexanika adlandırılır.

İndi isə klassik mexanikanın tətbiq olunma həddinə baxaq.

Klassik mexanikada hərəkət edən cismin eyni zamanda x koordinatını, v sürətini və eləcə də trayektoriyasını müəyyən etmək olar. Lakin mikrozərrəciklər üçün bu hal yalnız təxmini yaxınlaşmalar daxilində həll edilə bilər. Başqa sözlə zərrəciyin koordinatını hansı dəqiqliklə təyin edə biliriksə, həmin dəqiqliklə onun sürətini təyin edə bilmirik. Bu hal 1927-ci ildə alman alimi Heyzenberq tərəfindən $\Delta x \Delta v \geq \frac{h}{2\pi m}$ qeyri müəyyənlik nisbəti şəklində verilmişdir.

Burada m zərrəciyin kütləsi, $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ C} \cdot \text{san}$ olub, Plank sabiti adlanır.

Biz atom daxilindəki elektrona baxırıqsa, onda Heyzenberq Prinsipi elektronun koordinatının və sürətinin təyində daha böyük qeyri-müəyyənlik verəcəkdir. Bu o deməkdir ki, atom daxilindəki elektrona «klassik zərrəcik» kimi baxmaq olmaz.

Elektronla aparılan təcrübədə müəyyənləşdirilmişdir ki, cismin sürəti artdıqca onun kütləsi də $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ qanununa

əsasən artır. Burada m_0 - cismin müşahidəçiyə nəzərən sükunət kütləsi, m - cismin müşahidəçiyə nəzərən v sürəti ilə hərəkət etdiyi zaman malik olduğu kütləsi, c - işığın vakuumda yayılma sürətidir.

Klassik mexanikanın kiçik sürətlərlə hərəkət edən makroskopik cisimlərin hərəkətinə tətbiqi araşdırıldıqdan sonra, fizikanın iki yeni bölməsi – kvant mexanikası və relyativistik mexanika (nisbilik nəzəriyyəsi) bölmələri meydana çıxmışdır. Kvant mexanikasında mikrozərrəciklərin hərəkəti və qarşılıqlı təsiri öyrənilir, relyativistik mexanikada isə işığın vakuumda yayılma sürətinə yaxın sürətlərlə hərəkət edən cisimlərin hərəkəti öyrənilir.

Beləliklə, kvant mexanikası və eləcə də relyativistik mexanika klassik mexanikanın qanunlarını daha da dəqiqləşdirərək, onun tətbiq olunma həddünü müəyyənləşdirir.

FƏSİL IV

BƏRK CİSMİN HƏRƏKƏTİ

23. Bərk cismin irəliləmə və fırlanma hərəkəti. Kütlə mərkəzi.

Bərk cisim dedikdə müəyyən rabitə ilə bir-birinə bağlı maddi nöqtələrdən ibarət mühit nəzərdə tutulur. Əgər maddi nöqtələr arasındakı rabitə sərt olarsa, yəni maddi nöqtələr arasındakı məsafə dəyişməz qalarsa, daha doğrusu cisim deformasiyaya məruz qalmazsa, belə cisim mütləq bərk cisim adlanır. Bərk cismin hərəkəti ona tətbiq edilən xarici qüvvənin təbiəti ilə müəyyənləşdirilir. Bərk cismin ixtiyari hərəkəti onun sadə irəliləmə və fırlanma hərəkəti növlərinə gətirilə bilər. Əgər bərk cismin seçilmiş ixtiyari iki nöqtəsindən keçən xətt hərəkət zamanı öz-özünə paralel qalarsa, belə hərəkət irəliləmə, bərk cismin bütün nöqtələri hərəkət zamanı mərkəzləri eyni bir ox üzərində yerləşən çevrələr cızarsa, belə hərəkət fırlanma hərəkəti adlanır. Bərk cismin irəliləmə hərəkəti zamanı onun bütün nöqtələri eyni bir $\vec{v}$ sürəti və $\vec{a}$ təcili ilə hərəkət edir. Əgər xəyalən bərk cismi sonsuz kiçik elementlərə bölsək və i -ci elementin kütləsini Δm_i işarə etsək, onda hər bir elementin hərəkət tənliyi üçün Nyutonun ikinci qanununa əsasən yazı bilərik:

$$\Delta m_i \vec{a} = \vec{f}_i + \vec{F}_i \quad (23.1)$$

burada $\vec{f}_i$ daxili qüvvə olub, sistemi təşkil edən elementlər arasındakı qarşılıqlı təsiri, $\vec{F}_i$ -xarici qüvvə olub, sistemdən kənar

cismin sistemə daxil olan cisimlər üzərindəki təsirini xarakterizə edir.

(23.1) ifadəsini elementlərin sayı üzrə cəmləsək və nəzərə alsaq ki, daxili qüvvələrin cəmi Nyutonun üçüncü qanununa görə sıfırdır, onda

$$\sum \Delta m_i \vec{a} = \sum \vec{f}_i + \sum \vec{F}_i \quad \text{və ya} \quad M \cdot \vec{a} = \vec{F} \quad (23.2)$$

burada $\sum \Delta m_i = M$ cismin kütləsi, $\sum \vec{F}_i = \vec{F}$ - xarici qüvvələrin baş vektorudur (şərtə əsasən $\sum \vec{f}_i = 0$).

Bərk cisim daha mürəkkəb irəliləmə hərəkətində iştirak edərsə, yəni onun müxtəlif nöqtələri müxtəlif $\vec{v}_i$ sürətilə və müxtəlif $\vec{a}_i$ təcillə hərəkət edərsə, onda bərk cismi xəyalən elə kiçik elementlərə bölmək lazımdır ki, hər elementin sürət və təcilini sabit qəbul etmək mümkün olsun. Onda hər bir element üçün yazı bilərik:

$$\Delta m_i \vec{a}_i = \vec{f}_i + \vec{F}_i \quad (23.3)$$

Yenə də (23.3) ifadəsini elementlərin sayı üzrə cəmləsək və qəbul etsək ki, $\sum \vec{f}_i = 0$ onda alırıq:

$$\sum \Delta m_i \vec{a}_i = \sum \vec{F}_i = \vec{F} \quad (23.4)$$

Hər bir element üçün $\vec{a}_i$ müxtəlif olduğundan (23.2) tənliyinə gətirə bilmərik.

Bunun üçün hər hansı

$$\vec{a}_c = \frac{\sum \Delta m_i \vec{a}_i}{M} \quad (23.5)$$

bərabərliyi ilə təyin edilən $\vec{a}_c$ təcili götürüb (23.4) bərabərliyi ilə müqayisə etsək, alırıq:

$$M \cdot \vec{a}_c = \vec{F} \quad (23.6)$$

Göstərmək olar ki, $\vec{a}_c$ təcili ixtiyari C nöqtəsinin koordinatları ayrı-ayrı elementin x_c ; y_c ; z_c koordinatları ilə

$$x_c = \frac{\sum x_i \Delta m_i}{M}; y_c = \frac{\sum y_i \Delta m_i}{M}; z_c = \frac{\sum z_i \Delta m_i}{M} \quad (23.7)$$

şəklində təyin edilən təcildir. C nöqtəsi kütlə və ya ətalət mərkəzi adlanır.

Xarici qüvvələrin baş vektoru sıfırırsa, onda kütlə mərkəzi ya sükunətdə ya da bərabərsürətli düzxətli hərəkətdədir. Qeyd etmək lazımdır ki, daxili qüvvələrin varlığı kütlə mərkəzinin sürətini dəyişə bilməz.

24. Bərk cismin fırlanma hərəkəti dinamikasının əsas tənliyi. Qüvvə momenti və ətalət momenti.

Bərk cismin fırlanma hərəkətini dinamika nöqteyi-nəzərdən Nyutonun II qanunu ilə müqayisəli təhlil etsək, görürük ki, kütlə əvəzinə ətalət momenti, qüvvə əvəzinə isə qüvvə momenti durur. Ətalət və qüvvə momentlərinin mahiyyətini başa düşmək üçün kütləsi m olan A maddi nöqtəsinin r radiuslu çevrə boyunca hərəkətinə baxaq. Bunun üçün fərz edək ki, A maddi nöqtəsinə qiymətcə sabit f qüvvəsi təsir edir. Onda A maddi nöqtəsi qüvvənin toxunan toplananı ilə

$$f_t = f \cos \alpha = ma_t \quad (24.1)$$

şəklində təyin edilən a_t toxunan təcili qazanır. Nəzərə almaq lazımdır ki, qüvvənin normal toplananı uyğun olaraq normal təcil yaradır. $\beta = \frac{a_t}{r}$ bucaq təcili anlayışı daxil etsək, onda (24.1) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$f \cos \alpha = mr\beta$$

Bərabərliyin hər tərəfini r -ə vursaq, alırıq:

$$fr \cos \alpha = mr^2\beta \quad (24.2)$$

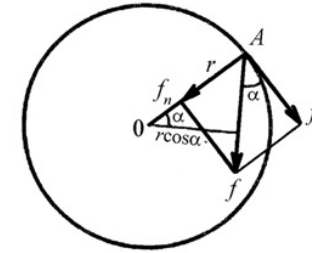
$r \cos \alpha$ - qüvvənin istiqamətinə 0 nöqtəsindən çəkilmiş perpendikulyar olub,

$$M = fr \cos \alpha \quad (24.3)$$

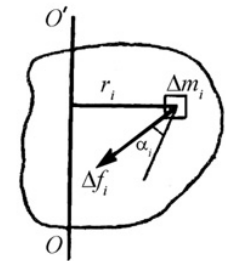
qüvvə momenti

$$J = mr^2 \quad (24.4)$$

olub ətalət momenti adlanır. Onda $M = J\beta$ olar.



Şəkil 24.1



Şəkil 24.2

Deməli, O nöqtəsinə nəzərən qüvvə momenti ədədi qiymətə qüvvə ilə O nöqtəsindən qüvvənin istiqamətinə çəkilmiş perpendikulyarın hasilinə, O nöqtəsinə nəzərən ətalət momenti isə A maddi nöqtəsinin kütləsi ilə maddi nöqtədən O nöqtəsinə çəkilmiş məsafənin kvadratı hasilinə bərabərdir. Yuxarıda dediyimiz fikrə qayıtsaq, yəni (24.3) ifadəsi ilə (24.1) ifadəsini müqayisə etsək, görərik ki, qüvvə əvəzinə qüvvə momenti, kütlə əvəzinə isə ətalət momenti durur.

İndi isə bərk cismin tərpənməz OO' oxu ətrafında fırlanmasına baxaq. Əgər bərk cismi xəyalən kiçik elementlərə bölsək və i -ci elementin tərpənməz OO' oxu ətrafında fırlanma hərəkətinə baxsaq (24.2) ifadəsinə uyğun olaraq yazı bilərik:

$$\Delta f_i r_i \cos \alpha_i = \Delta m_i r_i^2 \beta \quad (24.5)$$

Burada α_i , Δf_i - qüvvəsilə trayektoriyaya çəkilmiş toxunan arasındakı bucaq β - elementin bucaq təcildir. (24.5) bərabərliyini bütün elementlər üçün yazıb cəmləsək alırıq:

$$\begin{aligned} \sum \Delta f_i r_i \cos \alpha_i &= \sum \Delta m_i r_i^2 \beta \quad \text{və ya} \\ \sum \Delta f_i r_i \cos \alpha_i &= \beta \sum \Delta m_i r_i^2 \end{aligned} \quad (24.6)$$

Nəzərə almaq lazımdır ki, β bucaq təcili bütün elementlər üçün sabit kəmiyyətdir (Şəkil 24.2).

Əgər $M = \sum f_i r_i \cos \alpha_i$ bütün elementlərin tərpənməz OO' fırlanma oxuna nəzərən qüvvə momenti, $J = \sum \Delta m_i r_i^2$ bütün elementlərin tərpənməz OO' fırlanma oxuna nəzərən ətalət momenti olsa

$$M = J\beta \quad (24.7)$$

(24.7) ifadəsindən qüvvə momenti sıfır olsa, onda $\beta = 0$ olar və cisim sabit ω bucaq sürəti ilə fırlanar (bu zaman J ətalət momenti sabit qalır, ətalət momenti o zaman dəyişir ki, bərk cismin ayrı-ayrı hissələri arasında sərt rabitə olmasın) $\omega = 0$ olsa, bərk cisim sükunət halında olar.

25. Bəzi cisimlərin ətalət momentinin hesablanması.

1. Radiusu R və kütləsi m olan silindirin fırlanma oxuna nəzərən ətalət momenti

$$J = \frac{1}{2} m R^2, \quad (25.1)$$

şəkildədir.

2. Uzunluğu l və kütləsi m olan nazik lövhənin fırlanma oxu lövhənin tam ortasından keçdiyi halda ətalət momenti

$$J = \frac{1}{12} m l^2, \quad (25.2),$$

fırlanma oxu lövhənin kənarından keçdiyi halda isə ətalət momenti

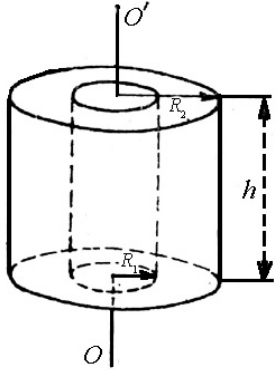
$$J = \frac{1}{3} m l^2, \quad (25.3)$$

şəklində olar.

Daxili və xarici radiusları R_1 və R_2 hündürlüyü h , kütləsi isə m olan içərisi boş silindirin O_1O_1 simmetriya oxuna nəzərən ətalət momenti

$$J = \frac{1}{2} m (R_1^2 + R_2^2) \quad (25.4)$$

şəklində olar (Şəkil 25.1).



Şəkil 25.1

3. Kürənin ətalət momenti.

Əgər ABC yarımçevrəsini OO' simmetriya oxu ətrafında fırlatsaq, kürə səthi alarıq (şəkil 25.2).

Kürənin ətalət momenti, BB' müstəvisi ilə bölünmüş yarım-kürələrin ətalət momentləri cəminə və yaxud birinin iki mislinə bərabərdir.

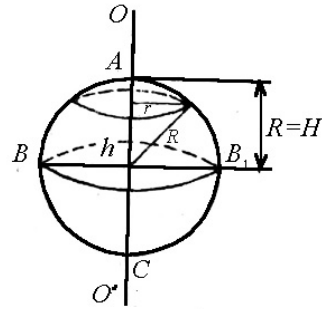
Şəklə əsasən $r^2 = R^2 - h^2$ yazıya bildiyimizdən

$$J = 2 \frac{1}{2} \pi \rho \int_0^R (R^2 - h^2)^4 dh = \frac{2}{5} m R^2 \quad (25.5)$$

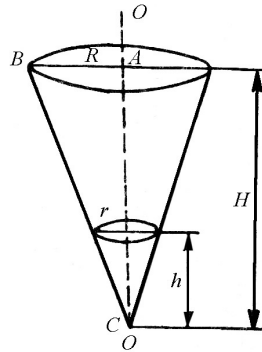
4. Konusun ətalət momenti.

Konus səthini almaq üçün ABC üçbucağını simmetriya oxu ətrafında fırlamaq lazımdır (Şəkil 25.3). Şəklə əsasən yazıya bilərik.

$$\frac{r}{h} = \frac{R}{H} \text{ və ya } r = \frac{R}{H} \cdot h$$



Şəkil 25.2



Şəkil 25.3

Onda konusun ətalət momenti üçün alarıq:

$$J = \frac{1}{2} \pi \rho \int_0^H r^4 dh = \frac{1}{2} \pi \rho \left(\frac{R}{H} \right)^4 \int_0^H h^4 dh = \frac{1}{10} \pi \rho H R^4$$

Konusun həcmi $\frac{1}{3} \pi R^2 H$, kütləsi isə $\frac{1}{3} \pi R^2 H \rho$ olduğundan ətalət momenti

$$J = \frac{3}{10} m R^2, \quad (25.6)$$

şəklində təyin edilir.

26. Hüygens-Şteyner teoremi.

Baxdığımız bütün hallarda cisimlərin ətalət momentləri onların kütlə mərkəzindən keçən oxla nəzərən hesablanmışdır. Bəzən elə hallara rast gəlmək olar ki, cismin ətalət momentini kütlə mərkəzindən keçməyən oxla nəzərən hesablamaq tələb olunur. Belə məsələlərin həlli öz əksini Hüygens-Şteyner teoremində tapmışdır. Teoremə görə cismin ixtiyari oxla nəzərən ətalət momenti J həmin cismin ətalət mərkəzindən keçən və verilmiş oxla paralel olan oxla nəzərən ətalət momenti J_c ilə bu iki ox arasındakı məsafənin kvadratının cismin kütləsinə hasilinin cəminə bərabərdir:

$$J = J_c + m d^2 \quad (26.1)$$

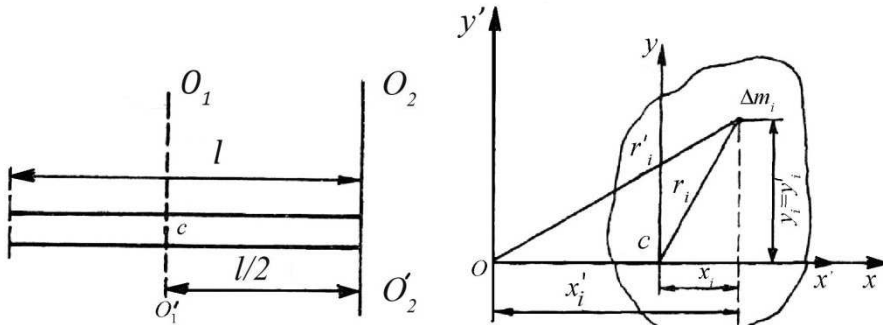
burada d – iki ox arasındakı məsafədir.

Teoremin isbatına keçməzdən əvvəl onun tətbiqinə baxaq. Fərz edək ki, bircins çubuğun uc nöqtəsindən keçərək ona perpendikulyar olan oxla nəzərən ətalət momentini tapmaq tələb olunur. Axtarılan ətalət momentini hesablamaq məqsədi ilə ətalət

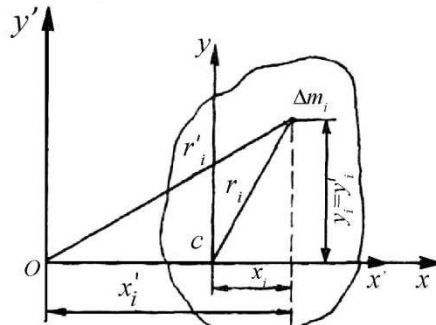
mərkəzindən (şəkil 26.1) keçən və baxılan $O_1O'_1$ oxuna paralel $O_2O'_2$ oxunu çəkək. Şəklə əsasən bu oxlar arasındakı məsafə $d = \frac{l}{2}$ olur. Onda Hüygens-Şteyner teoreminə əsasən çubuğun $O_2O'_2$ oxuna nəzərən ətalət momenti:

$$J = J_c + md^2 = \frac{1}{12}ml^2 + m\left(\frac{l}{2}\right)^2 = \frac{1}{3}ml^2 \quad (26.2)$$

İndi isə teoremin isbatını verək. İxtiyari formaya malik cismin şəkil müstəvisinə perpendikulyar (Şəkil 26.2) oxa nəzərən ətalət momentini tapaq. Bu baxımdan cismin ətalət mərkəzindən (C nöqtəsindən) verilmiş oxa perpendikulyar endirək: Perpendikulyar oxla O nöqtəsində kəşir. Başlanğıcları cismin ətalət mərkəzində və O nöqtəsində olan iki düzbucaqlı xyz və $x'y'z'$ koordinat sistemləri götürək (Şəkil 26.2).



Şəkil 26.1



Şəkil 26.2

Qəbul edək ki, x və x' oxları ətalət mərkəzindən keçərək eyni bir düz xətt üzrə yönəlsin, y və y' oxları qarşılıqlı paralel, z və z' oxları arasındakı məsafəni d ilə işarə etsək və kütləsi Δm_i olan elementar hissənin z və z' oxlarından olan məsafələrini uy-

ğun olaraq r_i və r'_i ilə götürsək, cismin z və z' oxlarına nəzərən ətalət momentləri üçün alırıq:

$$J = \sum_{i=1}^N \Delta m_i (r'_i)^2 \quad (26.3)$$

$$J_c = \sum_{i=1}^N \Delta m_i r_i^2 \quad (26.4)$$

$$(r'_i)^2 = (x'_i)^2 + (y'_i)^2; \quad r_i^2 = x_i^2 + y_i^2; \quad x'_i = d + x_i; \quad y'_i = y_i$$

olduğundan

$$\begin{aligned} J &= \sum_{i=1}^N \Delta m_i [(x'_i)^2 + (y'_i)^2] = \sum_{i=1}^N \Delta m_i [(d + x_i)^2 + y_i^2] = \\ &= d^2 \sum_{i=1}^N \Delta m_i + 2d \sum_{i=1}^N \Delta m_i x_i + \sum_{i=1}^N \Delta m_i (x_i^2 + y_i^2) \end{aligned} \quad (26.5)$$

$$J_c = \sum_{i=1}^N \Delta m_i (x_i^2 + y_i^2) \quad (26.6)$$

(26.6)-nı (26.5)-də nəzərə alsaq:

$$J = J_c + md^2 + 2d \sum_{i=1}^N \Delta m_i x_i \quad (26.7)$$

xyz sisteminə nəzərən ətalət mərkəzinin koordinatı

$$x_c = \frac{\sum_{i=1}^N \Delta m_i x_i}{m} \quad (26.8)$$

xyz sisteminin başlanğıcı ətalət mərkəzində yerləşdiyindən $x_c = 0$

olar. Başqa sözlə $\sum_{i=1}^N \Delta m_i x_i = 0$ olar ki, onda (26.7) ifadəsindən

$$J = J_c + md^2 \quad (26.9)$$

alarıq. Bununla da teorem isbat edilir.

27. Fırlanan bərk cismin kinetik enerjisi.

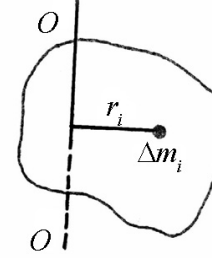
Fərz edək ki, bərk cisim OO' oxu ətrafında sabit bucaq sürəti ilə fırlanır (Şəkil 27.1). Onda belə cismin kinetik enerjisi onu təşkil edən ayrı-ayrı hissələrin kinetik enerjisinin cəmindən ibarət olar:

$$E_k = \sum_{i=1}^N \Delta E_{ki} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \Delta m_i v_i^2 \quad (27.1)$$

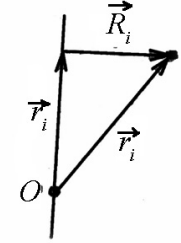
ΔE_{ki} - kütləsi Δm_i və xətti sürəti v_i olan elementar hissənin OO oxu ətrafında fırlanması nəticəsində malik olduğu kinetik enerjidir (Şəkil 27.1). $v_i = \omega r_i$ olduğundan

$$E_k = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \Delta m_i \omega^2 r_i^2 = \frac{1}{2} \omega^2 \sum_{i=1}^N \Delta m_i r_i^2 = \frac{1}{2} J \omega^2 \quad (27.2)$$

burada $J = \sum_{i=1}^N \Delta m_i r_i^2$ bərk cismin tərpənməz $O_1 O_1$ oxuna nəzərən ətalət momentidir (Şəkil 27.1).



Şəkil 27.1



Şəkil 27.2

Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi ixtiyari bərk cismin mürəkkəb hərəkəti iki sadə hərəkətin hər hansı nöqtənin irəliləmə və həmin nöqtədən keçən ox ətrafında fırlanma hərəkətlərinin cəmi kimi göstərilə bilər. Onda kütləsi Δm_i olan i -ci elementar hissənin sürəti

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + [\vec{\omega} \vec{r}_i]$$

şəklində göstərilər və bərk cismin kinetik enerjisi:

$$E_k = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \Delta m_i \cdot v_i^2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \Delta m_i \{ \vec{v}_0 + [\vec{\omega} \vec{r}_i] \}^2 \quad (27.3)$$

burada $\vec{v}_0$ irəliləmə hərəkətinin sürəti, $\vec{\omega}$ - fırlanma hərəkətinin bucaq sürəti, $\vec{r}$ isə fırlanma oxundan sürəti $\vec{v}$ olan nöqtəyə çəkilmiş vektordur (radius-vektor).

İxtiyari vektorun kvadratı onun modulunun kvadratına bərabər olduğundan:

$$E_k = \frac{1}{2} v_0^2 \sum_{i=1}^N \Delta m_i + \vec{v}_0 \sum_{i=1}^N \Delta m_i [\vec{\omega} \vec{r}_i] + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \Delta m_i [\vec{\omega} \vec{r}_i]^2$$

Şəkil 24.2-yə əsasən $\vec{r}_i = \vec{r}_i' + \vec{R}_i$ olduğundan (R_i - fırlanma oxuna perpendikulyardır):

$$[\vec{\omega} \vec{r}_i] = [\vec{\omega} \vec{r}_i'] + [\vec{\omega} \vec{R}_i]$$

$\vec{\omega}$ və $\vec{r}_i'$ eyni düz xətt üzrə yönəldiyindən $[\vec{\omega} \vec{r}_i'] = 0$. Onda

$$[\vec{\omega} \vec{r}_i]^2 = [\vec{\omega} \vec{R}_i]^2 = \vec{\omega}^2 \vec{R}_i^2$$

olar və

$$E_k = \frac{1}{2} m \vec{v}_0^2 + \vec{v}_0 \sum_{i=1}^N \Delta m_i [\vec{\omega} \vec{r}_i] + \frac{1}{2} \omega^2 \sum_{i=1}^N \Delta m_i R_i^2 \quad (27.4)$$

alarıq (Şəkil 27.2).

$$J_0 = \sum_{i=1}^N \Delta m_i R_i^2 \text{ ifadəsi bərk cismin fırlanma oxuna nəzərən}$$

ətalət momenti olduğundan, kinetik enerji

$$E_k = \frac{1}{2} m \vec{v}_0^2 + \frac{1}{2} J_0 \omega^2 + \vec{v}_0 \sum_{i=1}^N [\vec{\omega} \vec{r}_i \cdot \Delta m_i] \quad (27.5)$$

şəklinə düşər.

Bərk cismin ətalət mərkəzinin radius-vektoru

$$\vec{r}_c = \frac{\sum_{i=1}^N \Delta m_i \vec{r}_i}{m}$$

kimi təyin olunduğundan

$$E_k = \frac{1}{2} m \vec{v}_0^2 + \frac{1}{2} J_0 \omega^2 + \vec{v}_0 [\vec{\omega} m \vec{r}_c] \quad (27.6)$$

Fırlanma oxu O nöqtəsindən deyil, bərk cismin ətalət mərkəzindən (C nöqtəsindən) keçərsə, onda koordinat başlanğıcı olaraq ətalət mərkəzi seçilməlidir. Belə sistemdə $\vec{r}_c = 0$ olduğundan kinetik enerji aşağıdakı kimi olar:

$$E_k = \frac{1}{2} m \vec{v}_c^2 + \frac{1}{2} J_c \omega^2 \quad (27.7)$$

Burada $\vec{v}_c$ ətalət mərkəzinin sürəti J_c - kütlə mərkəzindən keçən oxa nəzərən ətalət momentidir.

Beləliklə aydın olur ki, müstəvi mürəkkəb hərəkətinin kinetik enerjisi, ətalət mərkəzinin sürəti ilə hərəkət edən irəliləmə hərəkətinin kinetik enerjisi ilə ətalət mərkəzindən keçən ox ətrafında fırlanma hərəkətinin kinetik enerjisi cəminə bərabərdir.

28. Hərəkət miqdarı moment. Hərəkət miqdarı momentinin saxlanma qanunu.

Yuxarıda göstəriləndi kimi m kütləli maddi nöqtənin r radiuslu çevrə boyunca hərəkəti zamanı təsir edən qüvvənin çevrəyə toxunan istiqamətindəki toplananı üçün

$$f \cos \alpha = m a_t, \quad (28.1)$$

münasibəti yazılmışdır. Fərz edək ki, f - qüvvəsi sabitdir və çevrənin ixtiyari nöqtəsinə çəkilmiş toxunanla eyni α bucağı əmələ gətirir.

$a_f = \frac{\Delta v}{\Delta t}$ olduğunu bilərək (28.1) ifadəsini aşağıdakı kimi yazırıq:

$$f \cos \alpha \Delta t = m \Delta v$$

İfadənin hər iki tərəfini r -ə vursaq:

$$fr \cos \alpha \Delta t = rm \Delta v \quad (28.2)$$

alırıq.

Əgər $fr \cos \alpha$ kəmiyyətinə f qüvvəsinin O fırlanma mərkəzinə nəzərən M qüvvə momenti desək və r , m kəmiyyətlərinin sabit olduğunu qəbul etsək

$$rm \Delta v = \Delta(rmv)$$

və uyğun olaraq

$$M \Delta t = \Delta(rmv) \quad (28.3)$$

yaza bilərik.

Əgər qüvvə momenti M - sabit deyilsə, onda Δt zamanını elə kiçik götürmək lazımdır ki, həmin zaman ərzində qüvvə momentini M - sabit hesab etmək mümkün olsun. Onda sonlu zaman intervalı üçün qüvvə momentinin M orta qiymətini götürmək olar.

$$\bar{M} \Delta t = \Delta(rmv) \quad (28.4)$$

Əgər rmv kəmiyyətinə maddi nöqtənin impuls (hərəkət miqdarı) momenti, $M \Delta t$ kəmiyyətinə isə qüvvə momentinin impulsu desək, onda (28.4)-ə əsasən deyə bilərik ki, maddi nöqtənin hərəkət miqdarı momentinin dəyişməsi qüvvə momentinin impulsuna bərabərdir.

Asanlıqla göstərmək olar ki, (28.4) münasibəti tərpənməz ox ətrafında fırlanan ixtiyari bərk cisim üçün də doğrudur. Bunun üçün bərk cismi kiçik elementlərinə ayırıb, Δm_i olan element üçün (28.2) münasibətinə uyğun olaraq yaza bilərik:

$$\Delta f_i r_i \cos \alpha_i \Delta t = r_i \Delta m_i \Delta v_i$$

$\Delta v_i = \Delta \omega r_i$ olduğundan

$$\Delta f_i r_i \cos \alpha_i \Delta t = \Delta m_i r_i^2 \Delta \omega \quad (28.5)$$

(28.5) ifadəsini bərk cismin bütün elementləri üçün cəmləsək,

$$\sum_i \Delta f_i r_i \cos \alpha_i \Delta t = \sum_i \Delta m_i r_i^2 \Delta \omega \quad \text{və ya} \quad \sum_i \Delta f_i r_i \cos \alpha_i = M \quad \text{qüvvə}$$

momenti $\sum_i \Delta m_i r_i^2 = J$ ətalət momenti qəbul etsək, onda

$$M \Delta t = J \Delta \omega \quad (28.6)$$

Əgər qüvvə momenti M sabit deyilsə, onda Δt zamanı ərzində onun orta qiymətini götürmək lazımdır.

$$\bar{M} \Delta t = \Delta(J \omega)$$

Bərk cismin ətalət momenti verilmiş oxa nəzərən sabit kəmiyyət olduğundan

$$M \Delta t = \Delta(J \omega) \quad (28.7)$$

Əgər $J \omega$ kəmiyyətinə bərk cismin hərəkət miqdarı momenti desək, (28.7) ifadəsinə əsasən deyə bilərik ki, bərk cismin hərəkət miqdarı momentinin dəyişməsi, bərk cismə tətbiq olunan qüvvə momentinin impulsuna bərabərdir. Əgər qüvvə momenti M sıfır olarsa, onda (28.4) və (28.7) ifadələrindən

$$\Delta(rmv) = 0$$

və ya

$$\Delta(J \omega) = 0$$

$$r \cdot mv = \text{const}$$

$$J \omega = \text{const}$$

$$(28.8)$$

Deməli, həm maddi nöqtə üçün və həm də bərk cisim üçün hərəkət miqdarı momenti sabit qalır və (28.8) ifadəsi həm maddi nöqtə, həm də bərk cisim üçün hərəkət miqdarı momentinin saxlanma qanununu ifadə edir. Bu qanunun doğruluğunu çoxlu sayda təcrübələr əsasında yoxlamaq olar.

FƏSİL V

MAYE VƏ QAZLARIN MEXANİKASI

29. Təzyiq. Arximed qüvvəsi.

Maye və qazların hərəkətindəki qanunauyğunluqları öyrənməzdən əvvəl sükunətdə olan maye və qazlar üçün müəyyən olunmuş bəzi qanunlar üzərində qısa da olsa dayanaq. Maye və qazlar mexanikasının bu məsələ ilə məşğul olan bölməsi hidro və aerostatika adlanır.

Maddi nöqtə və bərk cismə tətbiq etdiyimiz mexanika qanunlarını maye və qazlara da tətbiq edə bilərik.

Qaz mexanikası prinsipinə maye mexanikası fərqlənmədiyi üçün mayələr üçün alınmış nəticələri qazlara da aid edə bilərik.

Silindrik qabda porşen altında müəyyən qədər mayenin olduğunu fərz edək və porşenlə mayeni sıxaq. Bu zaman porşen mayeyə hansı qüvvə ilə təsir göstərəcəksə, maye də öz növbəsində porşenə qiymətə bərabər, istiqamətə əks yönəlmiş qüvvə ilə təsir edəcəkdir. Qabdakı mayenin bütövlükdə sükunətdə qalması onu göstərir ki, bərk cisimlərdə olduğu kimi maye daxilində də gərginlik mövcud olur. Başqa sözlə, mayenin hər aşağı layı özündən yuxarıda yerləşən laya təsir göstərir. Zaman keçdikcə maye halında heç bir dəyişiklik baş vermirsə, maye daxilindəki gərginliyin statik (zamana görə sabit) xarakterdə olması özünü göstərir. Maye (və ya qaz) və bərk cisim daxilindəki gərginliyin fərqi ondadır ki, maye daxilindəki gərginlik həmişə götürülmüş ixtiyari həcmə səthinə perpendikulyar istiqamətdə olur. Daha doğrusu bu gərginliyin heç bir şəraitdə toxunan istiqamətdə yönəlmiş toplananı olmur. Bu baxımda da maye və qaz daxilində

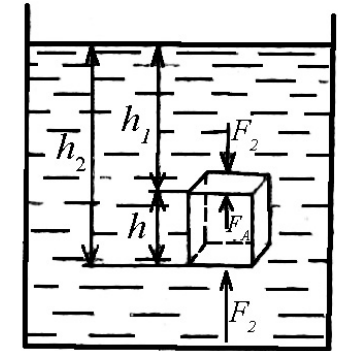
sükunət sürtünməsi baş vermir. Baxdığımız gərginlik ixtiyari həcmə səthinə normal istiqamətdə yönəldiyindən, həmişə verilmiş həcmi sıxır. Bu baxımdan maye daxilində meydana çıxan gərginlik təzyiq adlanır. Təzyiq ixtiyari maye həcmənin səthinə normal istiqamətdə təsir edən qüvvə ilə ölçülür:

$$p = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta F_n}{\Delta S} = \frac{dF_n}{dS} \quad (29.1)$$

Burada dF_n - verilmiş ds səthinə normal istiqamətdə təsir edən qüvvədir. BS-də təzyiq vahidi $1 \text{ N/m}^2 = 1 \text{ Pa}$, SQS-də $1 \text{ dn/sm}^2 = 1 \text{ bar}$ qəbul olunmuşdur. Texniki vahidlər sistemində təzyiq vahidi 1 kQ/sm^2 qəbul edilmişdir ki, bu da texniki atmosfer adlanır.

Əgər maye (ya da qaz) tarazlıq halındadırsa, onda onun təzyiqi Paskal qanununa tabe olur. Paskal qanununa görə qapalı qabdakı mayeyə (və ya qaza) göstərilən xarici təzyiq maye (və ya qaz) tərəfindən bütün istiqamətlərə dəyişməz və bərabər ötürülür.

Təcrübədə müəyyən edilmişdir ki, mayeyə (və ya qaza) batırılmış cismə şaquli istiqamətdə aşağıdan yuxarıya doğru qaldırıcı qüvvə təsir edir. Qaldırıcı qüvvənin qiyməti mayeyə batırılmış cismin sıxışdırıb çıxartdığı mayenin çəkisinə bərabərdir. Bu qanun Arximed qanunu və uyğun olaraq qaldırıcı qüvvə Arximed qüvvəsi adlanır.



Şəkil 29.1

Qeyd etmək lazımdır ki, Arximed qanunu təzyiqin maye daxilində hündürlüyə görə paylanması qanunundan bir nəticə

kimi alınır. Bunun üçün fərz edək ki, sıxlığı ρ olan maye daxilinə düzbucaqlı paralelopiped formalı cisim batırılmışdır (Şəkil 29.1).

Mayeyə batırılmış bərk cismin yan səthlərinə təsir edən qüvvələr qarşılıqlı tarazlaşacaqdır. Çünki, təzyiq eyni üfüqi müstəvi üzərində yerləşən bütün nöqtələrdə bərabərdir. Bununla yanaşı olaraq, oturacaqlara göstərilən təzyiqlər fərqlidir (Şəkil 29.1). Səbəbi odur ki, alt oturacaq üst oturacağa nisbətən daha böyük dərinlikdə yerləşdiyindən ona göstərilən təzyiq üst oturacağa göstərilən təzyiqdən böyük olacaqdır. Elə buna görə də cismə aşağıdan yuxarıya doğru yönəlmiş bir qüvvə qaldırıcı və ya Arximed qüvvəsi təsir edir. Arximed qüvvəsinin qiymətini aşağıdakı kimi təyin edə bilərik. Mayenin açıq səthinə göstərilən atmosfer təzyiqini P_0 , alt və üst oturacaqlara təsir edən qüvvələri, uyğun olaraq

$$F_2 = P_2 S = (P_0 + \rho g h_2) S \quad \text{və} \quad F_1 = P_1 S = (P_0 + \rho g h_1) S$$

kimi təyin etsək, Arximed qüvvəsi üçün alırıq:

$$F_A = F_2 - F_1 = \rho g (h_2 - h_1) S = \rho g h S = \rho g V = mg \quad (29.2)$$

$V = Sh$ mayeyə batırılmış cismin həcmi, $m = \rho V$ cismin həcminə bərabər həcmli mayenin kütləsidir. Mayeyə batırılmış cisim düzgün həndəsi formaya malik olmasa belə yenə də eyni nəticəyə gəlmək olur. Deməli, hər iki halda Arximed qüvvəsi mayeyə tam batmış cismin ağırlıq mərkəzinə tətbiq olunur.

Maye və bərk cismin sıxlıqlarından asılı olaraq, bərk cisim mayeyə tam və ya qismən batır və yaxud maye daxilində üzər. Əgər cisim mayeyə qismən batırılmışsa, onda Arximed qüvvəsi bərk cismin ağırlıq mərkəzinə deyil, onun yalnız mayeyə batmış hissəsinin ağırlıq mərkəzinə tətbiq olunur. Bu halda Arximed qüvvəsi və eləcə də ağırlıq qüvvəsi bir düz xətt istiqamətində yönəlir. Əgər bu qüvvələr ilk anda bir düz xətt istiqamətində yönəlməzsə,

onda cismə təsir edən fırladıcı moment yaranar və tarazlıq pozular. Nəticə etibarı ilə cisim fırlanaraq elə vəziyyət almalıdır ki, Arximed qüvvələri bir düz xətt istiqamətində yönəlsin.

30. İdeal mayenin hərəkəti. Axının kəsilməzlik qanunu.

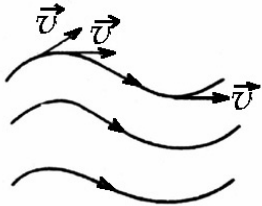
Maye hissəciklərinin trayektoriyasını və hərəkət sürətini zamandan asılı olaraq müəyyən edə bilsək, maye axınını tam öyrənə bilərik. Maye axınını biz başqa üsulla da öyrənə bilərik. Bunun üçün heç də ayrı-ayrı maye hissəciklərinin sürətlərinin zamandan asılılığına baxmaq lazım deyildir. Maye axını, onun əhatə etdiyi fəza hissəsinin ayrı-ayrı nöqtələrində sürətin zamandan asılılığını bilməklə də xarakterizə edilə bilər. Biz maye axınını axırncı üsul ilə öyrənəcəyik. Bunun üçün hər hansı maye axınını nəzərdən keçirək və axını öyrənmək üçün fəzanın hər bir nöqtəsində sürət vektorunun zamandan asılılığı ilə kifayətlənək. Bu baxımdan maye axını, sürət vektorları çoxluğu-sürət vektoru sahəsi ilə xarakterizə olunur. Sürət vektoru sahəsini isə axın (cərəyan) xətləri vasitəsi ilə təsvir etmək olar.

Cərəyan xətləri dedikdə, axan maye daxilində götürülmüş elə xətlər nəzərdə tutulur ki, onların hər bir nöqtəsinə çəkilmiş toxunan həmin nöqtədə maye hissəciyinin sürəti istiqamətində yönəlsin (Şəkil 30.1).

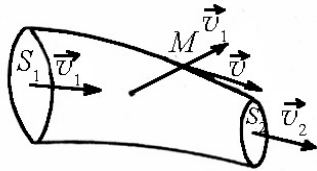
Sürətin qiymətini şərti olaraq cərəyan xətlərinin sıxlığı ilə müəyyən etmək olar. Belə ki, sürət böyük olan yerdə cərəyan xətləri sıx, kiçik olan yerdə isə seyrək olacaqdır. Deməli, bu qayda ilə çəkilmiş cərəyan xətləri sürəti həm qiymət və həm də istiqamət-cə xarakterizə edir. Mayenin cərəyan xətləri ilə əhatə olunmuş hissəsi cərəyan (axın) borusu adlanır. Sadəlikdən ötürü biz cərəyan borusunda mayenin stasionar axınını, yəni cərəyan borusunun verilmiş ixtiyari nöqtəsindən ixtiyari anda keçən bütün maye hissəciklərinin eyni bir sürətə malik olmasını fərz edək. Yuxarıda

cərəyan borusuna verilən tərifdən aydın olur ki, stasionar axın zamanı maye hissəcikləri nə cərəyan borusunun daxilindən xaricə və nə də xaricdən cərəyan borusunun daxilinə keçə bilməz. Bu o deməkdir ki, cərəyan borusunun divarları cərəyan xətlərinin həndəsi yeridir və hər bir xəttin verilmiş nöqtəsinə yalnız bir toxunan çəkmək mümkündür. Fərz etsək ki, maye hissəciyi axın zamanı cərəyan borusunun xaricinə çıxır, onda cərəyan borusu üzərində götürülmüş hər hansı M nöqtəsinə sürətin $\vec{v}$ və $\vec{v}'$ qiymətləri uyğun gələrdi (şəkil 30.1). Stasionar axının şərtinə görə hər bir nöqtəyə zamandan asılı olmayaraq sürətin yalnız bir qiyməti uyğun gəlməlidir. Deməli, stasionar axın halında cərəyan borusunun divarlarından maye hissəcikləri heç bir istiqamətə keçə bilməz (Şəkil 30.2).

Real mayenin hərəkəti zamanı hissəciklərin qarşılıqlı təsiri nəticəsində daxili sürtünmə qüvvəsi meydana çıxır. Ümumiyyətlə, bu qüvvə özlülük adlanan kəmiyyətlə xarakterizə olunur.



Şəkil 30.1



Şəkil 30.2

Nəzərə almaq lazımdır ki, real mayelərin hərəkətlərinin öyrənilməsində özlülüyn nəzərə alınması məsələni xeyli çətinləşdirir. Bu baxımdan məsələnin sadəliyi xatirinə hissəciklər arasında meydana çıxan daxili sürtünmə qüvvəsini nəzərə almamaq olar. Bu növ maye, yəni özlülüyn olmayan və mütləq sıxılmayan maye ideal maye adlanır. İdeal maye qanunlarını müəyyən edib, müəyyən üsullarla özlülüynü nəzərə alsaq, onda real mayelərin hərəkət qanunlarını, təxmini də olsa müəyyənləşdirə

bilərik. Biz sonrakı mülahizələrdə sadəcə olaraq «ideal sıxılmayan maye» əvəzinə, «maye» sözü işlədəcəyik.

Hər hansı cərəyan borusundan axan mayeni nəzərdən keçirək və qəbul edək ki, verilmiş S en kəsiyindən Δt müddətində axan mayenin həcmi.

$$V = Sv\Delta t \quad (30.1)$$

Deməli, oturacağı S , hündürlüyü isə $V\Delta t$ olan silindr daxilindəki maye Δt zamanda S en kəsiyindən keçir. Əgər (30.1) ifadəsində (şəkil 30.2) –dən istifadə etsək, onda S_1 və S_2 en kəsiklərindən Δt müddətində keçən maye həcmələri üçün alarıq:

$$\begin{aligned} V_1 &= S_1 v_1 \Delta t \\ V_2 &= S_2 v_2 \Delta t \end{aligned} \quad (30.2)$$

Cərəyan borusunda axının arası kəsilmədən davam etməsi üçün cərəyan borusunun ixtiyari iki en kəsiyi üçün $V_1 = V_2$ və yaxud

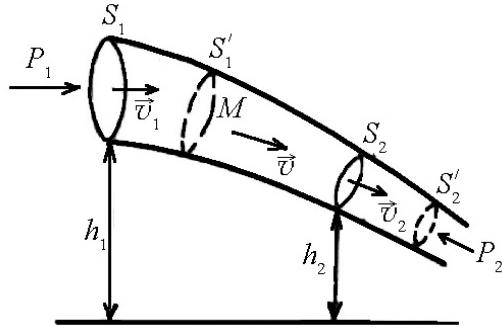
$$S_1 v_1 = S_2 v_2 = \text{const} \quad (30.3)$$

şərti ödənilməlidir. (30.3) ifadəsi axının kəsilməzlik qanununu riyazi ifadə edir. Qanundan göründüyü kimi, cərəyan borusunun en kəsiyi sahəsinin həmin en kəsiyə uyğun sürətə hasili verilmiş cərəyan borusu üçün sabit kəmiyyətdir. Buradan məlum olur ki, cərəyan borusunda en kəsik böyük olan yerdə axının sürəti kiçik, en kəsik kiçik olan yerdə isə sürət böyük olur.

31. Bernulli tənliyi.

Maili vəziyyətdə yerləşmiş cərəyan borusundan axan ideal mayenin vəziyyətini nəzərdən keçirək. Axının stasionar olduğunu qəbul edək və cərəyan borusunun S_1 və S_2 en kəsikləri arasında yerləşən maye kütləsinin hərəkətinə baxaq (şəkil 31.1).

Hərəkət zamanı S_1 kəsiyində yerləşən maye Δt müddətindən sonra $v_1 \Delta t$ məsafəsi qədər yerini dəyişərək S'_1 kəsiyinə, S_2 kəsiyində yerləşən maye isə $v_2 \Delta t$ məsafəsi qədər yerini dəyişərək S'_2 kəsiyinə



Şəkil 31.1

çatacaqdır ($\bar{v}_1$ və $\bar{v}_2$ uyğun olaraq S_1 və S_2 kəsiklərindəki mayenin axma sürətləridir) (Şəkil 31.1). Şəkildən görüldüyü kimi cərəyan borusunun içərisindəki maye kütləsinə, S_1 kəsiyindən solda olan maye kütləsi p_1 , S_2 kəsiyindən sağda olan maye kütləsi isə p_2 təzyiqləri göstərir. p_1 təzyiqi cərəyan borusundakı mayeni soldan sağa hərəkətə gətirdiyi halda, p_2 təzyiqi həmin maye kütləsinə tormozlayıcı təsir göstərir. Elə bu səbəbdən də maye axını istiqamətində təsir göstərən p_1 təzyiqi müsbət, maye axınının əksi istiqamətində təsir göstərən p_2 təzyiqi isə şərti olaraq mənfi qəbul edilir.

Mexaniki enerjinin saxlanması və çevrilməsi qanununu baxdığımız maye kütləsinə tətbiq edək. Cərəyan borusunda maye kütləsinin hərəkəti zamanı tam mexaniki enerjinin dəyişməsi xarici təzyiq qüvvələrinin gördükləri işlərin cəminə bərabər olacaqdır:

$$E_2 - E_1 = A_1 + A_2 \quad (31.1)$$

A_1 və A_2 uyğun olaraq $\Delta l_1 = v_1 \Delta t$ və $\Delta l_2 = v_2 \Delta t$ yollarında görülən işlər, E_1 və E_2 isə uyğun olaraq, $S_1 S_2$ və $S'_1 S'_2$ sütunların-

dakı maye kütlələrinin tam mexaniki enerjiləridir. Əgər A_1 və A_2 işlərini təyin etmiş olsaq, alarıq:

$$\begin{aligned} A_1 &= F_1 \Delta l_1 = p_1 S_1 v_1 \Delta t \\ A_2 &= -F_2 \Delta l_2 = -p_2 S_2 v_2 \Delta t \end{aligned} \quad (31.2)$$

Maye mütləq sıxılmayan olduğundan, Δt müddətində S_1 və S_2 kəsiklərindən keçən maye həcmələri bərabər olar və axının kəsilməzlik qanununa görə

$$S_1 v_1 \Delta t = S_2 v_2 \Delta t = \Delta V \quad (31.3)$$

şəklində olar.

Doğrudan da, axın stasionar xarakter daşımasaydı, $S'_1 S'_2$ həcmi daxilindəki ixtiyari M nöqtəsindən keçən hissəciklərin sürətləri və uyğun olaraq kinetik enerjiləri müxtəlif olardı. E_2 və E_1 tam mexaniki enerjilərini yazsaq alarıq:

$$\begin{cases} E_2 = \Delta m g h_2 + \frac{\Delta m v_2^2}{2} \\ E_1 = \Delta m g h_1 + \frac{\Delta m v_1^2}{2} \end{cases} \quad (31.4)$$

(31.2), (31.3) və (31.4) –ü (31.1)–də nəzərə alsaq alarıq:

$$\Delta m g h_1 + \frac{\Delta m v_1^2}{2} + p_1 \Delta V = \Delta m g h_2 + \frac{\Delta m v_2^2}{2} + p_2 \Delta V. \quad (31.5)$$

(31.5)–in hər tərəfini ΔV həcmə bölüb, maye sıxlığının $\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V}$ olduğunu nəzərə alsaq yazı bilərik:

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_2. \quad (31.6)$$

(31.6) tənliyi maili vəziyyətdə qoyulmuş cərəyan borusu üçün Bernulli tənliyini xarakterizə edir. Bu tənlik verilmiş cərəyan borusunun ixtiyari en kəsiyi üçün doğru olduğundan

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho gh + p = \text{const} \quad (31.7)$$

kimi də yazmaq olar.

Göründüyü kimi (31.7) ifadəsinə daxil olmuş hər bir hədd təzyiqi və yaxud mayenin vahid həcmində düşən enerji sıxlığını

ifadə edir. Qəbul olunmuş anlayışlara görə $\frac{\rho v^2}{2}$ dinamik, ρgh

hidrostatik, p isə statik təzyiq adlanır.

Əgər cərəyan borusu üfüqi vəziyyətə qoyulmuşsa, yəni $h_1 = h_2$, onda Bernulli tənliyi

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + p_2 \quad \text{və ya} \quad \frac{\rho v^2}{2} + p = \text{const} \quad (31.8)$$

şəklində düşər və belə cərəyan borusunda maye hərəkət edərsə «dinamik təzyiq» anlayışı, onun təzyiq artımını və ya maye hərəkət edərkən onun təzyiqinin nə qədər azaldığını ifadə edir. Deməli üfüqi vəziyyətə qoyulmuş cərəyan borusu üçün yalnız bir təzyiqin «statik təzyiqin» varlığını söyləmək doğru olardı.

İndi isə Bernulli tənliyindən alınan nəticələrdən birinə nəzər salaq. Fərz edək ki, maye en kəsiyinin sahəsi kifayət qədər böyük olan silindrik qabın divarından açılmış kiçik deşikdən axır (Şəkil 31.2). Baxılan S_1 və S_2 kəsiklər üçün Bernulli tənliyi

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho gh_1 + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho gh_2 + p_2$$

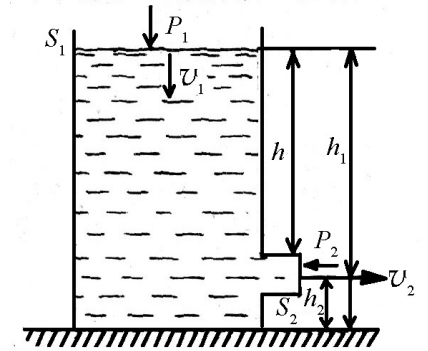
şəklində olar. Şəkildən göründüyü kimi $S_1 \gg S_2$ onda $v_2 \gg v_1$ olar. Praktiki olaraq $v_1 = 0$ qəbul etmək olar. Bununla bərabər p_1 və p_2 -nin atmosfer təzyiqinə bərabər olduğunu nəzərə alsaq:

$$v_2^2 = 2g(h_1 - h_2) = 2gh \quad (31.9)$$

$$v_2 = \sqrt{2gh}$$

(31.9) Toriçelli düsturu adlanır (Şəkil 31.2).

Bernulli tənliyinin tətbiq sahələri genişdir. Mayenin axma sürətinin böyüməsi ilə təzyiq azaldığından, bu nəticə sorma nasoslarının düzəldilməsinə gətirib çıxarır. Belə ki, mayenin axma sürətini elə böyütmək olar ki, onun təzyiqi atmosfer təzyiqindən kifayət qədər kiçik olsun və bu səbəbdən maye axını sorucu təsir göstərsin.



Şəkil 31.2

Pulverizatorun da işləmə prinsipi Bernulli tənliyinə əsaslanmışdır. Pulverizatorun rezin kürəsini sıxmaqla hava böyük sürətlə hərəkətə gətirilir ki, rezin boru içərisindəki təzyiq qabdakı ətir üzərindəki atmosfer təzyiqindən kiçik olur. Buna görə də ətir boru vasitəsilə sorularaq hava ilə birlikdə püskürülür.

32. Real mayenin hərəkəti. Puazeyl düsturu. Stoks qanunu.

Yuxarıda biz ideal maye axınının qanunauyğunluqlarını öyrəndik. Əslində sırf ideal maye yoxdur. Qeyd etmək lazımdır ki, özlülüyü çox kiçik olan mayelərə ideal maye üçün alınmış

nəticələri tətbiq etmək olar. Özlülüğü böyük olan mayelər üçün bu qanunlardan kənara çıxmalar müşahidə olunur.

Qeyd etdiyimiz kimi, özlülüğü sıfır olan və mütləq sıxılmayan mayeləri ideal maye adlandırdıq. İdeal mayenin hərəkətindən fərqli olaraq real mayenin hərəkəti zamanı təbəqələr arasında sürtünmə qüvvəsi meydana çıxır. Nisbətən sürətlə hərəkət edən təbəqə tərəfindən, daha yavaş hərəkət edən təbəqəyə yeyinləşdirici qüvvə və əksinə, yavaş hərəkət edən təbəqə tərəfindən nisbətən tez hərəkət edən təbəqəyə, onun hərəkətini yavaşdan qüvvə təsir edir. Bu qüvvələr daxili sürtünmə qüvvələri adlanır və maye təbəqələrinin səthinə toxunan istiqamətdə yönəlir. Müəyyən olunmuşdur ki, səthinin sahəsi S olan maye təbəqəsinə toxunan istiqamətdə

$$F = \eta \frac{dv}{dz} \cdot S \quad (32.1)$$

sürtünmə qüvvəsi təsir edir.

Burada η - mayenin növünü xarakterizə edən kəmiyyət olub, daxili sürtünmə əmsalı və ya özlülük əmsalı, $\frac{dv}{dz}$ maye axınına perpendikulyar istiqamətdə sürətin vahid məsafədə dəyişməsi (sürət qradientinin ədədi qiyməti) adlanır. Özlülük əmsalı böyük olduqca, maye ideal mayedən kəskin fərqlənir və onda meydana çıxan daxili sürtünmə qüvvələri daha böyük olur.

SQS sistemində özlülük vahidi olaraq puaz qəbul olunmuşdur. Sürətin 1sm məsafədə 1sm/san qədər dəyişməsi zamanı, 1sm^2 sahəsi olan təbəqəyə toxunan istiqamətdə 1dn qüvvə təsiri yaradan mayenin özlülüğü 1Puaz qəbul olunmuşdur:

$$1\text{Puaz} = 1\text{dn} \cdot \frac{\text{san}}{\text{sm}^2}$$

Beynəlxalq sistemdə özlülük vahidi $1\text{N} \cdot \frac{\text{san}}{\text{m}^2} = 10\text{puaz}$ götürülür.

Real mayelərin iki növ – laminar (laylı) və turbulent (burulğanlı) axını mövcuddur.

Laminar axın zamanı maye hissəcikləri bir-birinə paralel müstəvilər üzrə hərəkət edir. Axın zamanı bu qatlar bir-birinə qarışmadan biri-digərinə nəzərən sürüşərək hərəkət edir. Belə axın zamanı axının en kəsiyi boyunca sürətlər müəyyən qayda ilə paylanır və hər nöqtəyə uyğun sürət zamandan asılı olmayaraq sabit qalır. Deməli, laminar axın stasionar (qərarlaşmış) axındır.

Turbulent axın zamanı maye hissəcikləri bir-birinə qarışır. Bu səbəbdən axının hər bir nöqtəsində maye hissəciklərinin sürəti zaman keçdikcə dəyişir. Deməli, turbulent axına stasionar axın kimi baxmaq olmaz.

Məlum olduğu kimi maye axınının növü Reynolds ədədi ilə xarakterizə olunur. İndi isə Reynolds ədədinin aşkar şəklini müəyyənləşdirək. Bunun üçün Bernulli tənliyinin real mayələrə tətbiq olunma həddünü təyin edək. Bu baxımdan tərəfi r olan kubşəkilli maye həcmnin hərəkətini fərz edək. Onda v sürəti ilə hərəkət edən bu həcmnin kinetik enerjisi:

$$E_k = \frac{\rho v^2}{2} r^3 \quad (32.2)$$

Baxdığımız maye həcmnin, kubun tilinə bərabər olan r məsafəsi qədər yerdəyişməsi zamanı sürtünmə qüvvəsinə qarşı görülən iş:

$$A = Fr \quad (32.3)$$

Sürtünmə qüvvəsinin $F = \eta \frac{v}{r} r^2 = \eta v r$ şəklində olduğunu qəbul etsək:

$$A = \eta v r^2 \quad (32.4)$$

Mayenin ideal halda yaxın olması üçün daha doğrusu Bernulli tənliyinin mayeyə tətbiq oluna bilməsi üçün, sürtünmə qüvvəsinə qarşı görülen iş baxılan maye həcmnin kinetik enerjisindən

$$\text{çox-çox kiçik olmalıdır, yəni } E_k \gg A \text{ və } \frac{\rho v^2 r^3}{2} \gg \eta v r^2$$

Buradan

$$\frac{\rho v r}{\eta} \gg 1 \quad (32.5)$$

$\frac{\rho v r}{\eta}$ Reynolds ədədi (adsız kəmiyyətdir) adlanır və R_s hərfi ilə işarə olunur.

$$R_s = \frac{\rho v r}{\eta} \quad (32.6)$$

ρ - mayenin sıxlığı, v - axının (borunun en kəsiyinə görə) orta sürəti, r isə axının en kəsiyini xarakterizə edən kəmiyyətdir.

$v = \frac{\eta}{\rho}$ kinematik özlülük, η isə dinamik özlülükdür.

Reynolds ədədinin kiçik qiymətlərində axın laminar, böyük qiymətlərində isə axın turbulent hala uyğundur. Laminar axından turbulent axına keçid Reynolds ədədinin kritik qiyməti ilə xarakterizə olunur. Silindrik boruda axan su üçün $R_{skr} = 1000$. $R_{skr} < 1000$ axın laminar hala, $R_{skr} > 1000$ axın turbulent hala uyğundur.

Fərz edək ki, real mayenin üfüqi vəziyyətdə qoyulmuş l uzunluqlu və R radiuslu silindrik borudan laminar axın müşahidə edilir.

Axın, borunun uclarındakı $p_1 - p_2$ təzyiqlər fərqi nəticəsində yaranır və laminar olduğu üçün ayrı-ayrı qatların

hərəkət sürətləri silindrin oxuna paralel yönəlidir. Axma sürətinin ədədi qiyməti silindrin radiusu boyunca dəyişdiyindən maye hissəciklərinin hərəkət sürəti bilavasitə boru divarında sıfır, silindrin oxu üzərində isə ən böyük olacaqdır. Silindrik boru ilə eyni oxa malik olan r radiuslu maye sütunu təsəvvür edək (Şəkil 32.1). Axın zamanı bu sütun bərabər sürətli hərəkət edir. Maye sütununa $p_1 - p_2$ təzyiqlər fərqi ilə əlaqədar olaraq onu soldan sağa doğru hərəkət etdirək

$$F = (p_1 - p_2)S = (p_1 - p_2)\pi r^2 \quad (32.7)$$

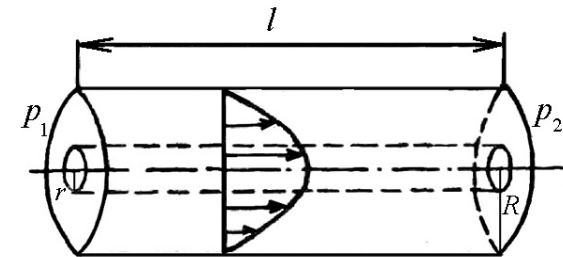
qüvvəsi və bu sütunun xarici səthinə, onu tormozlaşdırmağa çalışan

$$F_s = \eta \frac{dv}{dr} 2\pi r \cdot l \quad (32.8)$$

sürtünmə qüvvəsi təsir edir (Şəkil 32.1). Maye sütunu bərabərsürətli hərəkət etdiyindən bu qüvvələr qiymətcə bərabər olub, istiqamətcə əks yönəlməlidir:

$$(p_1 - p_2)\pi r^2 = -\eta \frac{dv}{dr} 2\pi r l \quad (32.9)$$

$$\text{Buradan } dv = -\frac{p_1 - p_2}{2\eta l} r dr \quad (32.10)$$



Şəkil 32.1

Sürətin r -dən asılı olaraq dəyişməsinə müəyyən etmək üçün (32.10) ifadəsini integrallayaq:

$$v = -\frac{p_1 - p_2}{2\eta l} \int r dr + C = -\frac{p_1 - p_2}{2\eta l} \cdot \frac{r^2}{2} + C \quad (32.11)$$

Burada integrallama sabiti olan C kəmiyyəti sərhəd şərtindən tapılır. C -nin qiymətini $r = R$ qəbul etməklə təyin edək.

Borunun divarı üzərində, yəni $r = R$ olduqda mayenin hərəkət sürəti $v = 0$ olur. Onda (32.11) ifadəsindən

$$0 = -\frac{p_1 - p_2}{4\eta l} \cdot R^2 + C \text{ və ya}$$

$$C = \frac{p_1 - p_2}{4\eta l} \cdot R^2 \quad (32.12)$$

(32.12) ifadəsini (32.11) –də nəzərə alsaq:

$$v(r) = \frac{p_1 - p_2}{4\eta l} (R^2 - r^2), \quad (32.13)$$

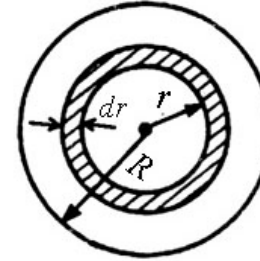
olar.

Sürətin radial istiqamətdə paylanması ifadə edən (32.13) qanunu Puazeyl qanunu adlanır.

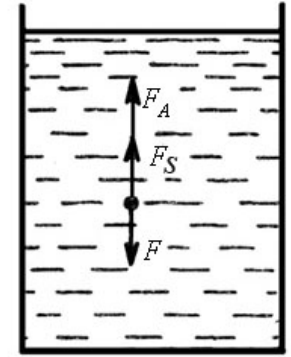
İndi silindrin en kəsiyindən ixtiyari t müddətində axan real mayenin həcmi tapaq. Maye real olduğundan, sürət silindrin oxundan uzaqlaşdıqca Puazeyl qanununa görə dəyişir. Qarşıya qoyulan məsələni həll etmək üçün borunun en kəsiyində, mərkəzi silindrin oxu üzərində, daxili və xarici radiusları r və $r + dr$ olan nazik halqa (şəkil 32.2) təsəvvür edək. Radiusları r və $r + dr$ olan konsentrik çevrələr arasındakı elementar səthdən t müddətində keçən mayenin həcmi

$$dV = v(r) t ds = 2\pi r v(r) t \cdot dr \quad (32.14)$$

kimi tapılır (Şəkil 32.2).



Şəkil 32.2



Şəkil 32.3

Bu ifadəni sıfırdan R -ə qədər integrallasaq, borunun bütün en kəsiyindən t müddətində keçən mayenin həcmi tapırıq:

$$\begin{aligned} V &= \int_0^R dV = \int_0^R \frac{p_1 - p_2}{4\eta l} (R^2 - r^2) 2\pi r t dr \\ &= \frac{\pi(p_1 - p_2)}{2\eta l} t (R^2 r - r^3) dr = \frac{\pi(p_1 - p_2)}{8\eta l} R^4 t \end{aligned} \quad (32.15)$$

Bu düstura Puazeyl düsturu deyilir. Puazeyl düsturundan görünür ki, borudan axan mayenin miqdarı onun radiusundan kəskin asılıdır.

Mayenin özlülüyü, bu mayenin yalnız hərəkəti zamanı deyil, həm də bərk cismin bu maye daxilində hərəkəti zamanı da meydana çıxır. Maye daxilində hərəkət edən bərk cismə bilavasitə yaxın olan maye təbəqəsi cismin səthinə yapışır və onunla birlikdə hərəkət edir. Bu zaman qonşu maye təbəqəsi də hərəkətə gəlir və bərk cismə bitişik təbəqəyə nəzərən kiçik sürətlə hərəkət edir. Beləliklə, hərəkət edən təbəqələr arasında sürtünmə qüvvəsi meydana çıxır.

Stoks özlü maye daxilində v sürəti ilə hərəkət edən cismə təsir edən müqavimət qüvvəsinin

$$F_S = c \cdot \eta \cdot r \cdot v \quad (32.16)$$

ifadəsi ilə təyin olunduğunu müəyyən etmişdir.

(32.16) ifadəsində η - mayenin özlülüyü, r - cismin xarakterik ölçüsü, c isə cismin formasından asılı olan mütənasiblik əmsalıdır. Stoks qanununa görə özlü mayədə hərəkət edən kiçik kürə üçün müqavimət qüvvəsi

$$F_S = 6\pi \cdot \eta \cdot r \cdot v \quad (32.17)$$

burada r - kürənin radiusudur. Stoks düsturu mayenin özlülüyünü təyin etməyə imkan verir. Bunun üçün diametri kürənin diametrindən çox-çox böyük olan silindrik qab içərisinə maye tökərək, kürəni maye daxilinə salıb, onun düşmə hərəkətini izləmək lazımdır (şəkil 32.3).

Maye daxilində hərəkət edən cismə üç qüvvə təsir edir:

a) Kürənin ağırlıq qüvvəsi $F = mg = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_k g$;

b) Arximed qüvvəsi $F_A = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_m g$;

v) Stoks qüvvəsi $F_S = 6\pi\eta r v$

F qüvvəsi aşağıya, F_A və F_S qüvvələri isə yuxarıya doğru yönəlmişdir. Kürə mayeyə daxil olduğu ilk anda ağırlıq qüvvəsi üstünlük təşkil etdiyindən o yeyinləşən hərəkət edir. Lakin Stoks qüvvəsi sürətlə mütənasib artdığından elə an gəlib çatır ki, həmin andan başlayaraq kürə bərabərsürətli hərəkət edir. Bu o deməkdir ki, kürəyə təsir edən bütün qüvvələr qarşılıqlı tarazlaşır, yəni

$$F_S + F_A = F \quad \text{və ya}$$

$$6\pi\eta r v + \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_m g = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_k g$$

Buradan

$$6\pi\eta r v = \frac{4}{3}\pi r^3 g (\rho_k - \rho_m) \quad (32.18)$$

(32.18) ifadəsindən η -ni təyin edək:

$$\eta = \frac{2r^2 g}{9v} (\rho_k - \rho_m) \quad (32.19)$$

Burada ρ_k - kürənin, ρ_m - özlü mayenin sıxlığıdır. Deməli, mayenin özlülük əmsalı böyük olduqda kürənin mayədə düşmə sürəti kiçik, özlülük əmsalı kiçik olduqda isə kürənin mayədə düşmə sürəti böyük olur.

FƏSİL VI

MADDƏNİN AQREQAT HALI

33. Mayelərdə molekulyar hadisələr. Səthi gərilmə.

Maddənin maye halı öz xassələrinə görə qaz və bərk halları arasında özünə məxsus yer tutur və bu halların bəzi cəhətlərini özündə cəmləşdirir. Belə ki, maye qaz kimi yerləşdiyi qabın formasını alır və bərk cisim kimi kifayət qədər az sıxılır.

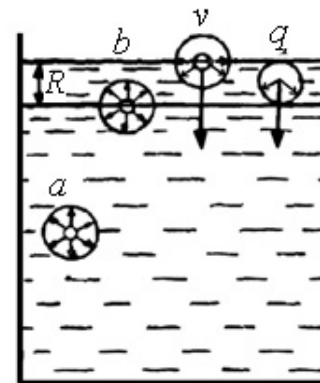
Uzun müddət fizikada və fiziki kimyada belə bir ideya hökm sürmüşdür ki, mayelər öz xassələrinə görə real qazlara bənzəyir. Bu baxımdan real qazların halını xarakterizə edən Van-der-Vaals tənliyi maye halının bəzi cəhətlərini müvəffəqiyyətlə izah etdi. Ona görə də mayeyə, daxili təzyiqin hesabına müəyyən xüsusi həcmə qədər sıxılmış real qazlar kimi baxmaq olurdu. Lakin alınmış təcrübi faktlar göstərir ki, Van-der-Vaals tənliyi mayenin halını tam xarakterizə etmək üçün yaramır. Müəyyən xüsusi hallarda bu tənlik vasitəsilə mayenin bəzi xüsusiyyətlərini xarakterizə etmək olar.

Məlumdur ki, hər bir maye molekuluna ondan təxminən 10^{-7} sm məsafədə yerləşən molekullar tərəfindən cazibə qüvvələri təsir edir. $R \approx 10^{-7}$ sm məsafəsini həmin molekulları öz daxilinə alan sferanın radiusu hesab etmək olar. Sferanın özü isə uyğun olaraq molekulyar təsir sferası adlanır.

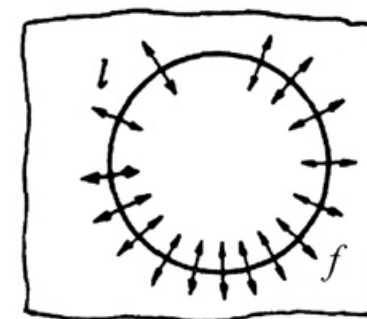
Mayenin daxilində yerləşən a və b molekullarına baxaq. Bu molekullar hər tərəfdən təqribən eyni sayda molekullar ilə əhatə olunduğundan, onlar arasındakı yekun cazibə qüvvəsi sıfıra bərabər olacaqdır. Mayenin səthində yerləşən v və q molekullarının vəziyyəti isə tamamilə başqa olur. Mayenin səthində yerləşən

şən hava molekullarının konsentrasiyası maye molekullarının konsentrasiyasından az olduğundan yekun cazibə qüvvəsi sıfıra bərabər olmayıb, normal istiqamətdə mayenin daxilinə yönəlir (şəkil 33.1). Onda qalınlığı 10^{-7} sm olan mayenin səthindəki, monomolekulyar təbəqə bütün mayeyə yekun cazibə qüvvələrinin hesabına təzyiq göstərir. Bu təzyiq molekulyar və ya daxili təzyiq adlanır.

Daxili təzyiq maye səthinə perpendikulyar yönəldiyindən maye kütləsi səthini kiçildərək kürə formasını almağa çalışır. Belə hadisəni kiçik maye kütləsində müşahidə etmək mümkündür. Bu halda ağırlıq qüvvəsinin təsiri daxili təzyiq qüvvəsinin təsirindən çox kiçik olmalıdır.



Şəkil 33.1



Şəkil 33.2

Verilmiş həcmdə ixtiyari həndəsi fiqurlardan (kürə, silindr, prizma və s.) kürənin səthi ən kiçikdir. Molekulyar qüvvələrin təsirindən mayenin səthi minimal həddə qədər kiçilir. Bu o deməkdir ki, mayenin səth təbəqəsi dartılmış elastik təbəqəyə bənzəyir. Səth təbəqəsinin belə gərilmiş halı mayenin səthi gərilməsi adlanır. Mayenin səth təbəqəsindən fikrən uzunluğu l -ə bərabər olan kontur ayıraq. Onda maye molekullarından təşkil edilmiş kontur, həmin kontur daxilində yerləşmiş molekullar

tərəfindən cəzb ediləcəkdir. Cazibə qüvvələri kontura perpendikulyar qalmaqla maye səthinə toxunan istiqamətdə yönələcəklər (şəkil 33.2). Kontura təsir edən cazibə qüvvələrinin cəmi səthi gərilmə qüvvəsi adlanır:

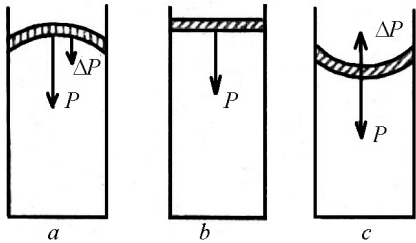
$$F = \alpha l \quad (33.1)$$

burada α - səthi gərilmə əmsalı, l - konturun uzunluğudur (Şəkil 33.2).

Qeyd etmək lazımdır ki, belə səthi gərilmə qüvvəsi ilə nəzərdə tutduğumuz kontura, kontur xaricindəki molekulalar da təsir edəcək və kontur tarazlıqda qalacaqdır.

34. Mayenin əyri səthi altındakı təzyiq. Laplas düsturu. Kapilyarlıq.

Mayenin əyri səthi altındakı daxili təzyiqdən əlavə, səthin əyriliyindən asılı olaraq meydana çıxan əlavə təzyiq də mövcuddur. Bunu daha aydın başa düşmək üçün üç qabda mayenin olduğunu fərz edək (şəkil 34.1 *a, b, c*). Göründüyü kimi birinci qabda maye qabarıq, ikinci qabda müstəvi, üçüncü qabda isə çökük səthə malikdir. Şəkil 34.1 *a, c*-dən görünür ki, meydana çıxan Δp əlavə təzyiqlər p istiqamətində və onun əksi istiqamətində təsir edərək səthi müstəvi hala qaytarmağa çalışır (Şəkil 34.1).



Şəkil 34.1

Asanlıqla göstərmək olar ki, mayenin əyri səthi altında meydana çıxan əlavə təzyiq mayenin α səthi gərilmə əmsalından və R əyrilik radiusundan asılıdır:

$$\Delta p \sim \frac{\alpha}{R} \quad (34.1)$$

Əlavə təzyiqin R -dən və α -dan asılılığını mayenin ixtiyari formadakı əyri səthi üçün Laplas aşağıdakı şəkildə vermişdir:

$$\Delta p = \pm \alpha \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (34.2)$$

Müsbət işarəsi mayenin qabarıq səthinə, mənfi işarəsi isə mayenin çökük səthinə uyğundur. R_1 və R_2 – bir-birinə perpendikulyar olan iki normal səth kəsiklərinin ayrilik radiuslarıdır.

Səth sferik xarakter daşıyarsa, yəni $R_1 = R_2 = R$ olarsa, (34.2) şəklindəki Laplas düsturu

$$\Delta p = \pm \frac{2\alpha}{R} \quad (34.3)$$

kimi olar.

Səth silindrikdirsə, yəni $R_1 = R$ və $R_2 = \infty$ olduqda əlavə təzyiq

$$\Delta p = \pm \frac{\alpha}{R} \quad (34.4)$$

şəklinə düşər.

Nəhayət, səth müstəvidirsə, yəni $R_1 = R_2 = \infty$ olar və $\Delta p = 0$ alınar.

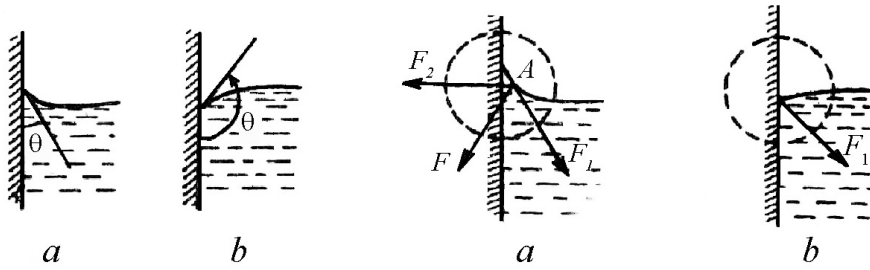
Qeyd etmək lazımdır ki, əlavə təzyiq kapilyar hadisələrdə daha böyük rol oynayır.

Qabın divarları yanında mayenin sərbəst səthinin əyilməsi menisk adlanır. Meniski xarakterizə etmək üçün kənar bucaq anlayışı daxil edilir. Əgər kənar bucaq $\theta < 90^\circ$ şərtini ödəyirsə (şəkil 34.2, *a*), maye isladan, $\theta > 90^\circ$ olduqda isə (şəkil 34.2, *b*) maye islatmayan olur. Başqa sözlə, maye molekulaları arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi, maye ilə bərk cisim molekulaları arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsindən böyükdürsə, maye islatmayandır, kiçikdirsə isladandır (Şəkil 34.2).

İndi isə maye səthinin qabın divarlarına yaxın olan yerində ixtiyari A molekulunun olduğunu təsəvvür edək. Bu molekulun təsir sferası şəkildə qırıq xətlərlə göstərilmişdir, (şəkil 34.3, a, b).

A molekulunu ilə qalan maye molekulları arasındakı yekun cazibə qüvvəsini F_1 ilə, maye yerləşən qabın molekulları ilə A molekulunu arasındakı yekun cazibə qüvvəsini isə F_2 ilə işarə edək. Simmetriya anlayışından məlum olduğu kimi F_2 qüvvəsi qabın divarına doğru yönələcək, F_1 qüvvəsinin istiqaməti isə meniskin quruluşundan və A molekulunun qabın divarına nisbətən vəziyyətindən asılı olacaqdır. Əgər A molekulunu qabın divarında yerləşərsə və menisk müstəvi xarakter daşıyarsa F_1 qüvvəsi qabın divarına nisbətən 45° -lik bucaq altında yönəlir, (şəkil 34.3, b). Beləliklə A molekuluna təsir edən yekun F qüvvəsi F_1 və F_2 qüvvələrinin cəmindən ibarət olacaqdır (şəkil 34.3).

Mayenin isladan və islatmayan olmasını θ və F parametrləri ilə əlaqələndirərək üç mümkün hala baxaq (Şəkil 34.4 a, b, c):



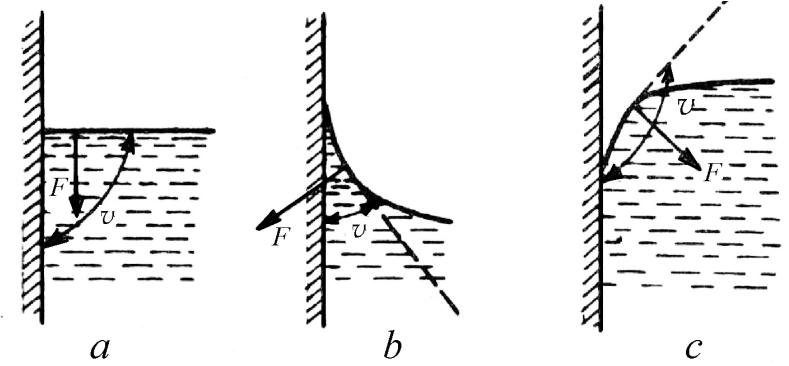
Şəkil 34.2

Şəkil 34.3

1. F qüvvəsi qabın divarına paraleldir və mayenin səthi müstəvidir. Bundan əlavə kənar bucaq $\theta = 90^\circ$ -dir (şəkil 34.4, a)

2. F qüvvəsi qabın divarına doğru yönəlmiş, menisk çökükdür və kənar bucaq $\theta < 90^\circ$ -dir. (şəkil 34.4, b). Deməli maye isladandır. Əgər $\theta = 0^\circ$ olsa maye tam isladan olar.

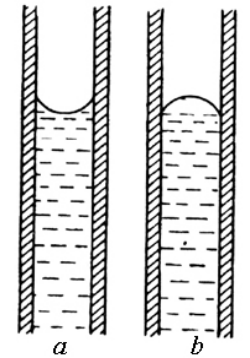
3. F qüvvəsi mayenin daxilinə yönəlmiş, menisk qabarıqdır və kənar bucaq $\theta > 90^\circ$ -dir (şəkil 34.4, c). Bu halda maye islatmayandır. Əgər $\theta = 180^\circ$ olsa maye tam islatmayan hesab edilir (şəkil 34.4).



Şəkil 34.4

Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi mayenin isladan və islatmayan olması kapilyar borudakı meniskin quruluşuna görə də müəyyənləşdirilir. Kapilyar boru dedikdə, radiusu çox kiçik (təxminən 0,1 mm) olan borular nəzərdə tutulur (şəkil 34.5 a, b). Əgər menisk çökükdürsə, maye isladandır, qabarıqdırsa, maye islatmayandır (şəkil 34.5).

Fərz edək ki, kapilyar boruda isladan maye verilmişdir. Göründüyü kimi bu halda menisk çökük olacaq və əlavə təzyiqin qiy-



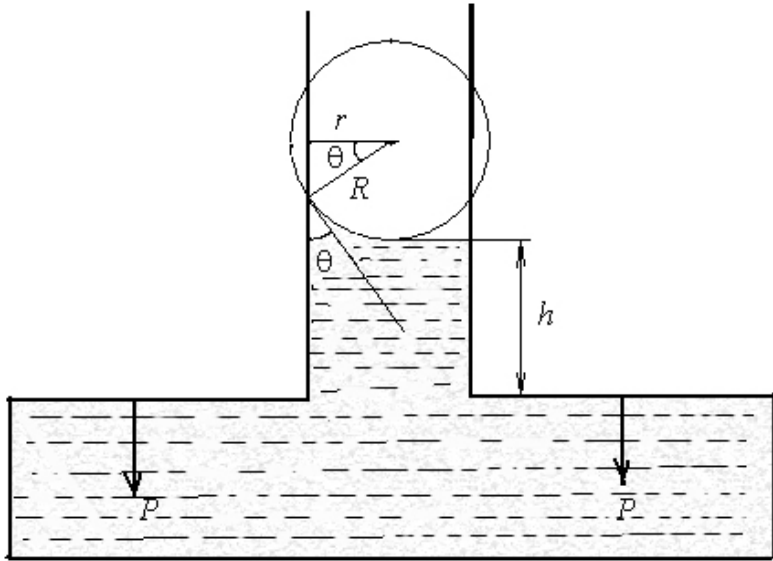
Şəkil 34.5

məti yuxarıda deyildiyi kimi $\Delta p = \frac{2a}{R}$ şəklində olacaq. Bu zaman maye kapilyar boruda h hündürlüyünə qalxacaq və həmin hündürlükdəki maye sütununun yaratdığı təzyiq əlavə təzyiqə bərabər olacaqdır (şəkil 34.6).

$$\rho gh = \frac{2a}{R}$$

və ya

$$h = \frac{2a}{R\rho g} \quad (34.5)$$



Şəkil 34.6

Burada ρ - mayenin sıxlığı, g - sərbəstdüşmə təcildir. Şəkildən göründüyü kimi r və R radiusları arasında qalan bucaq

kənar θ bucağına bərabərdir. Onda şəklə əsasən $R = \frac{r}{\cos \theta}$ olar və (34.5) ifadəsi

$$h = \frac{2\alpha \cos \theta}{\rho gr} \quad (34.6)$$

şəklinə düşər.

Deməli, maye isladandırırsa, onda mayenin kapilyar boruda qalxma hündürlüyü kapilyar borunun radiusu ilə tərs mütənəşib olacaqdır. (34.6) ifadəsi Jyüren düsturu adlanır və ifadədəki $\frac{2\alpha}{\rho g}$ vuruğu kapilyar sabit adlanır. Mayenin fiziki-kimyəvi xarakteristikasında bu sabitin böyük rolu vardır.

Kapilyar boru kifayət qədər nazik olarsa (diametri 1 mikron), onda su ($\rho = 10^3 \text{ kq/m}^3$; $\alpha = 0,073 \text{ N/m}$) tam islatma ($\theta = 0^\circ$) şərti daxilində aşağıdakı yüksəkliyə qalxa bilər:

$$h = \frac{2\alpha \cos \theta}{\rho gr} = \frac{2 \cdot 0,073 \cdot 1}{10^3 \cdot 9,8 \cdot 10^{-7}} \approx 30 \text{ (m)}$$

Qeyd etmək lazımdır ki, mayenin isladan və islatmayan olması şərti anlayışdır. Belə ki, bir cismi isladan maye başqa bir cismi islatmaya bilər: məsələn, su şüşəni isladırsa, parafin islatmır; civə şüşəni islatmırsa, misi isladır və s.

Kapilyarlıq hadisələri texnikada və təbiətdə geniş tətbiq sahələrinə malikdir.

FƏSİL VII

BƏRK CİSMİN QURULUŞU

35. Kristal və amorf cisimlər. Kristal qəfəsin növləri

Bütün bərk cisimlər öz fiziki xassələrinə görə kristal və amorf cisimlərə bölünür. Amorf cisimlərdən fərqli olaraq kristal cisimlərdə atomlar müəyyən qanunauyğunluqla düzülür. Bu barədə daha düzgün məlumat rentgen şüalarının kəşfindən sonra 1912-ci ildə M.Laue tərəfindən aparılan təcrübə oldu. Rentgen şüalarının kristal cisimlərdən difraksiyası göstərdi ki, nəinki atomların nizamlı düzülüşünü müəyyən etmək olar, hətta onlar arasındakı orta məsafəni də təyin etmək olar.

Əgər bərk cisim bütün həcm üzrə vahid kristal qəfəsə malikdirsə, bu monokristal hesab edilir.

Əksər bərk cisimlər çoxlu sayda xırda kristallitlərdən ibarətdir ki, bunlar da bir-birinə nəzərən tamamilə nizamsız düzülür. Belə cisimlər polikristallar adlanır.

Kristal cisimlərdə fərqli olaraq müşahidə edilən əsas xüsusiyyətlərdən biri də onlarda anizotropiya xassəsinin olmasıdır. Doğrudan da monokristalın müxtəlif üzləri üzrə hər hansı bir fiziki xassəsini ölçsək, müxtəlif qiymətlərin alındığını görürük.

Bundan əlavə kristal və amorf cisimlər bir aqreqat haldan digərinə keçid zamanı fərqlənir. Qrafikdəki I əyrisi kristal cismi, 2 əyrisi isə amorf cismi xarakterizə edir (Şəkil 35.1). Şəkildən görüldüyü kimi I əyrisinin a , b hissəsi kristal cismin bərk halda qızdırılmasını, b , c hissəsi kristal cismin əriməsini, c , d hissəsi isə

kristal cismin maye halına keçməsinə və maye halında qızmasını xarakterizə edir (Şəkil 35.1).

Amorf cismi xarakterizə edən 2 əyrisindən görünür ki, kristal cisimdəki keçid halları burada müşahidə edilmir və bir haldan digər hala cisim birbaşa keçir.

Kristal cisimlərə xas olan xarakterik cəhətlərdən biri də onlardakı atom üzlərinin, atom müstəvilərinin və kristalloqrafik istiqamətlərin təyini. Kristalloqrafiyada üzlər orta mörtərzə $[\]$, müstəvilər kiçik mörtərzə $()$ və kristalloqrafik istiqamətlər isə böyük mörtərzə $\{ \}$ vasitəsi ilə göstərilir.

Kristalın üzləri ilə elementar qəfəsin strukturu arasındakı əlaqə indekslərin rəşional qanunu adlanır. İndeks dedikdə, elə ədədlər çoxluğu nəzərdə tutulur ki, həmin çoxluq vasitəsi ilə kristalda ixtiyari üzün və müstəvilərin vəziyyətini təyin etmək mümkün olsun. Bu indekslər qısa olaraq Miller indeksləri adlanır.

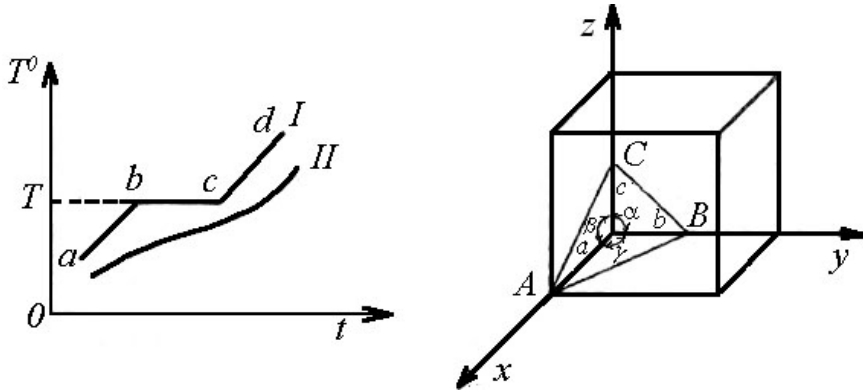
Əgər kristal qəfəsin ixtiyari düyün nöqtəsindən çəkilmiş OX , OY , OZ oxlarına paralel vahid a , b və c parçaları çəksək, kristall oxunu almış olarıq. Adi kristal oxu elə seçilir ki, həmin ox kəsişən parçalara, XOY , XOZ və YOZ müstəviləri isə kəsişən üzlərə paralel qalsın. Çəkilmiş OX oxu müşahidəçidən qəfəsin düyün nöqtəsinə, OY oxu soldan sağa və OZ oxu aşağıdan yuxarıya yönəlməklə istiqamətləri müsbət qəbul edilir. Kristalın OY , OZ ; OX , OZ və OX , OY oxları arasındakı bucaqlar α , β və γ ilə işarə edilir. Kristalda ixtiyari üzün vəziyyəti uyğun kristal oxlarına çəkilmiş $x = a$, $y = b$, $z = c$ parçaları ilə təyin edilir. Bu parçalar üzün əsas parametrləri adlanır. Sadəlik üçün hər hansı P üzünü götürsək, onda bu üzün parametrləri OA , OB və OC parçaları olacaqdır (Şəkil 35.2). Qəbul edək ki, bu parçalar $OA = ma$, $OB = nb$ və $OC = dc$ şəklində təyin edilir (m , n və d tam ədədlərdir). Onda yazı bilərik:

$$\frac{a}{OA} : \frac{b}{OB} : \frac{c}{OC} = \frac{1}{m} : \frac{1}{n} : \frac{1}{d} \quad (35.1)$$

$\frac{1}{m} : \frac{1}{n} : \frac{1}{d}$ kəsirlərini ortaq məxrəcə gətirdikdən sonra (35.1)

üçün yazmaq olar:

$$\frac{nd}{mnd} : \frac{md}{mnd} : \frac{mn}{mnd} = nd : md : mn \quad (35.2)$$



Şəkil 35.1

Şəkil 35.2

$$\frac{a}{OA} : \frac{b}{OB} : \frac{c}{OC} = h : k : l$$

(35.2) bərabərliyinin sağ tərəfini mümkün qədər sadələşdirsək və aldığımız

$$\frac{1}{m} : \frac{1}{n} : \frac{1}{d} = h : k : l$$

İfadəsini (35.1) –də nəzərə alsaq, alarıq:

$$\frac{a}{OA} : \frac{b}{OB} : \frac{c}{OC} = h : k : l \quad (35.3)$$

burada h, k və l – tam ədədlərdir (Şəkil 35.2).

Bu şəkildə alınan h, k və l tam ədədləri P üzünün vəziyyətini tam təyin edir və simvolik olaraq $[h, k, l]$ kimi göstərilir.

Üzlər müstəvilərlə fiziki ekvivalentdir, yəni $[110] \rightarrow [101] \rightarrow [011]$ və ya $(110) \rightarrow (101) \rightarrow (011)$ yazmaq olar. Əlbəttə fiziki ekvivalentlik üzlərdəki və müstəvilərdəki elektronların sıxlıqlarına görə nəzərdə tutulur. Bu ekvivalentlik elektronların üzlərdəki və müstəvilərdəki sıxlıqlarına görə müəyyən edilir. Üzlərin və ya müstəvilərin kristalloqrafik istiqamətlərdə fiziki ekvivalentliyini söyləmək olmaz.

Kristal qəfəsi eyni zamanda simmetriyanın bir neçə növünə malik olur. Məşhur rus kristalloqrafı E.S.Fyodorov göstərmişdir ki, element simmetriyasının 230 birləşməsi mövcuddur ki, bu da fəza qrupları adlanır. Fəza qruplarının 230 birləşməsi simmetriyanın əlamətinə görə 32 sinfə bölünürlər. Nəhayət elementar qəfəsin formasına görə bütün kristallar 7 kristalloqrafik sistemə bölünür ki, bunların da hər biri özlərinə simmetriya növünün bir neçəsini birləşdirir.

Qarşılıqlı təsir qüvvəsinin tipindən asılı olaraq kristal qəfəsi dörd qrupa bölmək olar:

1. İon kristalı: İon kristalında qəfəsin düyünlərində adətən müsbət və mənfi ionlar yerləşir. Bu ionlar arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələri elektrostatik (kulon) xarakterində olur. Aralarındakı qarşılıqlı təsir qüvvələri elektrostatik xarakterdə olan ionlar, bir-birilə heteropolyar və ya ion əlaqəsində olurlar. İon kristalına misal xörək duzunun NaCl kristalını göstərmək olar.

2. Atom kristalı: Atom kristallı qəfəsinin düyünlərində neytral atomlar yerləşir. Neytral atomlar arasındakı əlaqə homepolyar

və ya kovalent (cüt elektron) xarakterli olur. Homepolyar əlaqənin yaranması üçün hər bir atomdan bir elektron iştirak etməlidir və bu elektronlar valent elektronu olmalıdır. Atom kristalına misal olaraq almazı və qrafiti misal göstərmək olar. Neytral atomlar arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi mürəkkəb xarakter daşıyır, kvant mexanikasının əsasında təyin edilir.

3. Molekulyar kristal: Molekulyar kristalda qəfəsin düyünlərində ayrı-ayrı molekulalar və molekulalar arasında Van-der-Vaals qüvvələri təsir göstərir. Molekulyar kristallarda əlaqə enerjisi digər kristallara nəzərən çox azdır. Bu isə kristalın asanlıqla deformasiya etməsinə və ərimə temperaturunun kiçik olmasına uyğun gəlir. Molekulyar kristala misal olaraq buzı göstərmək olar.

4. Metal kristal: Metal kristalının düyün nöqtələrində müsbət ionlar yerləşir. İonlar arasındakı fəzada isə mənfi yüklü elektronlar qaz molekulalarına oxşar olaraq nizamsız hərəkət edir. Əgər elektronlar olmasaydı, onda ionlar arasındakı dəf etmə qüvvələrinin hesabına kristall qəfəs dağıla bilərdi.

36. Bərk cisimlərin istilik tutumu. Dülonq-Pti qanunu.

Sabit təzyiqdəki və sabit həcmdəki istilik tutumları arasındakı fərq, bərk cisimlər üçün yalnız kifayət qədər yüksək temperaturalarda meydana çıxır. Ona görə də biz bu anlayışı sadəcə olaraq bərk cismin istilik tutumu anlayışı ilə əvəz edəcəyik və göstərəcəyik ki, bərk cismin istilik tutumu dedikdə onun vahid kütləsini (və ya bir kiloqramm-atomunu) bir dərəcə qızdırdıqda onun daxili enerjisinin dəyişməsi nəzərdə tutulur.

Kristal qəfəsin düyünlərində yerləşən zərrəciklərin (atomlar, molekulalar, ionlar) istilik rəqslərinin amplitudu kiçik olan harmonik rəqslər kimi qəbul etsək, onda rəqs edən zərrəciklər bir-birinə bərabər olan həm kinetik və həm də potensial enerjilərinə malik olacaqdır.

Sadəlik üçün atom kristalının istilik tutumuna baxaq. Belə kristal qəfəsdə hər bir atom üç qarşılıqlı perpendikulyar istiqamətdə rəqs etdiyindən ona üç sərbəstlik dərəcəsi uyğun gələcəkdir. Enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylandığını nəzərə alsaq, bərk cismin bir kiloqram – atomunun daxili enerjisi üçün yazı bilərik:

$$U = 3N_A \bar{W} \quad (36.1)$$

burada $\bar{W}$ - bir sərbəstlik dərəcəsinə uyğun gələn orta enerji, N_A - isə bir kiloqram atomdakı atomların sayıdır (Avoqadro ədədi).

Hər bir sərbəstlik dərəcəsinə orta hesabla $\frac{1}{2}kT$ qədər kinetik enerji və buna bərabər potensial enerji uyğun gəldiyindən, bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən orta enerji üçün yazırıq:

$$\bar{W} = kT \quad (36.2)$$

(36.2) –ni (36.1)-də nəzərə alsaq:

$$U = 3N_A \bar{W} = 3N_A kT = 3RT \quad (36.3)$$

(36.3)-ü mütləq temperatura görə diferensiallasaq, bərk cismin bir kiloqramm – atomunun istilik tutumu üçün yazı bilərik

$$c = \frac{dU}{dT} = 3R \approx 5,97 \left(\frac{\text{kkal}}{\text{kq} \cdot \text{atom} \cdot \text{dər}} \right) \quad (36.4)$$

(36.4) qanunu təcrübi olaraq Dülonq-Pti tərəfindən 1819-cu ildə müəyyənləşdirilmişdir. Qanunda deyilir ki, bütün kimyəvi sadə kristallıq bərk cisimlərin bir kiloqramm-atomunun istilik tutumları eyni olub, $6 \left(\frac{\text{kkal}}{\text{kq} \cdot \text{atom} \cdot \text{dər}} \right)$ -yə bərabərdir.

Dülonq-Pti qanunu orta temperatur intervalında təcrübədə tam təsdiq edilir. Külli miqdarda təcrübələr göstərir ki, bu qanun yüksək temperatur intervalında (36.3) və (36.4) ifadələri ilə ya az uyğunluq təşkil edir, ya da heç uyğun gəlmir. (36.4) –dən göründüyü kimi bərk cisimlərin bir kiloqramm-atomunun istilik tutumu nə temperaturdan, nə də bərk cismin xassəsindən asılı deyildir. Lakin təcrübə göstərir ki, belə bir asılılıq var və bu asılılıq özünü alçaq temperatur intervalında daha güclü biruzə verir. Debay göstərmişdir ki, bütün bərk cisimlərin istilik tutumları kiçik temperatur intervalında temperatur azaldıqca sürətlə azalır.

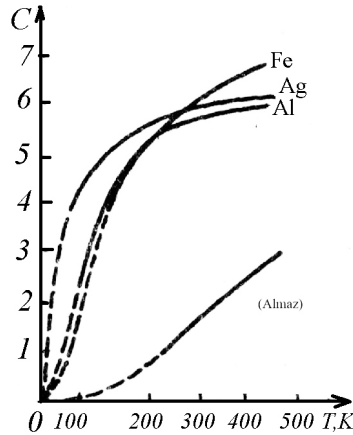
$$c = \text{const} \cdot T^3 \quad (36.5)$$

Temperatur mütləq sifıra yaxınlaşarsa, onda istilik tutumu da sifıra yaxınlaşmalıdır. İstilik tutumu bəzi elementlər üçün, məsələn, almaz üçün yüksək temperatur intervalında (50 K) sifıra yaxınlaşır (şəkil 36.1).

İstilik tutumunun klassik nəzəriyyəsi ilə təcrübənin nəticələri arasındakı ziddiyyət istilik tutumuna sərbəstlik dərəcəsinə görə enerjinin bərabər paylanmasını tətbiq etməkdən yaranır. İstilik tutumunun klassik nəzəriyyəsindəki çatışmazlıqlar kvant nəzəriyyəsində aradan qaldırılır (Şəkil 36.1).

Bərk cisimlərin ilk kvant nəzəriyyəsi 1905-ci ildə A.Eynşteyn tərəfindən verilmişdir.

Nəzəriyyədə qəbul edilir ki, kristall qəfəsin düyünlərində yerləşən hər bir atoma üç sərbəstlik dərəcəsi uyğun gəlir, kristall eyni növ atomlardan təşkil olunur və bütün atomlar eyni tezliklə bir-



Şəkil 36.1

birindən asılı olmadan rəqs edir. Bundan əlavə A.Eynşteyn göstərmişdir ki, kristall qəfəsin düyün nöqtələrində yerləşən və ν tezliyi ilə harmonik rəqs edən atomlar enerjinin ixtiyari kəsilməz qiymətlərini deyil, yalnız porsiyalarla dəyişən $h\nu$ qiymətini qəbul edir. Bu baxımdan atomun bir sərbəstlik dərəcəsinə uyğun gələn enerji

$$W = nh\nu, \quad (n = 0, 1, 2, 3 \dots) \quad (36.6)$$

şəklindədir. Burada $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ C} \cdot \text{san}$ olub, Plank sabiti adlanır.

Plank göstərmişdir ki, kristall qəfəsin düyünlərində yerləşən və ν tezliyi ilə harmonik rəqs edən atomun bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən orta enerji

$$\bar{W} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (36.7)$$

kimidir. $kT \gg h\nu$ və ya $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$ olduqda $\frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}}$ həddi vahidə yaxınlaşdığından $e^{\frac{h\nu}{kT}}$ vuruğunu $x \ll 1$ olduqda $e^x = 1 + x + \dots$ sırasına uyğun $e^{\frac{h\nu}{kT}} = 1 + \frac{h\nu}{kT} + \dots$, sıraya ayırıb, onun birinci və ikinci həddi ilə kifayətlənsək (36.7) üçün alırıq:

$$\bar{W} = \frac{h\nu}{1 + h\nu/kT - 1} = kT \quad (36.8)$$

(36.8)-dən görünür ki, yüksək temperaturda atomun harmonik rəqsi hərəkətinə uyğun gələn bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən orta enerji ν tezliyindən asılı deyil və ona görə də bərk cismin bu şəraitdə istilik tutumu Dülonq-Pti qanununa uyğun gəlir.

Əgər (36.7) ifadəsini A.Eynşteyn nəzəriyyəsində nəzərə alsaq,

$$U = 3N_A \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} = 3 \frac{R}{K} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

və yeni $\theta = \frac{h\nu}{k}$ dəyişəni daxil etsək, alırıq:

$$U = 3R \frac{\theta}{e^{\theta/T} - 1} \quad (36.9)$$

(36.9) ifadəsinə əsasən bərk cismin bir kiloqram-atomunun istilik tutumu üçün alırıq:

$$C = \frac{du}{dt} = 3R\theta \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{e^{\theta/T} - 1} \right) = 3R\varphi \left(\frac{\theta}{T} \right) \quad (36.10)$$

$$\text{burada } \varphi \left(\frac{\theta}{T} \right) = \frac{e^{\theta/T}}{(e^{\theta/T} - 1)^2} \left(\frac{\theta}{T} \right)^2$$

$\varphi \left(\frac{\theta}{T} \right)$ funksiyasının halı $T \gg \theta$ və $T \ll \theta$ integrallarında

müxtəlifdir. Əgər $T \gg \theta$ olarsa $\varphi \left(\frac{\theta}{T} \right)$ vahidə yaxınlaşır və

$C = 3R$ olur ki, bu da Dülonq-Pti qanununu ifadə edir. $T \ll \theta$ olarsa, istilik tutumu Nernst teoreminə uyğun olaraq sıfıra yaxınlaşır.

İstilik tutumunun Eynşteynə görə kvant nəzəriyyəsi temperatur azaldıqca istilik tutumunun azaldığını göstərə bildi. Buna baxmayaraq həmin nəzəriyyə çox alçaq temperaturlarda istilik tutumunun dəyişməsinə izah edə bilmədi. Bu baxımdan Eynşteyn nəzəriyyəsi Debay tərəfindən təkmilləşdirildi. O,

göstərdi ki, bərk cismin atomları bir-biri ilə güclü əlaqədədir və ona görə də hesab etmək olmaz ki, N_A qədər atomlar eyni tezliklə hərəkət edir. Deməli $3N_A$ əlaqəli rəqs sisteminin sərbəstlik dərəcələrinin sayını $3N_A$ qəbul etməli və bütün rəqslərin tezliyi müxtəlif götürülməlidir. Ona görə də bərk cismin bir kiloqram-atomunun daxili enerjisi Debay düzəlişinə görə

$$U = \sum_{i=1}^{3N_A} \frac{h\nu_i}{e^{h\nu_i/kT} - 1}$$

şəklində olmalıdır. Burada ν_i hər bir rəqsə uyğun gələn tezlikdir.

Bərk cismin istilik tutumunun hesablanması bir prinsipi- al çətinlik də metalın klassik elektron qazının istilik tutumuna tət- biqi və eləcə də enerjinin sərbəstlik dərəcəsinə görə bərabər pay- lanmasıdır. Bu baxımdan elektron qazının da payına $3 \frac{kcal}{kq \cdot atom \cdot dər}$ qədər istilik tutumu düşməlidir. Onda metalın bir

kiloqram – atomuna düşən ümumi istilik tutumu $9 \frac{kcal}{kq \cdot atom \cdot dər}$

qədər olmalıdır. Bu isə Dülonq-Pti qanununa uyğun gəlmir və məlum olur ki, metal qızdırılan zaman metalda elektron qazının enerjisi dəyişir.

Göstərilən çətinlik kvant mexanikasının Fermi-Dirak statis- tikası (paylanması) yaradıldıqdan sonra aradan qaldırıldı. Həmin statistikaya görə adi və alçaq temperaturlarda metalın elektron qazı «cırılma» halında olur və metalı bir dərəcə qızdırdıqda elektron həmin haldan çıxıb bilmir.

37. Sistemin hal diaqramı. Üçlük nöqtəsi. Faza keçidləri.

Real qazın halını xarakterizə edən nəzəri və eləcə də təcrübi Van-der-Vaals izotermələrində maddənin maye və qaz halları haqda bəzi məlumatlar veriləcək və böhran izotermi haqda danışılacaqdır (bax § 63).

Böhran temperaturu anlayışını ilk dəfə D.İ.Mendeleyev daxil etmişdir. O, fərz etmişdir ki, böhran temperaturu elə temperaturdur ki, həmin temperaturda maye molekulları arasındakı ilişmə qüvvəsi yox olur və maye təzyiqindən və həcmindən asılı olmayaraq buxara çevrilir. Böhran temperaturuna əsaslanaraq maye və qazın qarşılıqlı çevrilməsinə aid bəzi nəticələr söyləmək olar:

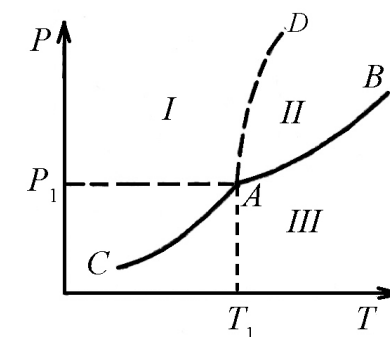
1. Böhran temperaturundan yüksək temperaturlarda, maddə ancaq qaz halında ola bilər və heç bir sıxılma nəticəsində qaz maye halına keçə bilməz.

2. Böhran temperaturundan aşağı temperaturlarda maddə təzyiqdən asılı olaraq maye, qaz və yaxud eyni zamanda hər iki fazada ola bilər.

3. Doymuş buxarın təzyiqi, həmin maddənin böhran təzyiqindən böyük ola bilməz.

İndi fərz edək ki, maye qapalı qabda soyuyur. Temperatur azaldıqca maye üzərindəki doymuş buxarın təzyiqi azalır və bu asılılıq (şəkil 37.1) «BA» əyrisini verir. A nöqtəsinə temperatur oxunda uyğun gələn nöqtə bərkimə temperaturu hesab edilir. A nöqtəsindən başlayaraq mayeni soyutsaq, o bərk hala keçməyə başlayır və müəyyən müddətdən sonra bütün maye bərk hala keçir (şəkil 37.1).

Bərk cisim üzərində əvvəlki hala uyğun doymuş buxar olduğundan, temperatur azaldıqca doymuş buxarın təzyiqi də azalacaq və bu azalma AC əyrisi üzrə gedəcəkdir. Ərimə temperaturu ilə doymuş buxarın təzyiqi arasındakı asılılıq şəkində AD əyrisi ilə göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, A nöqtəsində maddənin üç halı: bərk, maye və qaz halları tarazlıqda qalır. Ona görə də A nöqtəsinə üçlük nöqtəsi deyilir. Üçlük nöqtəsinin temperaturu öz doymuş buxarının təzyiqi altında olan maddənin ərimə temperaturudur.



Şəkil 37.1

Birinci növ faza keçidi müəyyən qədər istiliyin ayrılması və ya udulması zamanı baş verir. Belə faza keçidinə misal bərk cismin əriməsini, mayenin buxara çevrilməsini və s. göstərmək olar.

Birinci növ faza keçidi ilə yanaşı ikinci növ faza keçidi də mövcuddur. İkinci növ faza keçidi birinci növ faza keçidindən o cəhəti ilə fərqlənir ki, bu keçid zamanı istiliyin ayrılması və ya udulması baş vermir. Bu zaman yalnız istilik tutumunun sıçrayışla dəyişməsi baş verir (bəzi fiziki xassələr də dəyişə bilər). İkinci növ faza keçidinə misal Kuri temperaturundan yuxarı temperaturlarda ferromaqnetikin paramaqnetikə çevrilməsini göstərmək olar. Bundan başqa çox alçaq temperaturlarda (2,19 K) maye heliumda ikinci növ faza keçidi, yəni özlülüyü tamamilə olmayan və sürtünməsiz ikinci növ maye helium müşahidə edilir.

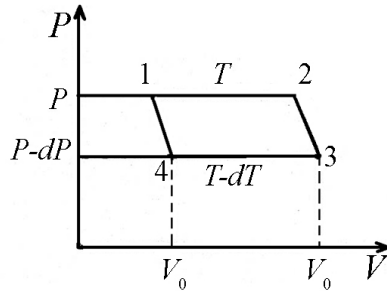
38. Doymuş buxar təzyiqinin temperaturdan asılılığı. Klapeyron–Klauzius tənliyi.

Məlumdur ki, maddənin istənilən iki halı, təzyiq və buna uyğun temperaturdan asılı olaraq tarazlıqda qala bilər. Əgər maye ilə buxar arasında dinamik tarazlıq yaranarsa, bu halda deyirlər ki, mayenin üzərində doymuş buxar vardır. Termodinamikanın ikinci qanunundan istifadə edərək, doymuş buxarın təzyiqinin temperaturdan asılılığını tapaq. Bunun üçün fərz edək ki, qapalı qabda maye, mayenin üzərində isə onun doymuş buxarı vardır. Maddənin tarazlıqda qalan bu iki halı üzərində dönmə Karno tsikli aparaq. Bunun üçün başlanğıc temperaturu T sabit saxlamaqla sistemi izotermik genişləndirək (şəkil 38.1).

Buxarlanma temperaturunun sabit qalması üçün sistemə $Q_1 = m\lambda$ qədər istilik verməliyik. Bu zaman mayenin müəyyən m kütləsi buxara çevriləcək və həcm artımı $\Delta V = m(V'_0 - V_0)$ qədər olacaqdır. Burada V'_0 buxarın xüsusi həcmi, V_0 isə mayenin xüsusi həcmidir. Beləliklə, izobarik genişlənmə zamanı görülən iş üçün yazı bilərik:

$$A_1 = p\Delta V = pm(V'_0 - V_0) \quad (38.1)$$

Sonra sistemi adiabatik olaraq sonsuz kiçik genişləndirək. Bu zaman temperatur dT qədər, doymuş buxarın təzyiqi isə dP qədər azalacaqdır. Daha sonra bu sistemi ΔV həcminə qədər izobarik sıxaq. Bu sıxılma $P - dP$ təzyiqində və $T - dT$ temperaturunda gedəcək və bu zaman aşağıdakı iş görülməkdir (şəkil 38.1):



Şəkil 38.1

$$A_2 = -(P - dP)\Delta V = -(P - dP)m(V'_0 - V_0) \quad (38.2)$$

Nəhayət, sistemi adiabatik olaraq sıxıb, tsikli qapayaq. Tsikl nəticəsində qızdırıcıdan Q_1 istiliyi alınmış və müəyyən A işi görülmüşdür. Əgər adiabatik sıxılma və genişlənmədəki sonsuz kiçik işləri nəzərə almasaq, tsikl ərzində görülən iş üçün $A = A_1 + A_2$ alırıq. Karno tsiklinin faydalı iş əmsalı, işçi maddənin təbiətindən asılı olmayıb, qızdırıcının və soyuducunun temperaturundan asılı olacaqdır.

Baxdığımız sistemdə qızdırıcının T_1 temperaturu əvəzinə T , soyuducunun T_2 temperaturu əvəzinə $T - dT$ nəzərdə tutulduğundan tsiklin f.i.ə. üçün yazı bilərik:

$$\eta' = \frac{A_1 + A_2}{Q} = \frac{T - (T - dT)}{T} = \frac{dT}{T} \quad (38.3)$$

(38.3) –də A_1 , A_2 və Q -nün qiymətlərini yazsaq, alırıq:

$$\frac{m(V'_0 - V_0)dP}{m\lambda} = \frac{dT}{T} \text{ və ya } \frac{dP}{dT} = \frac{1}{T} \cdot \frac{\lambda}{V'_0 - V_0} \quad (38.4)$$

(38.4) düsturu doymuş buxarın təzyiqinin temperaturundan asılılığını göstərir və Klapeyron–Klauzius tənliyi adlanır.

Ərimə zamanı həcm böyüdüyündən $\frac{dP}{dT} > 0$ olur və təzyiqin artması ilə ərimə temperaturu da artır. Lakin bəzi maddələr üçün məsələn, suyun maye haldakı həcmi bərk haldakı həcmindən kiçik olduğundan ($V'_0 < V_0$) $\frac{dP}{dT} < 0$ olur və təzyiqin artması ilə ərimə temperaturu azalır.

FƏSİL VIII

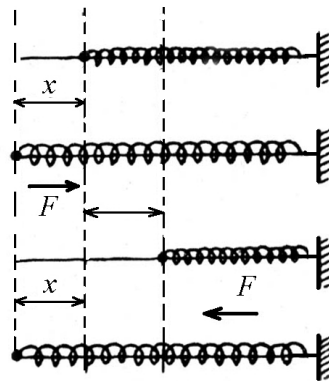
RƏQSLƏR VƏ DALĞALAR

39. Harmonik rəqs. Harmonik rəqsi hərəkətin sürəti, təcili və enerjisi

Biz mexanika bölməsində bərk cismin irəliləmə və fırlanma hərəkətləri ilə tanış olduq. Bərk cismin bu hərəkət növlərindən prinsip etibarlı ilə fərqlənən elə bir hərəkət növü mövcuddur ki, o təkcə dövrü davam etməsi ilə (fırlanma hərəkəti də dövrü olaraq davam edə bilər) xarakterizə olunmayıb, həm də tarazlıq vəziyyəti ətrafında sağa və sola hərəkət edir. Bu baxımdan elastik yayın ucuna bərkidilmiş kürənin hərəkətinə baxaq. Elastik yayın kürəyə bərkidilməyən digər ucunu milə tərpənməz vəziyyətdə bərkidək (şəkil 39.1). Əgər kürənin x qədər sola hərəkət etdirsək onda tarazlıq vəziyyətinə doğru yönəlmiş və x yerdəyişməsi ilə düz mütənasib olan

$$F = -kx \quad (39.1)$$

elastik qüvvəsi meydana çıxacaqdır. Bu zaman elastik qüvvənin təsiri ilə yay sağa doğru sıxılır, kürə tarazlıq vəziyyətinə çatdıqda elastik qüvvə sıfır olduğuna baxmayaraq, o öz ətaləti ilə hərəkətini sağa doğru davam etdirərək yayı x qədər sıxır. Sıxılma nəticəsində tarazlıq vəziyyətinə (sola) doğru yönəlmiş $F = -kx$ elastik qüvvəsi meydana çıxır. Bu



Şəkil 39.1.

qüvvənin təsiri ilə kürə sola doğru hərəkət edir. Kürə tarazlıq vəziyyətinə çatdığı anda yenə də elastik qüvvənin sıfır olmasına baxmayaraq ətaləti hesabına öz hərəkətini sola doğru davam etdirərək yayı x qədər uzadır. Beləliklə kürə tarazlıq vəziyyəti ətrafında dövrü olaraq sağa-sola hərəkət edir. Bu növ hərəkət rəqsi hərəkət adlanır. Belə rəqsi hərəkəti riyazi rəqqas misalında kvazi-elastik təsiri ilə də müşahidə etmək olar. Təbiətə elastik olmayıb, yaratdığı təsire görə özünü elastik qüvvə kimi aparan qüvvə kvazi-elastik (elastikə oxşar) qüvvə adlanır.

Təsir edən qüvvələrin xarakterindən asılı olaraq müxtəlif növ rəqsi hərəkətlərə rast gəlinir. Rəqsi hərəkətin ən sadə növü harmonik rəqsdir.

Fərz edək ki, maddi nöqtənin OX oxu üzrə sadə harmonik rəqsinə baxırıq. Onda dinamika qanununa görə maddi nöqtənin rəqsi hərəkətinin tənliyi

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx$$

və ya

$$mx'' + kx = 0 \quad (39.2)$$

Burada $x'' = \frac{d^2 x}{dt^2}$ maddi nöqtənin təcili, x -maddi nöqtənin tarazlıq vəziyyətindən etibarən yerdəyişməsi, $-kx$ isə elastik qüvvədir. (39.2) tənliyinin hər tərəfini m -ə bölüb, $\frac{k}{m} = \omega_0^2$ işarə etsək

$$x'' + \omega_0^2 x = 0 \quad (39.3)$$

(39.3) ikinci tərtib xətti bircins diferensial tənlikdir. (39.3) tənliyinin ümumi (ixtiyari sabitlər daxil olan) həlli

$$x = A \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (39.4)$$

yaxud

$$x = A \sin(\omega_0 t + \alpha) \quad (39.5)$$

Deməli harmonik rəqs, elastik (yaxud kvazi-elastik) qüvvənin təsiri ilə baş verən rəqsi hərəkətdir. (39.4) tənliyi harmonik rəqsin tənliyi, rəqs edən nöqtənin vəziyyətini verilmiş anda müəyyən edən $\omega_0 t + \alpha$ kəmiyyəti rəqsin fazası, rəqs edən nöqtənin başlanğıc anda tarazlıq nöqtəsinə nəzərən vəziyyətini müəyyən edən α kəmiyyəti isə rəqsin başlanğıc fazası adlanır.

Sinus və kosinus funksiyalarının ən böyük qiyməti vahidə bərabər olduğundan, tarazlıq vəziyyətindən ən böyük uzaqlaşmanın qiyməti A -ya bərabərdir: $x_{\max} = A$. Deməli, amplitud dedikdə tarazlıq vəziyyətindən etibarən hesablanmış yerdəyişmənin ən böyük qiyməti nəzərdə tutulur. (39.4) ifadəsindən göründüyü kimi harmonik rəqsi hərəkət üç sabit kəmiyyətlə amplitud A , dairəvi tezlik - ω_0 və başlanğıc faza α ilə xarakterizə olunur. Bundan əlavə harmonik rəqsi hərəkət dairəvi tezliklə yanaşı xətti tezlik və periodla da xarakterizə edilir. Bir tam rəqs üçün lazım olan müddətə rəqs periodu T deyilir.

Sinus və kosinus funksiyalarının periodu 2π olduğundan harmonik rəqsi hərəkətin periodu $\omega_0(t+1) + \alpha =$

$= \omega_0 t + \alpha + 2\pi$ şərtindən

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} \quad (39.6)$$

kimi təyin edilir.

Vahid zamanda baş verən rəqslərin sayı rəqsin xətti tezliyi adlanır:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega_0}{2\pi} \quad (39.7)$$

(39.6) və (39.7) –ni nəzərə almaqla harmonik rəqsi hərəkəti aşağıdakı kimi ifadə etmək olar:

$$x = A \cos\left(\frac{2\pi}{T}t + \alpha\right) = A \cos(2\pi\nu t + \alpha) \quad (39.8)$$

Harmonik rəqsi hərəkətin sürəti və təcilini müəyyən etmək üçün (39.4) tənliyindən zamana görə birinci və ikinci tərtib törəmə alaq:

$$\nu = \frac{dx}{dt} = x' = -A\omega_0 \sin(\omega_0 t + \alpha) \quad (39.9)$$

$$a = \frac{d\nu}{dt} = x'' = -A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (39.10)$$

(39.9) və (39.10) tənliklərində $\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$ olduğunu nəzərə alsaq:

$$\nu = -\frac{2\pi}{T} \cdot A \sin\left(\frac{2\pi}{T} \cdot t + \alpha\right) \quad (39.11)$$

$$a = -\frac{4\pi^2}{T^2} A \cos\left(\frac{2\pi}{T} \cdot t + \alpha\right) \quad (39.12)$$

(39.12)-də (39.4) –ü nəzərə alsaq, alırıq:

$$a = -\frac{4\pi}{T^2} x \quad (39.13)$$

Deməli, harmonik rəqsi hərəkət zamanı sürət və təcil dövrü olaraq dəyişir-rəqs edir. (39.13) ifadəsindən görünür ki, harmonik

rəqsi hərəkətin təcili yerdəyişmə ilə mütənasib olub, tarazlıq vəziyyətinə doğru yönəlir.

Harmonik rəqsi hərəkətin enerjisini təyin etmək üçün fərz edək ki, kütləsi m olan maddi nöqtə $f = -kx$, elastik qüvvənin təsiri altında rəqs edir. Onda rəqs edən maddi nöqtə sürətə və uyğun olaraq kinetik və potensial enerjiyə malik olacaqdır:

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2$$

$$E_p = \frac{1}{2}kx^2 \quad (39.14)$$

Rəqs edən maddi nöqtənin sürəti müxtəlif vəziyyətlərdə müxtəlif olduğundan, onun kinetik və potensial enerjiləri də zaman keçdikcə dəyişəcəkdir.

(39.14) ifadəsində v və x -in yerinə (39.4) və (39.9) –dakı qiymətlərini yazsaq, alırıq:

$$E_k = \frac{1}{2}mA^2\omega_0^2 \sin^2(\omega_0 t + \alpha) \quad (39.15)$$

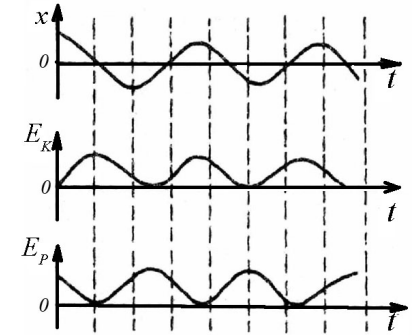
$$E_p = \frac{1}{2}kA^2 \cos^2(\omega_0 t + \alpha) \quad (39.16)$$

Onda rəqs edən nöqtənin tam enerjisi:

$$E = E_k + E_p = \frac{1}{2}kA^2 + \frac{1}{2}mA^2\omega_0^2 \quad (39.17)$$

(39.17) ifadəsindən göründüyü kimi tam enerji amplitudun kvadratı ilə mütənasib olub, rəqs zamanı sabit qalır.

Şəkil 39.2-dən göründüyü kimi tam enerji sabit qaldığı halda kinetik və potensial enerjilər dəyişərək qarşılıqlı çevirilir (şəkil 39.2).



Şəkil 39.2

40. Riyazi və fiziki rəqqas.

Riyazi rəqqas dedikdə uzanmayan çəkisiz sapdan asılmış kiçik kürəcikdən (kütləsi kürəciyin ağırlıq mərkəzinə cəmlənmiş maddi nöqtə) ibarət sistem nəzərdə tutulur. Təcrübədə riyazi rəqqas olaraq yüngül sapdan asılmış kiçik ölçülü ağır cismin hərəkətini də qəbul etmək olar. Belə ki, sapın uzunluğu cismin ölçülərindən çox-çox böyük olmalıdır. Əgər rəqqası tarazlıq vəziyyətindən çıxarıb, sola doğru α bucağı qədər meyl etdirsək, onda tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqs etməsini müşahidə edərik (şəkil 40.1). Bu zaman ağırlıq qüvvəsinin F_l toplananı dayağın reaksiya F_r qüvvəsi ilə tarazlaşdığı halda, F toplananı tarazlaşmamış qalır. Həmin qüvvənin təsiri altında riyazi rəqqas tarazlıq vəziyyəti ətrafında məxsusi rəqs edir. Məxsusi rəqs dedikdə ilk xarici təkan kəsildikdən sonra öz-özünə baş verən rəqs nəzərdə tutulur. Şəkil 40.1-dən rəqqası tarazlıq vəziyyətinə qaytaran F qüvvəsi üçün yazsaq bilərik:

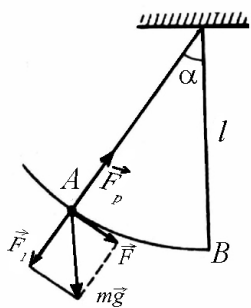
$$F = -mg \sin \alpha = -mg \sin \frac{x}{l} \quad (40.1)$$

Mənfi işarəsi qüvvənin meyl bucağı α -nı kiçiltmə istiqamətində yönəldiyini göstərir. Meyl bucağının kiçik qiymətlərində $\sin \alpha = \alpha$, $AB = x$ yazmaq olar. Onda (40.1) ifadəsi

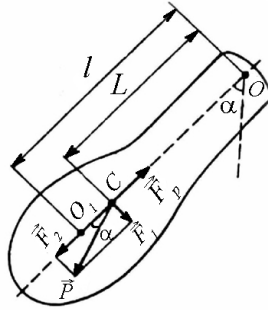
$$F = -\frac{mg}{l}x \quad (40.2)$$

şəklinə düşər (Şəkil 40.1).

(40.2) ifadəsindəki kəmiyyətlər m, l verilmiş rəqqas üçün sabit kəmiyyətlər olduğundan və ağırlıq qüvvəsinin təcili g Yer kürəsinin verilmiş yeri üçün sabit olduğundan riyazi rəqqasın kiçik rəqs etməsində qüvvəni kvazi-elastik hesab etmək olar:



Şəkil 40.1



Şəkil 40.2

$$F = -kx$$

burada $k = \frac{mg}{l}$. Bu şərtlər daxilində riyazi rəqqasın rəqsini harmonik hesab etmək olar. Onda belə rəqs periodu

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \quad (40.3)$$

Deməli, riyazi rəqqasın kiçik rəqslərinin periodu rəqs amplitudundan asılı deyildir.

Riyazi rəqqasın tarazlıq vəziyyətindən etibarən meyl bucağının üzərinə məhdudluq şərti qoyulmazsa, onda ümumi halda period aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}\left(1 + \frac{1}{4}\sin^2 \frac{\alpha}{2} + \dots\right) \quad (40.4)$$

(40.4)-dən göründüyü kimi bu halda rəqs periodunun, rəqs amplitudundan asılılığı müşahidə edilir.

Fiziki rəqqas dedikdə, ağırlıq mərkəzi ilə üst-üstə düşməyən ixtiyari nöqtəsindən asılmış bərk cisim nəzərdə tutulur (şəkil 40.2).

Fərz edək ki, fiziki rəqqas tarazlıq vəziyyətindən etibarən α bucağı qədər meyl etdirilmişdir, onda ağırlıq qüvvəsinin F_2 toplananı F_r reaksiya qüvvəsi ilə tarazlaşdığı halda ağırlıq qüvvəsinin F_1 toplananı rəqqası tarazlıq vəziyyətinə qaytarmağa çalışacaqdır. Rəqqasın kiçik rəqslərində və ya meyl bucağının tarazlıq vəziyyətindən etibarən kiçik qiymətlərində rəqs periodunu yazsaq və rəqqasın m kütləsini, K elastik əmsalını uyğun olaraq J və mgL kəmiyyətləri ilə əvəz etsək alarıq:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{J}{mgL}} \quad (40.5)$$

J - fiziki rəqqasın O nöqtəsindən keçib şəkil müstəvisinə perpendikulyar oxa nəzərən ətalət momenti, m - rəqqasın kütləsi, L - rəqqasın O nöqtəsindən C ağırlıq mərkəzinə qədər olan məsafədir. (40.5) ifadəsində $l = l_g = \frac{J}{mL}$ işarə edib, ona gətirilmiş uzunluq desək (40.5) ifadəsini

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l_g}{g}}$$

şəklində yazı bilərik.

Periodu verilmiş fiziki rəqqasın perioduna bərabər olan riyazi rəqqasın uzunluğu, fiziki rəqqasın gətirilmiş uzunluğu hesab edilir. Doğrudan da

$$2\pi\sqrt{\frac{J}{mgL}} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$$

və ya

$$l = l_g = \frac{J}{mL}$$

41. Sönən rəqslər.

Biz indiyə qədər rəqs edən sistemdə yalnız elastik və ya kva-zi-elastik qüvvələrin təsirini nəzərə aldıq. Lakin bu qüvvələrdən əlavə rəqs edən sistemə mühitin sürtünmə qüvvəsi də təsir edir. Sürtünmə qüvvəsinin hesabına rəqsi hərəkət zaman keçdikcə yavaş-yavaş dayanır. Nəticədə rəqs edən sistemin enerjisi sürtünmə vasitəsi ilə istilik enerjisinə çevrilir. Fərz edək ki, rəqs kiçik sürətlə baş verir və sürtünmə qüvvəsi hərəkət sürətinin birinci dərəcəsi ilə düz mütənasibdir, yəni $F_s = -rx'$ (r - sürtünmə əmsalındır). Mənfi işarəsi göstərir ki, sürtünmə qüvvəsi sürətin əks istiqamətində yönəlir. Rəqs edən maddi nöqtənin kütləsinin m olduğunu qəbul etsək və təsir edən bütün qüvvələri nəzərə alsaq, Nyutonun ikinci qanununa görə hərəkət tənliyini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$mx'' = -kx - rx' \quad (41.1)$$

(41.1)-in hər tərəfini m -ə bölüb, $\frac{k}{m} = \omega_0^2$ və $\frac{r}{m} = 2\beta$ (β - sönmə əmsalı adlanır) qəbul etsək,

$$x'' + 2\beta x' + \omega_0^2 x = 0 \quad (41.2)$$

alınar. (41.2) tənliyinin həlli

$$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha) \quad (41.3)$$

şəklində axtarılır.

$$\omega^2 = \omega_0^2 - \beta^2 \quad (41.4)$$

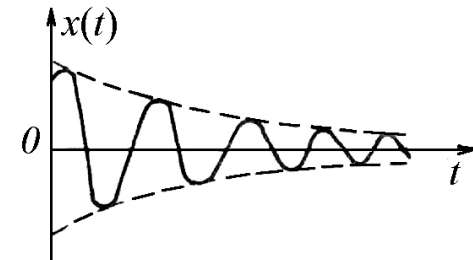
Sönən rəqsin dairəvi tezliyi olduğundan, onun periodu

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \quad (41.5)$$

olar.

Şəkil (41.1)-dən göründüyü kimi sönən rəqsin amplitudu eksponensial qanun ilə azalır.

Rəqsin sönməsi, amplitudun kiçilmə sürəti ilə də xarakterizə etmək olar. Bu baxımdan amplitudun bir period müddətində neçə dəfə kiçilməsini xarakterizə edən kəmiyyət-sönmə dekrementi daxil edilmişdir.



Şəkil 41.1

Sönmə dekrementi, amplitudun bir-birindən period qədər fərqlənən zaman anlarındakı ardıcıl qiymətləri nisbətində bərabərdir:

$$\frac{A(t)}{A(t+T)} = \frac{A(t+T)}{A(t+2T)} = \dots = \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+T)}} = e^{\beta T} \quad (41.6)$$

Sönən rəqsin sönmə dekrementini, sönmənin loqarifmik dekrementi ilə xarakterizə etmək daha əlverişlidir:

$$\lambda = \ln e^{\beta T} = \beta T \quad (41.7)$$

42. Məcburi rəqslər. Rezonans.

Məcburi rəqslərin meydana çıxmasında rəqs edən sistemə müqavimət və elastik qüvvələrdən əlavə həm də periodik qanun ilə dəyişən $F_0 \cos \omega t$ xarici qüvvə təsir edir. Belə rəqs edən sistemin hərəkət tənliyi üçün yazırıq:

$$mx'' + rx' + kx = F_0 \cos \omega t \quad (42.1)$$

(42.1) tənliyinin hər tərəfini m -ə bölüb,

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2; \quad \frac{r}{m} = 2\beta; \quad \frac{F_0}{m} = f_0$$

qəbul etsək,

$$x'' + 2\beta x' + \omega_0^2 x = f_0 \cos \omega t \quad (42.2)$$

(42.2) tənliyi qeyri-bircins xətti diferensial tənlikdir. Diferensial tənliklər nəzəriyyəsindən məlumdur ki, qeyri-bircins xətti diferensial tənliyin ümumi (özünə ixtiyari sabit daxil edən) həlli, həmin qeyri-bircins xətti diferensial tənliyin xüsusi (özünə ixtiyari

sabit daxil etməyən) həlli ilə, ona uyğun bircins xətti diferensial tənliyin ümumi həlli cəminə bərabərdir.

(42.2) tənliyinin ümumi həllini

$$x = A \cos(\omega t + \alpha) \quad (42.3)$$

şəklində axtaraq.

(42.3) tənliyindən zamana görə birinci və ikinci tərtib törəmə alıb, (42.2) tənliyində yerinə yazsaq və $\cos \omega t$ əmsallarını bir tərəfə, $\sin \omega t$ əmsallarını isə digər tərəfə seçib, sistem tənlik qursaq alarıq:

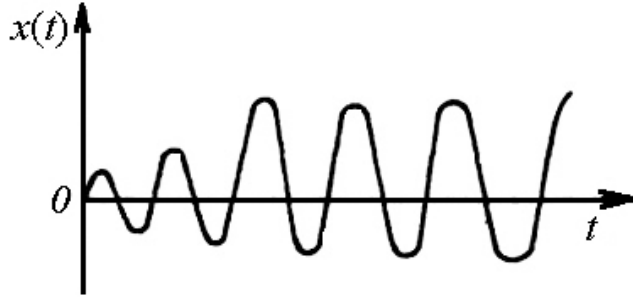
$$\begin{cases} A(\omega_0^2 - \omega^2) \cos \alpha + 2\beta A \omega \sin \alpha = f_0 \\ A(\omega_0^2 - \omega^2) \sin \alpha - 2\beta A \omega \cos \alpha = 0 \end{cases} \quad (42.4)$$

(42.4) sistem tənliyini həll edib, sadə riyazi çevirmələr apararaq, məcburi rəqsin amplitudu və başlanğıc fazası üçün alarıq:

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \quad (42.5)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{2\beta \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (42.6)$$

Yerdəyişmənin zamandan asılılığını ifadə edən qrafikə (şəkil 42.1) nəzər salsaq, görərik ki, məcburedici qüvvənin təsir etməyə başladığı andan etibarən rəqs amplitudu böyüyür - rəqsin qərarlaşması prosesi baş verir. Müəyyən müddətdən sonra isə amplitudlu kosinusoidal (və ya sinusoidal) rəqs – qərarlaşmış harmonik rəqs yaranır (şəkil 42.1).

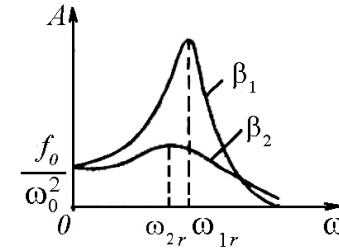


Şəkil 42.1

(42.5) və (42.6) ifadələrindən görünür ki, məcburi rəqsin amplitudu və başlanğıc fazası (məcburi rəqslə məcburedici qüvvə arasındakı fazalar fərqi) məcburedici qüvvə tezliyindən asılıdır. Bu baxımdan da (42.5) və (42.6) asılılıqlarını təhlil etmək daha maraqlıdır. (42.5)-dən görünür ki, məcburedici qüvvənin tezliyi sıfırdan başlayaraq artdıqca məcburi rəqs amplitudu da böyüyür. Bu böyümə tezliyin müəyyən qiymətinə-rezonans tezliyinə qədər artır. Tezliyin sonrakı böyüməsinə baxmayaraq amplitud kiçilir və asimptotik olaraq sıfıra yaxınlaşır (şəkil 42.2). Şəkil 42.2-dən görüldüyü kimi tezliyin müəyyən qiymətində məcburi rəqs amplitudu maksimum qiymət alır ki, bu hadisə *rezonans*, bu qiymətə uyğun gələn tezlik isə *rezonans tezliyi* adlanır. (42.5) –dən görünür ki, kəsrin məxrəci minimum qiymət aldıqda amplitud maksimuma çevrilir. Bu baxımdan (42.5) ifadəsinin məxrəcindəki kökaltı ifadədən tezliyə görə birinci tərtib törəmə alıb sıfıra bərabər etmək lazımdır:

$$-4\omega(\omega_0^2 - \omega^2) + 8\beta^2\omega = 0$$

Bu tənliyin üç kökü vardır (şəkil 42.2).



Şəkil 42.2

$$\omega_1 = 0; \quad \omega_2 = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \quad \text{və} \quad \omega_3 = -\sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$$

Tezliyin mənfi qiyməti heç bir fiziki mənə kəsb etmədiyindən üçüncü kök atılır və birinci kök isə kəsr məxrəcinin maksimum qiymətinə gəlir. Beləliklə rezonans tezliyi üçün alırıq:

$$\omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \quad (42.10)$$

(42.10)-dan $\beta = 0$ olsa, $\omega_p = \omega_0$ olar, yəni məcburedici qüvvə tezliyi məxsusi tezliyə bərabər olduqda rezonans baş verir.

43. Bir düz xətt üzrə baş verən rəqslərin toplanması

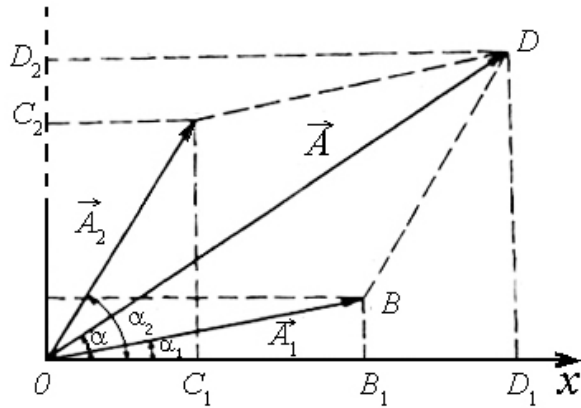
Bir düz xətt üzrə baş verən rəqslərin toplanmasından alınan yekun rəqsin xarakterini araşdıraq. Bunun üçün fərz edək ki, maddi nöqtə tezlikləri eyni, amplitud və başlanğıc fazaları müxtəlif olub, X oxu istiqamətində baş verən iki harmonik rəqsi hərəkətdə iştirak edir:

$$\begin{aligned} x_1 &= A_1 \cos(\omega t + \alpha_1) \\ x_2 &= A_2 \cos(\omega t + \alpha_2) \end{aligned} \quad (43.1)$$

Rəqsləri toplasaq, yekun rəqsin tənliyi üçün alırıq:

$$x = x_1 + x_2 = A_1 \cos(\omega t + \alpha_1) + A_2 \cos(\omega t + \alpha_2) \quad (43.2)$$

(43.20) –dən göründüyü kimi yekun rəqsi, ifadəyə daxil olan triqonometrik funksiyaları açıb, uyğun qruplaşdırma əməliyyatı aparmaqla müəyyən etmək olar. Baxdığımız əməliyyat iki rəqsin toplanması üçün yararlıdır. Əgər bir düz xətt üzrə baş verən rəqslərin sayı ikidən çox olarsa, onda bu üsul əlverişsiz olur və daha praktik olan qrafik toplama üsulundan istifadə edilir. Hər bir harmonik rəqsi hərəkəti müvafiq amplitud vektoru ilə təsvir etmək mümkün olduğundan, amplitud vektorlarını vektor üsulu ilə toplamaq lazımdır ki, yekun rəqsi müəyyən etmək mümkün olsun. Şəkil 43.1-də təsvir olunmuş harmonik rəqsi hərəkətləri uyğun olaraq $\vec{A}_1$ və $\vec{A}_2$ amplitud vektorları ilə təsvir etmək olar. Sadəlik üçün $A_2 > A_1$ və $\alpha_1 < \alpha_2$ qəbul edək (Şəkil 43.1).



Şəkil 43.1

Nəzərə almaq lazımdır ki, A_1, A_2 və α_1, α_2 -nin hansının böyük, yaxud kiçik qəbul olunmasının qarşıya qoyulmuş

məsələnin həlli üçün heç bir prinsipial əhəmiyyəti yoxdur. Hər iki rəqsin dairəvi tezliyi eyni olduğundan amplitud vektorları eyni bucaq sürəti ilə eyni istiqamətdə fırlanacaqdır. Onda $\vec{A}_1$ və $\vec{A}_2$ vektorlarının vektoru cəmi də həmin bucaq sürəti ilə eyni istiqamətdə fırlanacaqdır.

Deməli, eyni tezlikli iki harmonik rəqsin toplanmasından alınan yekun rəqs də harmonik xarakterdə olacaqdır:

$$x = A \cos(\omega t + \alpha) \quad (43.3)$$

Yekun rəqsin A amplitudu və başlanğıc fazasını şəkil (43.1)-dən təyin etmək olar. Şəkildən göründüyü kimi $\vec{A}_1$ vektoru elə vektordur ki, OX oxu ilə α bucağı yaradır və qiymətcə $\vec{A}$ vektoruna bərabər olur. $\vec{A}_1$ vektorunun $t=0$ anındakı proyeksiyası OX oxu üzərindəki x_0 yerdəyişməsinə bərabər olur. Yekun vektorun ixtiyari istiqamət üzrə proyeksiyası, toplanan vektorların həmin istiqamət üzrə proyeksiyaları cəminə bərabər olduğundan:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{DD_1}{OD} = \frac{A_1 \sin \alpha_1 + A_2 \sin \alpha_2}{A_1 \cos \alpha_1 + A_2 \cos \alpha_2} \quad (43.4)$$

Digər tərəfdən A kor bucaq qarşısındakı tərəf olduğundan

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (43.5)$$

(43.5)-dən göründüyü kimi yekun rəqsin amplitudu toplanan rəqslərin başlanğıc fazalar fərqi ilə dəyişir. $-1 \leq \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \leq 1$ olduğundan yekun rəqsin amplitudu $|A_1 - A_2| \leq A \leq A_1 + A_2$ intervalda dəyişir. $\alpha_2 - \alpha_1 = 2\pi n$ ($n = 0, 1,$

2, 3) olduqda $\cos 2\pi n = \pm 1$ və uyğun olaraq $A = A_1 + A_2$ olar, $\alpha_2 - \alpha_1 = (2n+1)\pi$ olduqda isə $\cos(2n+1)\pi = -1$ olduğundan $A = |A_1 - A_2|$ olur (amplitud həmişə müsbət kəmiyyət olduğundan amplitudlar fərqlərinin mütləq qiyməti götürülür). Göründüyü kimi eyni istiqamətdə baş verən bərabərtəzlikli iki rəqsin toplanması nəticəsində alınan yekun rəqsin toplanan rəqslərin fazalar fərqlərinin qiymətindən asılı olaraq, güclənib $A = A_1 + A_2$, yaxud zəiflənməsi $A = |A_1 - A_2|$ hadisəsi müşahidə olunur və bu hadisə rəqslərin interferensiyası adlanır.

Toplanan rəqslərin tezlikləri müxtəlif olarsa, onda $\vec{A}_1$ və $\vec{A}_2$ vektorları müxtəlif sürətlə fırlandığından, yekun amplitudun qiyməti və fırlanma sürəti (yekun rəqsin tezliyi) dəyişəcəkdir. Bu halda yekun rəqs sadə harmonik deyil, daha mürəkkəb xarakter daşıyacaqdır.

44. Qarşılıqlı perpendikulyar harmonik rəqslərin toplanması

Fərz edək ki, maddi nöqtə (və ya rəqs edən sistem) eyni zamanda qarşılıqlı perpendikulyar istiqamətlərdə baş verən iki rəqs-də iştirak edir. Şəkil 44.1-də göstərildiyi kimi qarşılıqlı perpendikulyar yaylarla divara bərkidilmiş m kütləli kürəciyin hərəkətini belə rəqsə misal göstərmək olar. X və Y istiqamətlərindəki rəqslərin amplitudlarını A_1 və A_2 ilə işarə etsək, müvafiq rəqslər

$$\begin{cases} x = A_1 \cos(\omega t + \alpha_1) \\ y = A_2 \cos(\omega t + \alpha_2) \end{cases} \quad (44.1)$$

kimi ifadə olunur (şəkil 44.1). İki rəqsi hərəkətdə iştirak edən maddi nöqtənin hərəkətini müəyyənləşdirmək üçün (44.1) ifadələ-

rinə daxil olan triqonometrik funksiyaları açıb, müvafiq qruplaşdırma əməliyyatı apararaq

$$\frac{x}{A_1} = \cos \omega t \cos \alpha_1 - \sin \omega t \sin \alpha_1 \quad (44.2)$$

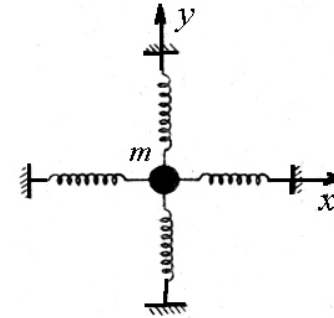
$$\frac{y}{A_2} = \cos \omega t \cos \alpha_2 - \sin \omega t \sin \alpha_2 \quad (44.3)$$

(44.2) tənliyinin hər tərəfini $\cos \alpha_2$ -yə, (44.3)-ün hər tərəfini $\cos \alpha_1$ -ə vurub tərəf-tərəfə çıxsaq və uyğun olaraq (44.2)-nin hər tərəfini $\sin \alpha_2$ -yə, (44.3)-ün hər tərəfini $\sin \alpha_1$ -ə vurub tərəf-tərəfə çıxsaq, alarıq:

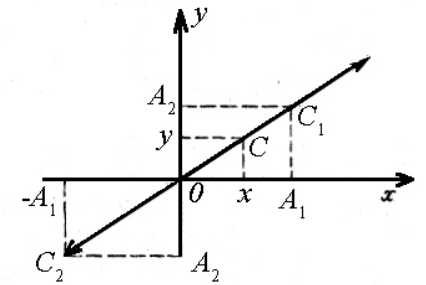
$$\frac{x}{A_1} \cos \alpha_2 - \frac{y}{A_2} \cos \alpha_1 = \sin \omega t \sin(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (44.4)$$

$$\frac{x}{A_1} \sin \alpha_2 - \frac{y}{A_2} \sin \alpha_1 = \cos \omega t \sin(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (44.5)$$

(44.4) və (44.5) tənliklərini kvadrata yüksəldib, tərəf-tərəfə toplaşsaq, maddi nöqtənin yekun hərəkətinin tənliyi üçün yaza bilərik:



Şəkil 44.1



Şəkil 44.2

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) = \sin^2(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (44.6)$$

Analitik həndəsədən məlum olduğu kimi (44.6) tənliyi x və y oxlarına nəzərən simmetrik olan ellipsin xarakterik tənliyidir. Göründüyü kimi fazalar fərqi $\alpha_2 - \alpha_1$ olan qarşılıqlı perpendikulyar və eyni tezlikli harmonik rəqslərin toplanması nəticəsində alınan yekun hərəkət, ümumi halda koordinat oxlarına nəzərən ixtiyari yönəlmiş ellips üzrə baş verir. (44.6)–dan göründüyü kimi alınmış ellipsin forması toplanan rəqslərin amplitudları və fazalar fərqi ilə müəyyən olunur. Bir neçə hal üçün maddi nöqtənin trayektoriyasını müəyyən edək.

a) rəqslərin fazalar fərqi sıfırdır, yəni $\alpha_2 - \alpha_1 = 0$. Bu o deməkdir ki, x və y oxları boyunca baş verən hər iki rəqs eyni anda tarazlıq vəziyyətindən keçərək x və y oxlarının müsbət (və ya mənfi) istiqamətlərində baş verməyə çalışır. $\alpha_2 - \alpha_1 = 0$ olduqda

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0$$

və yaxud

$$\frac{x}{y} = \frac{A_1}{A_2} \quad (44.7)$$

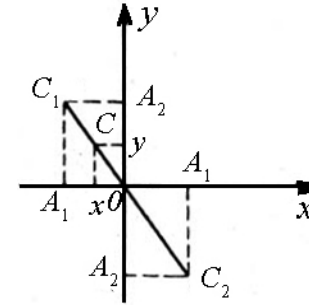
(44.7) tənliyi göstərir ki, maddi nöqtə başlanğıcından keçən və birinci ilə üçüncü kvadrata yerləşən $C_1 C_2$ düz xətti üzrə hərəkət edəcəkdir (şəkil 44.2). Belə rəqslər xətti polarizəlanmış rəqslər hesab edilir.

b) rəqslərin fazalar fərqi π -yə bərabərdir, yəni $\alpha_2 - \alpha_1 = \pi$. Bu zaman rəqslərdən biri tarazlıq halından keçdiyi anda, digəri ən

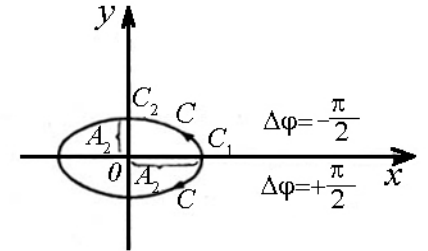
kənar vəziyyətə çatdıqdan sonra qayıdaraq yenidən tarazlıq vəziyyətindən keçir. Bu halda

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \quad \text{və yaxud} \quad \frac{x}{y} = \frac{A_1}{A_2} \quad (44.8)$$

(44.8) tənliyi ikinci və dördüncü kvadrata yerləşən düz xəttin tənliyidir. $\alpha_2 - \alpha_1 = \pi$ şərti daxilində yekun hərəkət $C_1 C_2$ düz xətti üzrə baş verən harmonik rəqsi hərəkətdən ibarət olacaqdır. C nöqtəsinin rəqsi yenə də $C_1 C_2$ düz xətti üzrə davam edəcəkdir (şəkil 44.3).



Şəkil 44.3



Şəkil 44.4

v) $\alpha_2 - \alpha_1 = \pm \frac{\pi}{2}$ yəni rəqslərdən biri tarazlıq vəziyyətindən keçdiyi anda digər rəqs kənar vəziyyətdən tarazlığa doğru hərəkətə başlayır. Bu halda yekun hərəkətin trayektoriyası

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1 \quad (44.9)$$

kimi ifadə olunur. (44.9) tənliyi yarımoxları OX və OY koordinat oxları üzrə yönəlmiş ellipsin tənliyidir. Göründüyü kimi C

nöqtəsinin rəqsi yarımoxları A_1 və A_2 olan ellips üzrə olduğundan belə rəqs elliptik polarizəlanmış rəqs hesab edilir.

$\alpha_1 - \alpha_2 = +\frac{\pi}{2}$ şərtində və $t = 0$ anında olduğundan rəqs edən nöqtə C_1 nöqtəsində olur. t -nin sonrakı böyüməsi ilə $\cos \omega t$ kiçilir, $\sin \omega t$ isə böyüyür. Bu səbəbdən x -in müsbət qiyməti kiçilir, y -in mənfi qiyməti isə mütləq qiymətcə artır. Deməli, $\alpha_1 - \alpha_2 = +\frac{\pi}{2}$ olduqda ellips üzrə hərəkət C_1 nöqtəsindən başlayaraq saat əqrəbi istiqamətində baş verir (şəkil 44.4). $\alpha_1 - \alpha_2 = -\frac{\pi}{2}$ şərtində və $t = 0$ anında $x = A_1$, $y = 0$ olduğundan rəqs edən nöqtə C_1 nöqtəsində olur və t -nin sonrakı böyüməsində x -in müsbət qiyməti kiçilir, y -in müsbət qiyməti isə böyüyür. Deməli ellips üzrə hərəkət C_1 nöqtəsindən başlayaraq saat əqrəbinin əks istiqamətində olur (şəkil 44.4).

Xüsusi halda $A_1 = A_2$ olarsa, yekun hərəkətin tənliyi

$$x^2 + y^2 = A^2 \quad (44.10)$$

olur, yəni ellips çevrəyə çevrilir. Bu halda C nöqtəsinin rəqsi çevrə üzrə olduğundan belə rəqslər dairəvi polarizəlanmış rəqslər hesab edilir. Tezlik və fazalar fərqlərinin müxtəlif qiymətlərində yekun hərəkət daha mürəkkəb ayrılır üzrə baş verir. Bu növ ayrılar Lissaju fiqurları adlanır. Lissaju fiqurlarını ossiloqrafın qarşılıqlı perpendikulyar istiqamətlərdə qoyulmuş lövhələrinə tezlikləri generator vasitəsi ilə arasıkəsilmədən dəyişdirilə bilən gərginliklər verməklə müşahidə etmək olar.

45. Eninə və uzununa dalğalar. Elastik mühitdə dalğanın yayılma sürəti.

Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi rəqs dedikdə tarazlıq vəziyyəti ətrafında baş verən dövrü hərəkət nəzərdə tutulur. Belə hərəkət növü sərt mühitdə özünü daha aydın birüzə verir. Atom və molekullar sərt mühitdə bir-biri ilə daha sıx əlaqədə olduğundan, onun bir hissəsində yaradılan rəqsi hərəkət mühitin xassəsi ilə əlaqədar olaraq qonşu hissələrə ötrülür. Başqa sözlə, sərt mühitin müəyyən nöqtəsində yaradılan rəqs həmin mühit daxilində yayılmağa başlayır. Rəqsin mühitdə yayılması prosesi dalğa adlanır. Sərt mühitdə yayılan dalğalar mühitin elastik xassəsindən asılı olduğundan belə dalğalar *elastik dalğalar* adlanır.

Rəqs istiqamətində yayılan dalğalar uzununa, rəqslərə perpendikulyar istiqamətdə yayılan dalğalar isə eninə dalğalar hesab edilir.

Uzununa dalğalar dartılma və sıxılma, eninə dalğalar isə sürüşmə deformasiyasına uğraya bilən mühitlərdə yayılır. Sıxılma (dartılma) deformasiyası isə sürüşmə modulu G ilə xarakterizə edildiyindən bu dalğaların yayılma sürətləri, uyğun olaraq, həmin mühitləri xarakterizə edən E və G parametrlərindən asılı olacaqdır.

Məlum olduğu kimi, maye və qaz daxilində, sükunət sür-tünməsi olmadığından bu mühitin sürüşmə modulu sıfırdır, başqa sözlə, paralel yerləşmiş laylardan birinin hərəkəti sürüşmə deformasiyası yaratmır. Bu səbəbdən də maye və qazlarda eninə dalğalar yayıla bilməz. Maye və qazlarda yalnız uzununa dalğalar yayıla bilər. Ona görə ki, maye və qazlar sıxılarkən təzyiq artır, bu da sıxılma deformasiyası zamanı elastik qüvvə rolunu oynayır.

Maye və qazlardan fərqli olaraq bərk cisimlərdə həm sıxılma (dərtilmə), həm də sürüşmə deformasiyaları baş verdiyindən onlarda həm uzununa, həm də eninə dalğalar yayılır.

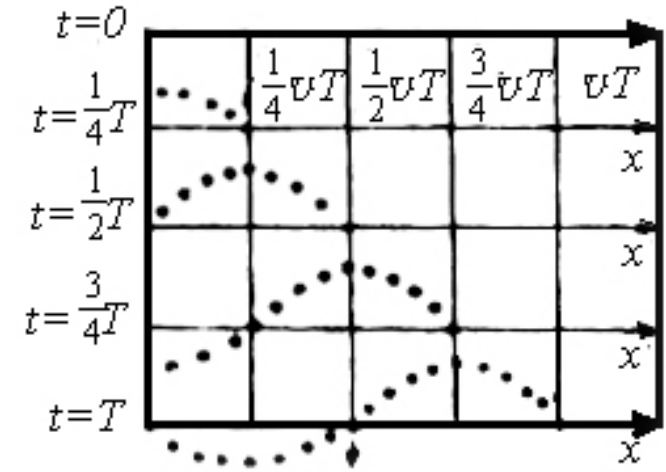
Müstəsna hal olaraq göstərmək olar ki, səthi gərilmənin hesabına bir-birində həll olmayan mayələrin sərhəd səthində eninə dalğalar yayıla bilər. Hər şeydən əvvəl qeyd etmək lazımdır ki, mühitdə dalğa (eninə və uzununa) yayılarkən mühit hissəcikləri dalğa ilə birlikdə aparılmır, öz tarazlıq vəziyyətləri ətrafında rəqs etdikləri halda onların rəqsi hərəkətləri nöqtədən-nöqtəyə ötürülür. Dediklərimizi nəzərə almaqla uzununa və eninə dalğaların yayılma sürətləri üçün

$$v_{uz} = \sqrt{\frac{1}{\alpha\rho}} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (45.1)$$

$$v_{en} = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$$

yazırıq.

Burada E - Yunq modulu, G – sürüşmə modulu, α - elastiklik əmsalı, ρ - sıxlıqdır.



Şəkil 45.1

Eninə dalğa yayıla bilən sərt mühitin (bərk cismin) ixtiyari bir nöqtəsində, məsələn, O nöqtəsində (şəkil 45.1) X oxuna perpendikulyar istiqamətdə, tarazlıq vəziyyətindən yuxarıya doğru başlamaqla, rəqsi hərəkət yaradaq. O nöqtəsi ətrafında yaranan rəqsi hərəkət, mühit sürüşmə modulu ilə xarakterizə olunduğundan X oxu boyunca nöqtədən-nöqtəyə ötürüləcək və eninə dalğanın yaranmasına səbəb olacaqdır. Yaranmış eninə dalğa müəyyən sürətlə yayılacaqdır ki, bunu da v ilə işarə edək. Rəqs anından etibarən yarandığından rəqsə başlayan 1 hissəciyindən başqa mühitin qalan hissəcikləri tarazlıq vəziyyətində olur. $\frac{1}{4}T$ anında 1 hissəciyi ən kənar vəziyyətə

çatdığı halda, X oxu boyunca ondan $\frac{1}{4}vT$ məsafədə yerləşən 2 nöqtəsi rəqsə başlayır (şəkil 45.1). 1 və 2 nöqtələri arasındakı qalan hissəciklər ən kənar vəziyyətə doğru hərəkətlərini davam

etdirir. Beləliklə, O nöqtəsində rəqsə başlayan andan $t = \frac{1}{4}T$ müddəti keçdikdə, dalğa $\frac{1}{4}vT$ məsafəsinə yayılaraq 2 nöqtəsinə çatır. O nöqtəsində rəqsə başlayan andan $t = \frac{1}{2}T; \frac{3}{4}T$ və T müddətləri keçdikdə mühit nöqtələrinin vəziyyəti, uyğun olaraq şəkil 45.1-də göstərilmişdir. $t = T$ anında (şəkil 45.1) 1 hissəciyi bir tam rəqs edərək öz tarazlıq vəziyyətinə qayıtmış, 2 hissəciyi ən yuxarı kənar vəziyyəti aldıqdan sonra geri qayıdaraq tarazlıq vəziyyətindən keçmiş və ən kənar aşağı vəziyyəti almışdır. 3 nöqtəsi ən kənar yuxarı vəziyyəti alaraq tarazlıq vəziyyətinə qayıtmış, 4 nöqtəsi isə ən kənar yuxarı vəziyyəti almışdır. O nöqtəsindən vT məsafəsində olan 5 nöqtəsinə isə rəqsi hərəkət yenidən verilmişdir.

Bir period müddətində dalğanın yayıldığı məsafəyə dalğa uzunluğu λ deyilir,

$$\lambda = vT \quad (45.2)$$

Dalğa uzunluğuna başqa tərif də vermək olar: dalğanın yayılma istiqamətində eyni fazada rəqs edən iki qonşu nöqtə arasındakı məsafəyə dalğa uzunluğu deyilir. Bir tam rəqs üçün lazım olan periodu T , vahid zamanda baş verən rəqslərin tezliyini ν ilə işarə etsək, $\lambda = \frac{v}{\nu}$ və ya $v = \lambda\nu$ alarıq.

Uzununa dalğanın mühitdə yayılması prosesi eninə dalğanın mühitdə yayılması prosesinə bənzəyir. Yeganə fərq, yuxarıda deyildiyi kimi, odur ki, uzununa dalğalarda hissəciklərin tarazlıq vəziyyəti ətrafındakı rəqsi hərəkəti dalğanın yayılma istiqamətində olur.

46. Müstəvi dalğanın tənliyi. Dalğanın faza və qrup sürəti.

Vacib məsələlərdən biri dalğanın mühitdə yayılması prosesini riyazi təsvir etməkdir. Dalğa, rəqsi mühitdə yayılma prosesi olduğundan, onun yayıldığı düz xətt üzərindəki hər bir nöqtənin verilmiş anda tarazlıq vəziyyətindən meylini müəyyən etsək, dalğanı analitik olaraq təsvir etmiş olarıq. Bu məsələni mühitdə yayılan müstəvi eninə dalğa üçün həll edək (uzununa dalğa üçün də bu məsələnin həlli eyni olacaqdır). Eninə dalğa yayılarkən, mühit hissəcikləri yayılma istiqamətinə perpendikulyar müstəvilər üzrə rəqs edirlər. Mühitin hər bir nöqtəsində baş verən rəqslər harmonikdirsə, belə rəqslərin mühitdə yayılması nəticəsində yaranan dalğa müstəvi monoxromatik (ışığ dalğalarına oxşar olaraq yalnız bir dalğa uzunluğu ilə müəyyən olunan dalğa monoxromatik adlanır) dalğa olacaqdır. Fərz edək ki, dalğa X oxu boyunca yayılır (şəkil 46.1). Onda O nöqtəsindən t anında yayılan harmonik rəqs

$$y = A \cos \omega t \quad (46.1)$$

kimi təsvir olunur.

ω - rəqsin dairəvi tezliyi, A isə amplitududur. $x=0$ nöqtəsindən v sürəti ilə yayılan rəqslər M nöqtəsinə $\tau = \frac{x}{v}$ zamanından sonra çatacaqdır. Başqa sözlə, bu müstəvi üzərində yerləşən nöqtələr O nöqtəsinə nəzərən τ san qədər gec rəqsə başlayacaqdır. Onda M müstəvisi üzərindəki nöqtələrin rəqsi hərəkəti

$$y = A \cos \omega(t - \tau) \quad (46.2)$$

ifadəsi ilə təsvir olunacaqdır. Dalğanın mühitdə sönməyən olduğunu (udulmadığını) qəbul etsək, $x=0$ nöqtəsindən ixtiyari məsafədə yerləşən hər bir nöqtədə amplitud sabit qalır. $\tau = \frac{x}{v}$ olduğunu nəzərə alsaq (46.2) ifadəsi üçün alarıq:

$$y = A \cos\left(t - \frac{x}{v}\right) \omega \quad (46.3)$$

(46.3) ifadəsi X istiqamətində yayılan müstəvi monoxromatik dalğanın tənliyidir. $\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)$ dalğanın fazası, $v = \frac{1}{T}$ isə tezliyi adlanır. $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi v$ olduğundan müstəvi monoxromatik dalğanı belə də təsvir etmək olar:

$$\begin{aligned} y &= A \cos\left(\frac{2\pi}{T}t - \frac{2\pi x}{T v}\right) = A \cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) = \\ &= A \cos 2\pi\left(vt - \frac{x}{\lambda}\right) \end{aligned} \quad (46.4)$$

$k = 2\frac{\pi}{\lambda}$ ədədi, uzunluğu 2π olan məsafədə yerləşən dalğaların sayını ifadə edək. Bu səbəbdən K dalğa ədədi adlanır. Ədədi qiyməti $\frac{2\pi}{\lambda}$ -ya bərabər olan və dalğanın yayılma istiqamətində yönələn vektor $\vec{K}$ dalğa vektoru adlanır.

Müstəvi dalğanın (46.3) ifadəsinə daxil olan sürət dalğa cəbhəsinin sabit fazalar səthinin hərəkət sürətidir. Bu sürət dalğanın faza sürətidir. Fazanın sabit qiyməti $\omega\left(t - \frac{x}{v}\right) = \text{const}$

olduğundan, hər tərəfi diferensiallasaq $\omega\left(dt - \frac{dx}{v}\right) = 0$ və ya $v = \frac{dx}{dt}$ alarıq. $\frac{dx}{dt}$ fazanın sabit qiymətinin daşınma sürəti olduğundan $v_{or} = \frac{dx}{dt}$ və $v_{or} = v$ olur. Fazanın $\omega t - kx$ ifadəsindən istifadə etsək faza sürətinin təyin olunduğu ifadəni taparıq. $\omega t - kx = \text{const}$ və $\omega dt - k dx = 0$ Buradan

$$v_f = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} \quad (46.5)$$

Faza sürəti monoxromatik dalğanı xarakterizə edir. Reley göstərmişdir ki, faza sürəti anlayışı ilə yanaşı qrup sürəti anlayışı da mövcuddur. Qrup sürəti dedikdə ayrı-ayrı monoxromatik dalğalardan ibarət mürəkkəb dalğa qrupunun yayılma sürəti nəzərdə tutulur.

Faza və qrup sürətləri arasında

$$v_q = v_f - \lambda \frac{dv_f}{d\lambda} \quad (46.6)$$

əlaqəsi mövcuddur. (46.6) ifadəsi Reley düsturu adlanır. Reley düsturundan görüldüyü kimi:

1. $\frac{dv_f}{d\lambda} = 0$ olarsa, $v_q = v_f$ olur. Bu yalnız dispersiya mövcud olmadıqda, yəni boşluqda və dispersiyası çox zəif olan bəzi mühitlərdə (məsələn, suda və s.) mümkündür
2. $\frac{dv_f}{d\lambda} > 0$ (normal dispersiya) olduqda, $v_q < v_f$ olur.

$$\begin{cases} y_1 = A_1 \cos(\omega t - kt + \alpha_1) \\ y_2 = A_2 \cos(\omega t - kt + \alpha_2) \end{cases} \quad (47.1)$$

müstəvi dalğaların uducu olmayan mühitdə yayıldığını təsəvvür edək. Başlangıç fazaların sıfırdan fərqli olub olmaması məsələnin həllinə heç bir təsir göstərmədiyindən, sadəlik xatirinə $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ qəbul etsək, onda mənbələrdən uyğun olaraq müəyyən məsafədə yerləşmiş ixtiyari M nöqtəsində bu dalğaların yaratdıqları rəqslər

$$\begin{cases} y_1 = A_1 \cos(\omega t - kr_1) \\ y_2 = A_2 \cos(\omega t - kr_2) \end{cases} \quad (47.2)$$

kimi ifadə olunur (şəkil 47.1).

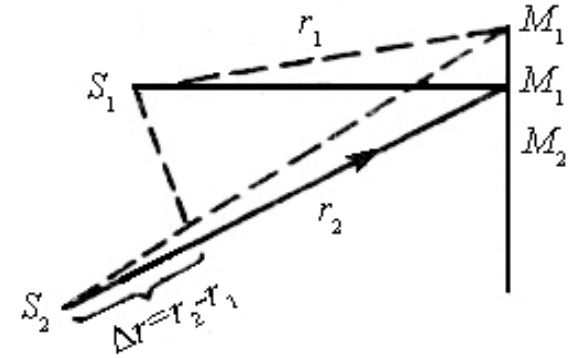
(47.2) ilə təsvir olunan eyni tezlikli və bir düz xətt üzrə baş verən iki rəqsin toplanması nəticəsində alınan yekun rəqsin amplitudu aşağıdakı kimi ifadə olunur.

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\alpha} \quad (47.3)$$

(47.3)-dən göründüyü kimi fazalar fərqi

$$\Delta\alpha = k(r_2 - r_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r \quad (47.4)$$

olmalıdır.



Şəkil 47.1

Burada $\Delta r = r_2 - r_1$ dalğaların yollar fərqi adlanır. (47.3) –dən göründüyü kimi yekun dalğanın amplitudu yollar fərqiindən asılıdır. Belə ki, ekran üzərində bir nöqtədən (məsələn M) digər nöqtələrə (məsələn, M_1 , M_2 və s.) keçdikdə yollar fərqi dəyişdikcə yekun amplitud da dəyişir. $\Delta r = n\lambda$, yəni yollar fərqi dalğa uzunluğunun tam misillərinə ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$) bərabər olan nöqtələrdə $\cos \Delta\alpha = \cos \frac{2\pi}{\lambda} n\lambda = \cos 2\pi n = 1$ və bu səbəbdən

$$A = A_1 + A_2 \quad (47.5)$$

$\Delta r = (2n+1)\frac{\lambda}{2}$ yəni yollar fərqi tək sayda yarımdalğa uzunluğuna bərabər olan nöqtələrdə

$$\cos \Delta\alpha = \cos \frac{2\pi}{\lambda} (2n+1)\frac{\lambda}{2} = \cos (2n+1)\pi = -1 \text{ və bu səbəbdən}$$

$$A = A_1 - A_2 \quad (47.6)$$

Amplitudun kvadratı intensivlik (J) ilə düz mütənəşib olduğundan, uyğun hallar üçün

$$J = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2} \quad (47.7)$$

$$J = J_1 + J_2 - 2\sqrt{J_1 J_2} \quad (47.8)$$

(47.7) və (47.8) ifadələrindən görünür ki, tezlikləri eyni fazalar fərqi isə sabit olan mənbələrdən gələn dalğalar fəzanın (və ya ekranın) bir nöqtəsindən digər nöqtəsinə keçdikdə bir-birini ardıcıl əvəz edən maksimum və minimumlardan ibarət mənzərə alınır. Bu hadisə dalğaların interferensiyası, alınan mənzərə isə interferensiya mənzərəsi adlanır.

Tezlikləri eyni və fazalar fərqi sabit olan dalğalar koherent dalğalar, belə dalğaları yaradan mənbələr isə koherent mənbələr adlanır. Bu baxımdan, eyni tezlikli monoxromatik dalğalar koherentdir. Lakin müxtəlif tezlikli monoxromatik dalğalar qeyri-koherent dalğalardır. Deməli interferensiya mənzərəsinin müşahidəsi üçün görüşən dalğaların koherent olması vacibdir.

İnterferensiya hadisəsinə ən yaxşı misal qarşı-qarşıya yayılan dalğaların toplanmasından alınan durğun dalğalardır. Məlum olduğu kimi dalğa iki mühit sərhəddinə düşdükdə qismən qayıdır, qismən də sınır. Qayıdan və sınan dalğaların intensivlikləri qaytarıcı səthdən asılıdır. Bəzən dalğa düşdüüyü səthdən sınmayaraq qayıdır. Belə səth, tam qaytarıcı səth adlanır. Nəzərə almaq lazımdır ki, düşən və qayıdan dalğalar eyni bir mənbə tərəfindən buraxıldığından koherentdir. Səthə düşən və qayıdan dalğaları müvafiq olaraq

$$\begin{cases} y_1 = A_0 \cos(\omega t - kx) \\ y_2 = A_0 \cos(\omega t + kx) \end{cases} \quad (47.9)$$

kimi ifadə etmək olar. (47.9) ifadəsinin birinci tənliyi x oxunun müsbət istiqamətində (qaytarıcı səthə doğru), ikinci tənliyi isə x oxunun mənfə istiqamətində (qaytarıcı səthdən geri) yayılan

qaçan müstəvi dalğaları ifadə edir. Amplitudların eyni olması göstərir ki, mühit uducu deyildir. Qaçan dalğa dedikdə yalnız bir istiqamətdə (bu istiqamət ixtiyari seçilə bilər) yayılan dalğa nəzərdə tutulur. İnterferensiya mənzərəsini müşahidə etmək üçün əks istiqamətlərdə yayılan dalğaları toplayaq.

$$\begin{aligned} y &= y_1 + y_2 = A_0 \cos(\omega t - kx) + A_0 \cos(\omega t + kx) = \\ &= A_0 \cos\left(\frac{2\pi}{T}t - \frac{2\pi}{\lambda}x\right) + A_0 \cos\left(\frac{2\pi}{T}t + \frac{2\pi}{\lambda}x\right) = \\ &= 2A_0 \cos\frac{2\pi x}{\lambda} \cdot \cos 2\pi \nu t \end{aligned} \quad (47.10)$$

(47.10) ifadəsi amplitudu

$$A = \left| 2A_0 \cos\frac{2\pi x}{\lambda} \right| \quad (47.11)$$

olan durğun dalğanın ifadəsidir.

(47.11) ifadəsindən görünür ki, durğun dalğanın amplitudu zamandan asılı deyildir. Durğun dalğanın bəzi xüsusiyyətlərini araşdırmaq üçün qaçan dalğanın və durğun dalğanın ifadələrini müqayisə edək. Müqayisə zamanı aşağıdakı iki fərqi meydana çıxdığını görürük:

1. Qaçan dalğanın amplitudu sabit kəmiyyət olduğu halda, durğun dalğa amplitudu yalnız verilmiş nöqtə üçün sabit kəmiyyətdir.

2. Qaçan dalğanın fazası yayılma məsafəsindən (X -dən) asılı olaraq dəyişdiyi halda, durğun dalğanın fazası X -dən asılı deyildir (durğun dalğanın fazası yalnız düyün nöqtələrini keçdikdə dəyişir).

Amplitudun ən böyük $A = 2A_0$ qiymətlərinə uyğun gələn nöqtələr durğun dalğanın qarın, sıfır qiymətinə uyğun gələn isə durğun dalğanın düyün nöqtələri adlanır. Düyün və qarın nöqtələrinin koordinatlarını təyin edək. Amplitudun ən böyük

qiyməti $\cos 2\pi \frac{x}{\lambda} = 1$ şərtindən təyin edildiyindən, qarın nöqtələrinin vəziyyəti

$$2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm n\pi \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

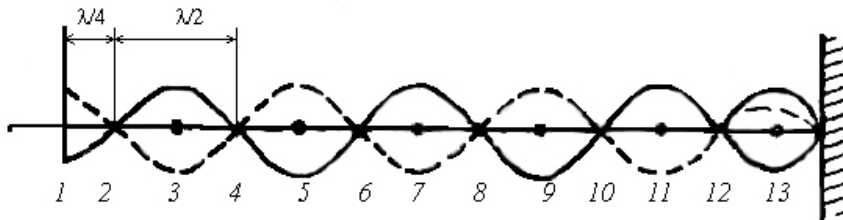
şərtindən və uyğun olaraq nöqtələrinin koordinatı

$$x = \pm n \frac{\lambda}{2}$$

şəklində təyin olunacaqdır. Qonşu qarın (və qonşu düyün) nöqtələr arasındakı məsafə

$$x_{n+1} - x_n = \frac{\lambda}{2}$$

olar. Bu məsafə durğun dalğanın uzunluğu adlanır (şəkil 47.2).



Şəkil 47.2

Amplitudun sıfır qiyməti $\cos(2\pi \frac{x}{\lambda}) = 0$ şərtindən təyin edildiyindən, düyün nöqtələrinin vəziyyəti $2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm(2n+1) \frac{\pi}{2}$ şərtindən və uyğun olaraq düyün nöqtələrinin koordinatı

$$x = \pm(2n+1) \frac{\lambda}{4}$$

şəklində təyin olunacaqdır. Qarın və düyün nöqtələrinin bir-birindən hansı məsafədə yerləşdiyini aşağıdakı kimi müəyyənləşdirmək olar:

$$(2n+1) \frac{\lambda}{4} - \frac{n\lambda}{2} = \frac{\lambda}{4}$$

Deməli qarın və düyün nöqtələri bir-birindən dalğa uzunluğunun $\frac{1}{4}$ qədər məsafədə yerləşir.

(47.10) ifadəsindən görünür ki, amplitud mənfi qiymət ala bilər. Bu o deməkdir ki, düyün nöqtəsini keçdikdə rəqsin istiqaməti əksinə dəyişir, başqa sözlə, rəqsin fazası π qədər dəyişir. Deməli iki qonşu düyün arasındakı bütün nöqtələr sinfaz (eyni fazalar), eyni bir düyün nöqtəsinin əks tərəflərində yerləşən nöqtələr isə əks fazada rəqs edir.

Dalğanın durğun adlanmasının səbəbi odur ki, durğun dalğa yaranan mühitin ixtiyari hissəsində müəyyən en kəsiyindən keçən enerji «qaçmır» (daşınmır), mühitin hər bir nöqtəsində potensial enerji (mühit deformasiyasının potensial enerjisi) kinetik enerjiyə (mühit hissələrinin rəqsi hərəkət enerjisinə) çevrilərək «dayanır». Beləliklə, durğun mühitin istənilən en kəsiyində orta enerji seli sıfır olmaqla enerji hər düyün nöqtəsindən qonşu qarına və tərsinə keçir.

48. Dalğanın enerjisi.

Mühitdə dalğa yayılarkən mühit deformasiya olunur və onun hissəcikləri rəqsə gələrək müəyyən sürətlə tarazlıq vəziyyəti ətrafında dövrə hərəkət edir. Bu baxımdan mühitin dalğa yayılan hissəsi əlavə enerjiyə malik olur. Mühitin əldə etdiyi əlavə enerji həmin mühitdə yayılan elastik dalğanın enerjisi olub, mühit hissəciklərinin rəqsi hərəkətinin kinetik enerjisi ilə elastik deformasiyaya uğramış mühitin potensial enerjisi olub, mühit

hissəciklərinin rəqsi hərəkətinin kinetik enerjisi ilə elastik deformasiyaya uğramış mühitin potensial enerjisi cəminə bərabərdir. Müəyyən v sürəti ilə yayılan və ρ sıxlığına malik olan

$$y = A \cos(\omega t - kx) \quad (48.1)$$

müstəvi monoxromatik uzununa dalğanın enerjisini hesablayaq. Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, eninə və uzununa dalğalara verilən tərifə uyğun yerdəyişmə eyni qanunla baş verdiyindən və həmçinin $E = \rho v_{uz}^2$ və $G = \rho v_{en}^2$ olduğundan, hər iki halda dalğanın enerjisi üçün eyni ifadə alınır. Dalğa yayılan mühitdə elə elementar ΔV həcmi götürək ki, o həcmə bütün nöqtələrində deformasiyanı və hissəciklərin sürətini sabit hesab etmək mümkün olsun. İxtiyari t zamanında qəbul etdiyimiz ΔV həcmə daxil olan hissəciklərin rəqsi hərəkətinin sürətini (bu hidrodinamik sürət adlanır) və rəqsi hərəkətin kinetik enerjisini təyin etsək,

$$v = \frac{dy}{dt} = -A\omega \sin(\omega t - kx) \quad (48.2)$$

$$\Delta W_k = \frac{\Delta m}{2} v^2 = \frac{\Delta V}{2} \rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx)$$

alarıq. Elastik deformasiyaya uğramış mühitin potensial enerjisi

$$\Delta W_p = \frac{1}{2} E \varepsilon^2 \Delta V \text{ kimi hesablandığından,}$$

$$\varepsilon = \frac{dy}{dx} = Ak \sin(\omega t - kx) = \frac{A\omega}{v} \sin(\omega t - kx) \quad \text{və} \quad E = \rho v^2 \text{ olduğunu}$$

nəzərə alsaq:

$$\Delta W_p = \frac{\Delta V}{2} \rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx) \quad (48.3)$$

$$(48.2) \text{ və } (48.3) \text{ ifadələrindən göründüyü kimi } \Delta W_k = \Delta W_p.$$

Onda mühitin ΔV həcmə düşən enerji (48.2) və (48.3) ifadələrinin cəmi olacaqdır. Beləliklə,

$$\Delta W = \rho A^2 \omega^2 \Delta V \sin^2(\omega t - kx) \quad (48.4)$$

Vahid həcmə düşən enerjini (enerji sıxlığı) U ilə işarə etsək

$$U = \rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx) \quad (48.5)$$

Deməli, elastik sərt mühitdə yayılan dalğanın enerji sıxlığı həm zamandan, həm də dalğanın yayılma məsafəsindən asılı olaraq sinusun (yaxud kosinus) kvadratı qanunu ilə dəyişir. Mühitdə yayılan dalğa enerji daşıdığından dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar qoyulmuş ixtiyari səthdən vahid zamanda keçən enerji miqdarını – enerji selini (U) bilmək vacibdir. Enerji seli verilmiş səthdən vahid zamanda keçən enerji olduğundan, güc vahidləri ilə (erq/san və Vatt) ölçülür.

Mexaniki dalğaları enerji seli sıxlığı vektoru ilə xarakterizə etmək mühüm əhəmiyyətə malikdir. Mexaniki dalğaların enerji seli sıxlığı vektoru ilk dəfə 1874-cü ildə rus alimi N.A.Umov tərəfindən, elektromaqnit dalğaları üçün müvafiq vektor Poyntinq tərəfindən müəyyən olduğundan elektromaqnit dalğalarının enerji seli sıxlığı vektoru Umov–Poyntinq vektoru adlanır ki, bu barədə geniş məlumat elektrik bəhsində veriləcəkdir.

49. Səs dalğaları.

Səs dalğalarının tezliyi 20...20000 Hs intervalında olub, ixtiyari elastik mühitdə yayılır və insan tərəfindən eşidilir.

Əgər səs dalğalarının tezliyi 20000 Hs-dən böyükdürsə bunlar ultrasəslər, tezliyi 20 Hs-dən kiçikdirsə infrasəslər hesab edilir.

Səs dalğaları əsasən səsin yüksəkliyi, səsin şiddəti (yaxud intensivliyi) və səsin tembri ilə xarakterizə edilir.

Səs rəqslərinin tezliyi dəyişdikcə səsin yüksəkliyi də dəyişir. Səsin şiddəti hər hansı τ zamanında səsin yayılma istiqamətinə perpendikulyar olan dalğanın S səthindən daşınan enerji ilə xarakterizə edilir:

$$J = \frac{W}{S\tau} \quad (49.1)$$

Səs şiddətinin BS -dəki vahidi (49.1) ifadəsindən təyin edilir:

$$|J| = \frac{1C}{1m^2 \cdot 1san} = 1 \frac{Vt}{m^2}$$

Harmonik rəqsi hərəkət edən cismin tam enerjisi

$$W = \frac{m\omega^2 A^2}{2}$$

olduğundan, aşkardır ki, səsin şiddəti səs dalğalarının amplitudunun kvadratı ilə düz mütənasıbdır. Səsin şiddəti səs dalğasının energetik xarakteristikası olub, insanın eşitmə orqanının xüsusiyyətlərindən asılı deyil.

Səs şiddətini insan qulağı subyektiv olaraq səsin gurluğu kimi qəbul edir. Səsin gurluğu anlayışı insan qulağının ayrı-ayrı tezlikli səs dalğalarını müxtəlif həssaslıqla qəbul etdiyini fərqləndirmək üçün daxil edilir. Səsin şiddəti artdıqca səsin gurluğu da artır, ancaq bu asılılıq düz mütənasib olmur.

Səsin tembri dedikdə, səsin rəngarəngliyi nəzərdə tutulur. İxtiyari mürəkkəb periodik hərəkəti sadə sinusoidal rəqslərə ayırmaq olar. Bu zaman sadə rəqslərin tezlikləri (v_1, v_2, v_3 və s.) əsas rəqsin v tezliyinin tam misillərinə bərabər olur. Bu zaman alınan

ən kiçik sinusoidal tezlik akustikada əsas ton, digər sinusoidal tezlikləri isə obertonlar (əlavə tonlar) adlanır.

Verilən səsdəki rəqs tezliklərinin toplusu (cəmi) səsin akustik spektri adlanır.

Səs dalğalarının qaz mühidə yayılma sürəti uzununa dalğaların yayılma sürətinə uyğun olaraq:

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}} = \sqrt{\frac{1}{\alpha\rho}} \quad (49.2)$$

şəklində təyin edilir. Burada $\alpha = \frac{1}{E}$ elastiklik əmsalı, ρ qazın sıxlığıdır. Elastiklik əmsalı ilə təzyiq arasında $\alpha = \frac{1}{\gamma\rho}$ münasibətinin və qazın hal tənliyindən qazın sıxlığı ilə təzyiqi və temperaturu arasında $\rho = \frac{\mu P}{RT}$ münasibəti olduğundan səs dalğalarının yayılma sürəti üçün yaza bilərik:

$$v = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}} \quad (49.3)$$

hesablamalar göstərir ki, havada səsin yayılma sürəti normal şəraitdə

$$\left(T = 273K; \gamma = 1,4; \mu = 0,092kg/mol; R = 8,31 \frac{C}{mol \cdot K} \right)$$

$v = 333 \text{ m/san}$ -dir.

50. Dopler hadisəsi.

Bəzən elə olur ki, mənbə və ya qəbuledici, ya bir-birinə nəzərən və ya da hər ikisi eyni mühitə nəzərən hərəkət edir. Bu

halda qarşıya belə bir sual çıxır ki, görəsən qəbuledicinin qəbul etdiyi tezlik, mənbənin şüalandığı dalğa tezliyindən fərqlənirmi?

İlk dəfə Dopler göstərmişdir ki, mənbə və qəbuledici bir-birinə nəzərən hərəkət etdikdə qəbuledicinin qəbul etdiyi tezlik mənbəyin şüalandırdığı dalğa tezliyindən fərqlənir. Sadəlik üçün aşağıdakı şərtləri və işarələri qəbul edək. Mənbə və qəbuledici onları birləşdirən düz xətt üzrə hərəkət edir. Mənbə və qəbuledici bir-birinə yaxınlaşdıqda sürəti müsbət, uzaqlaşdıqda isə sürəti mənfi qəbul edək. Mənbə və qəbuledicinin hərəkət sürətlərini, uyğun olaraq v_m və v_q səs dalğalarının mühitdə yayılma sürətini isə v ilə işarə edərək aşağıdakı xüsusi hallara baxaq:

1. Fərz edək ki, qəbuledici sükunətdədir, mənbə isə bərabər sürətlə qəbulediciyə doğru hərəkət edir (şəkil 50.1). Onda $v_q = 0$, $v_m > 0$ olur.

Elastik dalğaların yayılma sürəti mühitin xassələrindən asılı olduğuna görə mənbəyin hərəkəti dalğanın yayılma sürətini dəyişdirə bilmir, başqa sözlə, mənbəyin hərəkətdə olub olmamasından asılı olmayaraq dalğa bir period müddətində λ məsafəsinə yayılır. Mənbəyin hərəkətə başladığı anda buraxdığı dalğa λ məsafəsinə yayıldığı müddət ərzində, mənbə $l = v_m \cdot T$ məsafəsi qədər qəbulediciyə yaxınlaşır. Onda qəbul olunan dalğa uzunluğu üçün

$$\lambda' = \lambda - v_m \cdot T = vT - v_m T = (v - v_m)T$$

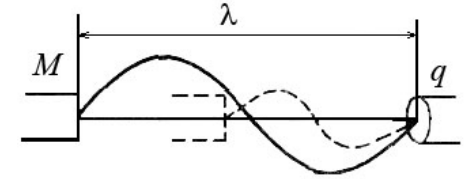
alınır. Göründüyü kimi qəbul edilən dalğanın uzunluğu qısalar və qəbul olunan tezlik

$$v' = \frac{v}{\lambda'} = \frac{v}{(v - v_m)T} = \frac{v}{v - v_m} \cdot v = \frac{1}{1 - \frac{v_m}{v}} \cdot v,$$

olar.

Bu halda qəbul olunan tezlik mənbəyin buraxdığı dalğa tezliyindən $\frac{v}{v - v_m}$ dəfə böyük olur (Şəkil 50.1).

Əgər mənbə qəbuledicidən uzaqlaşarsa, $v_m < 0$ onda şərtimizə əsasən v_m -in işarəsi mənfi olar və ifadə aşağıdakı şəkllə düşər:



Şəkil 50.1

$$v' = \frac{v}{v + v_m} \cdot v = \frac{1}{1 + \frac{v_m}{v}} \cdot v \quad (50.1)$$

Göründüyü kimi, qəbul olunan tezlik mənbəyin buraxdığı tezlikdən kiçikdir.

2. Mənbə sükunətdədir, qəbuledici isə mənbəyə doğru hərəkət edir. $v_m = 0$, $v_q > 0$ bu halda, dalğa qəbuledici cihazın yanından $v + v_q$ sürətlə keçir. Onda qəbul olunan tezlik

$$v' = \frac{v + v_q}{\lambda} = \frac{v + v_q}{vT} = \left(1 + \frac{v_q}{v}\right) v \quad (50.2)$$

olar.

Qəbuledici mənbədən uzaqlaşarsa, $v_q < 0$ onda (50.2) ifadəsində v -nin işarəsi v_q -nin əksinə çevrilir və bu səbəbdən

$$v' = \left(1 - \frac{v_q}{v}\right) v \quad (50.3)$$

olar.

Bəlləliklə, mənbəyin ətraf mühitə nəzərən hərəkəti zamanı qəbul olunan tezliyi

$$\nu' = \frac{1}{1 \pm \frac{v_m}{v}} \cdot \nu \quad (50.4)$$

şəklində, qəbuledicinin hərəkəti zamanı qəbul olunan tezlik isə

$$\nu' = \left(1 + \frac{v_q}{v} \right) \nu \quad (50.5)$$

şəklində olduğunu görürük. (50.4) və (50.5) ifadələrindəki müsbət və mənfi işarələri mənbə və qəbuledicinin bir-birinə yaxınlaşmasını və uzaqlaşmasını göstərir.

3. Nəhayət fərz edək ki, həm mənbə və həm də qəbuledici ətraf mühitə nəzərən hərəkət edir. Bu halda mənbəyin hərəkəti hesabına dalğa uzunluğu, qəbuledicinin hərəkəti hesabına isə dalğanın yanından keçmə sürəti dəyişdiyindən, tezlik hər iki səbəbə görə dəyişir. Onda qəbul olunan tezlik üçün alırıq:

$$\nu' = \frac{1 \pm v_q / v}{1 \pm v_m / v} \cdot \nu \quad (50.6)$$

(50.6)-dan göründüyü kimi $v_m = v_q$ olduqda mənbə və eləcə də qəbuledici eyni istiqamətdə hərəkət etdikdə, yəni mənbə və qəbuledici bir-birinə nəzərən hərəkət etmədikdə $\nu' = \nu$ olur. Deməli Dopler effekti mənbə və qəbuledicinin hər cür hərəkəti zamanı deyil, yalnız mənbə və qəbuledicinin bir-birinə nəzərən nisbi hərəkəti zamanı müşahidə olunur. Əgər mənbə və qəbuledici onları birləşdirən düz xətt üzrə deyil ixtiyari istiqamətdə hərəkət edərsə, onda məsələ bir qədər mürəkkəbləşir. Qeyd etmək lazımdır ki, təcrübi faktlar Dopler hadisəsini tam təsdiq edir.

İKİNCİ HİSSƏ

FƏSİL IX

MOLEKULYAR FİZİKA VƏ TERMODİNAMİKA

51. İdeal qaz qanunları. İdeal qazın ümumiləşmiş hal tənliyi.

İdeal qazlar üçün mövcud olan Boyle-Mariott, Gey-Lüssaq və Şarl qanunları aparılan müvafiq təcrübi tədqiqatlardan alınan ümumi nəticələndir.

İdeal qazın əsas xassələri aşağıdakılardır.

1. İdeal qaz molekulları arasındakı məsafə, onların xətti ölçülərindən çox böyükdür, ona görə də molekulların xüsusi həcmi qazın ümumi həcminə nisbətən çox kiçikdir (nəzərə almamaq olar).
2. İdeal qaz molekulları arasında heç bir qarşılıqlı təsir qüvvəsi yoxdur və ya nəzərə alınmayacaq dərəcədədir.
3. İdeal qaz molekulları bir-biri ilə və olduqları qabın divarları ilə toqquşduqda özlərini elastiki kürəciklər kimi aparır.

Verilmiş qaz kütləsinin halının üç parametri: təzyiq P , həcm V və temperatur t xarakterizə edir. Bu parametrlər öz aralarında müəyyən bir qanunauyğunluqla əlaqədərdir və onlardan birinin dəyişməsi digər ikisinin dəyişməsinə təsir edir. Bu əlaqə analitik şəkildə aşağıdakı kimi verilə bilər:

$$F(P, V, t) = 0 \quad (51.1)$$

(51.1) ifadəsinə qazın ümumi hal tənliyi deyilir.

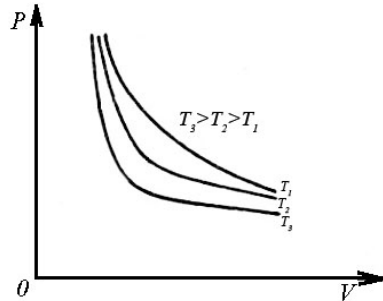
İdeal qaz qanunları qazın halını xarakterizə edən üç parametrdən birini sabit saxlamaq şərti ilə, yerdə qalan iki parametr arasındakı asılılığı müəyyən edir.

a).Boyl-Mariott qanunu. Sabit temperaturda ($t = \text{const}$) verilmiş qaz kütləsinin təzyiqi onun həcmi ilə tərs mütənəsidir.

Qazın başlanğıc təzyiqi P_1 , həcmi V_1 , son təzyiqi P_2 , həcmi V_2 –dirsə, $\frac{P_1}{P_2} = \frac{V_2}{V_1}$ yazıla bilər. Buradan $P_1V_1 = P_2V_2$ və ya

$$PV = \text{const} \quad (51.2)$$

Şəkil 51.1-də T_1, T_2, T_3 temperaturlarına uyğun qazın halı verilmişdir. (51.2) ifadəsi bərabəryanlı hiperbola tənliyi olduğundan həmin ifadənin $P-V$ diaqramında qrafiki hiperbola əyrisi verəcək. Bu əyrlər ailəsinə izoterm əyrləri deyirlər.



Şəkil 51.1

b).Gey-Lüssaq qanunu.

Sabit təzyiqdə ($P = \text{const}$)

verilmiş qaz kütləsinin həcmi temperatura görə xətti qanunla dəyişir:

$$V_t = V_0(1 + \alpha_V t) \quad (51.3)$$

Burada V_0 – qazın 0°C -dəki həcmi, V_t –qazın $t^\circ\text{C}$ -dəki həcmi, α_V -qazın həcmi genişlənmə əmsalıdır (Şəkil 51.2 a).

c).Şarl qanunu. Sabit həcmdə ($V = \text{const}$) verilmiş qaz kütləsinin təzyiqi temperaturdan asılı olaraq xətti qanunla dəyişir:

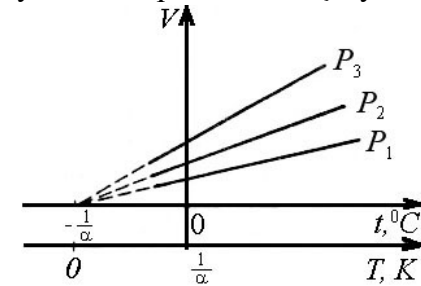
$$P_t = P_0(1 + \alpha_P t) \quad (51.4)$$

burada P_0 qazın 0°C -dəki təzyiqi, P_t – qazın $t^\circ\text{C}$ -dəki təzyiqi, α_P - təzyiqin termik əmsalıdır.

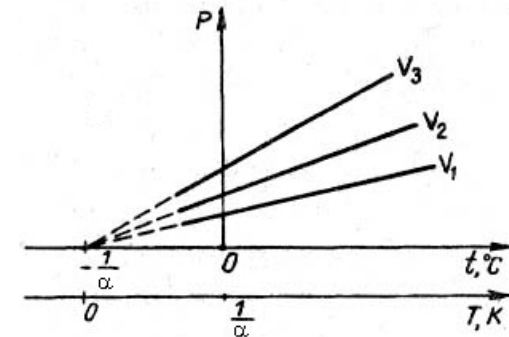
(51.3) və (51.4) ifadələrini $P-t$ və $V-t$ diaqramlarında qrafik təsvir etsək, izobarlar və izoxorlar ailəsinə alırıq (şəkil 51.2 a, b).

(51.3) və (51.4) ifadələrində $\alpha_V = \alpha_P = \alpha = \frac{1}{273}$ dər $^{-1}$ oldu-

ğundan və $1 + \alpha t = 0$ şərtinə görə 51.1 a, b-də izobarlar və izoxorlar t oxunun eyni bir nöqtəsində kəsişdiyindən



Şəkil 51.2 a



Şəkil 51.2 b

$$t = -\frac{1}{\alpha} = -273,15^{\circ}\text{C}$$

Koordinat başlanğıcı həmin nöqtədə yerləşən yeni bir temperatur şkalasına keçsək, (temperaturun bu şkalası mütləq və ya Kelvin şkalası adlanır) onda bunlar arasında aşağıdakı əlaqənin olduğunu görürük:

$$T = t + \frac{1}{\alpha} = t + 273,15 \quad (51.5)$$

Əgər 0°C temperaturu $273,15\text{ K}$ -ə uyğun gəlsə, onda 0°K temperaturuna $-273,15^{\circ}\text{C}$ uyğun gəlir və bu temperatur mütləq sıfır temperaturu adlanır.

Kelvinin göstərdiyi kimi mütləq sıfır mümkün olan ən aşağı temperaturdur. Həmin temperaturda molekulların nizamsız hərəkəti tamamilə dayanır. Lakin bu o demək deyildir ki, mütləq temperaturda hərəkətin bütün növü dayanır, həmin temperaturda elektronun atom daxilindəki hərəkəti davam edir. (51.3) və (51.4) –də (51.5) münasibətini nəzərə alsaq:

$$V = V_0(1 + \alpha t) = V_0 \left[1 + \alpha \left(T - \frac{1}{\alpha} \right) \right] = \alpha V_0 T \quad (51.6)$$

$$P = P_0(1 + \alpha t) = P_0 \left[1 + \alpha \left(T - \frac{1}{\alpha} \right) \right] = \alpha P_0 T$$

(51.6) tənliklərini nəzərə almaqla eyni bir izobar və izoxor üzərində götürülmüş ixtiyari nöqtələr üçün

$$\begin{cases} \frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}; & P = \text{const} \\ \frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}; & V = \text{const} \end{cases} \quad (51.7)$$

(51.7) sisteminin birinci tənliyi Gey-Lüssak qanununu, ikinci tənliyi isə Şarl qanununu ifadə edir. (51.7)-nin ikinci tənliyindən (51.2)-dən istifadə edib, ideal qazın ümumiləşmiş hal tənliyini ala bilərik. Bunun üçün P – V diaqramında P_1 , V_1 , T_1 və P_2 , V_2 , T_2 parametrləri ilə təyin edilən qazın iki ixtiyari halını götürərək (şəkil 51.3). Diaqramdakı 1-1 izotermik və 1-2 izoxorik prosesləri üçün yaza bilərik:

$$\begin{cases} P_1 V_1 = P'_1 V_2 \\ \frac{P'_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \end{cases} \quad (51.8)$$

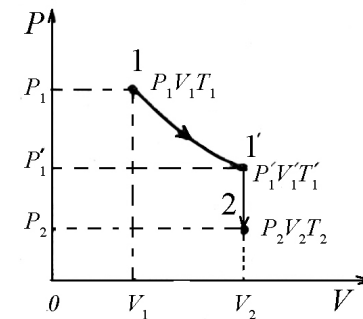
(51.8) sistemindən P' -i kənar etsək yazarıq:

$$\frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2} \quad (51.9)$$

Diaqramdakı 1 və 2 halları tamamilə ixtiyari götürüldüyündən (51.9) nisbəti istənilən hal üçün ödənilə bilər:

$$\frac{PV}{T} = B \quad (51.10)$$

(51.10) tənliyi Klapayron tənliyi adlanır. Klapayron tənliyinin



Şəkil 51.3

çatışmayan cəhəti odur ki, B sabiti müxtəlif qazlar üçün müxtəlif olub, yalnız verilmiş qaz kütləsi üçün sabitdir. 1876-cı ildə Mendeleyev Avoqadro qanununu Klapayron tənliyində nəzərə almaqla çatışmayan cəhəti aradan qaldırmışdır.

Avoqadro qanununda deyilir ki, bütün qazların bir kiloqram-molu eyni şəraitdə

(eyni təzyiq və temperaturda) bərabər həcm tutur. Belə ki, normal şəraitdə, yəni 0°C temperaturda və 1 atm . təzyiqdə ixtiyari qazın kilomolunun həcmi $22,4\text{ m}^3$ olmalıdır.

Onda (51.10) tənliyini qazın bir kilomolu üçün yazsaq və B sabitini R ilə əvəz edib, qazların bir kilomolunun həcmi V_0 ilə işarə etsək, Mendeleyev-Klapeyron tənliyi üçün yazarıq:

$$\frac{PV_0}{T} = R \quad (51.11)$$

burada, R - universal qaz sabiti adlanır.

Eyni təzyiq və temperaturda qazın həcmi onun kütləsi ilə mütənasib olduğundan

$$\frac{V_0}{V} = \frac{\mu}{m} \quad (51.12)$$

Buradan μ - bir kilomol qazın kütləsi, V isə m kütləli qazın həcmidir. (51.12) –ni (51.11)-də nəzərə alsaq, ixtiyari m kütləli qaz üçün Mendeleyev-Klapeyron tənliyi alarıq:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT \quad (51.13)$$

(51.13)-dən qazın sıxlığını təyin edə bilərik:

$$\frac{m}{V} = \frac{\mu P}{RT} \quad (51.14)$$

buradan

$$\rho = \frac{P\mu}{RT}$$

Əgər bir kilomol qaz normal şəraitdə ($P=1\text{ atm}$, $T=273\text{ K}$, $V_0=22,4\cdot 10^3\text{ l/kmol}$) yerləşərsə, onda universal qaz sabitinin ədədi qiyməti üçün alarıq:

$$R = \frac{1\text{ atm} \cdot 22,4 \cdot 10^3\text{ l/kmol}}{273\text{ dər}} = 82\text{ atm} \cdot \text{l/kmol} \cdot \text{dər}$$

Əgər R -in qiymətini BC -də hesablasaq və nəzərə alsaq ki, $1\text{ atm} = 1,013 \cdot 10^5\text{ N/m}^2$ və $1\text{ l} = 10^{-3}\text{ m}^3$ onda

$$R = \frac{1,013 \cdot 10^5 \cdot 22,4}{273} \frac{\text{N} \cdot \text{m}}{\text{kmol} \cdot \text{dər}} = 8,31 \cdot 10^3 \frac{\text{C}}{\text{kmol} \cdot \text{dər}}$$

Kilomoldan mola, couldan erqə və kaloriyə keçsək, R sabiti üçün alarıq.

$$R = 8,31 \cdot 10^7 \frac{\text{erq}}{\text{mol} \cdot \text{dər}} = 1,99 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{dər}}$$

Nəzərə almaq lazımdır ki, Mendeleyev-Klapeyron qanunu təcrübi qanundur və buna görə də ideal qazın bu və ya digər xassəsi təcrübədən alınan məlumatlara əsaslanır. İndi isə qazın xassələrini molekulyar- kinetik nəzəriyyə əsasında öyrənməyə çalışaq.

52. Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyi

Qazların molekulyar-kinetik nəzəriyyəsinin sadə modelinə görə qaz, molekul məsafəsində bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmayan, nizamsız hərəkət edən eyni növ molekullar çoxluğundan ibarətdir. Molekulların ölçüləri o qədər kiçikdir ki, onların həcmələrini yerləşdikləri qabın həcmi ilə müqayisədə nəzərə almaq olar. Qaz molekulları bir-biri ilə və eləcə də yerləşdikləri qabın divarları ilə toqquşduqdan sonra müəyyən qədər sərbəst yol gedir. Bu

toqquşmalar zamanı molekullar özlərini elastik kürələr kimi aparır və heç bir enerji itkisi baş vermir.

Qazın olduğu qabın divarlarına göstərdiyi təzyiqin, ayrı-ayrı molekulların zərbələrinin nəticəsi olması fikrini ilk dəfə D.Bernulli söyləmişdir. Sonralar qazların molekulyar-kinetik nəzəriyyəsi daha da inkişaf etdirilmiş və bu istiqamətdə Klaizusun, Bolsmanın və Maksvelin xidmətləri çox böyük olmuşdur.

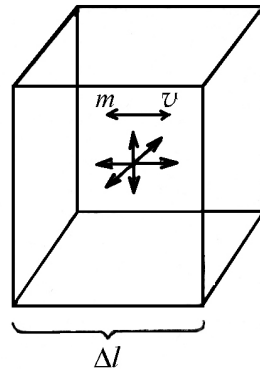
Qaz molekullarının qabın divarlarına vurduqları zərbələrin nəticəsində meydana çıxan təzyiqi hesablayaq. Fərz edək ki, tilinin uzunluğu Δl olan kub şəkilli qabın içərisində daim nizamsız hərəkət edən n sayda qaz molekulları var (şəkil 51.1). Qəbul edilmiş modelə əsasən molekulların ölçüləri nəzərə alınmır və sadəlik üçün qəbul edilir ki, molekulların $\frac{1}{3}$ hissəsi kubun ön və

arxa divarları istiqamətində, $\frac{1}{3}$ hissəsi aşağı və yuxarı divarları istiqamətində, $\frac{1}{3}$ hissəsi isə sağ və sol divarları istiqamətində hərəkət edir (Şəkil 52.1).

Qabın divarına perpendikulyar istiqamətdə v sürətli zərbə vuran bir molekula baxaq. Həmin molekul ön divara zərbə vurduqdan sonra geriye əks oluna-caq və arxa divara zərbə vuracaqdır. Nəticədə hərəkət miqdarının saxlanması qanununa görə ön divarın aldığı qüvvə impulsu hərəkət miqdarının dəyişməsinə bərabər olacaqdır:

$$\Delta F \Delta t = mv - (-mv) = 2mv$$

Burada ΔF zərbə qüvvəsidir. Mənfi işarəsi göstərir ki, zərbə zamanı molekulun hərəkət sürətinin istiqaməti dəyişir.



Şəkil 52.1

Molekulların sayı çox olduğundan və eləcə də hər toqquşmadakı zərbə qüvvəsi müxtəlif olduğundan iki ardıcıl zərbəyə sərf olunan ΔF orta zərbə qüvvəsini təyin etmək zərurəti meydana çıxır.

Onda uyğun olaraq v sürətli hərəkət edən molekul üçün orta zərbə qüvvəsinin impulsu üçün yazsaq bilərik:

$$\Delta \bar{F} \Delta t = 2m\bar{v} \quad (52.1)$$

Δt - molekulun ön divardan əks olub, arxa divara gedib çatması və qayıtması üçün, yəni $2\Delta l$ məsafəsini getməsi üçün lazım olan müddətdir. $\Delta t = \frac{2\Delta l}{v}$, Δt -nin bu qiymətini (52.1)-də nəzərə alsaq, alırıq:

$$\Delta F = \frac{mv^2}{\Delta l}$$

Bu bir molekulun divara vurduğu orta zərbə qüvvəsinin qiymətidir. Molekullar müxtəlif v_1, v_2, v_3 sürəti ilə hərəkət etdiklərindən, n sayda molekulların divara vurduqları ümumi zərbə qüvvəsi üçün

$$F = \frac{mv_1^2}{\Delta l} + \frac{mv_2^2}{\Delta l} + \frac{mv_3^2}{\Delta l} + \dots + \frac{mv_n^2}{\Delta l}$$

yazırıq. Burada n' ön və arxa divarlar arasında hərəkət edən molekulların sayıdır. $\frac{m}{\Delta l}$ -i mörtərzə xaricinə çıxarıb, sağ tərəfi n' -ə vursaq və bölsək, alırıq:

$$F = \frac{n'm}{\Delta l} \frac{v_1^2 + v_2^2 + v_3^2 + \dots + v_n^2}{n'} = \frac{n'm}{\Delta l} \bar{v}^2$$

Burada

$$\bar{v}^2 = \frac{v_1^2 + v_2^2 + v_3^2 + \dots + v_n^2}{n'}$$

molekulların orta kvadratik sürəti adlanır.

Qəbul etdiyimiz şərtə əsasən ön və arxa divarlar arasında hərəkət edən molekulların sayı, molekulların n ümumi sayının

$1/3$ -nə bərabər olduğundan $n' = \frac{1}{3}n$. Buradan

$$F = \frac{1}{3}n\Delta F = \frac{1n}{3\Delta l}m\bar{v}^2$$

olar. Bu bərabərliyin sağ və sol tərəfini Δl^2 -na bölsək,

$$\frac{F}{\Delta l^2} = \frac{1n}{3\Delta l^3}m\bar{v}^2 \quad (52.2)$$

alınar.

Δl^2 kubun bir divarının sahəsi olduğuna görə $\frac{F}{\Delta l^2}$ divara

göstərilən P təzyiqi olar. Δl^3 isə kubun həcmi olduğundan $\frac{n}{\Delta l^3}$

vahid həcmdəki molekulların sayına bərabər olar. Onda (52.2) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşər.

$$P = \frac{1}{3}n_0m\bar{v}^2 \quad (52.3)$$

(52.3) düsturunun sağ tərəfini 2-yə vurub, bölsək və

$\frac{m\bar{v}^2}{2} = \bar{\omega}_k$ işarə etsək alarıq:

$$P = \frac{2}{3}n_0 \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{2}{3}n_0\bar{\omega}_k \quad (52.4)$$

Burada $\bar{\omega}_k$ - bir molekulun irəliləmə hərəkətinin orta kinetik enerjisidir.

(52.4) tənliyi molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyi adlanır.

Deməli, vahid həcmdə yerləşən qaz molekullarının təzyiqi həmin həcmdə yerləşən qaz molekullarının orta kinetik enerjisi ilə təyin edilir.

(52.4)-un sağ və sol tərəfini bir mol qazın V_0 həcminə vursaq

$$PV_0 = \frac{2}{3}n_0V_0\bar{\omega}_k$$

olar.

Burada n_0V_0 bütün V_0 həcmindəki molekulların sayı, yəni qazın bir molunda olan molekulların sayıdır. Bu say Avoqadro

ədədinə bərabərdir: $n_0V_0 = N_A$. Onda $PV_0 = \frac{2}{3}N_A\bar{\omega}_k$ olar.

$PV_0 = RT$ olduğundan

$$PV_0 = \frac{2}{3}N_A\bar{\omega}_k = RT \quad (52.5)$$

(52.5) düsturu molekulların irəliləmə hərəkətinin orta kinetik enerjisini qazın halını xarakterizə edən parametrlərlə əlaqələndirir. Bu düsturdan

$$\bar{\omega}_k = \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} \left(\frac{R}{N_A} \right) T \quad (52.6)$$

R və N_A sabit kəmiyyətlər olduğundan $K = \frac{R}{N_A}$ nisbəti də

sabit kəmiyyət olub, Bolsman sabiti adlanır və ədədi qiyməti aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$K = \frac{8,31 \cdot 10^3}{6,02 \cdot 10^{26}} \cdot \frac{C/(kmol \cdot K)}{K \cdot mol^{-1}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{C}{K}$$

Bu əmsalı (52.6)-da nəzər alsaq, alırıq:

$$\bar{\omega}_k = \frac{3}{2} kT \quad (52.7)$$

İndi qazın molekulyar-kinetik təbiətini xarakterizə edən başqa kəmiyyətləri də təyin edək. (52.6) düsturundan

$$\bar{v}^2 = \frac{3RT}{mN_A}$$

alırıq. Göründüyü kimi molekulun sürəti mütləq temperaturdan asılıdır. Bu baxımdan molekulun irəliləmə hərəkətinin orta kinetik enerjisi də temperaturdan asılı olmalıdır.

Burada $mN_A = \mu$ (bir molun kütləsi) və $\sqrt{\bar{v}^2} = v_{kv}$ qəbul etsək, molekulların orta kvadratik sürəti üçün alırıq:

$$v_{kv} = \sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \quad (52.8)$$

(52.4)-də (52.7)-ni nəzərə alsaq, qazın təzyiqinin temperaturdan asılılığını alırıq:

$$P = n_0 kT \quad (52.9)$$

(52.9) ifadəsindən

$$n_0 = \frac{P}{kT} \quad (52.10)$$

(52.10) ifadəsindən görünür ki, eyni təzyiq və temperaturda bütün qazların vahid həcmindəki molekulların sayı eynidir. Normal şəraitdə $1m^3$ həcmindəki molekulların sayı Loşmid ədədi adlanır və aşağıdakı kimi təyin edilir:

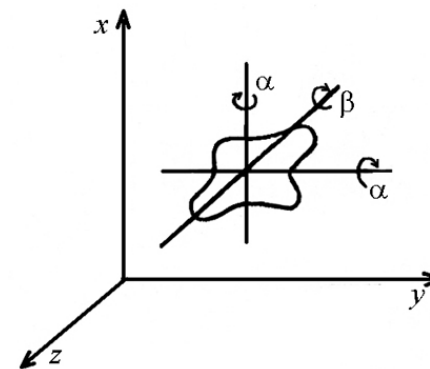
$$n_0 = \frac{P}{kT} = \frac{1,01 \cdot 10^5}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 273} \cdot \frac{N/m^2}{(C/kmol)K} = 2,68 \cdot 10^{25} m^{-3}$$

(52.7) düsturundan bir mol qazın irəliləmə hərəkətinin orta kinetik enerjisini normal şəraitdə qiymətləndirsək, bu ədədin çox kiçik olduğunu görürük:

$$\bar{\omega}_k = \frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 273 = 5,7 \cdot 10^{-21} (C)$$

53. Enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə paylanması.

İdeal qaz molekulları bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmadığından potensial enerjiyə malik olmur. Bu baxımdan ideal



Şəkil 53.1

qazın tam enerjisi molekulların irəliləmə və fırlanma hərəkətlərinin kinetik enerjisindən ibarət olur. Molekulların irəliləmə hərəkətinin orta kinetik enerjisi ilə yuxarıda tanış olduq. Fırlanma hərəkətinin kinetik enerjisi ilə tanış olmaq üçün sərbəstlik dərəcəsi anlayışına nəzər salaq. Sərbəstlik

dərəcəsinin sayı dedikdə, cismi və cisimlər sisteminin fəzadakı vəziyyətini və ya yerini müəyyən edən asılı olmayan koordinatların sayı nəzərdə tutulur. Mütləq bərk cisim fəzada tamamilə sərbəst hərəkət edərsə, onda onun vəziyyəti altı asılı

olmayan koordinatla təyin edilər ki, bunun üçün (x, y, z) cismin irəliləmə hərəkətini, üçü (α, β, γ) isə fırlanma hərəkətini xarakterizə edər (şəkil 53.1). Maddi nöqtənin fəzadakı hərəkəti üç sərbəstlik dərəcəsi ilə təyin edilir.

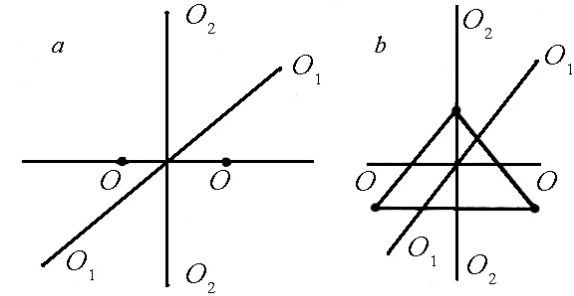
Biratomlu molekula maddi nöqtə kimi baxdığımızdan (bu halda nəzərdə tutulur ki, atomu kütləsi nüvədə toplaşmış və nüvənin ölçüsü çox kiçik qəbul edilir) onun irəliləmə hərəkəti üç sərbəstlik dərəcəsi ilə müəyyənləşdirilir. İkiatomlu qaz molekulunun sərbəstlik dərəcəsinin sayı beşdir. Bunun üçü molekulun irəliləmə hərəkətini, ikisi isə $O_1 - O_1$ və $O_2 - O_2$ oxları ətrafındakı fırlanma hərəkətini xarakterizə edəcəkdir (Şəkil 53.2, a). Qeyd etmək lazımdır ki, molekulanın ətalət momenti və buna uyğun kinetik enerjisi $O - O$ fırlanma oxuna nəzərən çox kiçik olduğundan bu ox ətrafındakı fırlanma hərəkəti nəzərə alınmır. Üç və daha artıq atomlu qaz molekulalarının hərəkəti mütləq bərk cismə uyğun olaraq altı sərbəstlik dərəcəsi ilə xarakterizə edilir. Bunun üçü molekulun irəliləmə hərəkətini, üçü isə $O_1 - O_1$, $O_2 - O_2$ və $O - O$ oxları ətrafındakı fırlanma hərəkətini xarakterizə edir (şəkil 53.2, b).

Statistik fizikanın mühüm qanunu hesab edilən enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanmasını nəzərə alsaq, fırlanma hərəkətinin kinetik enerjisi üçün fikir söyləmək olar: molekulun hər bir sərbəstlik dərəcəsinə orta hesabla $\frac{1}{2}kT$ qədər kinetik enerji düşür. Molekulun malik olduğu sərbəstlik dərəcələrinin sayı i -yə bərabədirsə, onda onun orta kinetik enerjisi $\bar{\omega}_k = \frac{i}{2}kT$ qədər olar.

Mexanika kursundan məlumdur ki, harmonik rəqsi hərəkətin tam enerjisi rəqsi hərəkətin orta kinetik enerjisi ilə orta potensial enerjisi cəmindən ibarətdir. Deməli, rəqsi hərəkətin hər bir

sərbəstlik dərəcəsinə bərabər miqdarda kinetik və potensial enerji düşür:

$$\bar{\omega} = \bar{\omega}_k = \bar{\omega}_p = \frac{1}{2}kT + \frac{1}{2}kT = kT$$



Şəkil 53.2

Beləliklə, enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanması faktı ona gətirib çıxarır ki, molekulun bütün sərbəstlik dərəcələri eyni hüquqludur. Lakin kvant nəzəriyyəsi göstərir ki, enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanması xüsusi hal üçün ödənilir və bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən orta enerji temperaturun xətti funksiyası olmayıb, daha mürəkkəb xarakter daşıyır. Bundan əlavə kvant nəzəriyyəsi göstərir ki, sərbəstlik dərəcələri eyni hüquqlu olmayıb, yalnız kifayət qədər yüksək temperaturalarda enerji sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanır və kvant nəzəriyyəsi ilə klassik nəzəriyyənin nəticələri üst-üstə düşür.

54. İdeal qazın daxili enerjisi və istilik tutumu.

Termodinamikanın birinci qanunu.

Yuxarıda göstəriləndiyi kimi ideal qazın molekulaları arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsi nəzərə alınmır. Qaz molekulaları bir-birinə ancaq toqquşma zamanı təsir edir və həmin toqquşmalarda onlar

özlərini elastiki kürəciklər kimi aparır. Məhz buna görə də ideal qazın bütün molekularının nizamsız hərəkətinin kinetik enerjisi, onun daxili enerjisini təyin edir.

Bildiyimiz kimi sərbəstlik dərəcələrinin sayı i olan bir molekulun orta kinetik enerjisi

$$\bar{\omega}_k = \frac{i}{2} kT \quad (54.1)$$

şəklindədir.

Onda bir mol qazın kinetik enerjisi (54.1) ifadəsinin Avoqadro ədədinə hasilinə bərabər olar:

$$U = \bar{\omega}_k N_A = \frac{i}{2} N_A kT = \frac{i}{2} RT \quad (54.2)$$

Daxili enerji anlayışından istifadə edərək, qazların xüsusi istilik tutumunun ifadəsini tapa bilərik. Hər hansı bir maddənin C xüsusi istilik tutumu, bu maddənin bir qramının temperaturunu 1°C qaldırmaq üçün lazım olan istiliyin miqdarıdır.

Xüsusi istilik tutumu anlayışı ilə yanaşı molyar C istilik tutumu anlayışı da mövcuddur. Molyar istilik tutumu dedikdə, bu maddənin bir molunun temperaturunu qaldırmaq üçün lazım olan istilik miqdarı nəzərdə tutulur. Aydınır ki, molyar istilik tutumu ilə xüsusi istilik tutumu arasında $C = \mu \cdot c$ münasibəti mövcuddur. Burada μ - verilmiş maddənin 1 molunun kütləsidir. Qazı sabit həcmdə və həm də sabit təzyiqdə qızdırmaq mümkün olduğundan onun həm sabit həcmdəki və həm də sabit təzyiqdəki molyar istilik tutumunu müəyyən etmək olar. İzoxorik prosesdə sistemin xarici qüvvələrə qarşı gördüyü iş sıfıra bərabər olduğundan və sistemə verilən istilik yalnız sistemin daxili enerjisinin artmasına sərf edildiyindən sabit həcmdəki molyar istilik tutumu dedikdə, sabit həcmdə bir kilomol qazın

temperaturunu 1°C yüksəltmək üçün lazım olan istilik miqdarı nəzərdə tutulur.

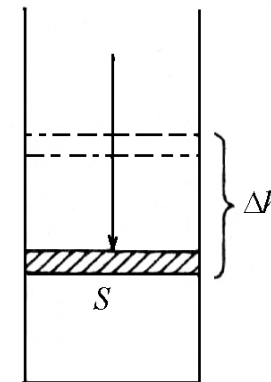
(54.2) düsturuna əsasən yazıla bilər:

$$C_V = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2} R \quad (54.3)$$

Sabit təzyiqdəki molyar istilik tutumu dedikdə, sabit təzyiqdə qazın bir kilomolunu 1°C qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarı nəzərdə tutulur.

Qazın təzyiqini sabit saxlamaqla onu qızdırsaq, bu zaman sistemə verilən istiliyin bir hissəsi qazın genişlənməsi zamanı xarici qüvvələrə qarşı görülən işə, digər hissəsi isə daxili enerjinin artmasına sərf edilir. Bu baxımdan sabit təzyiqdəki istilik tutumu sabit həcmdəki istilik tutumundan ($C_P > C_V$) böyükdür. Sabit təzyiqdəki və sabit həcmdəki istilik tutumları arasındakı fərq bir mol qazın sabit təzyiqdə temperaturunu 1°C yüksəltdikdə genişlənməsi zamanı görülən işə bərabərdir:

$$C_P - C_V = A \quad (54.4)$$



Şəkil 54.1

(54.4) ifadəsindəki A işini hesablayaq. Bunun üçün fərz edək ki, silindirdə sahəsi S olan porşen altında həcmi V_0 olan bir kilomol qaz T temperaturunda və P təzyiqində yerləşmişdir. Sabit təzyiqdə qazın temperaturunu 1°C artırırsaq porşen Δh yüksəkliyinə qalxacaq və uyğun qazın həcmi V'_0 olacaqdır (şəkil 54.1). Bu zaman görülən iş

$$A = PS\Delta h$$

şəklində olacaqdır. Burada PS porşeni qaldıran qüvvə, $S\Delta h = \Delta V$ həcmnin böyüməsi olub, $\Delta V = V'_0 - V_0$ şəkilində təyin edildiyindən

$$A = P\Delta V = P(V'_0 - V_0) = PV'_0 - PV_0 \quad (54.5)$$

olar. Mendeleyev-Klapeyron tənliyinə əsasən $PV'_0 = R(T+1)$ və $PV_0 = RT$ olduğundan

$$A = R(T+1) - RT = R \quad (54.6)$$

Deməli, universal qaz sabitinin ədədi qiyməti bir kilomol qazın sabit təzyiqdə temperaturunu 1°C qaldırıqda xarici qüvvələrə qarşı görülmə iş bərabər olur. Onda (54.4) və (54.6) ifadələrinə əsasən alırıq.

$$C_P = C_V + R \quad (54.7)$$

(54.7) ifadəsi Mayer tənliyi adlanır. (54.7)-də C_V -nin qiymətini nəzərə alsaq, C_P üçün alırıq:

$$C_P = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R \quad (54.8)$$

C_P -nin və C_V -nin nisbətini γ adiabat dərəcəsi ilə işarə etsək, yəni $\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i+2}{i}$ olar. Göründüyü kimi $\gamma > 1$ olub, yalnız qazın növündən (sərbəstlik dərəcələrinin sayından) asılıdır. C_P və C_V ifadələrinə və eləcə də aşağıdakı cədvələ nəzər salsaq, bütün qazların istilik tutumlarının biratomlu, ikiatomlu və üçatomlu qazlar üçün müxtəlif olduğunu görürük.

Təcrübə göstərir ki, orta temperaturalarda əksər qazların təcrübədən alınmış istilik tutumları nəzəri hesablamalarla üst-üstə düşür və bu hal bir atomlu qazlar üçün daha dəqiq ödənilir. Qazların klassik nəzəriyyəyə görə istilik tutumları təcrübədən alınmış nəticələrlə uyğun gəlmir.

Cədvəl 54.8

Müxtəlif atomlu qazların istilik tutumu.

Qaz	i	C_V C/(dər x kmol)	C_P C/(dər x kmol)	γ
Biratomlu	3	12480	20800	1,67
İkiatomlu	5	20800	29120	1,40
Üç və ya daha çox atomlu	6	24960	33280	1,33

Belə ki, nəzəriyyədən alınmış nəticələrə görə istilik tutumu yalnız sərbəstlik dərəcələrinin sayından asılı olub, temperaturdan asılı olmamalıdır. Lakin buna baxmayaraq təcrübədən alınan məlumatlara görə əksər maddələr üçün və eləcə də qazlar üçün istilik tutumu temperaturdan asılı olub, temperatur artdıqca artır və çox alçaq temperaturalarda istilik tutumu azalaraq $T=0$ olduqda sıfıra yaxınlaşır. Bundan əlavə çoxatomlu qazlar üçün alınmış nəzəri istilik tutumları orta və yüksək temperaturalarda təcrübədən alınmış nəticələrlə uyğun gəlmir.

Belə uyğunsuzluğun meydana gəlməsinin əsas səbəbi odur ki, enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanması anlayışı düzgün deyil və bu anlayış yalnız sadə qazlar üçün orta temperatur intervalında ödənilir.

İstilik tutumunun geniş temperatur intervalındakı izahı 1905-ci ildə Eynşteyn tərəfindən kvant nəzəriyyəsi daxilində verilmişdir.

İndi isə sistemin daxili enerjisi, sistemə verilən istilik miqdarı və iş arasındakı əlaqəyə nəzər salaq. Bu kəmiyyətlər arasındakı əlaqə öz əksini termodinamikanın birinci qanununda (birinci başlanğıcında) tapır. Termodinamikanın birinci qanunu təbiətin mühüm qanunu olan enerjinin saxlanması və itməməsi qanununu daha geniş mənada ifadə edir: Qapalı sistemin tam enerjisi ona görə sabit qalır ki, o nə itmir və nə də yenidən yaranmır, yalnız bir enerji formasından digərinə keçir.

Əgər izolə edilmiş cismin və ya sistemin kinetik və potensial enerjilərinin cəmindən ibarət olan daxili enerjisi U və sistemə xaricdən verilən istiliyin miqdarı Q olarsa, onda verilən istilik miqdarı, daxili enerjinin ΔU qədər dəyişməsinə və sistemin xarici qüvvələrə qarşı gördüyü A işinə sərf olunur:

$$Q = \Delta U + A \quad (54.9)$$

(54.9) termodinamikanın birinci qanununun riyazi ifadəsidir və Q , A kəmiyyətləri ΔU -nün ölçüldüyü vahidlərlə ölçülür.

Baxdığımız sistem periodik işləyən mühərriki xatırladırsa, onda «işçi cisim» qaz, buxar və s. müəyyən prosesdən sonra öz başlanğıc vəziyyətinə qayıdacaqdır. Bu halda $\Delta U = 0$ olacaq və (54.9) ifadəsi $Q = A$ şəklinə düşəcəkdir. Bu nəticə termodinamikanın birinci qanununun aşağıdakı şəkildə də ifadə olunmasına imkan verir. Elə bir periodik işləyən mühərrik yaratmaq mümkün deyil ki, o xaricdən istilik miqdarı almadan iş görə bilsin və ya gördüyü iş aldığı istilik miqdarından çox olsun (birinci növ perpetuum mobile və ya I növ daimi mühərrik).

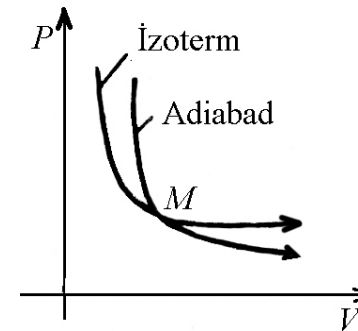
Sistemə verilən istiliyin miqdarı dQ sonsuz kiçikdirsə və sistemin daxili enerjisinin dəyişməsi dU sonsuz kiçik xarakter daşıyarsa, onda sistemin gördüyü iş dA da sonsuz kiçik olacaq $A = dA$ və (54.9) ifadəsi

$$dQ = dU + dA \quad (54.10)$$

şəklinə düşəcəkdir.

Yuxarıda qeyd etdik ki, sistemin daxili enerjisi onun halının birqiyəmətli funksiyasıdır və sistem müəyyən prosesdən sonra başlanğıc vəziyyətə qayıdanda onun daxili enerjisinin tam dəyişməsi sıfır olur və riyazi olaraq $dU = 0$ şəklində ifadə edilir. Bu baxımdan daxili enerji tam diferensialdır (riyazi analiz kursundan məlumdur ki, elə funksiyalar tam diferensial xarakter daşıyır ki, o iki və daha çox dəyişənlərdən asılı olsun). Sistemə verilən istilik miqdarı və görülmüş iş üçün bu xassə ödənilmədiyindən onlar tam diferensial ola bilməz.

55. Adiabatik və politropik proseslər. Puasson tənliyi.



Şəkil 55.1

Sistemin halının adiabatik dəyişməsi o deməkdir ki, sistem ətraf mühitlə heç bir istilik mübadiləsində olmur. Başqa sözlə, adiabatik proses zamanı sistem ətraf mühitdən nə istilik alır və nə də ətraf mühitə istilik verir. Prosesin adiabatik getməsi üçün sistem istiliyi tamamilə keçirməyən mühitdə yerləşməlidir.

Adiabatik proses üçün $dQ = 0$ olduğundan termodinamikanın birinci qanunu

$$dU + dA = 0 \quad (55.1)$$

şəklinə düşər. Adiabatik proses zamanı dA işi sistemin daxili enerjisinin dəyişməsi hesabına görülür. Sistem xarici qüvvələrə qarşı iş görürsə ($dA > 0$), onda sistemin daxili enerjisi azalır, əgər

xarici qüvvələr sistem üzərində iş görürsə ($dA < 0$), onda sistemin daxili enerjisi artır.

Bir mol qazın daxili enerjisinin dəyişməsi

$$dU = C_V dT \quad (55.2)$$

şəklində, adiabatik genişlənmə zamanı görülən elementar iş isə

$$dA = PdV_0 \quad (55.3)$$

olduğundan

$$C_V dT + PdV_0 = 0 \quad (55.4)$$

olar. (55.4) ifadəsindən məlum olur ki, adiabatik genişlənmə zamanı ($dV_0 > 0$) qaz soyuyur. ($dT < 0$), adiabatik sıxılma zamanı isə ($dV_0 < 0$) qaz qızır ($dT > 0$). Beləliklə, həcmnin adiabatik dəyişməsi zamanı qazın temperaturu sabit qalmır. Əgər (55.4) tənliyində ideal qazın bir molu üçün yazılmış

$$PV_0 = RT \quad (55.5)$$

tənliyini nəzərə alsaq

$$\frac{R}{C_V} \frac{dV}{V_0} = -\frac{dT}{T} \quad (55.6)$$

olar. (55.6) bərabərliyindən görünür ki, adiabatik prosesdə həcmnin dəyişməsi temperaturun dəyişməsi hesabına olur. (55.6) ifadəsini V_1 həcmindən V_2 -yə və uyğun olaraq T_1 temperaturundan T_2 -yə qədər integrallasaq, alırıq:

$$\frac{R}{C_V} \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV_0}{V_0} = - \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T}$$

buradan,

$$\frac{R}{C_V} (\ln V_2 - \ln V_1) = \ln T_1 - \ln T_2$$

və ya

$$\ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\frac{R}{C_V}} = \ln \frac{T_1}{T_2} \quad (55.7)$$

(55.7) ifadəsini potensiallayıb, $\frac{R}{C_V}$ -ni

$$\frac{R}{C_V} = \frac{C_P - C_V}{C_V} = \frac{C_P}{C_V} - 1 = \gamma - 1$$

şəklinə gətirib, alırıq:

$$\left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} = \frac{T_1}{T_2}$$

və ya

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1}$$

Buradan

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \quad (55.8)$$

(55.8)-də m kütləli qaz üçün yazılmış Mendeleyev-Klapeyron tənliyini nəzərə alıb, T -ni kənar etsək,

$$PVV^{\gamma-1} = \frac{mR}{\mu} \text{const} = \text{const}$$

və ya

$$PV^{\gamma} = \text{const} \quad (55.9)$$

(55.9) tənliyi adiabatik prosesi xarakterizə edən Puasson tənliyidir. Adiabat və izoterm əyrilərinin diaqramında gedişlərini izah edək (şəkil 55.1).

İdeal qazı M nöqtəsindən etibarən adiabatik genişləndirsək, adiabat əyrisinin izoterm əyrisinə nisbətən daha kəskin düşdüyünü görürük. İzotermik prosesdə təzyiq həcmi birinci dərəcəsi ilə, adiabatik prosesdə isə həcmi γ dərəcəsi ilə tərs mütənasibdir. γ vahiddən böyük olduğundan təzyiq həcmi böyüməsi ilə daha kəskin düşür. Digər tərəfdən izotermik prosesdən fərqli olaraq adiabatik prosesdə temperatur sabit qalır, həcmi böyüməsi ilə temperatur aşağı düşür. Deməli, təzyiq həm də temperaturdan asılı olaraq dəyişir. Bunu başqa bir yolla da izah etmək olar. İzoterm və adiabat proseslərini xarakterizə edən tənliklərdən $\frac{dP}{dV}$ – ni təyin

etsək, izoterm üçün $\frac{dP}{dV} = -\frac{P}{V}$ adiabat üçün isə $\frac{dP}{dV} = -\gamma \frac{P}{V}$ alırıq (Şəkil 55.1).

Göründüyü kimi, adiabat əyrisinin meyl bucağının tan-gensi izoterm əyrisinin meyl bucağının tangensindən γ dəfə böyükdür.

Ümumiyyətlə, təbiətdə nə ideal mənada izotermik və nə də adiabatik proses mövcuddur. Təbiətdə gedən proseslərin əksəriyyəti politropik prosesə daha yaxındır ki, bu da

$$PV^n = \text{const} \quad (55.10)$$

tənliyi ilə xarakterizə edilir. Burada n - politrop dərəcəsi adlanır. Əgər $n = \gamma$ olarsa, proses adiabatik, $n=1$ olarsa izotermik, $n=0$ olarsa, izobarik və $n = \pm \infty$ olarsa, izoxorik xarakter daşıyır.

56. Adiabatik və izotermik proseslərdə görülən iş.

Adiabatik prosesdə görülən iş yuxarıda göstərdiyimiz kimi, tamamilə qazın daxili enerjisinin hesabına olur. Qazın əvvəlki

temperaturu T_1 , sonrakı temperaturu T_2 ($\Delta T = T_2 - T_1$) olarsa, onda termodinamikanın I qanunundan istifadə edərək qazın adiabatik prosesdə gördüyü işi aşağıdakı kimi hesablaya bilərik:

$$A = -C_V (T_2 - T_1) = C_V T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \quad (56.1)$$

Bu ifadəni bir qədər dəyişdirək: (56.1)-də $\frac{T_2}{T_1}$ nisbətini

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \text{ şəklində və } C_V \text{ isə } C_V = R \frac{C_V}{R} = R \frac{C_V}{C_P - C_V} = R \frac{1}{\gamma - 1}$$

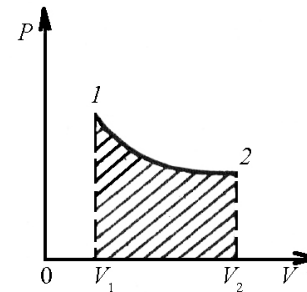
kimi götürsək, yaza bilərik:

$$A = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] \quad (56.2)$$

Bu adiabatik prosesdə görülən işdir. İndi isə izotermik prosesdə görülən işi təyin edək. Fərz edək ki, qaz V_1 həcmindən V_2 həcminə izotermik olaraq genişlənir (şəkil 56.1). Bu zaman görülən iş

$$dA = PdV_0 \quad (56.3)$$

şəklində olur. (56.3) ifadəsində bir mol qaz üçün yazılmış Mendeleyev-Klapeyron tənliyini nəzərə alsaq və ifadəni V_1 -dən V_2 -yə integrallasaq, izotermik prosesdə görülən iş



Şəkil 56.1

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV_0 = RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V_0} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (56.4)$$

olar.

Beləliklə, izotermik proses zamanı ($T = \text{const}$) qaza xaricdən verilən istiliyin hamısı xarici qüvvələrə qarşı görülən işə sərf olunur və qazın daxili enerjisi sabit qalır.

57. Qaz molekullarının sürətlərə görə paylanması.

Qazların kinetik nəzəriyyəsinin əsas tənliyini çıxararkən biz molekulların yalnız orta kvadratik sürəti haqqında söhbət aparmışıq. Həqiqətdə isə molekullar müxtəlif sürətlərlə hərəkət edir və ixtiyarı T temperaturunda molekulların əksəriyyəti ən ehtimalı v_e sürəti ilə hərəkət edir. Bununla belə sürəti ən ehtimalı sürətdən ya çox böyük, ya da çox kiçik olan molekullara da rast gəlmək olar. Deməli, baxılan həcmdə molekulların sürətlərə görə paylanmasından danışmaq olar.

Molekulların sürətlərə görə paylanması qanununu ilk dəfə Maksvell ehtimal nəzəriyyəsiindən istifadə edərək müəyyən etmişdir. Maksvell sürətləri hər hansı v ilə $v + \Delta v$ intervalında olan molekulların ΔN sayını hesablamışdır.

Maksvell öz hesablamalarını apararkən iki nəzəri müddəanı əsas götürmüşdür:

1. Qazın daxilindəki molekulların sürətləri müxtəlifdir və hətta sürətləri eyni olan iki molekul belə mövcud deyil.
2. Sürətləri v ilə $v + \Delta v$ sürət intervalında (məsələn $500 \frac{m}{san}$ -dən $501 \frac{m}{san}$ -ə qədər) olan molekulların ΔN sayı sürət intervalının qiyməti ilə düz mütənəşib olub, v sürətindən asılıdır.

$$\Delta N = N f(v) \Delta v \quad (57.1)$$

(57.1) ifadəsindən sürətlərə görə paylanma funksiyasını

$$f(v) = \frac{\Delta N}{N \Delta v} \quad (57.2)$$

təyin etmək olar. (57.2) ifadəsindən görünür ki, paylanma funksiyası vahid sürət intervalına düşən ($\Delta v = 1$) molekulların nisbi sayını $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)$ göstərir. Maksvell tərəfindən aparılan nəzəri hesablamalar tarazlıqda olan sistemlər üçün paylanma funksiyasının aşağıdakı qiymətini müəyyən etmişdir:

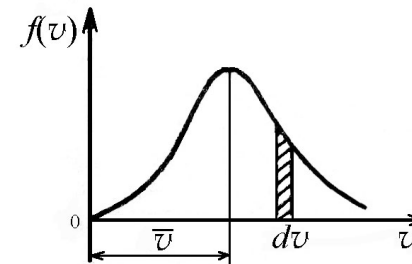
$$f(v) = A v^2 e^{-B v^2} \quad (57.3)$$

Burada,

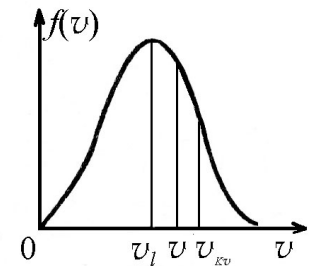
$$A = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad B = \frac{m}{2kT}$$

kimi təyin edilən sabitlər olub, molekulun kütləsindən və qazın T temperaturundan asılıdır.

Paylanma funksiyasının molekulların sürətlərindən asılılığı şəkil 57.1-də verilmişdir.



Şəkil 57.1

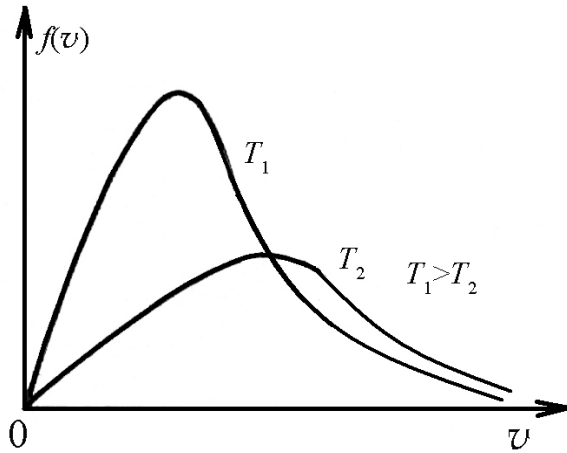


Şəkil 57.2

Ştrixlənmiş zolağın sahəsi $(f(v)dv)$ sürətləri v ilə $v + \Delta v$ intervalında olan molekulların $\frac{\Delta N}{N}$ - nisbi sayına bərabərdir.

Absis oxu ilə paylanma əyrisi arasında qalan ümumi sahə, qiymətcə vahidə bərabərdir (molekulların ümumi sayını verir).

Əyrinin maksimumuna uyğun gələn və şəkil 57.2-də v_2 ilə göstərilən sürət qaz molekullarının ən ehtimallı sürəti olar. Qaz molekullarının böyük əksəriyyətinin sürəti ən ehtimallı sürətin yaxın ətrafında qiymət alır.



Şəkil 57.3

Paylanma qanunundan istifadə edərək molekulların ən ehtimallı sürəti, orta kvadratik sürəti və orta ədədi sürətləri üçün aşağıdakı ifadələri almaq olar:

$$v_e = \sqrt{\frac{2kT}{m}}; \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}; \quad v_{kv} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (57.4)$$

Orta kvadratik, orta ədədi və ən ehtimallı sürətlərin ifadələrinə nəzər salsaq, sürətlərin temperaturdan asılı olduğunu

$$v_{kv} = \sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{RT}{\mu}} \cdot 1,73$$

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{RT}{\mu}} \cdot 1,6$$

$$v_e = \sqrt{\frac{RT}{\mu}}.$$

və eləcə də

$$v_{kv} > \bar{v} > v_e$$

görərik.

Sürətlərin temperaturdan asılı olması paylanma əyrisinə də təsir edir və temperatur artdıqca əyrinin maksimumu sağa sürüşür və aşağı enir (Şəkil 57.3).

Maksvelin sürətlərə görə paylanma qanunu ideal qaz molekullarının xaosik hərəkətləri üçün doğrudur. Paylanma qanunu o zaman doğru hesab edilir ki, qaza xarici sahə təsir etməsin. Bununla yanaşı olaraq paylanma qanunu verilərkən cazibə sahəsinin təsiri də nəzərə alınmamışdır. Sürətlərə görə paylanma qanunu müxtəlif təcrübi üsullarla, o cümlədən Ştern tərəfindən 1920-ci ildə təcrübi olaraq müəyyən edilmişdir.

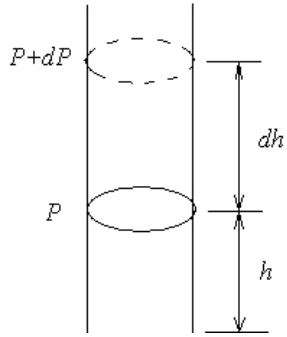
58. Barometrik düstur.

Qazların kinetik nəzəriyyəsinin əsas tənliyi və Maksvelin paylanma qanunu izah edilərkən qəbul edilmişdi ki, qaz molekullarına onların öz aralarında baş verən zərbə qüvvəsindən başqa heç bir xarici qüvvə təsir etmir. Ona görə də qaz molekulları yerləşdikləri qab daxilində bərabər paylanır. Əslində isə qaz molekulları Yer cazibə sahəsində yerləşir. Cazibə sahəsi olmasaydı, onda atmosferdəki hava qatı Kainata səpələnmiş olardı. Bu baxımdan qaz molekullarının konsentrasiyası cazibə qüvvəsinin və

eləcə də istilik hərəkətinin hesabına hündürlükdən asılı olur və hündürlük artdıqca azalır.

İndi isə xəyalən hündürlüyü h olan hava sütunu fərz edək. Sadəlikdən ötəri qəbul edək ki, h hündürlüyündə təzyiq P , $h+dh$ hündürlüyündəki təzyiqi yazsaq alarıq:

$$P - (P + dP) = \rho g dh \text{ və ya } dP = -\rho g dh \quad (58.1)$$



Şəkil 58.1.

Mənfi işarəsi göstərir ki, hündürlük artdıqca təzyiq azalır. (58.1) tənliyində m kütləli ideal qaz üçün yazılmış Mendeleyev-Klapeyron tənliyini nəzərə alsaq alarıq

$$\frac{dP}{P} = -\frac{\mu g dh}{RT} \quad (58.2)$$

(58.2) ifadəsini inteqrallaşaq və

inteqrallama sabiti C -ni $h=0$

şərtindən təyin etsək alarıq

$$\ln P = -\frac{\mu g h}{kT} + \ln C; \quad P = C e^{-\frac{\mu g h}{kT}}$$

$$P = P_0 e^{-\frac{\mu g h}{kT}} \quad (58.3)$$

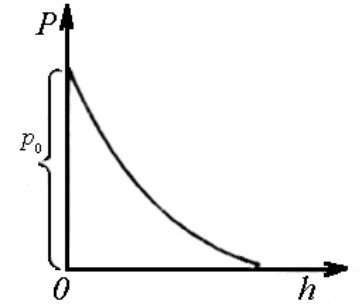
(58.3) ifadəsində $\mu = m \cdot N_A$ və $K = \frac{R}{N_A}$ yazsaq

$$P = P_0 e^{-\frac{\mu g h}{KT}} \quad (58.4)$$

olar.

Bu barometrik düstur adlanır.

Beləliklə, (58.3) ifadəsi göstərir ki, atmosfer təzyiqi hündürlükdən asılı olaraq eksponensial qanun ilə azalır. Bundan əlavə ifadədən görünür ki, μ böyük, T isə kiçik olduqda təzyiq hündürlükdən asılı olaraq daha tez azalır.



Şəkil 58.2.

59. Bolsman paylanması. Avaqadro ədədinin təyini.

Barometrik düsturda təzyiq ilə molekulların konsentrasiyası arasındakı əlaqəni nəzərə alsaq, yəni $\rho = nkT$ və $P_0 = n_0 kT$ onda alarıq,

$$nkT = n_0 kT e^{-\frac{\mu g h}{RT}}$$

və ya

$$n = n_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}} \quad (59.1)$$

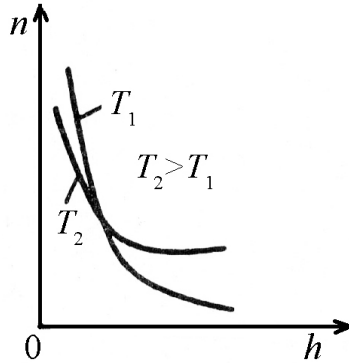
Burada n müəyyən h hündürlükdəki molekulların konsentrasiyası, n_0 isə $h=0$, yəni Yer səthindəki molekulların konsentrasiyasıdır. (59.1)-də $\frac{\mu}{R} = \frac{m}{k}$ olduğundan (m -bir molekulun kütləsi, k -Bolsman sabitidir) yaza bilərik:

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} \quad (59.2)$$

(59.2)-dən görünür ki, molekulların sayı hündürlük artdıqca eksponensial qanun ilə azalır (şəkil 59.1). Bu azalma özünü temperatur azaldıqca daha çox biruzə verir. Müxtəlif hündürlükdə molekul müxtəlif potensial enerjiyə malik olduğundan, yəni $E_p = mgh$ onda (59.2) ifadəsi

$$n = n_0 e^{-\frac{E_p}{kT}} \quad (59.3)$$

şəklinə düşər.



Şəkil 59.1

Deməli, molekulların potensial enerjisi böyük olan yerdə molekulların sayı az olur və əksinə. (59.3) ifadəsi Bolsman paylanması adlanır. (59.1) ifadəsində $\mu = mN_A$ (N_A -Avoqadro ədədidir) əvəz etsək və ifadəni loqarifmləsək, alarıq:

$$n = n_0 e^{-\frac{mghN_A}{RT}}$$

və ya

$$\ln n = \ln n_0 - \frac{mghN_A}{RT}$$

Buradan Avoqadro ədədi üçün yazı dilərik:

$$N_A = -\frac{RT}{mgh} \ln \frac{n_0}{n} \quad (59.4)$$

1906-cı ildə Fransız alimi J.Perren qummiqut zərrəciklərinin suda emulsiyasını hazırlamış və zərrəciklərin mayedə hündürlükdən asılı olaraq necə paylandığını müşahidə etmişdir. Emulsiyanın zərrəcikləri elə seçilmişdir ki, onlar diametri mikronun onda biri qədər olan kürəciklər kimi mikroskop altında görünə bilmişlər. Perren qaz molekullarına bənzədilən qummiqut zərrəciklərinin kütləsi üçün

$$m = \frac{4}{3} \pi r^3 (\rho - \rho_1) \quad (59.5)$$

yazmışdır. Burada ρ - qummiqut sıxlığı, ρ_1 - mayenin sıxlığı, r - qummiqut zərrəciyinin radiusudur. (59.5) ifadəsini (59.4) -də nəzərə alaraq Perren Avoqadro ədədi üçün:

$$N_A = \frac{3RT}{4\pi r^3 qh(\rho - \rho_1)} \ln \frac{n_0}{n} \quad (59.6)$$

almışdır. Beləliklə (59.6)- da təcrübədən təyin edilən kəmiyyətləri və eləcə də sabitləri qiymətləndirsək, Avoqadro ədədi üçün $6,8 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ qiyməti, daha dəqiq metodlarla isə $6,023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ qiyməti alınmışdır.

60. Molekulların sərbəst qaçış yolunun orta uzunluğu.

Qaz molekulları istilik hərəkətinin hesabına baxdığımız həcmdə aramsız toqquşmalara məruz qalır və hər bir molekul iki

ardıcıl toqquşma arasında λ qədər sərbəst yol gedir. Baxdığımız həcmdəki molekulaların və vahid zamadakı toqquşmaların sayı çox olduğundan sərbəst yolun uzunluğu müxtəlif ola bilər. Odur ki, sərbəst qaçış yolunun orta uzunluğunu hesablamaq daha məqsədə uyğundur. Bunun üçün belə sadə fərziyyələri qəbul edək;

- 1) Fərz edək ki, baxdığımız molekula OX oxu istiqamətində v sürəti ilə hərəkət edir.
- 2) Molekul r radiuslu kürəyə bənzədilir.
- 3) Toqquşmadan sonra molekul hərəkət istiqamətini saxlayır.
- 4) Baxdığımız molekuldan başqa qalan molekulдар sukunətdədir.

Onda hərəkətdə olan molekul öz hərəkəti istiqamətində vahid zamanda radiusu $R = 2r$ və uzunluğu $l = v$ olan silindr daxilindəki z sayda molekulların hamısı ilə toqquşacaqdır (şəkil 60.1). Silindr daxilində olan molekulların z sayı

$$z = \pi R^2 v n_0 \quad (60.1)$$

qədərdir.

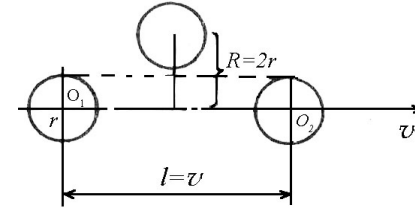
Burada n_0 - vahid həcmdəki molekulaların sayıdır. (60.1) ifadəsində $R = 2r$ və $v = \bar{v}_0$ ilə əvəz etsək, toqquşmaların vahid zamandakı orta sayı üçün alırıq:

$$\bar{z} = 4\pi r^2 \bar{v}_0 n_0 \quad (60.2)$$

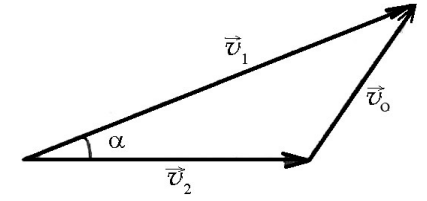
Yuxarıda yazdığımız dördüncü fərziyyəni dəqiqləşdirərək digər molekulaların da hərəkətini nəzərə alsaq (60.2) ifadəsinin sağ tərəfinə $\sqrt{2}$ vurğusu əlavə olunmalıdır (Şəkil 60.1).

Doğrudan da (60.2) ifadəsində qəbul etdiyimiz sürət molekulun mütləq orta sürətidir. Bizi isə molekulun nisbi orta sürəti maraqlandırır. Əgər iki molekul $\bar{v}_1$ və $\bar{v}_2$ mütləq sürətləri ilə

hərəkət edirsə, onda nisbi $\bar{v}_0$ sürəti bunların vektorial fərqi olacaqdır: $\bar{v}_0 = \bar{v}_1 - \bar{v}_2$



Şəkil 60.1.



Şəkil 60.2

Kosinuslar teoreminə əsaslanaraq şəkil 60.2-dən yazı bilərik:

$$v_0^2 = v_1^2 + v_2^2 - 2v_1 v_2 \cos \alpha \quad (60.3)$$

burada α – mütləq sürətlər arasında qalan bucaqdır. (60.3) ifadəsinin orta qiymətini götürsək,

$$\bar{v}_0^2 = \bar{v}_1^2 + \bar{v}_2^2 - 2\bar{v}_1 \bar{v}_2 \cos \alpha$$

və qəbul etsək ki, bütün molekulдар üçün orta kvadratik sürətlər eynidir, $\bar{v}_1^2 = \bar{v}_2^2$ yəni

$$\bar{v}_1^2 + \bar{v}_2^2 = 2u^2$$

Digər tərəfdən molekulaların nizamsız hərəkəti hesabına α bucağı 0° və 360° arasındakı mümkün qiymətləri aldığından və $\cos \alpha$ -nın mümkün qiymətləri $+1$ ilə -1 arasında dəyişdiyindən $2\bar{v}_1 \bar{v}_2 \cos \alpha = 0$ olar və axırncı ifadəmiz

$$\bar{v}_0^2 = 2u^2$$

və ya

$$\sqrt{\bar{v}_0^2} = u\sqrt{2} \quad (60.4)$$

olar (şəkil 60.2)

Məlumdur ki, orta ədədi sürət orta kvadratik sürətdən müəyyən sabit vuruq ilə fərqlənir. Ona görə də (60.4) münasibəti orta ədədi sürət üçün də ödənilir:

$$\bar{v}_0 = \bar{v}\sqrt{2} \quad (60.5)$$

(60.5)-i (60.2)-də nəzərə alsaq, yəni mütləq orta sürəti nisbi orta sürətlə əvəz etsək, vahid zamandakı toqquşmaların orta sayı üçün yazı bilərik:

$$\bar{z} = 4\sqrt{2}\pi r^2 \bar{v} n_0 \quad (60.6)$$

Normal şəraitdə vahid həcmdəki qaz molekullarının sayı $n \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ sm}^{-3}$, orta sürəti $v = 5 \cdot 10^4 \frac{\text{m}}{\text{san}}$, radiusu $r \approx 10^{-8} \text{ sm}$ olduğundan qaz molekullarının vahid zamandakı toqquşmalarının orta sayı üçün yazırıq:

$$z \approx 3 \cdot 10^9 \text{ san}^{-1}$$

Göründüyü kimi molekullar normal şəraitdə saniyədə bir necə milyard dəfə toqquşur.

Molekulun vahid zamanda getdiyi yolun uzunluğunu ($l = v$) vahid zamandakı toqquşmaların orta sayına (z) bölsək, molekulun iki toqquşma arasındakı sərbəst yolunun orta uzunluğu üçün yazırıq:

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}}{\bar{z}} \quad (60.7)$$

(60.6)-nı (60.7)-də nəzərə alsaq:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 n_0} \quad (60.7a)$$

(60.7)-də $\sigma = 2r$ ilə əvəz etsək,

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 n_0} = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma^2 \pi n_0} \quad (60.8)$$

olduğunu alırıq.

Burada σ -molekulun effektiv diametridir. Effektiv diametr dedikdə, toqquşma anında bir-birinə ciddi toxunan iki molekulun mərkəzləri arasındakı məsafə nəzərdə tutulur. Onda πr^2 uyğun olaraq molekulun effektiv kəsiyi adlanır.

(60.8)-dən görünür ki, $\bar{\lambda} \sim \frac{1}{n_0}$ yəni molekulların sərbəst

yolunun orta uzunluğu vahid həcmdəki molekulların sayı ilə tərs mütənasibdir. $P = nkT$ ifadəsinə əsasən sabit temperaturda ($T = \text{const}$) qazın təzyiqi vahid həcmdəki molekulların sayı ilə düz mütənasib olduğundan,

$$\frac{\bar{\lambda}_1}{\bar{\lambda}_2} = \frac{n_{02}}{n_{01}} = \frac{P_2}{P_1} \quad (60.9)$$

alınar. Burada $\bar{\lambda}_1$, $\bar{\lambda}_2$ molekulların, qazın təzyiqinin uyğun olaraq P_1 və P_2 qiymətlərinə uyğun, sərbəst yolunun orta uzunluqlarıdır. (60.9)-dan görünür ki, molekulların sərbəst yolunun orta uzunluğu ($\bar{\lambda}$) sabit temperaturda qazın P təzyiqi ilə tərs mütənasib olur. Müəyyən yaxınlaşmalar daxilində (60.9) ifadəsinə əsasən molekulun effektiv diametrini təyin etmək olar. Bu üsulla effektiv diametrin təyini təqribi xarakter daşıyır. Belə ki, molekulu əslində kürəyə bənzətmək olmaz və molekullar

arasında müəyyən məsafədə mürəkkəb qarşılıqlı təsir qüvvələri meydana çıxır. (60.8)-dən görünür ki, sərbəst qaçış yolunun orta uzunluğu temperaturdan asılı deyil. Əsilində isə Sezerlend göstərmişdi ki, sərbəst qaçış yolunun orta uzunluğu ($\bar{\lambda}$) temperaturdan asılıdır və temperatur artdıqca artır, yəni

$$\bar{\lambda}_0 = \bar{\lambda} \frac{T}{C + T}.$$

Burada $\bar{\lambda}$ (60.8)-ə əsasən təyin edilən sərbəst qaçış yolunun orta uzunluğu, C - Sezerlend sabiti olub, verilmiş qaz üçün sabit kəmiyyətdir (məsələn, C sabitinin azot üçün təcrübədən təyin olunan qiyməti $102,7^\circ\text{C-dir}$).

Sərbəst qaçış yolunun orta uzunluğunun temperaturdan asılılığı onunla izah olunur ki, temperaturun artması molekulun sürətinin böyüməsinə və uyğun olaraq onların bir-biri ilə toqquşma ehtimalının artmasına gətirir. Nəticədə molekulun radiusu və uyğun olaraq silindrin həcmi kiçilir ki, bu da $\bar{\lambda}$ -nın artmasına gətirir.

61. Qazlarda köçürmə hadisələri. Diffuziya, daxili sürtünmə və istilikkeçirmə

Biz indiyə qədər qazın tarazlıq halına baxmışdıq. Qazın bu halı onun temperaturunun, təzyiqinin və müxtəlif növ qaz molekullarının eyni olması ilə xarakterizə edilirdi. İndi isə biz qazın tarazlıq vəziyyətindən kənara çıxması halına baxaq. Bu hal ilə bağlı hadisələr köçürmə hadisələri adlanır və biz bu hadisələrdən üçü ilə diffuziya, daxili sürtünmə və istilikkeçirmə ilə tanış olacağıq.

a) Diffuziya hadisəsinin müşahidəsi üçün verilmiş həcmdə qaz molekullarının sıxlığı müxtəlif olmalıdır. Təcrübələr nəticəsində

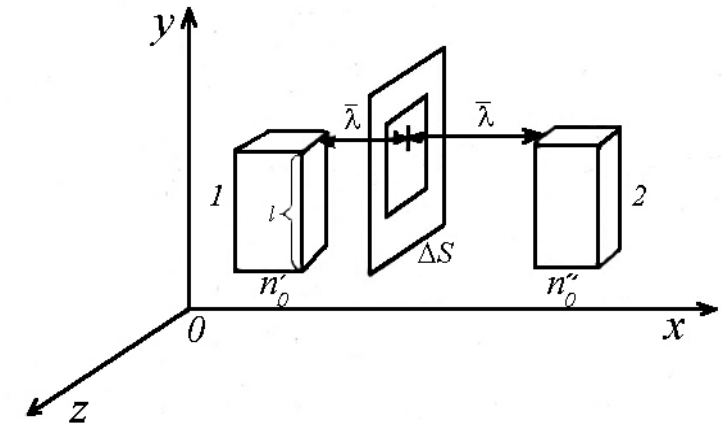
məlum olmuşdur ki, diffuziya zamanı ΔS səthindən daşınan maddənin kütləsi

$$\Delta M = -D \left(\frac{\Delta \rho}{\Delta x} \right) \Delta S \Delta t \quad (61.1)$$

şəklindədir. Burada D -diffuziyyə əmsalı, $\frac{\Delta \rho}{\Delta x}$ - sıxlıq qradienti,

ΔS -maddə daşınan səthin sahəsi, Δt -maddənin daşınma müddətidir. Mənfi işarəsi göstərir ki, kütlə maddənin sıxlığının azaldığı tərəfə daşınır.

Diffuziya zamanı daşınan maddənin kütləsini təyin etmək üçün tilinin uzunluğu l olan 1 və 2 kublarının ΔS səthindən sərbəst qaçış yolunun orta uzunluğuna bərabər məsafədə yerləşdiyini fərz edək (şəkil 61.1).



Şəkil 61.1

Sadəlik üçün 1 və 2 kublarının daxilindəki molekulların sayını n_1 və n_2 , kublar yerləşən yerdə vahid həcmdəki molekulların sayını isə n'_0 və n''_0 ilə işarə edək. Daha sonra qəbul edək ki, kublar daxilindəki molekulların $1/6$ hissəsi ΔS səthinin sağ tərəfində $1/6$

hissəsi isə sol tərəfinə keçir. Onda, vahid zamanda soldan sağa keçən molekulların sayı üçün

$$\Delta n_1 = \frac{1}{6} n_1 \frac{\bar{V}}{l} \quad (61.2)$$

ifadəsini, sağdan-sola keçən molekulların sayı üçün isə

$$\Delta n_2 = \frac{1}{6} n_2 \frac{\bar{V}}{l} \quad (61.3)$$

ifadəsini yaza bilərik. 1 və 2 kublarının daxilindəki molekulların n_1 və n_2 saylarını n'_0 və n''_0 sayları ilə

$$n_1 = n'_0 l^3 = n'_0 \Delta S l$$

$$n_2 = n''_0 l^3 = n''_0 \Delta S l$$

şəklində əlaqələndirsək, (61.2) və (61.3) ifadələri üçün yaza bilərik:

$$\begin{cases} \Delta n_1 = \frac{1}{6} n'_0 \bar{V} \Delta S \\ \Delta n_2 = \frac{1}{6} n''_0 \bar{V} \Delta S \end{cases} \quad (61.4)$$

(61.4) ifadələrinə əsasən ΔS səthindən Δt zamanında keçən molekulların yekun sayı üçün alırıq:

$$\Delta n = \Delta n_1 - \Delta n_2 = \frac{1}{6} \bar{V} (n'_0 - n''_0) \Delta S \Delta t \quad (61.5)$$

(61.5) sayını bir molekulun kütləsinə vursaq, onda ΔS səthindən daşınan maddənin kütləsini tapmış olarıq:

$$\Delta M = \Delta n m = \frac{1}{6} m \bar{V} (n'_0 - n''_0) \Delta S \Delta t \quad (61.6)$$

$n''_0 - n'_0 = \frac{\Delta n}{\Delta x} 2\bar{\lambda}$ yazıb, ona molekullar sayının dəyişmə sürəti

desək (nəzərə almaq lazımdır ki, $\bar{\lambda}$ məsafəsini hər bir molekul iki dəfə keçir) (61.6) ifadəsi

$$\Delta M = -\frac{1}{3} m \bar{V} \frac{\Delta n_0}{\Delta x} \bar{\lambda} \Delta S \Delta t \quad (61.7)$$

kimi olar. Molekulun kütləsi sabit olduğundan və $m n_0$ hasilinə molekulların sıxlığı kimi baxdıgımızdan $\frac{m n_0}{\Delta x} = \frac{\Delta(m n_0)}{\Delta x} = \frac{\Delta \rho}{\Delta x}$ olar və (61.7) ifadəsi

$$\Delta M = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{V} \left(\frac{\Delta \rho}{\Delta x} \right) \Delta S \Delta t \quad (61.8)$$

şəklinə düşər. (61.1) və (61.8)-in müqayisəsindən diffuziya əmsalı üçün yazırıq:

$$D = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{V} \quad (61.9)$$

(61.8) tənliyi diffuziya tənliyi və ya Fik qanunu adlanır. Fik həmin tənliyi mayelərlə təcrübə apararkən almışdır. (61.1)

ifadəsində $\Delta S = 1 m^2$, $\Delta t = 1 \text{ san}$ və $\frac{\Delta \rho}{\Delta x} = -1 \frac{kq}{m^4}$ qəbul etsək, onda

$\Delta M = D$ olar. Deməli, diffuziya əmsalı ədədi qiymətcə, qradienti $1 \frac{kq}{m^4}$ olan $1 m^2$ səthdən 1 san-də daşınan maddənin kütləsinə bərabərdir. Əvvəlki paraqraflardan məlum olduğu kimi

$$\lambda \propto \frac{1}{\rho}$$

və

$$\bar{v} \propto \sqrt{\frac{T}{\mu}}$$

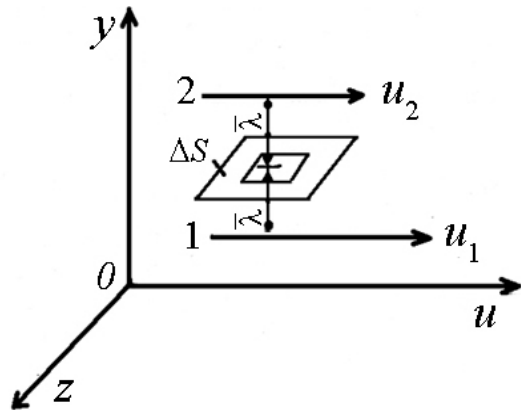
Onda diffuziya əmsalı qazın növündən, təzyiqindən və temperaturundan asılı olar.

Qeyd etmək lazımdır ki, daxili sürtünmə və istilikkeçirmə hadisələrinin diffuziya hadisəsi kimi geniş çıxarılışını verməyib, birbaşa əmsalların aşkar şəklini vərəcəyik.

b) Daxili sürtünmə. Fərz edək ki, qaz molekulları müəyyən laylar üzrə hərəkət edir və hər bir layın axma sürəti müxtəlifdir. Deməli, laylar arasında sürət qradienti mövcuddur (Şəkil 61.2). Onda laylar arasında meydana çıxan daxili sürtünmə qüvvəsi mexanika kursundan məlum olduğu kimi, empirik düsturla təyin edilir:

$$f = -\eta \left(\frac{\Delta u}{\Delta x} \right) \Delta S \quad (61.10)$$

burada η - özlülük əmsalı və ya daxili sürtünmə əmsalı, $\frac{\Delta u}{\Delta x}$ - sürət qradienti, ΔS - hərəkət miqdarı daşınan səthin sahəsidir. Mənfi işarəsi göstərir ki, daxili sürtünmə qüvvəsi sürət qradientinin əksinə yönəlmişdir (Şəkil 61.2).



Şəkil 61.2

Diffuziya hadisəsinə uyğun mühakimə aparsaq ΔS səthindən Δt zamanında daşınan hərəkət miqdarı üçün

$$\Delta K = -\frac{1}{3} n_0 m \bar{\lambda} \bar{v} \left(\frac{\Delta u}{\Delta x} \right) \Delta S \Delta t \quad (61.11)$$

ifadəsini, laylar arasında meydana çıxan sürtünmə qüvvəsi üçün isə

$$f = \frac{\Delta K}{\Delta t} = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \rho \left(\frac{\Delta u}{\Delta x} \right) \Delta S \quad (61.12)$$

ifadəsini alırıq. (61.10) və (61.12) ifadələrinin müqayisəsindən daxili sürtünmə əmsalı üçün alırıq:

$$\eta = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \rho \quad (61.13)$$

Burada $\rho = n_0 m$ qazın sıxlığıdır. (61.10) tənliyi daxili sürtünmənin tənliyi və ya Nyuton qanunu adlanır (Nyuton bu qanunu mayelərlə təcrübə apararkən almışdır). (61.10) tənliyində $\Delta S = 1 \text{ m}^2$ və $\frac{\Delta u}{\Delta x} = -1 \text{ san}^{-1}$ olarsa, $f = \eta$ olar. Deməli, özlülük əmsalı

ədədi qiymətcə sürət qradienti 1 san^{-1} və toxunan sahələri 1 m^2 olan paralel layların hərəkəti zamanı meydana çıxan daxili sürtünmə qüvvəsinə bərabərdir. (61.13)-ün sağ tərəfinə nəzər salsaq

$\bar{v} \propto \sqrt{\frac{T}{\mu}}$ olduğunu və $\bar{\lambda} \rho$ hasilinin təzyiqdən asılı olmadığını

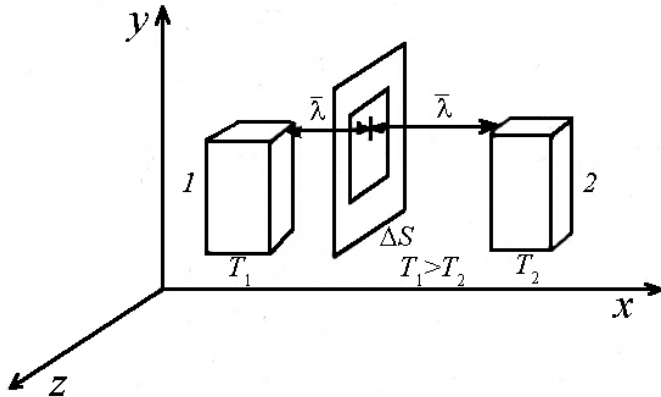
görərik. Onda daxili sürtünmə əmsalı qazın növündən və temperaturundan asılı olub, lakin təzyiqdən asılı olmaz. Daxili sürtünmə əmsalı təzyiqdən o zaman asılı olar ki, qaz yüksək dərəcədə sey-

rəkləşmiş olsun. Bu zaman molekulun sərbəst qaçış yolunun orta uzunluğu qabın ölçülərindən böyük olar və $\eta \approx \rho$ alınar.

c) İstilikkeçirmə. Şəkil 61.3-də göstəriləyi kimi 1 və 2 kublarının yerləşdikləri yerdə temperatur qradientinin olduğunu qəbul edək. Daha doğrusu, qəbul edək ki, 1 kubu olan yerdə qaz molekullarının istilik hərəkətlərinin kinetik enerjisi 2 kubu olan yerdəkindən böyükdür. Onda daşınma istiqamətinə perpendikulyar qoyulmuş ΔS səthindən molekulların soldan sağa hərəkəti zamanı Δt müddətində daşınan istiliyin miqdarı üçün yazırıq:

$$\Delta Q = -\alpha \left(\frac{\Delta T}{\Delta x} \right) \Delta S \Delta t \quad (61.14)$$

Burada α -qabın növündən asılı olan istilik keçirmə əmsalı, $\frac{\Delta T}{\Delta x}$ - temperatur qradienti, ΔS - istilik daşınan səthin sahəsi, Δt - istiliyin daşınma müddətidir. Mənfi işarəsi göstərir ki, istilik temperaturun azaldığı tərəfə daşınır.



Şəkil 61.3

Diffuziya və daxili sürtünmə hadisələrinə uyğun mühakimə aparsaq, daşınan istiliyin miqdarı üçün yaza bilərik:

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} n_0 \bar{v} \bar{\lambda} \cdot k \left(\frac{\Delta T}{\Delta x} \right) \Delta S \Delta t \quad (61.15)$$

(61.15)-in sağ tərəfini m -ə vursaq və bölsək, eləcə də $\rho = n_0 m$,

$N_A m = \mu$, $k = \frac{R}{N_A}$ və $C_V = \frac{i}{2} R$ kimi ifadə etsək, (61.15) ifadəsi üçün

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \rho \left(\frac{\Delta T}{\Delta x} \right) \Delta S \Delta t \quad (61.16)$$

alırıq. $\frac{C_V}{\mu} = C_V$ nisbətində qazın sabit həcmdəki xüsusi istilik tutumu desək,

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \rho C_V \left(\frac{\Delta T}{\Delta x} \right) \Delta S \Delta t \quad (61.17)$$

olar. (61.17)-ni (61.14) ilə müqayisə etsək, istilikkeçirmə əmsalı üçün alırıq:

$$\alpha = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \rho C_V \quad (61.18)$$

(61.18) tənliyi istilikkeçirmə tənliyi və yaxud Furye qanunu adlanır. (61.14) ifadəsində $\Delta S = 1 \text{ m}^2$ və $\Delta t = 1 \text{ san}$ olsa $\Delta Q = x$ alırıq. Deməli istilikkeçirmə əmsalı ədədi qiymətə qradienti 1 dər/m, sahəsi isə 1 m^2 bərabər olan səthdən 1 san müddətində daşınan istiliyin miqdarına bərabərdir.

Sərbəst qaçış yolunun orta uzunluğu təzyiq ilə tərs mütənasib, sıxlıq isə təzyiqlə düz mütənasib olduğundan $\bar{\lambda} \rho$ hasilə təzyiqdən asılı olmaz. Onda (61.18) ifadəsinə əsasən istilikkeçirmə əmsalı da təzyiqdən asılı ola bilməz. Lakin təcrübə göstərir ki,

yüksək dərəcədə seyrəkləşmiş qaz üçün istilikkeçirmə əmsalı təzyiqdən asılı ola bilər.

Doğrudan da yüksək dərəcədə seyrəkləşmiş qaz üçün molekulun sərbəst qaçış yolunun orta uzunluğu qabın ölçülərindən böyük olur və istilikkeçirmə əmsalı təzyiqdən asılı olaraq dəyişir.

İstilikkeçirmə əmsalının təzyiqdən asılılığı texnikada və məişətdə geniş tətbiq edilir (termosun iş prinsipi bu hadisəyə misal ola bilər).

FƏSİL X

REAL QAZLAR VƏ TERMODİNAMİKANIN ƏSASLARI

62. Real qazlar. Van-der-Vaals tənliyi.

İdeal qazlardan fərqli olaraq, real qaz molekullarının xətti ölçüləri (həcmələri) və molekullar arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi nəzərə alınır. İdeal qazlar üçün mövcud olan Mendeleyev - Klaperyon tənliyi böyük təzyiqlərdə ödənilmir və real qazlar üçün bu tənliyə müəyyən əlavələrin edilməsi zərurəti yaranır. Real qazlar üçün Mendeleyev - Klaperyon tənliyinə əlavələr ilk dəfə 1873-ci ildə Hollandiya alimi Van – der– Vaals tərəfindən edilmişdir. Bu əlavələr aşağıdakılardan ibarətdir. Bildiyimiz kimi bir mol ideal qaz üçün yazılmış Mendelyev – Klaperyon tənliyi

$$PV_0 = RT \quad (62.1)$$

şəklindədir.

Burada V_0 qazın və yaxud qabın həcmidir ki, orada molekullar sərbəst hərəkət edir. Real qazlarda həcmənin müəyyən hissəsini molekulların özləri tutacaq. Buna görə də real qaz molekullarının sərbəst hərəkəti üçün lazım olan həcm V_0 - dan kiçik olub, $V_0 - b$ qədər olacaqdır. Onda (62.1) tənliyi

$$P(V_0 - b) = RT \quad (62.2)$$

şəklinə düşəcək. (62.1) ifadəsindəki P təzyiqi qabın divarları tərəfindən qaza göstərilən xarici təzyiqdir. Real qaz molekulları

arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi qazın əlavə sıxılmasına və buna uyğun əlavə daxili P_i təzyiqinin yaranmasına gətirib çıxarır. Buna görə də real qaz molekullarının həqiqi təzyiqi P təzyiqindən çox olub, $P + P_i$ qədər olur. Onda (62.2) tənliyi

$$(P + P_i)(V_0 - b) = RT \quad (62.3)$$

kimi olur.

Hesablamalar göstərir ki, daxili P_i təzyiqi qazın sıxlığının kvadratı ilə təxmini mütənasibdir. Qazın sıxlığının həcmi ilə tərs mütənasib olduğunu nəzərə alsaq, daxili təzyiqin həcmi kvadratı ilə tərs mütənasib olduğunu görürük

$$P_i = a'n'_0 = a' \frac{N_A}{V_0^2} = \frac{a}{V_0^2} \quad (62.4)$$

Burada a molekulun növündən asılı olan sabitdir. (62.4)-ü (62.3)-də nəzərə alsaq alarıq:

$$\left(P + \frac{a}{V_0^2}\right)(V_0 - b) = RT \quad (62.5)$$

(62.5) tənliyi real qazın hal tənliyi və ya bir mol real qaz üçün yazılmış Van-der-Vaals tənliyi adlanır. İxtiyari m kütləli real qaz üçün (62.5) tənliyi aşağıdakı kimi olur:

$$\left(P + \frac{m^2}{\mu^2} \frac{a}{V^2}\right) \left(V - \frac{m}{\mu} b\right) = \frac{m}{\mu} RT \quad (62.6)$$

Burada V - qaz kütləsinin həcmi, μ - qazın molekulyar çəkisidir. Əgər $V_0 \gg b$ olsa, onda (62.5) tənliyinə əsasən b

həcmi V_0 -a nəzərən və $\frac{a}{V_0^2}$ təzyiqini isə P təzyiqinə görə

nəzərə almamaq olar. Onda (62.5) tənliyi bir mol qazı xarakterizə edən Mendelyev–Klapeyron tənliyinə çevrilir.

63. Van-der-Vaals izotermələri. Böhran kəmiyyətlərin təyini

Bir mol qaz üçün yazılmış Van-der-Vaals tənliyinin hər tərəfini V_0^2 - na vursaq və hədləri V_0 - in dərəcəsinə görə düzsək, yazı bilərik:

$$V_0^3 - \left(\frac{RT}{P} + b\right)V_0^2 + \frac{a}{P}V_0 - \frac{ab}{P} = 0 \quad (63.1)$$

(63.1) tənliyi V_0 həcminə görə üç dərəcəli cəbri tənlikdir. Bu o deməkdir ki, P təzyiqinin hər bir qiymətinə qarşı həcmi üç qiyməti uyğun gəlir. Baxılan məsələ üçün (63.1) tənliyinin yalnız müsbət kökləri, daha doğrusu həcmi real qiyməti maraq kəsb edir. (63.1) tənliyini $P-V_0$ diaqramında qrafiki təsvir etsək, alınmış uyğun izotermələri ailəsi Van-der-Vaals izotermələri adlanacaqdır. (63.1) tənliyinin qrafik təsviri müxtəlif temperaturlar üçün şəkil 63.1-də verilmişdir. Qrafikdən göründüyü kimi yüksək temperaturlarda (izotermələri ailəsinin yuxarı hissəsi) Van-der-Vaals izotermələri Klapeyron izotermələrindən az fərqlənir. Temperatur azaldıqca izotermələri həm formaca və həm də məzmunca kəskin dəyişir (Şəkil 63.1).

Van-der-Vaals izotermələrinə nəzər salsaq görürük ki, bu izotermələri içərisində elə bir izoterm mövcuddur ki, bu qabarıqlığı və çöküklüyü olan izotermələri olmayanlardan ayırır. Bu izoterm

böhran izotermi adlanır, buna uyğun gələn temperatur, təzyiq və həcm, uyğun olaraq böhran temperaturu T_b , böhran təzyiqi P_b və böhran həcmi V_b adlanır. Böhran temperaturu anlayışını ilk dəfə 1860-cı ildə Mendeleyev daxil etmişdir. Böhran temperaturu dedikdə mayenin mütləq qaynama temperaturu nəzərdə tutulur və həmin temperaturda maye molekulaları arasındakı ilişmə qüvvəsi təzyiqdən və xüsusilə həcmdən asılı olmayaraq yox olur və maye buxara çevrilir. Bu baxımdan aşağıdakı nəticələri söyləmək olar (bax § 37):

1. Böhran temperaturundan yuxarı temperaturlarda maddə ancaq qaz halında ola bilər. Böhran temperaturundan yuxarı temperaturlarda qazı sıxmaqla mayeyə çevirmək olmaz. Bunun üçün əvvəlcə temperaturu böhran temperaturundan aşağı salıb, sonra qazı sıxmaqla mayeləşdirmək olar. Böhran temperaturundan, aşağı temperaturlarda maddə təzyiqdən asılı olaraq ya qaz, yaxud maye halında və ya hər iki fazada: maye və doymuş buxar halında ola bilər.

2. Doymuş buxarın təzyiqi böhran təzyiqindən böyük ola bilməz.

3. Maddənin maye halındakı həcmi, həmin maddənin böhran həcmindən böyük ola bilməz.

İndi isə böhran kəmiyyətlərini təyin edək. Van-der-Vaals tənliyini həll etməklə böhran kəmiyyətləri ilə a və b düzəlişləri arasında əlaqə yaratmaq olar. Bunun üçün (63.1) tənliyində $T = T_g$ və $P = P_g$ nəzərə alsaq:

$$V_0^3 - V_0^2 \left(\frac{RT_g}{P_g} + b \right) + \frac{a}{P_g} V_0 - \frac{ab}{P_g} = 0 \quad (63.2)$$

Böhran izotermi $\hat{a}$ nöqtəsində əyildiyindən (63.2) tənliyi həmin nöqtədə V_g -yə görə bir-birinə bərabər olan üç kökə malikdir:

$$(V_0 - V_g)^3 = 0 \quad (63.3)$$

(63.3)-də mörtərzəni açsaq,

$$V_0^3 - 3V_g V_0^2 + 3V_g^2 V_0 - V_g^3 = 0 \quad (63.4)$$

alırıq. (63.2) və (63.4) tənlikləri eynilik kimi uyğunluq təşkil etdiklərindən böhran kəmiyyətləri üçün yazı bilərik:

$$\begin{cases} 3V_g = \frac{T_g R}{P_g} + b \\ 3V_g^2 = \frac{a}{P_g} \\ 3V_g^3 = \frac{ab}{P_g} \end{cases} \quad (63.5)$$

Buradan,

$$T_g = \frac{8a}{27bR}; \quad V_g = 3b; \quad P_g = \frac{a}{27b^2} \quad (63.5a)$$

yaza bilərik.

Əgər π - gətirilmiş təzyiq, τ - gətirilmiş temperatur və ω - gətirilmiş həcm anlayışlarını daxil edib, onları

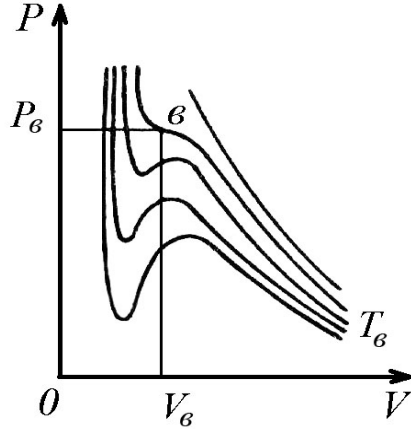
$\pi = \frac{P}{P_g}$; $\tau = \frac{T}{T_g}$; $\omega = \frac{V_0}{V_g}$ şəklində təyin etsək, onda bu kəmiyyətlərlə, P , V_0 , T kəmiyyətləri arasında əlaqə yaratmaq olar

$$P = \frac{a}{27b^2} \pi; \quad V_0 = 3b\omega; \quad T = \frac{8a}{27bR} \tau \quad (63.6)$$

(63.6)-nı (63.1)-də nəzərə alsaq, yazı bilərik:

$$\left(\pi + \frac{3}{\omega^2}\right)(3\omega - 1) = 8\tau \quad (63.7)$$

(63.7) tənliyi gətirilmiş kəmiyyətlərlə ifadə olunmuş Van-der-Vaals tənliyini ifadə edir.



Şəkil 63.1

64. Real qazın daxili enerjisi. Coul-Tomson effekti

Yuxarıda göstəriləyi kimi ideal qazın daxili enerjisi molekulların kinetik enerjisindən ibarət olub, qazın həcmindən və təzyiqindən asılı olmayıb, yalnız temperaturdan asılı idi, yəni

$$U = C_V T$$

Real qaz molekulları arasında qarşılıqlı təsir qüvvələri mövcud olduğundan, onun daxili enerjisi molekulların kinetik enerjisi ilə qarşılıqlı potensial enerjilərin cəmindən ibarət olacaqdır:

$$U = E_k + E_p \quad (64.1)$$

Molekulların qarşılıqlı potensial enerjisi öz növbəsində molekullar arasında orta məsafədən, yəni qazın həcmindən asılı olacaqdır. Deməli, qaz molekullarının kinetik enerjisi temperaturun, qarşılıqlı potensial enerjisi isə həcm funksiyası olduğundan real qazın daxili enerjisi həm temperaturun, həm də həcm funksiyası olacaqdır. Əgər ətraf mühitlə heç bir enerji mübadiləsi etmədən qazın həcmi dəyişsək, onun daxili enerjisi sabit qalacaq və (64.1) ifadəsindən $\Delta U = 0$ olduğundan,

$$\Delta E_p = -\Delta E_k$$

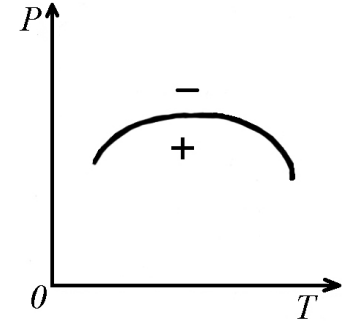
olacaqdır.

Bir mol qaz üçün

$$E_k = C_V T$$

olduğundan,

$$\Delta E_p = -C_V \Delta T$$



Şəkil 64.1

olacaq. Beləliklə, məlum olur ki, ətraf mühitlə heç bir istilik mübadiləsi etmədən və xarici qüvvələrə qarşı heç bir iş görmədən, qazın həcmi dəyişsək, onda temperaturu da dəyişər. Bu hadisə real qaz qanunlarının ideal qaz qanunlarından kənara çıxması nəticəsində baş verir və Coul-Tomson effekti adlanır.

Qaz genişlənərkən soyuyarsa, effekt müsbət, qızarsa mənfi hesab edilir. Coul-Tomson effektinin işarəsi, Van-der-Vaalsın a və b düzəlişlərinin hansının əsas yer tutmasına görə də təyin edilir. Əgər b düzəlişi əsas yer tutarsa, effekt mənfi, a düzəlişi əsas yer tutarsa, effekt müsbət hesab edilir.

Verilmiş qaz kütləsi üçün təzyiqin temperaturdan asılılığında bəzən a və bəzən də b düzəlişi əsas yer tutur. Ona görə də eyni miqdarda real qaz, xarici şəraitdən asılı olaraq gah müsbət, gah da mənfi effekt verir. Çox yüksək təzyiqlərdə real qazın xüsusi

ölçüləri, yəni b düzəlişi əsas yer tutduğundan, yüksək təzyiqlərdə bütün qazların Coul-Tomson effekti mənfi olur. Təzyiqin və temperaturun müəyyən qiymətlərində bəzən a və b düzəlişlərinin təsiri eyni olur və bu halda Coul-Tomson effekti sıfır olur. Bu o deməkdir ki, qaz genişlənərkən nə qızır və nə də soyuyur. Coul-Tomson effekti sıfır olan nöqtə inversiya nöqtəsi adlanır. Belə nöqtələrin yığını inversiya əyrisini verir (Şəkil 64.1).

Əgər P -nin və T -nin müəyyən qiymətinə uyğun gələn nöqtə inversiya əyrisindən yuxarıda yerləşərsə, Coul-Tomson effekti mənfi olur.

65. Termodinamikanın ikinci qanunu. Karno prosesi (tsikli).

Enerjinin saxlanma və çevrilmə qanununu ümumi şəkildə ifadə edən termodinamikanın birinci qanunu, prosesin hansı istiqamətdə getməsinə təyin edə bilmir. Bundan əlavə termodinamikanın birinci qanunundan məlum oldu ki, sistemə xaricdən verilən istilikdən çox iş görmək olmaz. Əks hal bir istilik mənbəyinin soyuması hesabına periodik işləyən ikinci növ mühərrikin yaradılmasına gətirirdi.

Əldə edilmiş külli miqdarda təcrübi materiallar birinci növbədə o nəticəyə gətirirdi ki, ikinci növ periodik işləyən mühərrik yaratmaq olmaz. Belə nəticənin alınması termodinamikanın ikinci qanununun formalaşmasına təkan verdi. Bu qanunu daha başqa formalarda da ifadə edə bilərik. Sadəlik üçün bunların ikisi ilə tanış olaq:

a) Elə bir proses mövcud deyildir ki, onun nəticəsində qızdırıcıdan alınmış istiliyin hamısını işə çevirmək mümkün olsun;

b) Elə bir proses mövcud deyildir ki, həmin proses nəticəsində istilik özbaşına soyuq cisimdən isti cismə keçsin.

Termodinamikanın ikinci qanununa əsaslanaraq göstərmək olar ki, dönən Karno prosesinin (tsiklinin) faydalı iş əmsalı işçi cismnin növündən asılı olmayıb, yalnız qızdırıcının və soyuducunun temperaturundan asılı olacaqdır. Dönən proses elə prosesə deyəcəyik ki, sistem müəyyən termodinamik prosesdən sonra öz əvvəlki vəziyyətinə qayıtsın və ətraf mühitdə heç bir dəyişiklik yaratmasın. İşçi maddə olaraq bir mol qaz götürək və onu sabit T_1 temperaturunda V_1 həcmindən V_2 həcminə qədər genişləndirək. Sonra sistemi V_2 həcmindən V_3 həcminə qədər adiabatik olaraq genişləndirək (şəkil 65.1). Daha sonra sistemi V_3 halından etibarən sabit T_2 temperaturunda izotermik olaraq V_4 həcminə qədər sıxaq.

Nəhayət sistemi əvvəlki halına qaytarmaq məqsədi ilə onu adiabatik olaraq V_4 həcmindən V_1 həcminə qədər sıxaq. Beləliklə, sistem başlanğıc halına qayıtmış olur.

İzotermik genişlənmə zamanı sistem qızdırıcıdan Q_1 istiliyini alır və $Q_1 = A_1$ işini görür. Adiabatik genişlənmədə görülən A' işi sistemin daxili enerjisinin hesabına olur.

İzotermik sıxılma zamanı xarici qüvvələr sistem üzərində A_2 işini görür və bu zaman işçi cismi soyuducuya $Q_2 = A_2$ istiliyini verir. Adiabatik sıxılma zamanı xarici qüvvələr qaz üzərində A'' işini görərək onun daxili enerjisini artırır. Qaz başlanğıc halına qayıtdığından daxili enerjinin dəyişməsi $\Delta U = 0$ olur. Onda termodinamikanın birinci qanununa əsasən bir dövr (tsikl) ərzində qazın aldığı istilik miqdarı görülən işlərə bərabər olar:

$$Q_1 - Q_2 = A_1 + A' - A_2 - A'' \quad (65.1)$$

Asanlıqla göstərmək olar ki,

$$|A'| = |A''|$$

Onda,

$$Q_1 - Q_2 = A_1 - A_2$$

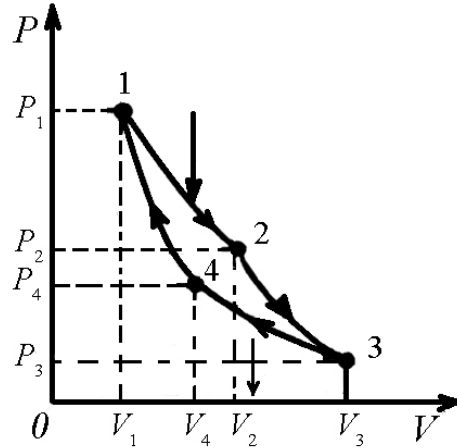
$$Q_1 = A_{AB} = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (65.2)$$

Analoji olaraq görülən (mənfi) iş üçün yazarıq:

$$Q_2 = -A = RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} \quad (65.3)$$

Adiabatik genişlənmə və sıxılmaya adiabat tənliyini tətbiq etsək və nəzərə alsaq ki, 1,4 və 2,3 halları eyni adiabat əyriləri üzərindədir, onda

$$\begin{cases} \left(\frac{V_2}{V_3}\right)^{\gamma-1} = \frac{T_2}{T_1} \\ \left(\frac{V_1}{V_4}\right)^{\gamma-1} = \frac{T_2}{T_1} \end{cases} \quad (65.4)$$



Şəkil 65.1

Olar və bu ifadələrin bərabərliyindən

$$\frac{V_2}{V_3} = \frac{V_1}{V_4}$$

və ya

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$$

alırıq. Beləliklə, Karno prosesinin faydalı iş əmsalını yazsaq və orada (65.2), (65.3) və (65.5) ifadələrini nəzərə alsaq yazı bilərik:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

Göründüyü kimi faydalı iş əmsalı vahiddən kiçikdir və bunu artırmaq üçün qızdırıcının və soyuducunun temperatur fərqi artırmaq lazımdır.

66. Gətirilmiş istilik miqdarı. Klauzius qeyri-bərabərliyi.

Dönən Karno prosesinin analizi göstərir ki, $Q_1 - Q_2$ istilik miqdarının A işinə çevrilməsi üçün temperaturu T_1 olan qızdırıcıdan alınan Q_1 istiliyinin Q_2 qədər temperaturu T_2 olan soyuducuya verilməlidir, yəni

$$Q_2 = Q_1 - A = (1 - \eta)Q_1 \quad (66.1)$$

Əgər (66.1) ifadəsində dönən Karno tsiklinin F.İ.Ə. nəzərə alsaq

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

və ya

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (66.2)$$

İşçi cisim tərəfindən soyuducuya verilən istilik miqdarı $Q_2 < Q_1$ olduğundan (66.2) münasibəti üçün alırıq:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0 \quad (66.3)$$

$\frac{Q}{T}$ -yə, yəni işçi cismə verilən istilik miqdarının mütləq temperatura olan nisbətinə gətirilmiş istilik miqdarı deyilir. (66.3) tənliyinə əsasən deyə bilərik ki, dönən Karno prosesi üçün gətirilmiş istilik miqdarının cəbri cəmi sıfıra bərabərdir.

İxtiyari Karno prosesi üçün faydalı iş əmsalı (F.İ.Ə)

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

qeyri-bərabərliyini ödədiyindən, ixtiyari Karno prosesi üçün yazıla bilər:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0 \quad (66.4)$$

Deməli, ixtiyari Karno prosesi üçün gətirilmiş istilik miqdarlarının cəmi sıfırdan böyük ola bilməz. (66.4) qeyri-bərabərliyi Klauzius qeyri-bərabərliyi adlanır. (66.4) qeyri-bərabərliyi istənilən dairəvi proses üçün doğrudur. Bu baxımdan istənilən dairəvi prosesi çoxlu sayda elementar Karno dövrü prosesinə bölüb, hər bir elementar dövr üçün Klauzius qeyri-bərabərliyini yazmaq olar:

$$\frac{\Delta Q_i}{T_i} + \frac{\Delta Q_k}{T_k} \leq 0 \quad (66.5)$$

Burada T_i - qızdırıcının temperaturu, ΔQ_i -qızdırıcıdan alınan istilik miqdarı, T_k - soyuducunun temperaturu, ΔQ_k isə soyuducuya verilən istilik miqdarıdır.

Elementar dövrlər (tsikllər) üçün yazılmış (66.5) qeyri-bərabərliklərini cəmləsək, dairəvi proses üçün alarıq:

$$\sum \frac{\Delta Q}{T} \leq 0 \quad (66.6)$$

Deməli, ixtiyari dairəvi proses üçün gətirilmiş istilik miqdarının cəmi sıfırdan böyük ola bilməz. Dönən proses üçün gətirilmiş istilik miqdarının cəmi sıfıra bərabərdir.

Dönən proses üçün göstərmək olar ki, (66.6) cəmi qapalı (dairəvi) integralla ifadə edilə bilər:

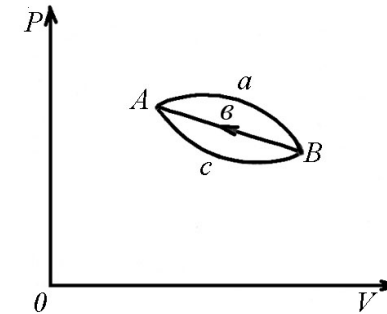
$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \quad (66.7)$$

İntegral işarəsindəki «dairə» göstərir ki, integral bütün dönən dairəvi proses zamanı sistemə verilən gətirilmiş istilik miqdarının cəmi, prosesin getdiyi yolun formasından asılı deyildir (şəkil 66.1).

Fərz edək ki, sistem A halından B halına AaB yolu ilə keçmişdir. Prosesin dönən dairəvi olması üçün qəbul edək ki, sistem BbA yolu ilə yenidən A halına qayıtmışdır. A və B yolundakı gətirilmiş istilik miqdarının cəmini x , BbA yolundakı gətirilmiş istilik miqdarının cəmini isə y ilə göstərsək (66.6.a) şərtinə görə

$$x + y = 0 \quad (66.8)$$

olar.



Şəkil 66.1

Qeyd edək ki, sistem A halından B halına daha başqa AcB yolu ilə gələ bilər. Bu yoldakı gətirilmiş istilik miqdarının cəmini dairəvi $AcBbA$ prosesi üçün (66.6.a) şərtini nəzərə almaqla yazı bilərik:

$$x_1 + y = 0 \quad (66.8)$$

(66.6.a) və (66.7) bərabərliklərindən alırıq:

$$x = x_1$$

Deməli AaB və AcB yollarındakı gətirilmiş istilik miqdarının cəmi bir-birinə bərabərdir. Bu halı sistemin A halından B halına gələn ixtiyari yolu üçün isbat etmək olar. Beləliklə,

$$\int_A^B \frac{dQ}{T}$$

İnteqralı, gətirilmiş istilik miqdarı cəminin dönən proses üçün prosesin hansı yol ilə getməsindən asılı olmadığını və yalnız sistemin başlanğıc və son nöqtələrinin vəziyyəti ilə təyin edildiyini göstərir.

67. Entropiya və onun xassələri. Nernst teoremi.

Dönən proses üçün gətirilmiş istilik miqdarı cəminin, prosesin hansı yolla getdiyindən asılı olmaması prinsipi göstərir ki, inteqral işarəsi altındakı $\frac{dQ}{T}$ kəmiyyəti hər hansı S funksiyasının tam differensialıdır:

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (67.1)$$

S funksiyası sistemin entropiyası adlanır və enerji kimi sistemin halını xarakterizə edən vacib parametrlərdən biri hesab edilir.

Sistem A halından B halına keçərək dönən proses yaradırsa, onun bu halına uyğun entropiyanın dəyişməsi inteqrallama yolu ilə aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$\int_A^B dS = S \Big|_A^B = S_B - S_A = \Delta S = \int_A^B \frac{dQ}{T} \quad (67.2)$$

burada, S_A - sistemin başlanğıc A halının, S_B - sistemin son B halının entropiyası, $\Delta S = S_B - S_A$ isə sistemin entropiyasının dəyişməsidir.

S - funksiyasını, daha doğrusu entropiyanı elmə daxil edən Klauzius olmuşdur. Klauzius tərəfindən entropiya üçün alınmış bir neçə vacib xassələri isbatsız verəcəyik:

- Sistem bir neçə cisimdən təşkil olunmuşsa, belə sistemin entropiyası ayrı-ayrı cisimlərin entropiyaları cəminə bərabərdir.
- İzolə edilmiş sistemdə dönən proses baş verirsə, belə prosesin entropiyası dəyişməz qalar.
- İzolə edilmiş sistemdə dönməyən proses baş verərsə, belə prosesin entropiyası artar.
- İzolə edilmiş sistemin entropiyası heç bir proses zamanı azala bilməz.

Riyazi olaraq bu halları Klauzius qeyri-bərabərliyi vasitəsi ilə ifadə etmək olar:

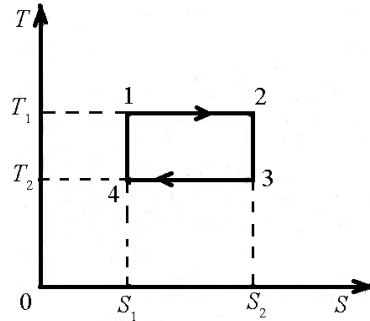
$$\Delta S \geq 0 \quad (67.3)$$

burada, bərabərlik işarəsi döən prosesə, bərabərsizlik işarəsi isə dönməyən prosesə aiddir.

Döən adiabatik prosesin xarakterik cəhəti ondan ibarətdir ki, bu proses entropiyanın sabit qalması ilə gedir. Bu baxımdan döən adiabat izentropa adlanır. Belə yeni termin baxımından Karno tsikli iki izotermdən və iki izentropdan ibarət olur (şəkil 67.1). T,S diaqramında Karno tsikli düzbucaqlı formasında olur. Düzbucaqlının sahəsi sistemin bütün tsikl ərzində aldığı istiliyin miqdarına bərabər olur.

Döən izotermik prosesdə sistemin aldığı istiliyin miqdarı

$$Q = T(S_2 - S_1) \quad (67.4)$$



Şəkil 67.1.

şəklindədir. Burada S_1 -sistemin prosesin başlanğıc anındakı, S_2 -isə sistemin prosesin son anındakı entropiyasıdır. (67.4) –dən istifadə edib 1-2 və 3-4 hallarına uyğun izotermik proseslərdə sistemin aldığı istiliyin miqdarı üçün yazarıq:

$$Q_{1,2} = T_1(S_1 - S_2); Q_{3,4} = T_2(S_2 - S_1)$$

Onda bütün tsikl ərzində sistemin aldığı istiliyin miqdarı

$$\begin{aligned} Q &= Q_{1,2} + Q_{3,4} = T_1(S_1 - S_2) + T_2(S_2 - S_1) = \\ &= (T_1 - T_2) \cdot (S_1 - S_2) \end{aligned} \quad (67.5)$$

kimi olar. Göründüyü kimi (67.5) istiliyi tsiklin sahəsinə bərabərdir.

Döən izotermik prosesdə görülən işi yazsaq:

$$dA = dQ - dU \quad (67.6)$$

və (67.6) –da dairəvi proses üçün yazılmış $dQ = TdS$ ifadəsini nəzərə alsaq:

$$dA = TdS - dU$$

$dT = 0$ olduğundan (proses izotermikdir), TdS həddini $d(TS)$ kimi yazsaq alarıq:

$$dA = d(TS) - dU = -d(U - TS) \quad (67.7)$$

Burada $F = U - TS$ sistemin halının funksiyası olub, sərbəst enerji adlanır. Sərbəst enerji, döən izotermik prosesdə daxili enerjinin xarici qüvvələr üzərində sistemin gördüyü işə çevrilən hissəsidir.

TS kəmiyyəti daxili və sərbəst enerjilərin fərqinə bərabər olub, bəzən əlaqəli enerji adlanır. (67.7) ifadəsindən görünür ki, döən izotermik prosesdə görülən iş sərbəst enerjinin azalmasına bərabərdir.

(67.2) ifadəsi entropiyanın iki haldakı qiymətlərinin fərqini müəyyən edir. Nernst isbat etmişdir ki, entropiyanın öz qiymətini də ixtiyari halda müəyyən etmək olar.

Nernst teoremində deyilir ki, (buna bəzən termodinamikanın üçüncü qanunu da deyirlər) mütləq temperatur sıfıra yaxınlaşdıqda ixtiyari cismin entropiyası da sıfıra yaxınlaşmalıdır:

$$\lim_{T \rightarrow 0} S = 0 \quad (67.8)$$

Bu teoremdən daha bir nəticəyə gəlmək olar ki, temperatur artdıqca sistemin entropiyası artdığından, entropiya bir növ

sistemin nizamsızlıq dərəcəsini xarakterizə edən fiziki kəmiyyət olur.

Fiziki mühakimələr göstərir ki, izolə edilmiş sistemdə entropiya və hal ehtimalı uyğunluq təşkil edərək ya artırlar, ya da dəyişməz qalırlar. Onda deyilənlərdən belə məlum olur ki, sistemin entropiyası və hal ehtimalı arasında müəyyən əlaqə olmalıdır. Bu əlaqəni Bolsman aşağıdakı kimi göstərmişdir:

$$S = k \ln P \quad (67.9)$$

burada k - Bolsman sabiti, P - sistemin termodinamik hal ehtimalıdır.

ÜÇÜNCÜ HİSSƏ

FƏSİL XI

VAKUUMDA ELEKTRİK SAHƏSİ

68. Yüklərin qarşılıqlı təsiri. Kulon qanunu.

Elektrik sahəsi və ya elektrik yükləri dedikdə materiyanın müəyyən forması və ya müəyyən xassəsi nəzərdə tutulur. Təbiətdə iki növ şərti adlandırılmış elektrik yükləri mövcuddur: «müsbət» və «mənfi». Eyni adlı elektrik yükünə malik olan cisimlər bir-birini dəf, müxtəlif adlı elektrik yükünə malik olan cisimlər isə bir-birini cəzb edir.

Müəyyən edilmişdir ki, elektrik yükü «atomistik», diskret xarakter daşıyır. Başqa sözlə, elə kiçik elementar yükə malik olan elementar zərrəciklər mövcuddur ki, onların hamısı üçün bu yükün qiyməti eynidir. Belə elektrik yükünə malik olan zərrəciklər sırasına elektronlar, protonlar, pozitronlar, mezonlar və başqaları daxildir, yəni elementar yük məlum olan ən kiçik elektrik yüküdür.

Bölünməyən kiçik elementar elektrik yükünün qiyməti $e = \pm 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ SQSEy} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$ qədərdir (müsbət işarəsi protonlar və pozitronlara, mənfi işarəsi elektronlara aiddir). Qeyd etmək lazımdır ki, yüklənmiş cisimlərdə müxtəlif işarəli yük daşıyan zərrəciklər verilmiş sistemdə bərabər miqdarda iştirak edir və sistem boyunca eyni sıxlıqla paylanır.

Cisimlərin sürtünməsi zamanı elektriclənmədə hər iki cisim eyni zamanda elektriclənir və cisimlərdən biri müsbət, digəri isə mənfi yük alır. Əgər cisimlər elektriclənməyə qədər yüklənməmişdirsə, onda birinci cisimdəki müsbət yük, ikinci cisimdəki mənfi yükə bərabərdir.

Bütün cisimlər elektrik cərəyanını keçirmələrinə görə keçirici naqillərə, yarımkeçiricilərə və dielektriklərə bölünür. Keçirici naqillər elə cisimlərdir ki, onlarda elektrik yükləri bütün həcm boyu sərbəst hərəkət edə bilər. Dielektriklər belə xassəyə malik olmur, belə ki, onlara verilmiş elektrik yükləri hərəkət etməyib, paylandıqları başlanğıc vəziyyətdə qalır. Keçirici naqillər sırasına bütün metallar, turşu və duz məhlulları və sairə, dielektriklər sırasına isə kəhrəba, şüşə, yağ, slyuda, ebonit, adi temperaturdakı qazlar və başqaları daxildir.

Ümumiyyətlə, bərk cisimlərin keçirici naqillərə, yarımkeçiricilərə və dielektriklərə bölünməsi şərti xarakter daşıyır. Cisimlərin elektriki yaxşı və pis keçirmələri onların yerləşdiyi şəraitdən asılıdır. Doğrudan da, yüksək temperatur şəraitində şüşə elektrik keçirmək xassəsinə malik olur. Bundan əlavə, bərk cisimlərin yarımkeçiricilər adlı böyük bir qrupu keçirici naqillərlə dielektriklər arasında aralıq vəziyyət tutur. Nəzərə almaq lazımdır ki, bərk cisimlərin keçiriciliyi haqqında müasir baxışlar elektrik keçiriciliyinin elektron və kvant nəzəriyyəsində söylənəcəkdir.

Hələ çox qədim zamanlarda yunan alimi Fales göstərmişdir ki, kəhrəba çubuğu ipək parçaya sürtdükdə o, kiçik əşyaları özünə cəlb edir. Bu fikir uzun müddət yaddan çıxarılmış və XVI əsrdə ingilis alimi Hilbert tərəfindən yenidən irəli sürülmüşdür. O, göstərmişdir ki, bu hadisəni yalnız kəhrəba çubuğu ipək parçaya sürtməklə deyil, hətta şüşə və fosfor çubuqları ipək və yun parçalara sürtməklə də müşahidə etmək olar. Hilbert bu hadisəni

cisimlərin elektriclənməsi adlandırmış və məlum olmuşdur ki, təbiətdə maddənin iki növü: müsbət və mənfi elektriclənməsi mövcuddur.

Eyni növ yüklə elektriclənmiş cisimlər bir-birini qarşılıqlı dəf, müxtəlif növ yüklə elektriclənmiş cisimlər isə bir-birini cəzb edir.

Cisimlərin elektriclənməsi hadisəsinin izahı uzun müddət xüsusi elektrik mayesinin varlığına əsaslanmışdır. Lakin 1881-ci ildə alman alimi Helmhols göstərmişdir ki, cisimlərin elektriclənməsi onlardakı elementar elektrik yüklərinin (elementar yüklü zərrəciklər) varlığı ilə izah edilir. Bu hipotez 1897-ci ildə C.C.Tomson tərəfindən elektronun, 1919-cu ildə isə Rezerford tərəfindən protonun kəşfi ilə isbat edildi. Elektronun kütləsi $m_e = 9,1082 \cdot 10^{-31} \text{ kq}$, yükü isə $e = -1,60091 \cdot 10^{-19} \text{ K}$ (Kulon)-dur. Proton müsbət yükə malik olub, yükü ədədi qiymətə elektronun yükünə bərabərdir. Kütləsi isə elektronun kütləsindən 1836 dəfə böyükdür. Qeyd etmək lazımdır ki, elektron və protondan başqa pozitron, mezon, neytron, neytrino və s. elementar zərrəciklər də mövcuddur ki, bunların da bəziləri elektrik yükü nöqtəyi nəzərindən neytraldır. Bütün yüklənmiş elementar zərrəciklərin yükü elektronun yükünə bərabərdir və bu baxımdan da bu yük elementar elektrik yükü adını almışdır.

Müəyyən proseslərdə elektrik yükləri bir cisimdən digərinə keçə bilər və ya bir cisim daxilində paylana bilər. Qeyd etmək lazımdır ki, elektrik yükləri nə yenidən yaranmır nə də yox olmur. Başqa sözlə, qapalı sistemdə elektrik yüklərinin cəbri cəmi sabit qalır. Bu elektrik yüklərinin saxlanma qanunu adlanır və hərəkət miqdarının, enerjinin və hərəkət miqdarı momentinin saxlanma qanunları kimi həm mikro, həm də makro sistemlər üçün ödənilir.

Nöqtənin elektrik yükləri arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsinin xarakteri ilk dəfə fransız alimi Kulon tərəfindən araşdırılmışdır. O, təcrübi olaraq göstərmişdir ki, vakuuma qarşılıqlı təsirdə olan iki nöqtəvi yük arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi bu yüklərin hasili ilə düz, aralarındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasib olub, bu yükləri birləşdirən düz xətt boyunca yönəlir:

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (68.1)$$

burada k - hesablama sisteminin seçilməsindən asılı mütənasiblik əmsalı olub, q_1, q_2 yüklərinin yerləşdiyi mühitdən asılıdır.

Yuxarıdakı söylədiyimiz fikirdən aydın olur ki, Kulon qanunu yalnız nöqtəvi yüklər üçün doğrudur. Başqa sözlə, bu qanun elə yüklənmiş cisimlər üçün ödənilir ki, onların xətti ölçüləri bu cisimlər arasındakı məsafədən çox-çox kiçik olsun.

Kulon qanununu vektorial şəkildə də yazmaq olar:

$$\vec{F} = k \frac{q_1 q_2}{r^3} \vec{r} \quad (68.2)$$

burada $\vec{r}_1, q_1$ və q_2 yüklərini birləşdirən, radius-vektordur.

Yükə təsir edən qüvvə mərkəzi xarakter daşıyır və q_1 yükü tərəfindən q_2 yükünə təsir edən qüvvə, qiymətcə q_2 yükü tərəfindən q_1 yükünə təsir edən qüvvəyə bərabər olub, istiqamətcə bir-birinin əksinə yönəlir. Elektrik yüklərini ölçmək üçün Beynəlxalq (BS) və SQSE vahidlər sistemlərindən istifadə edilir. Elektrik yükü vahidi olaraq BS sistemində bir Kulon (Kl) qəbul edilir. 1 Kl elektrik yükü dedikdə, naqildən axan cərəyan 1 A olduqda bu naqilin en kəsiyindən bir saniyədə keçən yükün miqdarı nəzərdə tutulur.

$$1 Kl = 1 A \cdot 1 san$$

(68.2) ifadəsindəki mütənasiblik əmsalı k BS sistemində

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$$

şəklində qəbul edildiyindən Kulon qanunu aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (68.3)$$

ϵ_0 - kəmiyyəti elektrik sabiti adlanır. SQSE sistemi əsasən mexaniki vahidlər sistemi olduğundan (santimetr, qram, saniyə) k – mütənasiblik əmsalı ölçüsüz kəmiyyət olub, vahid qəbul edilir. Bu baxımdan Kulon qanunu qeyri-rasional formada aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$F = \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (68.4)$$

SQS sistemində qüvvə dina ilə, məsafə isə santimetr ilə ölçülür. Fərz etsək ki, $q_1 = q_2 = q$, onda (68.4) ifadəsinə əsasən yazarıq:

$$q^2 = F \cdot r^2$$

$F = 1 dn$ və $r = 1 sm$ olsa, onda SQSE sistemində yük vahidi olaraq 1 SQSE_q qəbul edilir. İki nöqtəvi yük arasındakı məsafə 1 m olduqda yüklər arasında təsir edən qüvvə 1 N olur və BS-də 1 Kl adlanır. 1 SQSE_q ilə 1 Kl arasındakı əlaqə belə ifadə edilir:

$$1 SQSE_q = \frac{1}{3 \cdot 10^9} Kl$$

Elektrik sabitini hesablamaq üçün Kulon qanununun BS və SQSE sistemlərində yazılmış ifadələrini müqayisə edək. Hər

birinin yükü 1 Kl olan iki nöqtəvi yük bir-birindən 1 m məsafədə

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Kl^2}{m^2} \text{ qüvvəsi ilə qarşılıqlı təsirdə olar. Bu qüvvə (68.4)}$$

ifadəsinə əsasən SQSE sistemində aşağıdakı qiymətə bərabər olar:

$$F = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{100^2} dn = 9 \cdot 10^{14} dn = 9 \cdot 10^9 N$$

Onda, $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Kl^2}{m^2} = 9 \cdot 10^9 N$ və buradan da ϵ_0 üçün alırıq

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9 N \cdot m^2 / Kl^2} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{Kl^2}{N \cdot m^2}$$

Sonralar göstərəcəyik ki, ϵ_0 BS sistemində farad bölünmüş

metrlə $\left(\frac{F}{m}\right)$ ölçülür. Yüklər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi,

yuxarıda deyildiyi kimi, yüklərin yerləşdiyi mühitdən asılı olduğundan müxtəlif mühitlərin elektrik xassəsini xarakterizə etmək üçün nisbi dielektrik nüfuzluluğu (ϵ) anlayışı daxil edilir.

Nisbi dielektrik nüfuzluluğunun qiyməti qazlar üçün 1,0002... 1,006 intervalında, qeyri-polyar mayelər üçün 1,8 ...2,3 intervalında, polyar mayelər üçün 3 ...81 intervalında, müxtəlif kristall maddələr üçün 4...3000 intervalında və dielektriklər üçün isə 200 ... 100 000 intervalında yerləşir.

Nisbi dielektrik nüfuzluluğu həmçinin mühitin temperaturundan da asılıdır.

Nisbi dielektrik nüfuzluluğu ϵ olan mühit üçün Kulon qanunu BS-də aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2} \quad (68.5)$$

Nisbi dielektrik nüfuzluluğu adsız kəmiyyət olub, hesablama sisteminin seçilməsindən asılı olmur və vakuum üçün vahid qəbul edilir $\epsilon = 1$. Onda vakuum üçün Kulon qüvvəsi

$$F_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (68.6)$$

olar.

(68.6) ifadəsini (68.5) ifadəsinə bölsək:

$$\epsilon = \frac{F_0}{F} \quad (68.7)$$

Aldığımız (68.7) ifadəsi mühitdəki qarşılıqlı təsir qüvvəsinin eyni məsafədə vakuumdakı qarşılıqlı təsir qüvvəsindən neçə dəfə kiçik olduğunu göstərir.

69. Elektrik sahəsi. Sahənin intensivliyi

Bir-birindən müəyyən məsafədə olan elektrik yükləri fəzada qarşılıqlı təsirdə olur. Belə təsir elektrik sahəsi vasitəsilə yerinə yetirilir. Yükün ətrafında yaranan elektrik sahəsi bizdən asılı olmayaraq mövcud olan obyektiv reallıqdır. Elektrik sahəsi maddə kimi mövcud materiyanın bir formasıdır.

Elektrik sahəsi sükunətdə olan yükün ətrafında yaranmışsa, onda belə sahə elektrostatik sahə adlanır. Ayrılıqda götürülmüş hər bir yükün ətrafındakı elektrostatik sahəsini tədqiq etmək üçün bu sahəyə başqa bir yük daxil etmək lazımdır.

Bu zaman həmin yükə müəyyən qüvvə təsir edəcəkdir.

Elektrostatik sahə həmin sahənin $\vec{E}$ intensivlik vektoru ilə xarakterizə edilir. Elektrik sahəsinin müəyyən nöqtəsinin intensivliyi dedikdə, elə vektorial fiziki kəmiyyət nəzərdə tutulur ki, həmin kəmiyyət verilmiş nöqtədə sükunətdə götürülmüş müsbət vahid yükə təsir edən qüvvəyə bərabər olur və həmin qüvvə istiqamətində yönəlir.

İndi isə q yükü tərəfindən yaradılan elektrik sahəsinə hər hansı q_s müsbət nöqtəvi sınaq yükü daxil edək. Onda həmin sınaq yükünə

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot q_s}{\epsilon r^2} \quad (69.1)$$

Kulon qüvvəsi təsir edəcəkdir. Sahənin eyni bir nöqtəsinə müxtəlif sınaq yükləri gətirsək, onda həmin yüklərə müxtəlif qüvvələr təsir edəcəkdir. Lakin $\frac{F}{q_s}$ nisbəti isə sahəyə gətirilmiş

bütün yüklər üçün eyni olacaq və yalnız elektrik sahəsinə verilmiş nöqtədə təyin edən q və r kəmiyyətlərindən asılı olacaqdır. Ona

görə də verilmiş $E = \frac{F}{q_s}$ kəmiyyəti sahənin əsas xarakteristikası

kimi qəbul edilir.

Əgər $q_s = 1$ qəbul etsək, onda $E = F$ olar. Deməli intensivlik elektrik sahəsinin qüvvə xarakteristikasıdır. Kulon qanununu nəzərə almaqla nöqtəvi yükün elektrik sahəsinin intensivliyi üçün

$$E = \frac{F}{q_s} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon r^2} \quad (69.2)$$

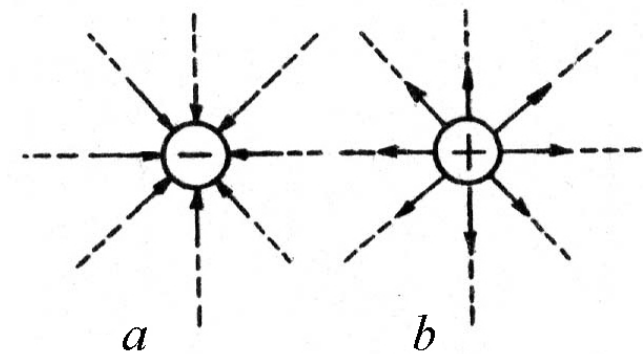
kəmiyyətini, vektorial formada

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon r^3} \vec{r} \quad (69.3)$$

kəmiyyətini almaq olar. Elektrik sahəsinin intensivliyi BS sistemində N/Kl, SQSE sistemində isə Dn/SQSEq vahidləri ilə ölçülür. Axırncı vahid intensivliyin mütləq elektrostatik vahidi adlanır. N/Kl və SQSE_E vahidləri arasında aşağıdakı əlaqə mövcuddur:

$$1 \frac{N}{Kl} = \frac{10^5 dn}{3 \cdot 10^9 SQSEq} = \frac{1}{3} \cdot 10^{-4} SQSE_E$$

Elektrik sahəsinin intensivliyi sahənin bütün nöqtələrində qiymət və istiqamətcə eynidirsə, belə sahə bircins sahə, əks halda qeyri-bircins sahə adlanır. Elektrik sahəsi müsbət nöqtəvi yük tərəfindən yaradılmışsa, onda sahəni qrafik təsvir edən qüvvə xətləri radial istiqamətdə yükə doğru sonsuzluğa doğru, sahə mənfi yük tərəfindən yaradılmışsa, onda qüvvə xətləri radial istiqamətdə sonsuzluqdan yükə doğru yönəlmişdir (şəkil 69.1).



Şəkil 69.1

70. Superpozisiya prinsipi. Dipolun elektrik sahəsi.

Əgər elektrik sahəsi bir yük tərəfindən deyil, bir neçə yük tərəfindən yaradılmışsa, sınaq yükünə təsir edən qüvvələr vektorların toplanması qaydasına əsasən tapılır. Bu baxımdan sahənin istənilən nöqtəsində yüklər sistemi tərəfindən yaradılan yekun sahənin intensivliyi hər bir yükün ayrılıqda yaratdığı sahə intensivliklərinin vektorial cəminə bərabər olacaqdır:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad (70.1)$$

Bu elektrik sahələrinin superpozisiya prinsipi adlanır. Elektrik sahəsinin superpozisiya prinsipindən istifadə edərək iki nöqtəvi $+q_1$ və $-q_2$ yüklərinin sahənin ixtiyari nöqtəsində yaratdığı intensivliyi tapmaq olar (şəkil 70.1). Əvəzləyici $\vec{E}$ vektoru $\vec{E}_1$ və $\vec{E}_2$ vektorlarının paraleloqram qaydası ilə toplanmasına əsasən təyin edilir. Bu vektorun ədədi qiyməti isə aşağıdakı ifadəyə əsasən müəyyənləşdirilir:

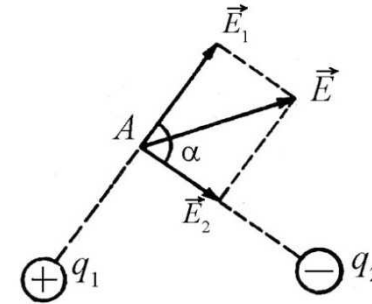
$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 - 2E_1E_2 \cos \alpha} \quad (70.2)$$

burada α – $\vec{E}_1$ və $\vec{E}_2$ vektorları arasındakı bucaqdır.

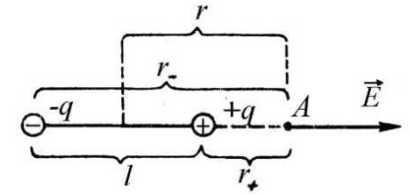
Dipol tərəfindən yaranan sahəyə baxaq. Elektrik dipolu dedikdə bir-birindən müəyyən l məsafəsində yerləşən əks işarəli iki nöqtəvi yüklər sistemi nəzərdə tutulur (şəkil 70.2). İndi isə dipol oxu üzərindəki A nöqtəsində elektrik sahəsinin intensivliyini təyin edək (şəkil 70.2). A nöqtəsindən $+q$ və $-q$ yüklərinə qədər

olan məsafəni uyğun olaraq r_+ və r_- dipolun orta nöqtəsindən A nöqtəsinə qədər olan məsafəni isə r ilə işarə etsək, onda:

$$r_+ = r - \frac{l}{2}, \quad r_- = r + \frac{l}{2}$$



Şəkil 70.1



Şəkil 70.2

Dipolun $\vec{E}$ intensivlik vektoru yüklər tərəfindən ayrı-ayrılıqda yaradılan $\vec{E}_+$ və $\vec{E}_-$ intensivlik vektorlarının həndəsi cəminə bərabərdir. Baxdığımız hal üçün $\vec{E}_+$ və $\vec{E}_-$ vektorları dipol oxu boyunca yönəldiyindən onların həndəsi cəmi cəbri cəmi ilə üst-üstə düşür:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon r_+^2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon r_-^2}$$

və ya

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{r_-^2 - r_+^2}{r_+^2 \cdot r_-^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{(r_- + r_+)(r_- - r_+)}{r_+^2 \cdot r_-^2}$$

Şəkil 70.2-yə əsasən $r_- - r_+ = l$, $r_- + r_+ = 2r$, $r \gg l$ yazsaq və göstərsək ki, $r_+^2 \cdot r_-^2 = r^4$, onda yaza bilərik:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{2ql}{r^3} \text{ və ya } E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{2P}{r^3} \quad (70.3)$$

(70.3) ifadəsini SQS sistemində yazsaq,

$$E = \frac{2P}{\epsilon r^3} \quad (70.4)$$

alarıq. Aldığımız ifadələrdəki P dipolun elektrik momenti adlanır. Dipolun elektrik momenti vektorial kəmiyyət olub, mənfi yükədən müsbət yükə doğru yönəlir və q yükü ilə yüklər arasındakı məsafənin hasilinə bərabər olur:

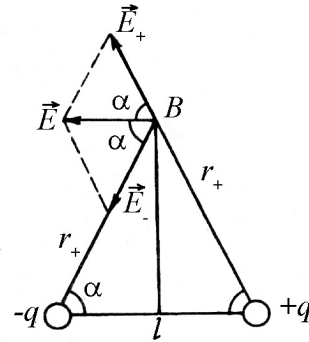
$$\vec{P} = q\vec{l} \quad (70.5)$$

İndi isə dipol oxunun ortasından qaldırılmış perpendikulyar üzərindəki B nöqtəsində sahənin intensivliyinə baxaq (şəkil 70.3). Məlumdur ki, B nöqtəsindəki intensivlik $+q$ və $-q$ yüklərinin yaratdıqları intensivliklərin həndəsi cəminə bərabərdir. Yüklərdən B nöqtəsinə qədər olan r_+ və r_- məsafələri bir-birinə bərabər olduğundan

$$E_+ = E_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{r_+^2}$$

əvəzləyici intensivlik vektoru

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_-$$



Şəkil 70.3

şəklində, onun ədədi qiyməti isə

$$E = E_+ \cos \alpha + E_- \cos \alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{2q}{r_+^2} \cos \alpha$$

və ya

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{r_+^2} \cdot \frac{l_2}{r_+} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{ql}{r_+^3} \quad (70.6)$$

olar.

Dipolun ortasından B nöqtəsinə qədər olan məsafəni r ilə işarə edib $r \gg l$ qəbul etsək, onda təqribən $r_+ = r$ yazarıq və (70.6) ifadəsi aşağıdakı formanı alar:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{ql}{r^3} \text{ və ya } E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{P}{r^3} \quad (70.7)$$

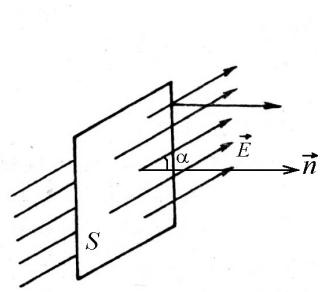
(70.4) və (70.7) ifadələri göstərir ki, hər iki halda sahənin intensivliyi dipolun elektrik momenti ilə düz, dipoldan B nöqtəsinə qədər olan məsafənin kubu ilə tərs mütənasibdir.

71. Ostrogradski-Qaus teoremi.

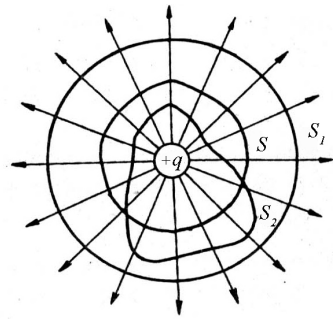
Elektrik sahəsinin hesablanması zamanı Ostrogradski-Qaus teoreminin tətbiqi məsələni çox sadələşdirir. İntensivlik vektorunun qapalı müstəvi səthdən keçən N selini hesablayaq (şəkil 71.1). Fərz edək ki, baxdığımız elektrik sahəsi bircins, sahədə yerləşən səth isə müstəvi səthdir. Onda intensivlik vektorunun baxdığımız müstəvi səthdən keçən seli aşağıdakı kimi olar:

$$N = ES \cos \alpha \quad (71.1)$$

burada $E_n = E \cos \alpha$ intensivlik vektorunun normal üzrə proyeksiyasıdır (şəkil 71.1).



Şəkil 71.1



Şəkil 71.2

Elektrik sahəsi qeyri-bircinsdirsə və səth müstəvi deyilsə, onda həmin səthi elə elementar ds səthlərinə bölmək olar ki, həmin elementar səthi müstəvi və səth yerləşən sahəni bircins hesab etmək olar. İntensivlik vektorunun bir elementar ds səthindən keçən seli $dN = E_n \cdot dS$ qədər olsa, onda intensivlik vektorunun bütün səthindən keçən seli

$$N = \int_S E_n ds \quad (71.2)$$

İndi isə nöqtəvi müsbət q yükünə baxaq və onu əhatə edən qapalı sferik S səthindən keçən intensivlik vektorunun selini hesablayaq (şəkil 71.2).

$$N = E_n \cdot S = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{R^2} \cdot 4\pi R^2 = \frac{q}{\epsilon_0\epsilon} \quad (71.3)$$

burada $S = 4\pi R^2$ - sferik səthin sahəsidir. Deməli, hər bir müsbət nöqtəvi yükün intensivlik vektorunun seli $\frac{q}{\epsilon_0\epsilon}$ qədərdir. Asanlıqla göstərmək olar ki, (71.3) ifadəsi yalnız sferik səth üçün deyil, həmçinin ixtiyari qapalı səth üçün doğrudur. Bundan başqa,

göstərmək olar ki, bu nəticə sferik səthin radiusundan asılı olmayıb, ixtiyari konsentrik S_1 və S_2 səthləri üçün də ödənilir.

Bu nəticələri ümumiləşdirərək Ostrogradski-Qaus teoremini ümumi şəkildə belə ifadə etmək olar: ixtiyari formalı qapalı səthdən keçən intensivlik vektorunun tam seli həmin səth daxilindəki elektrik yüklərinin cəbri cəmi ilə düz mütənasibdir:

$$N = \frac{1}{\epsilon_0\epsilon} \sum_{i=1}^n q_i \quad (71.4)$$

burada q_i - qapalı səth daxilindəki yüklər, n - yüklərin sayıdır. Elektrik sahəsinin intensivliyinə iki mühit sərhəddindəki hər hansı bir nöqtədə baxsaq (məsələn, əgər mühitlər hava və sudursa), onda sahənin intensivliyi (69.3) ifadəsinə əsasən 81 dəfə dəyişdiyindən intensivlik vektorunun seli də dəyişməlidir. Onda iki mühit sərhəddində intensivlik xətlərinin əyilməsi müşahidə edilir. Deməli, belə qeyri-bircins dielektrik mühitində intensivlik vektoru selinin dəyişməsi zamanı dəyişməyərək sabit qalan müəyyən bir fiziki kəmiyyət tapmaq lazımdır. Ostrogradski-Qaus teoremindən çıxan müsbət nəticələri saxlamaq üçün intensivlik vektorundan fərqli elə bir vektor anlayışı daxil etmək lazımdır ki, o, ancaq kəsilməz dəyişsin. Belə bir vektor elektrik induksiya vektoru adlanır və $\vec{D}$ ilə işarə edilir. Bu vektorlar arasında aşağıdakı əlaqə mövcuddur:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (71.5)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, $\vec{E}$ vektoru neçə dəfə azalırsa, həmin tərtibdən də dielektrik nüfuzluluğu ϵ artır.

Fərz edək ki, q_0 yükü q yükündən dr məsafədə yerləşən A nöqtəsindən r_2 məsafədə yerləşən B nöqtəsinə hərəkət edir (şəkil 72.2).

Bütün AB yolundakı işi tapmaq üçün həmin yolu sonsuz kiçik ds yollarına bölüb, bu yollardakı elementar işləri toplamaq lazımdır. Başqa sözlə, AB yolundakı tam iş r_1 -dən r_2 -yə qədər götürülmüş integralla ifadə olunacaqdır:

$$A = - \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{qq_0}{r^2} dr = - \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (72.5)$$

Görülən işin q_0 yükünə nisbətini $\varphi = A/q_0$ işarə etsək, bu funksiya aşağıdakı bərabərliklə təyin edilir:

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} + c \quad (72.6)$$

Burada c – ixtiyari sabitdir. φ funksiyası A nöqtəsi üçün:

$$\varphi_1 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1} + c,$$

B nöqtəsi üçün isə

$$\varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_2} + c$$

qiymətinə malik olacaqdır. Bu qiymətləri (72.5) işində nəzərə alsaq, yükün elektrostatik sahədə hərəkəti zamanı gördüyü iş üçün alarıq:

$$A = q_0(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (72.7)$$

(72.6) bərabərliyi ilə təyin edilən funksiya q nöqtəvi yükünün potensialı adlanır. Onda (72.7) ifadəsinə əsasən yükün

elektrostatik sahədə hərəkəti zamanı görülmüş iş yükün miqdarı ilə həmin yükün sahənin A və B nöqtələrindəki potensiallar fərqi hasilinə bərabərdir.

Əgər q_0 yükü sahənin potensialı φ_1 olan nöqtəsindən sonsuzluğa aparılmışsa (sonsuzluqdakı nöqtənin potensialı $\varphi_{2,\infty} = 0$ qəbul edilir), onda $\varphi_1 = \varphi$, $\varphi_{2,\infty} = 0$ olar və (72.2) işi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$A = q_0\varphi$$

Buradan görünür ki, potensial dedikdə, müsbət vahid yükün sahənin hər hansı bir nöqtəsindən sonsuzluğa köçürülməsi zamanı görülmüş iş nəzərdə tutulur. Əgər sahənin $\vec{E}$ intensivlik vektoru sahənin qüvvə xarakteristikasıdırsa, onda φ potensialı skalyar kəmiyyət olub, onun energetik xarakteristikasıdır.

Yük ekvipotensial sahədə hərəkət edərsə, yəni $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$ olar və heç bir iş görülməz. Ekvipotensial səth elə səthə deyilir ki, həmin səthin bütün nöqtələrinin potensialı bərabər olsun.

Potensial vahidi olaraq BS sistemində Volt (1V) qəbul edilir və bir Volt dedikdə, elə nöqtənin potensialı qəbul edilir ki, sonsuzluqdan həmin nöqtəyə bir kulon (1 Kl) yükün köçürülməsi zamanı bir coul (1C) iş görülmüş olsun:

$$1C = 1Kl \cdot 1V$$

və ya

$$1V = \frac{1C}{1Kl} = \frac{10^7 \text{ erg}}{3 \cdot 10^9 \text{ SQSEq}} = \frac{1}{300} \text{ SQSEq}$$

Qeyd etmək lazımdır ki, fizikada çox hallarda iş və enerji vahidi elektron-Voltla (eV) ifadə edilir. 1 eV dedikdə elektrik

qüvvəsinin potensiallar fərqi 1V olan sahədə elektronun yükünə bərabər yük üzərində gördüyü iş nəzərdə tutulur:

$$1eV = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Kl} \cdot 1V = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$$

Həmçinin,

$$1\text{keV (kiloelektron-Volt)} = 10^3 \text{ eV}$$

$$1\text{MeV (meqaelektron-Volt)} = 10^6 \text{ eV}$$

$$1\text{QeV (qiqaelektron-Volt)} = 10^9 \text{ eV}$$

vahidlərindən istifadə edilir.

73. Elektrik sahəsinin intensivliyi ilə potensial arasında əlaqə.

Əvvəlki paraqraflarda göstərilmişdir ki, elektrik sahəsinə həm vektorial kəmiyyət olan $\vec{E}$ intensivliyi ilə və həm də skalyar kəmiyyət olan ϕ potensialı ilə xarakterizə etmək olar. Aydındır ki, bu kəmiyyətlər arasında birqiymətli əlaqə olmalıdır. Əgər nəzərə alsaq ki, $\vec{E}$ intensivlik vektoru yükə təsir edən qüvvə ilə, ϕ potensialı isə qüvvənin yük üzərində gördüyü iş və ya yükün potensial enerjisi ilə mütənasib olduğundan, bu kəmiyyətlər arasında da, yəni qüvvə və potensial enerji arasında da birqiymətli əlaqə olmalıdır. Doğrudan da, qüvvənin q yükü üzərində dl yolunda gördüyü işi bir tərəfdən,

$$dA = F \cdot dl = qEdl$$

şəklində, digər tərəfdən yükün potensial enerjisinin azalması şəklində ifadə edirlər:

$$dA = -qd\phi$$

Bu işlərin bərabərliyindən yazarıq:

$$qEdl = -qd\phi$$

və ya

$$E = -\frac{d\phi}{dl} \quad (73.1)$$

burada, l - fəzada seçilmiş ixtiyari istiqamət olduğundan, xüsusi halda yazı bilərik:

$$E_x = -\frac{\partial\phi}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial\phi}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial\phi}{\partial z}$$

buradan da

$$\vec{E} = \vec{i}E_x + \vec{j}E_y + \vec{k}E_z = -\left(\vec{i}\frac{\partial\phi}{\partial x} + \vec{j}\frac{\partial\phi}{\partial y} + \vec{k}\frac{\partial\phi}{\partial z}\right) = -\text{grad}\phi \quad (73.2)$$

olduğunu alırıq və burada,

$$\text{grad}\phi = \vec{i}\frac{\partial\phi}{\partial x} + \vec{j}\frac{\partial\phi}{\partial y} + \vec{k}\frac{\partial\phi}{\partial z}.$$

(73.2) ifadəsindən görünür ki, ixtiyari skalyar kəmiyyətin qradienti vektorial kəmiyyətdir.

Mənfi işarəsi göstərir ki, sahənin intensivlik vektoru potensialın azaldığı tərəfə yönəlir.

İntensivliyin x, y, z oxları üzrə toplananlarını bilərək onun ədədi qiymətini də müəyyən etmək olar:

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2} = \sqrt{\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)^2} \quad (73.3)$$

FƏSİL XII

DİELEKTRİKLƏR

74. Polyar və qeyri-polyar dielektriklər.

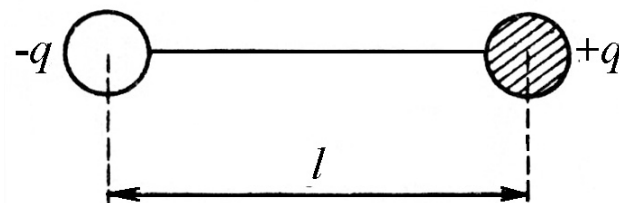
Dielektrik dedikdə elektrik cərəyanını keçirməyən maddə nəzərdə tutulur. Təbiətdə ideal dielektrik yoxdur. Bütün dielektrik maddələr çox az dərəcədə olsa da elektrik cərəyanını keçirir. Ona görə də dielektrik olaraq elə maddə qəbul edəcəyik ki, o, naqillərə nisbətən elektrik cərəyanını $10^{15} - 10^{20}$ dəfə zəif keçirsin. Dielektriki xarici elektrik sahəsinə gətirsək, onda həm elektrik sahəsində, həm də dielektrikin özündə müəyyən dəyişiklik müşahidə edilir. Bu hadisə onunla izah edilir ki, hər bir dielektrik molekulu bərabər miqdarda müsbət və mənfi elektrik yüklərindən ibarət olduğundan, xarici elektrik sahəsində bu molekulara elektrik dipolu kimi baxmaq olar. Hər bir dipol isə öz ətrafında xarici elektrik sahəsi və elektrik momenti yaradar:

$$\vec{P} = q\vec{l} \quad (74.1)$$

burada, l - dielektrik molekulunda nəzərdə tutduğumuz müsbət və mənfi yüklərin arasındakı məsafədir (şəkil 74.1).

Aparılan təcrübələr göstərir ki, xarici elektrik sahəsində yerləşən dielektrikdə naqillərdən fərqli olaraq sərbəst olmayan, bağlı və ya əlaqəli yüklərin qütbləşməsi baş verir ki, bu hadisə yüklərin polarizəlməsi adlanır. Qeyd etmək lazımdır ki, dielektriklərdə xarici sahənin təsiri ilə yaranan polarizasiya yük-

lərinin təbiəti, metallardakı sərbəst elektronların təbiətindən fərqlənir. Belə ki, metallardakı sərbəst elektronları bir-birindən müəyyən məsafəyə ayıra bildiyimiz halda, dielektriklərdəki polarizasiya yüklərini bir-birindən ayırmaq olmaz. Dielektriklərdəki müxtəlif adlı yüklər bir-biri ilə əlaqəli olduğundan, onlar yalnız bir molekulun ölçüsü qədər sürüşə bilər.



Şəkil 74. 1

İndi isə polyar və qeyri-polyar molekulaların təbiətinə nəzər salaq: simmetrik molekularda xarici sahə olmadıqda müsbət və mənfi yüklərin paylanması ağırlıq mərkəzləri üst-üstə düşür. Molekullar xüsusi dipol momenti kəsb edə bilmədiklərindən onlar qeyri-polyar molekulalar və uyğun dielektriklər isə qeyri-polyar dielektriklər adlanır. Belə molekulara misal olaraq, H_2 , O_2 , N_2 və s. göstərmək olar. H_2O , CO , HCl kimi qeyri-simmetrik molekularda isə xarici elektrik sahəsində müsbət və mənfi yüklərin paylanma mərkəzləri bir-birinə nisbətən sürüşdüüyündən ($l \neq 0$), onlar xüsusi dipol momenti kəsb edir. Belə molekulalar polyar molekulalar və uyğun dielektriklər isə polyar dielektriklər adlanır.

75. Polyarizəlmə vektoru. Dielektrik daxilində elektrik sahəsinin intensivliyi.

Dielektriklərin polyarizəlməsi hadisəsini müfəssəl xarakterizə etmək üçün xüsusi fiziki kəmiyyət olan polyarizəlmə vektoru anlayışı daxil edilir. Polyarizəlmə vektoru dedikdə dielektrikin vahid həcmdəki molekulalarının elektrik momentlərinin cəmi nəzərdə tutulur:

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^n \vec{P}_i \quad (75.1)$$

Əgər dielektrikin bütün nöqtələrində polyarizəlmə vektorunun qiyməti eynidirsə, onda belə dielektrik bircins dielektrik adlanır.

Bircins izotrop dielektriklərdə yüklərin sürüşməsi sahə istiqamətində baş verdiyindən $\vec{E}$ və $\vec{P}$ vektorları bir-birinə paralel qalır. İzotrop dielektriklərdə polyarizəlmə vektoru elektrik sahəsinin intensivliyi ilə aşağıdakı sadə münasibətlə bağlıdır:

$$\vec{P} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad (75.2)$$

burada ϵ ölçüsüz kəmiyyət olub, dielektrik qavrayıcılığı adlanır. Məlum olduğu kimi, dielektriki xarici sahəyə gətirdikdə, dielektrik polyarizəlmə və nəticədə elektrik sahəsi vakuumdakına nəzərən azalır.

Polyarizasiya yükləri arasında meydana çıxan elektrik sahəsi xarici elektrik sahəsinin əksinə yönəldiyindən yekun sahə aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{E} \quad (75.3)$$

burada $\vec{E}_0$ - xarici elektrik sahəsinin intensivliyi, $\vec{E}$ isə polyarizasiya yüklərinin yaratdığı sahənin intensivliyidir (şəkil 75.1).

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, bəzi hallarda, məsələn iki mühit sərhəddindəki hər hansı nöqtədə elektrik sahəsinə hesablamaq üçün D elektrik induksiya vektoru anlayışı daxil edilir və bu vektor $\vec{E}$ intensivlik vektoru ilə aşağıdakı kimi əlaqədə olur:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (75.4)$$

(75.4) ifadəsində (75.2) ifadəsini nəzərə alsaq,

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \epsilon \vec{E} =$$

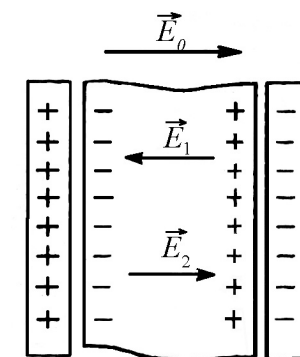
$$\epsilon_0 (1 + \epsilon) \vec{E} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad (75.5)$$

Ölçüsüz kəmiyyət olan $\epsilon = 1 + \epsilon$ ifadəsi – mühitin nisbi dielektrik nüfuzluluğu və ya sadəcə olaraq dielektrik nüfuzluluğu adlanır.

Qeyd etmək lazımdır ki, $\epsilon_a = \epsilon \epsilon_0$ hasili mütləq dielektrik nüfuzluluğu adlanır və bu anlayış heç bir fiziki məna kəsb etmədiyindən, ondan sonralar istifadə etməyəcəyik.

76. Qeyri-polyar və polyar dielektriklərin dielektrik nüfuzluluğu. Klauzius–Mosotti tənliyi.

Fərz edək ki, qeyri-polyar dielektrik xarici elektrik sahəsində yerləşir və qeyri-polyar dielektrikin hər bir molekuluna təsir edən



Şəkil 75.1

$\vec{E}'$ sahəsi dielektrik daxilindəki $\vec{E}$ sahəsi ilə üst-üstə düşür. Onda hər bir dielektrik molekulunun malik olduğu dipol momenti

$$P = \beta \epsilon_0 E', \quad (E' = E) \quad (76.1)$$

olar.

Burada β - molekulun polyarizəlmə dərəcəsidir. (76.1) ifadəsinə əsasən elektrik induksiya vektorunu təyin etsək, alarıq:

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 E + \beta \epsilon_0 E = \epsilon_0 (1 + \beta) E = \epsilon \epsilon_0 E \quad (76.2)$$

burada $\epsilon = 1 + \beta$ ifadəsi dielektrik nüfuzluluğu ilə molekulun polyarizəlmə dərəcəsi arasındakı əlaqəni ifadə edir. Bu əlaqə təqribi xarakter daşıyır. Bu əlaqəni alarkən biz $\vec{E} = \vec{E}'$ qəbul etdik. Bu isə düz mühakimə deyil. Belə ki, molekulun polyarizəlməsini hesablayarkən bizi dielektrik daxilindəki yekun sahə deyil, molekulun yerləşdiyi nöqtədəki sahə maraqlandırır. Dielektrik daxilindəki $\vec{E}$ orta baxdığımız molekul da daxil olmaqla bütün molekulların təsirini nəzərə almalıdır. $\vec{E}'$ sahə isə baxdığımız molekuldan başqa qalan molekulların təsirini nəzərə alır. $\vec{E}'$ və $\vec{E}$ sahələri arasındakı fərq yalnız dielektrik nüfuzluluğu vahidə yaxın olan qazlar üçün nəzərə alınmır.

Aparılan hesablamalara görə kub şəkilli quruluşa malik olan kristallar üçün E sahəsi aşağıdakı qiymətə malik olur:

$$E' = E + \frac{P}{3\epsilon_0} \quad (76.3)$$

burada P - polyarizəlmə vektorudur. (76.3) ifadəsini təqribi olaraq molekulları xaotik düzülmüş qeyri-polyar mayelərə və qazlara da tətbiq etmək olar. (76.3) ifadəsini (76.1) ifadəsində nəzərə alsaq, qeyri-polyar dielektrlərdə elektron polyarizəlməsi üçün alarıq:

$$P = np = n\beta \epsilon_0 \left(E + \frac{P}{3\epsilon_0} \right) \quad (76.4)$$

burada n - dielektrikin vahid həcmdəki molekulların sayıdır. Onda elektrik induksiya vektoru üçün:

$$\begin{aligned} D &= \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 E + n\beta \left[\epsilon_0 E + \frac{1}{3} (D - \epsilon_0 E) \right] = \\ &= \epsilon_0 E + \frac{1}{3} n\beta (D + 2\epsilon_0 E) \end{aligned} \quad (76.5)$$

(76.5) ifadəsində $D = \epsilon \epsilon_0 E$ olduğunu nəzərə alsaq, alarıq:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{1}{3} n\beta \quad (76.6)$$

Aldığımız (76.6) ifadəsi Klauzius-Mosotti tənliyi adlanır və tənlikdən görünür ki, qeyri-polyar dielektrlərin dielektrik nüfuzluluğu molekulların konsentrasiyası (sıxlığı) ilə düz mütənasib olub, temperaturdan asılı deyil. Belə ki, molekulun polyarizəlmə dərəcəsi β onun quruluşundan asılı olub, temperaturdan asılı olmur. Əgər molekulların n konsentrasiyasını onun μ molekulyar çəkisi və d sıxlığı ilə əlaqələndirsək, yəni

$$n = N \frac{d}{\mu}$$

yazsaq alarıq:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{\mu}{d} = \frac{1}{3} N\beta = \text{const} \quad (76.7)$$

(76.7) ifadəsinin sol tərəfi verilmiş maddə üçün molekulyar polyarizasiya adlanıb, yalnız molekulun β polyarizəlmə

dərəcəsiindən asılı olur və onun təzyiqindən və temperaturundan asılı olmur.

İndi isə dipol polyarizəlməsi müşahidə edilən polyar dielektriklərin dielektrik nüfuzluluğuna baxaq. Bunun üçün qəbul edək ki, molekul deformasiyaya uğramayıdır (elektron polyarizəlməsi nəzərə alınmır). Aparılan hesablamalar göstərir ki, polyar dielektriklərin dielektrik nüfuzluluğu temperaturdan asılıdır və temperatur artdıqca azalır

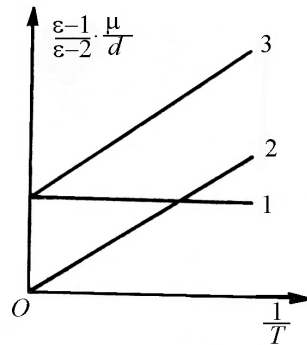
$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{n}{3} \left(\beta + \beta_\mu + \frac{P_0^2}{3\varepsilon_0 kT} \right) \quad (76.8)$$

(76.8) ifadəsinin sağ tərəfindəki birinci hədd elektron, ikinci hədd ion, üçüncü hədd isə dipol polyarizəlməsini ifadə edir.

Ordinat oxunda molekulyar polyarizəlməni, absis oxunda isə mütləq temperaturun tərs qiymətini göstərsək, aşağıdakı nəzəri asılılıqları müşahidə edərək (şəkil 76.1).

Şəkil 76.1-də 1 xətti qeyri-polyar dielektriki xarakterizə edir və göstərir ki, molekulyar polyarizəlmə temperaturdan asılı deyildir.

Polyar dielektriklər ($\beta = 0$) üçün bu asılılıq 2 xətti ilə ifadə edilir və koordinat başlanğıcından keçir. Əgər molekul P_0 sabit dipol momentinə malikdirsə və kifayət qədər deformasiyaya uğramışsa ($\beta \neq 0$), onda hər iki polyarizəlmə öz qüvvəsində qalır və bu hal 3 xətti ilə ifadə edilir.



Şəkil 76.1

Beləliklə, dielektrik nüfuzluluğunun temperaturdan asılılığını təcrübədə müəyyən etməklə hansı polyarizəlmənin meydana çıxdığını söyləmək olar.

Dipol momentini bilməklə molekulun ölçüsünü təyin etmək olar. Məsələn, HCl molekulunu üçün $q = e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$ olduğundan və hidrogen atomunun bir elektronu olduğundan, ionların mərkəzləri arasındakı l məsafəsi üçün

$$l = \frac{P_0}{q} = \frac{3,4 \cdot 10^{-30}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \approx 0,2 \cdot 10^{-8} \text{ sm}$$

alırıq ki, bu da molekulun molekulyar fizika qanunlarına görə təyin edilmiş ölçüsü ilə üst-üstə düşür.

77. Seqnetoelektriklər. Pyezoelektrik effekti.

Bəzi kimyəvi birləşmələr bərk halda tamamilə qeyri-adi və çox maraqlı dielektrik xassəsinə malik olur. Belə xassə ilk dəfə seqnet duzlarının kristallarında müşahidə edilmişdir. Seqnet duzlarının dielektrik xassələri əsasən 1930-1934-cü illərdə İ.V.Kurçatov və P.P.Kobeko tərəfindən tədqiq olunmuşdur.

Seqnet duzu dedikdə, $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ nəzərdə tutulur. Bu duzun kristall quruluşu rombik sistemi xatırladır və bu duzda ciddi anizotropiya xassəsi müşahidə edilir. Seqnet duzlarının bir neçə mühüm xassələri mövcuddur:

a) seqnet duzlarının dielektrik nüfuzluluğu temperaturdan asılıdır və temperaturun müəyyən intervalında bəzən bir neçə yüz minə çatır.

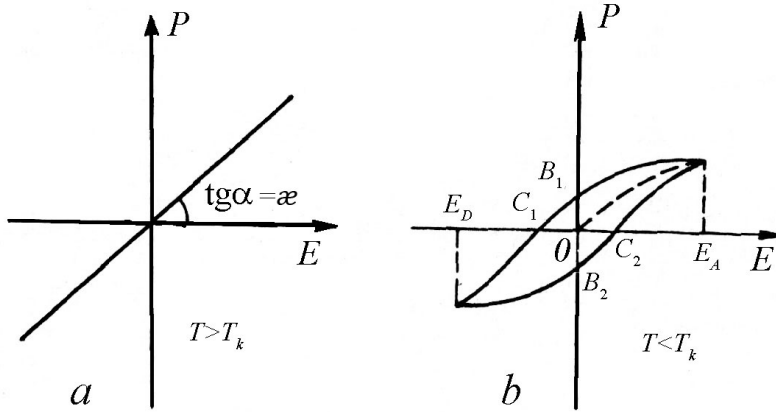
b) seqnet duzları üçün dielektrik qavrayıcılığı, polyarizəlmə vektoru (həmçinin elektrik induksiya vektoru) və

nisbi dielektrik nüfuzluluğu xarici sahənin intensivliyindən asılı olur.

Para- və ferro- maqnetiklərin maqnit qavrayıcılıqlarının temperaturdan asılılığı analogi olaraq, Kuri seqnet duzlarının dielektrik qavrayıcılığının temperaturdan asılılığını aşağıdakı şəkildə vermişdir:

$$\chi = \frac{\text{const}}{T - T_k} \quad (77.1)$$

burada T – seqnet duzunun temperaturu, T_k isə Kuri temperaturudur.



Şəkil 77.1

Əgər seqnet duzunun temperaturu Kuri (T_k) temperaturundan böyükdürsə, onda dielektrik qavrayıcılığı χ xarici sahənin intensivliyindən (E) asılı olmaz və seqnetoelektrik adi dielektrikə çevrilər. Aparılan təcrübələr göstərir ki, Kuri temperaturunun elə iki $+22,5^\circ\text{C}$ və -15°C qiyməti mövcuddur ki,

seqnet duzunun bütün seqnetoelektrik xassələri bu temperatur intervalında baş verir.

Seqnet duzunun T temperaturu T_k Kuri temperaturundan kiçikdirsə, yəni, $T < T_k$ isə, onda dielektrik qavrayıcılığının və həm də polyarizəlmə vektorunun xarici sahənin $\vec{E}$ intensivliyindən asılılığı müşahidə edilir. Şəkil 77.1-də polyarizəlmə vektorunun xarici sahənin intensivliyindən asılılığı, dielektrikin temperaturunun Kuri temperaturundan böyük və kiçik olduğu hallar üçün, verilmişdir (Şəkil 77.1). Fərz edək ki, $T < T_k$ olduqda polyarizə edilməmiş dielektrik elektrik sahəsində yerləşdirilmişdir (şəkil 77.1 b, O nöqtəsi). $\vec{E}$ intensivliyini zəif artırıbsaq, onda dielektrikin polyarizəlməsi OA əyrisi boyunca artacaqdır. Əgər sahəni yenidən azaltsaq, onda dielektrikin polyarizəlməsi OA əyrisi boyunca olmayıb, AB əyrisi boyunca olacaq və sahə olmadıqda belə dielektrik qalıq OB_1 polyarizəlməsinə malik olacaqdır.

Xarici sahənin istiqamətini dəyişdikdə qalıq polyarizəlmə C_1 nöqtəsində yox olur və sahənin istiqamətindən asılı olaraq yenidən polyarizəlmə C_1D əyrisi üzrə davam edir. Xarici sahənin E_D –yə kimi sonrakı dəyişməsi, polyarizəlmə vektorunun DB_2C_2A əyrisi üzrə dəyişməsinə gətirir və B_2 nöqtəsində B_1 nöqtəsinə analogi qalıq polyarizəlmə müşahidə edilir. Bu hadisə dielektrlərdə histerezis hadisəsi adlanır. C_1 və C_2 nöqtələrində xarici sahənin varlığına baxmayaraq, polyarizəlmə olmur. Baxdığımız maraqlı hadisələr keyfiyyətcə aşağıdakı kimi izah edilir. Xarici elektrik sahəsi olmadıqda dielektrik kristalının ölçüləri çox kiçik olan hissələrdən - «domenlərdən» ibarət

olduğunu göstərmək olar ki, onlar da spontan polarizəlmə istiqamətlərinə malikdir. Bu domenlərin polarizəlmə istiqamətləri kristalın həcmi boyunca xaotik yönəldiklərindən, kristalın tam elektrik momenti və ya polarizəlmə vektoru sıfır olur.

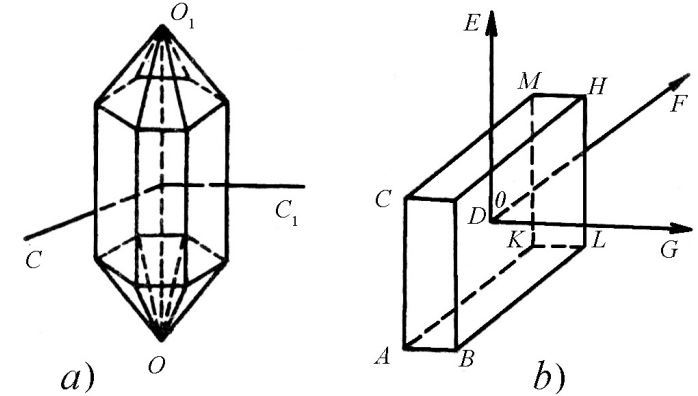
Belə kristallı xarici elektrik sahəsinə daxil etdikdə domenlərin polarizəlmə istiqamətləri xarici sahə istiqamətində düzülür və kristalın tam elektrik momenti və ya polarizəlmə vektoru sıfırdan fərqli olur.

Seqnet duzları ilə yanaşı olaraq seqnetoelektrik xassəyə başqa kimyəvi birləşmələr də, məsələn: KH_2PO_4 (kalium-dihidrofosfat) və KH_2AsO_4 (kalium-dihidroarsenat) və s. malikdir. Bundan əlavə, fiziklər B.M.Vul və N.M.Qoldman göstərmişlər ki, barium metatitanat (BaTiO_3) geniş temperatur intervalında yüksək dielektrik nüfuzluluğuna ($\varepsilon = 1 \dots 2 \cdot 10^4$) malikdir və dielektrik nüfuzluluğu temperaturdan və elektrik sahəsinin intensivliyindən asılı olur. B.M.Vul və N.M.Qoldmandan fərqli olaraq, Q.İ.Skanavi göstərmişdir ki, barium tetratitanat $4\text{TiO}_2\text{BaO}$ duzunun seqnetoelektrik xassələri kiçik temperatur intervalında dəyişir və dielektrik nüfuzluluğu çox kiçik qiymətə $\varepsilon = 30$ malik olur ki, bu da çox kiçik ölçülü və böyük tutumlu kondensatorların düzəldilməsinə imkan verir. Belə kondensatorlar hal-hazırda elektron-hesablayıcı maşınların yaddaş qurğusunda tətbiq edilir.

Biz indiyə qədər dielektriklərin xarici elektrik sahəsinin təsiri ilə polarizəlməsinə baxdıq. Aparılan təcrübələr göstərir ki, polarizəlmə hadisəsini xarici elektrik sahəsi olmadıqda belə, kristallı deformasiyaya uğratmaqla da müşahidə etmək olar. Bu hadisə ilk dəfə Pyer və Jak Kuri tərəfindən müşahidə edilmiş və

pyezoelektrik effekti adını almışdır. İndi isə kvars kristalının misalında bu hadisənin əsas xüsusiyyətlərini izah edək (şəkil 77.2).

Kvars kristalı heksoqonal kristallik quruluşa malik olub, iki piramida ilə əhatə edilmiş altıüzlü prizmanı xarıtladır (şəkil 77.2, a). Əgər kristalı OO_1 optik oxuna perpendikulyar istiqamətdə sıxsaq və genişləndirsək, onda polarizəlmə hadisəsi baş verir, daha doğrusu, kristalın üzərində polarizasiya meydana çıxır. Nəzərə almaq lazımdır ki, kristalı OO_1 optik oxu boyunca sıxsaq, polarizasiya hadisəsi baş verməz.



Şəkil 77.2

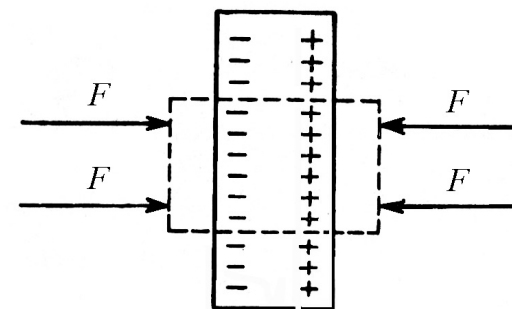
İndi isə G oxuna perpendikulyar istiqamətdə kəsilmiş kvars lövhəyə baxaq (şəkil 77.2, b). Əgər lövhəni G oxu istiqamətində sıxsaq və ya genişləndirsək, onda lövhənin $BDHL$ və $ACMK$ üzlərində müxtəlif adlı polarizasiya yükləri meydana çıxacaqdır (uzununa pyezoelektrik effekti).

Təcrübə göstərir ki, deformasiyanın işarəsini dəyişdirsək, yəni lövhəni sıxmayıb genişləndirsək, onda polarizasiya yükləri

rinin də işarəsi dəyişəcəkdir. Bundan əlavə göstərmək olar ki, *BDHL* üzünü F oxu istiqamətində sıxdıqda (eninə pyezoelektrik effekt) meydana çıxan polyarizasiya yüklərinin işarəsi həmin üzdə uzununa effekt zamanı meydana çıxan yüklərin işarəsi ilə eyni olur.

Qeyd etmək lazımdır ki, pyezoelektrik effektinin tərsi də mövcuddur, yəni xarici elektrik sahəsində pyezoelektrik lövhəsi sahə boyunca deformasiyaya uğrayır (sahənin istiqamətindən asılı olaraq).

Fərz edək ki, pyezoelektrik effekti müşahidə edilən lövhə xarici FF qüvvələrinin təsiri altında sıxılır. Əgər lövhədə pyezoelektrik effekti baş verməsəydi, onda xarici qüvvənin gördüyü iş, elastik deformasiyaya uğramış lövhənin potensial enerjisində çevrilərdi. Lövhədə pyezoelektrik effekti baş verdiyindən, yəni lövhədə polyarizasiya yükləri yarandığından, orada müəyyən enerjiyə malik olan elektrik sahəsi meydana çıxır (şəkil 77.3). Enerjinin saxlanma qanununa görə bu o deməkdir ki, lövhə sıxılarkən elə böyük iş görülür ki, bu zaman lövhədə meydana çıxan F_1F_1 qüvvələri xarici FF qüvvələrinin əksinə yönəlir. Bu hadisə tərsinə pyezoelektrik effekti adlanır. Tərsinə pyezoelektrik effekti zamanı deformasiyanın işarəsi sahənin intensivlik vektorunun istiqamətindən asılı olur. Elektrik sahəsinin istiqaməti əksinə dəyişən zaman sıxılma genişlənmə ilə və ya genişlənmə sıxılma ilə əvəz edilir.



Şəkil 77.3

Pyezoelektrik effekti aşağıdakı elementar izaha malikdir. Kristalın mexaniki deformasiyası zamanı onun qəfəsində iki növ dəyişiklik baş verir. Birincisi, hər bir elementar qəfəs deformasiyaya uğrayır, ikincisi isə bu qəfəslər bir-birinə nəzərən sürüşmüş olur. Bu isə elektrik momentinin dəyişməsinə səbəb olur və pyezoelektrik effekti zamanı kristal lövhənin səthlərində elektrik yüklərinin yaranması baş verir.

Hesablamalar göstərir ki, bu tip qəfəs sürüşmələri ixtiyari kristalda baş verməyib, elə kristalda baş verir ki, onların elementar qəfəsi mərkəzi simmetriyaya malik olmasın.

Baxdığımız bu hallardan əlavə, bəzən elə olur ki, yükə təsir edən elektrik sahəsinin qüvvəsi hesabına dielektrik deformasiyaya uğrayır. Bu hadisə elektrostriksiya adlanır.

Qeyd etmək lazımdır ki, seqnetoelektriklər böyük praktik əhəmiyyət kəsb edərək, müasir elektronika və radiotexnikada geniş tətbiq edilir. Belə ki, onlardan böyük tutuma və kiçik ölçüyə malik olan kondensatorlar düzəldirlər və elektromaqnit rəqslərinin tezliklərini modulyasiya etmək üçün istifadə edilir.

Düzünə və tərsinə pyezoelektrik effekt də özünə geniş tətbiq sahəsi taparaq müxtəlif elektroakustik ölçü cihazlarında geniş tətbiq edilir.

FƏSİL XIII

NAQİLLƏR ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ

78. Naqillərin elektrik tutumu

Naqillərdəki yük daşıyıcılar çox kiçik qüvvənin təsiri ilə yerdəyişməyə məruz qala bilər. Ona görə də naqillərdəki yükün tarazlıqda qalması üçün aşağıdakı şərtlər ödənilməlidir:

- a). Naqilin daxilindəki sahənin intensivliyi $E = 0$ olmalıdır. Sahənin intensivliyi və potensialı arasındakı əlaqəyə əsasən naqilin daxilindəki potensial sabit qalmalıdır ($\varphi = \text{const}$).
- b). Naqilin səthindəki sahənin intensivliyi hər bir nöqtədə, səthə çəkilmiş normal istiqamətdə yönəlməlidir ($\vec{E} = \vec{E}_n$).

Nəzərə almaq lazımdır ki, yüklərin tarazlığı nəticəsində naqilin səthi ekvipotensial səth olacaqdır.

İndi isə başqa cisimlərdən kifayət qədər uzaqda yerləşmiş tək bir naqilə baxaq. Əgər bu naqilə $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ yükləri versək, onda yüklərin naqildə yenidən paylanması nəticəsində onun potensialı $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \dots, \varphi_n$ olacaqdır. Hesablamalara görə

$\frac{q_1}{\varphi_1}, \frac{q_2}{\varphi_2}, \frac{q_3}{\varphi_3}, \dots, \frac{q_n}{\varphi_n}$ nisbətləri verilmiş təklənmiş naqil üçün sabit

qalır və bu kəmiyyət naqilin ölçü və formasından asılı olub, naqilin elektrik tutumu adlanır.

$$C = \frac{q}{\varphi} \text{ və ya ümumi halda } C = \frac{dq}{d\varphi} \quad (78.1)$$

Ayrılıqda götürülmüş hər bir naqıl elektrik tutumuna malik olduğundan, dielektrik nüfuzluluğu ε olan mühitdə yerləşən R radiuslu yüklənmiş kürənin elektrik tutumu aşağıdakı şəkildə olar:

$$\begin{cases} C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon R & (\text{BS} - \text{дЯ}) \\ C = \varepsilon R & (\text{SQSE} - \text{дЯ}) \end{cases} \quad (78.2)$$

Əgər $\varepsilon=1$ olsa (78.2) tənliyi SQSE sistemində $C = R$ olar. Bu o deməkdir ki, ixtiyarı naqılın tutumu SQSE sistemində uzunluq vahidi ilə ifadə edilir. Başqa sözlə SQSE sistemində tutum vahidi olaraq, radiusu 1sm olan kürənin vakuumdakı ($\varepsilon=1$) tutumu qəbul edilir. (78.1) ifadəsinə əsasən tutumun BS sistemindəki vahidi təyin edilir və $\frac{Kl}{V}$ və ya farad (F) qəbul edilir. 1 farad dedikdə elə naqılın tutumu nəzərdə tutulur ki, həmin naqilə $1Kl$ yük verdikdə onun potensialı 1 V artmış olsun.

$$r = \frac{C}{4\pi\varepsilon_0} = \frac{1F}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} F/m} = 9 \cdot 10^9 m \Rightarrow$$

$$\Rightarrow 1F = \frac{1Kl}{1V} = 9 \cdot 10^{11} \text{SQSE}_{t.v} \approx 9 \cdot 10^{11} sm$$

Bu ifadə göstərir ki, $1F$ vakuumba yerləşən və radiusu $9 \cdot 10^{11} sm$ olan kürənin tutumudur. Yer radiusunun $6,371 \cdot 10^8 sm$ olduğunu nəzərə alsaq, doğrudan da faradın çox böyük tutum vahidi olduğunu görürük. Ona görə radiotexnikada çox vaxt faradın hissələri olan mkF və pF vahidlərindən istifadə edilir:

$$1mkF = 10^{-6} F \approx 9 \cdot 10^5 sm$$

$$1pF = 10^{-12} F \sim 0.9sm$$

79. Kondensatorlar.

Kondensator dedikdə, bərabər və əks işarəli yüklərlə yüklənmiş, elə iki naqıl və ya keçirici lövhələr sistemi nəzərdə tutulur ki, onlar bir-birindən nazik dielektrik təbəqə ilə ayrılır və bu təbəqənin qalınlığı lövhənin xətti ölçülərinə nisbətən kiçik olur. Belə iki naqıl və ya lövhə sisteminin ümumi tutumu, naqillərdən və ya lövhələrdən hər birinin başqa naqilə və ya yerə nəzərən tutumuna nisbətən çox böyükdür.

Kondensatorlardan praktikada böyük elektrik tutumları almaq üçün istifadə edilir. İki keçirici lövhədən ibarət sistemə müstəvi kondensator kimi baxıb, onun elektrik tutumunu aşağıdakı kimi təyin etmək olar:

$$\begin{cases} C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d} & (\text{BS}) \\ C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d} & (\text{SQSE}) \end{cases} \quad (79.1)$$

(79.1) ifadəsindən görünür ki, müstəvi kondensatorun tutumu lövhənin səthinin S – sahəsindən, ε -dielektrik nüfuzluluğundan nə lövhələr arasındakı d məsafəsindən asılıdır.

Kondensatorlar müxtəlif formada hazırlandığından, sferik və silindrik kondensatorlar üçün də tutumun ifadəsini yazmaq məqsəduyğun olar. Sferik kondensator dedikdə, aralarında dielektrik doldurulmuş iki R_1 və R_2 radiuslu konsentrik naqıl

sfera nəzərdə tutulur və bunun elektrik tutumu aşağıdakı ifadə ilə təyin edilir:

$$\begin{cases} C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)} = \frac{4\pi\epsilon_0 R_1 R_2}{R_2 - R_1}, & (\text{BS}) \\ C = \frac{\epsilon R_1 R_2}{R_2 - R_1}, & (\text{SQSE}) \end{cases} \quad (79.4)$$

(79.4) ifadəsində $R_2 \rightarrow \infty$ olsa, onda ayrılıqda götürülmüş sferik naqıl üçün tutumun ifadəsi alınar və bir daha məlum olar ki, ayrılıqda götürülmüş naqılın tutumu kondensatorun tutumundan kiçikdir:

$$4\pi\epsilon_0\epsilon R_1 < \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon R_1 R_2}{R_2 - R_1}$$

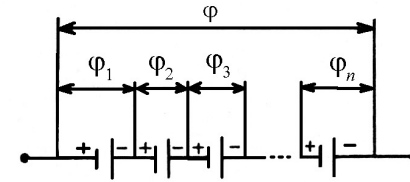
Silindrik kondensator dedikdə, bir-birinin içərisinə geyindirilmiş l uzunluqlu R_1 və R_2 radiuslu koaksil naqıl silindrlər sistemi nəzərdə tutulur və tutumu belə ifadə edilir:

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon l}{\ln R_2 / R_1} \quad (\text{BS sistemi}) \quad (79.5)$$

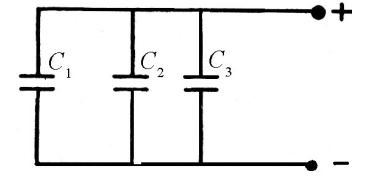
$$C = \frac{\epsilon l}{\ln R_2 / R_1} \quad (\text{SQSE sistemi})$$

Kondensatorlar elektrik dövrəsinə ardıcıl, paralel və qarışıq birləşdirilə bilər (şəkil 79.1).

Fərz edək ki, $C_1, C_2, C_3, \dots, C_n$ kondensatorları ardıcıl birləşdirilmişdir. Kondensatorlar yüklənən zaman hər bir kondensator arasında paylanan potensial aşağıdakı kimi təyin ediləcəkdir (şəkil 79.1).



Şəkil 79.1



Şəkil 79.2

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \dots + \varphi_n = \sum_{i=1}^n \varphi_i$$

Kondensatorlardan birinin lövhəsini q yükü ilə yükləsək, bu yükün təsiri ilə kondensatorların qalan lövhələrində də yük meydana çıxacaqdır. Bu zaman kondensatorun lövhələrindəki yüklərin işarəsi müxtəlif olacaqdır. Sistemdəki ümumi yük ayrılıqda götürülmüş hər bir kondensatordakı yükə bərabər olduğundan, $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \dots, \varphi_n$ potensialları bir-birinə bərabər olmaya bilər. Kondensatorların tutumları bir-birindən fərqli olarsa, onda bu baxımdan yazmaq olar:

$$\varphi_1 = \frac{q}{C_1}, \varphi_2 = \frac{q}{C_2}, \varphi_3 = \frac{q}{C_3}, \dots, \varphi_n = \frac{q}{C_n}$$

və ya

$$\begin{aligned} \varphi &= \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \dots + \varphi_n = \\ &= q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \dots + \frac{1}{C_n} \right) = \frac{q}{C} \end{aligned} \quad (79.6)$$

Deməli, ardıcıl birləşdirilmiş kondensatorlar sisteminin ümumi tutumu belə təyin edilir:

$$\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \dots + \frac{1}{C_n} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i} \quad (79.7)$$

Kondensatorlar paralel birləşdirilmişsə, onda sistemin potensialı, ayrılıqda götürülmüş hər bir kondensatorun potensialına bərabərdir:

$$\varphi = \varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = \dots = \varphi_n$$

Onda sistemin ümumi yükü kondensatorların yüklərinin cəminə bərabər olacaqdır:

$$q = q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = \sum_{i=1}^n q_n$$

Hər bir kondensator üçün $q_1 = C_1\varphi$, $q_2 = C_2\varphi$, $q_3 = C_3\varphi$ və s. yazı biləcəyimizdən alırıq:

$$q = q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = (C_1 + C_2 + C_3 + \dots + C_n)\varphi = C_\varphi$$

C - paralel birləşdirilmiş kondensatorların ümumi tutumu olub, aşağıdakı kimi təyin edilir (şəkil 79.2):

$$C = C_1 + C_2 + C_3 + \dots + C_n = \sum_{i=1}^n C_i \quad (79.8)$$

Dövrədə eyni tutumlu n kondensator ardıcıl birləşdirilibsə, ümumi tutum

$$C = \frac{C_1}{n}$$

paralel birləşdirildikdə isə $C = n \cdot C_1$ kimi təyin edilir (Şəkil 79.2). Radio və elektrotexnikanın müxtəlif sahələrində sabit və dəyişən tutumlu kondensatorlardan istifadə edilir. Sabit tutumlu kondensatorlardan əsas etibarilə elektrik ölçü cihazlarında və radiosxemlərdə, dəyişən tutumlu kondensatorlar isə radioqəbuledicilərin lazımi tezliyə köklənməsi üçün istifadə edilir.

80. Elektrostatik sahənin enerjisi.

Fərz edək ki, təklənmiş naqıl q yükü ilə yüklənmiş və naqılın ətrafında φ potensiallı elektrostatik sahə yaradılmışdır. Naqıldəki yükü dq qədər artırısaq, daha doğrusu sonsuzluqdan naqılə dq qədər yük gətirsək, müəyyən miqdarda elementar iş görülməlidir.

Elektrostatik sahənin potensialı verilmiş naqıl üçün sonsuzluqda sıfır olduğundan ($\varphi_\infty = 0$), onda alırıq:

$$dA = \varphi dq = \frac{q}{C} dq \quad (80.1)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, dq qədər yükü naqıldən sonsuzluğa aparan zaman da (80.1) ifadəsi ilə təyin olunan işi elektrostatik sahənin qüvvəsi də görür. Aydındır ki, naqılın yükünü dq qədər artırıqda görülən işin hesabına sahənin potensial enerjisi də artır, yəni

$$dW = dA = \frac{q}{C} \cdot dq \quad (80.2)$$

(80.2) ifadəsini sıfırdan q -yə qədər inteqrallasaq, onda yüklənmiş naqılın elektrostatik sahənin potensial enerjisini almış olarıq:

$$W = \int_0^q \frac{1}{C} q dq = \frac{q^2}{2C} \quad (80.3)$$

(80.3) ifadəsində $\varphi = \frac{q}{C}$ nəzərə alsaq, potensial enerji üçün daha bir ifadə alırıq:

$$W = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C}, \quad W = \frac{1}{2} C \varphi^2, \quad W = \frac{1}{2} q \varphi \quad (80.4)$$

burada q - naqilin yükü, C - onun tutumudur.

(80.4) ifadəsində müstəvi kondensatorun tutumunu nəzərə alsaq, onda kondensatorun lövhələri arasındakı elektrik sahəsinin enerjisini alarıq:

$$W = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2} \frac{S}{d} (Ed)^2 = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2} S d E^2 = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2 \tau}{2} \quad (80.5)$$

burada $\tau = Sd$ kondensatorun lövhələri arasında sahə tərəfindən tutulan həcmdir.

(80.5) ifadəsinə nəzər saldıqda belə bir sual meydana çıxır: bu enerji harada lokallaşır (toplanır) və enerji sahə tərəfindənmi, yoxsa yük tərəfindənmi daşınır? Əlbəttə bu suala elektrostatika çərçivəsi daxilində cavab vermək olmaz. Belə ki, elektrostatika sükunətdəki yüklərin zamandan asılı olaraq dəyişməyən sabit sahəsinə öyrənir. Təcrübə göstərir ki, zamandan asılı olaraq dəyişən və fəzada elektromaqnit dalğaları şəklində yayılan sahə enerji daşıyır. Məhz Yer kürəsi üzərindəki canlı həyat da Günəşdən elektromaqnit dalğaları tərəfindən daşınan enerji hesabınadır. Belə bir faktın varlığı bizi inandırır ki, enerji sahənin özündə lokallaşır və sahə tərəfindən də daşınır.

(80.5) ifadəsinin hər tərəfini τ həcmə bölsek, daşınan enerjinin həcmi sıxlığını alarıq:

$$\omega_E = \frac{W}{\tau} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2}{2} \quad (80.6)$$

(80.6) ifadəsində $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$ münasibətini nəzərə alsaq və qəbul etsək ki, izotrop dielektriklərdə $\vec{E}$ və $\vec{D}$ vektorlarının istiqamətləri eynidir, onda

$$\omega_E = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2}{2} = \frac{ED}{2} \quad (80.7)$$

$$\omega_E = \frac{(\vec{E} \vec{D})}{2}$$

Elektrik induksiya vektorunun qiymətini (80.7) –də nəzərə alsaq,

$$\omega_E = \frac{E(\varepsilon_0 E + p)}{2} = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{Ep}{2} \quad (80.8)$$

burada birinci hədd sahənin vakuumdakı enerji sıxlığını, ikinci hədd isə dielektrikin polyarizəlməsinə sərf edilən enerjini xarakterizə edir. Bunu asanlıqla isbat etmək olar. Doğrudan da dielektrikin polyarizəlməsi dedikdə, molekul daxilində yüklərin sahənin təsiri altında sürüşməsi nəzərdə tutulur. Dielektrikin vahid həcmdəki q_i yüklərinin l_i kəmiyyəti qədər sürüşməsi üçün görülən iş aşağıdakı şəkildədir:

$$dA = \sum_{i=1}^n q_i E l_i = E \left(\sum_{i=1}^n q_i l_i \right)$$

Sadəlik üçün fərz edək ki, sahə bircinslidir. Bildiyimiz kimi, $\sum_{i=1}^n q_i l_i$ dielektrikin vahid həcmdəki dipol momenti və yaxud dielektrikin $\vec{P}$ polyarizəlməsi olduğundan alarıq:

$$dA = E dP \quad (80.9)$$

$\vec{P}$ və $\vec{E}$ vektorları $P = \varepsilon_0 \chi E$ kimi əlaqədə olduğundan və $dP = \varepsilon_0 \chi dE$ yazı biləcəyimizdən

$$dA = \chi \varepsilon_0 E dE = d \left(\frac{\chi \varepsilon_0 E^2}{2} \right) = d \left(\frac{Ep}{2} \right)$$

Aldığımız ifadəni integrallasaq, dielektrikin vahid polyarizəlməsinə sərf edilən işi alarıq:

$$A = \frac{Ep}{2}$$

Bu isə (80.8) ifadəsinin ikinci həddi ilə üst-üstə düşür.

FƏSİL XIV

SABİT CƏRƏYAN

81. Cərəyanın şiddəti və sıxlığı

Elektrik yüklərinin nizamlı hərəkətinə elektrik cərəyanı deyilir. Naqillərdə elektrik cərəyanı yaratmaq üçün onda elektrik sahəsi yaratmaq lazımdır. Bu zaman sahə naqildəki yüklü zərrəciklərə istiqamətlənmiş nizamlı hərəkət verir və zərrəciklərin nizamsız hərəkətinə bu nizamlılıq da əlavə olunur. Nəticə etibarı ilə naqildə elektrik cərəyanı əmələ gəlir. Metallarda ancaq sərbəst elektronlar yerlərini dəyişə bildiyindən, onlarda elektrik cərəyanını sərbəst elektronların nizamlı hərəkəti yaradır. Keçirici məhlullarda sərbəst elektronlar olmadığından, onlarda elektrik cərəyanını yüklü ionların nizamlı hərəkəti yaradır. Qazlarda isə həm elektronlar, həm də ionlar keçiricilikdə iştirak edə bilər.

Cərəyanın istiqaməti şərti olaraq müsbət yüklü zərrəciklərin hərəkət istiqaməti götürülür. Deməli, metallarda cərəyanın istiqaməti elektronların hərəkət istiqamətinin əksinə olur.

Yüklü zərrəciklər hərəkət edən xətlərə cərəyan xətləri deyilir. Cərəyan xətlərinin istiqaməti olaraq müsbət yüklü zərrəciklərin hərəkət istiqaməti götürülür. Cərəyan xətlərini bilərək, biz cərəyanı yaradan elektronların və ionların hərəkəti haqqında əyani təsəvvür əldə edə bilərik.

Cərəyanlı naqilin daxilində xəyalən yan səthi cərəyan xətlərindən təşkil edilmiş bir boru təsəvvür etsək, onda yüklü zərrəciklər öz hərəkətləri zamanı bu borunun səthini kəsməz və onlar nə boru daxilindən kənara çıxar və nə də kənardan bu boruya

daxil olar. Belə boru cərəyan borusu adlanır (şəkil 81.1). Dielektrik maddənin daxilində yerləşən naqilin səthi belə borulardan biridir (Şəkil 81.1).

Elektrik cərəyanını cərəyan şiddəti və cərəyan sıxlığı ilə xarakterizə edirlər.

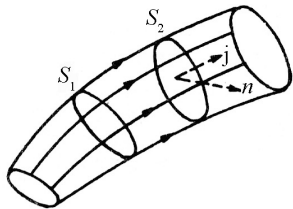
Cərəyan şiddəti fiziki olaraq naqilin en kəsiyindən vahid zamanda keçən yükə bərabər olan kəmiyyət kimi qiymətləndirilir.

Naqilin en kəsiyindən dt zamanında dq qədər yük keçərsə, cərəyan şiddəti

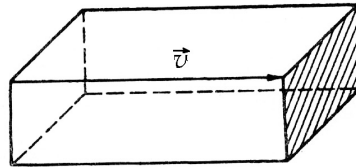
$$i = \frac{dq}{dt} \quad (81.1)$$

düsturu ilə təyin olunur. Naqilin ixtiyarı en kəsiyindən bərabər zamanda eyni miqdarda elektrik yükü keçərsə, belə cərəyan sabit cərəyan adlanır və I hərfi ilə işarə olunur:

$$I = \frac{dq}{dt} = \text{const}$$



Şəkil 81.1



Şəkil 81.2

Cərəyan zamana görə dəyişərsə, belə cərəyan dəyişən cərəyan adlanır.

Elektrik cərəyanı eyni zamanda həm müsbət, həm də mənfi yüklərin hərəkətindən yaranı bilər. Qeyd edildiyi kimi müsbət yüklər xarici sahə istiqamətində, mənfi yüklər isə onun əksinə hərəkət edir. Qəbul edək ki, naqildə həm müsbət, həm də mənfi

yüklər xarici sahə təsirindən hərəkətə gəlmişdir və dt müddətində naqilin ixtiyarı en kəsiyindən uyğun olaraq dq^+ və dq^- yükü keçir. Deməli daşıyan yükün miqdarı hər iki işarəli yüklərin cəbri cəminə bərabər olmalıdır: $dq = dq^+ + dq^-$. Onda cərəyan

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{dq^+}{dt} + \frac{dq^-}{dt}.$$

Cərəyan sıxlığı cərəyan xətlərinə perpendikulyar qoyulmuş vahid səthdən vahid zamanda keçən yükün miqdarına bərabər olan kəmiyyətdir:

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}}$$

Cərəyan sıxlığının asılı olduğu kəmiyyətləri müəyyən edək. Naqilin daxilində cərəyan xətlərinə (həmçinin zərrəciklərin v hərəkət sürətinə) perpendikulyar qoyulmuş vahid səth təsəvvür edək. Bu səthi oturmaq qəbul edərək, onun üzərində hündürlüyü zərrəciklərin v hərəkət sürətinə bərabər olan bir düzbucaqlı paralelopiped quraq (Şəkil 81.2). Aydındır ki, paralelopipedin daxilindəki bütün zərrəciklər vahid zamanda S oturmağından keçərək paralelopipedi tərk edəcəkdir.

Yüklü zərrəciklərin konsentrasiyası n , zərrəciyin yükü e və zərrəciyin hərəkət sürəti v olarsa, onda cərəyanın sıxlığının qiyməti belə olar:

$$j = env \quad (81.3)$$

n və e skalyar kəmiyyət, sürət isə vektor olduğundan, j cərəyan sıxlığı vektorial kəmiyyət olar:

$$\vec{j} = ne\vec{v} \quad (81.3a)$$

Yüklü zərrəciklərin $\vec{v}$ istiqamətlənmiş sürəti onların verilmiş nöqtədə hərəkətini xarakterizə etdiyindən, $\vec{j}$ cərəyan sıxlığı vektoru da naqilin verilmiş nöqtəsində elektrik cərəyanını birqiymətli təyin edir.

Naqilin hər bir nöqtəsində $\vec{j}$ cərəyan sıxlığı vektorunu bilərək, onun vasitəsi ilə I cərəyan şiddətini ifadə etmək olar. Cərəyan sıxlığı vektorunun dS səthinə perpendikulyar toplananını j_n ilə işarə etsək:

$$I = \int_S j_n dS \quad (81.4)$$

olar.

İnteqrallama naqilin istənilən kəsiyinin S_{tam} səthi üzrə aparılır (şəkil 81.1).

Cərəyan şiddəti vahidi olaraq amper (A) cərəyanın sıxlıq vahidi olaraq A/m^2 götürülür.

82. Elektrik hərəkət qüvvəsi (EHQ).

Asanlıqla inanmaq olar ki, yüklənmiş kondensator vasitəsi ilə naqilin uclarında gərginlik yaratmaqla naqildə sabit cərəyan almaq olmaz. Doğrudan da, cərəyan axarkən yüklər bir lövhədən digər lövhəyə uyğun istiqamətdə keçərək, kondensatorun yükünü azaldacaqdır. Bunun nəticəsində lövhələr arasında gərginlik arasıkəsilmədən azalacaq və naqildə cərəyan zəifləyəcəkdir. Bu, istənilən elektrostatik sahəyə xas olan ümumi cəhətdir. Başqa sözlə, əgər naqildə elektrik sahəsi yaradıb, onun sonrakı davamını

təmin etməsək, naqil daxilindəki sahə tezliklə yox olar və cərəyan kəsilər.

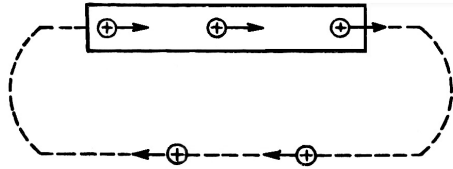
Naqildə cərəyanın uzun müddətli axınını təmin etmək üçün yükləri naqilin potensialı az olan ucundan, potensial çox olan ucuna qaytaran səbəb lazımdır, yəni, yüklərin qapalı trayektoriya boyunca hərəkəti ancaq kənar qüvvələrin təsiri ilə təmin edilə bilər. Elektrostatik sahənin qapalı trayektoriya boyunca təsiri sıfıra bərabər olduğundan, cərəyan almaq üçün elektrik dövrəsində yüklərə, təbiətə elektrostatik sahə qüvvələrindən fərqli olan hər hansı qüvvələr təsir etməlidir. Belə qüvvələr kənar qüvvələr adlanır. Beləliklə, dövrədə cərəyanın daimi axınını təmin etmək üçün bütün dövrə boyu, yaxud onun ayrı-ayrı hissəsində təsir edən kənar qüvvələr olmalıdır. Kənar qüvvələrin əmələ gəldiyi istənilən qurğu cərəyan mənbəyi adlanır. Məsələn, qalvanik elementlər (kimyəvi reaksiya hesabına enerji ayıran qurğular), zamana görə dəyişən maqnit sahəsinin yaratdığı qüvvələr və s. kənar qüvvələrə misal ola bilər.

Kənar qüvvələrin təsirini müsbət yükün qapalı trayektoriya boyunca hərəkəti zamanı görülmə işlə xarakterizə etmək olar (şəkil 82.1). Müsbət vahid yükün dövrədə hərəkəti zamanı kənar qüvvələrin gördüyü işə bərabər olan fiziki kəmiyyətə elektrik hərəkət qüvvəsi (e.h.q.) deyilir. Elektrik hərəkət qüvvəsi $\mathcal{E}$ belə təyin edilir:

$$\mathcal{E} = \frac{A}{q} \quad (82.1)$$

Burada A , q yükünün qapalı trayektoriya boyunca hərəkəti zamanı kənar qüvvələrin gördüyü işdir. (82.1) ifadəsinin sağ tərəfi

$U = \frac{A}{q}$ ilə üst-üstə düşdüyündən, elektrik hərəkət qüvvəsinin vahidi də gərginlik vahidi ilə ifadə olunacaqdır. (şəkil 82.1).



Şəkil 82.1

Kənar qüvvələrin ($F_{\text{кн}}$) q yükünə təsiri $\vec{F}_{\text{кн}} = \vec{\mathcal{E}}_q^*$ kimi təyin olunmalıdır. F - kənar qüvvələrin intensivliyidir. Beləliklə, kənar qüvvələrin q yükü üzərində qapalı trayektoriya boyunca gördüyü iş belə təyin olunur:

$$A = \oint F_{\text{кн}} dl = q \oint \mathcal{E}^* dl \quad (82.2)$$

(82.2) ifadəsini (82.1) – də nəzərə alsaq:

$$\vec{\mathcal{E}} = \oint \vec{\mathcal{E}}^* dl \quad (82.3)$$

Kənar qüvvələrdən başqa yükə $\vec{F} = q \vec{\mathcal{E}}$ elektrostatik qüvvəsi də təsir etdiyindən dövrənin hər bir nöqtəsində q yükünə təsir edən qüvvə $\vec{F} = \vec{F}_{\text{кн}} + \vec{F} = q (\vec{\mathcal{E}}^* + \vec{\mathcal{E}})$ olar.

83. Dövrə hissəsi üçün Om qanunu. Naqillərin müqaviməti. Naqilin müqavimətinin temperaturdan asılılığı. İfrat keçiricilik.

Naqilin halı dəyişmirsə (temperaturu, ölçüləri və s.), onda hər bir naqıl üçün uclarına tətbiq olunmuş U gərginliyi ilə ondan axan I cərəyan şiddəti arasında birqiymətli asılılıq mövcuddur. $I = f(u)$ asılılığı verilmiş naqilin volt-ampere xarakteristikası adlanır.

Bir çox naqillər üçün, xüsusilə metallar üçün bu asılılıq çox sadə olub, xətti xarakter daşıyır:

$$I = kU \quad (83.1)$$

k - naqilin elektrik keçiriciliyi, keçiriciliyin tərs qiyməti isə $R = \frac{1}{k}$ naqilin elektrik müqaviməti adlanır. Onda:

$$I = \frac{1}{R} U \quad (83.2)$$

Bu ifadə Om qanunu adlanır.

Dövrənin müəyyən hissəsindəki cərəyan şiddəti, həmin hissənin gərginliyi, ilə düz, müqaviməti ilə tərs mütənəsbidir.

Müxtəlif naqillərin müqaviməti müxtəlif olub, naqilin maddəsinin növündən, onun həndəsi ölçülərindən, formasından və həmçinin naqilin halından asılı olur.

(83.2) ifadəsi sonlu naqıl hissəsindəki gərginliklə cərəyan şiddəti arasındakı asılılığı xarakterizə etdiyindən, bəzən Om qanununun integral şəkli adlandırılır.

İntegral şəkildə Om qanunu naqilin müqavimətinin vahidini təyin etməyə imkan verir.

Beynəlxalq sistemdə $[U]=1B$, $[I]=1A$ olduğundan $[R]=1\frac{B}{A}$

alınar və müqavimətin bu vahidi Om adlanır. 1 Om elə naqilin müqavimətidir ki, onun uclarındakı gərginlik 1B olduqda ondan 1A cərəyan axsın.

Silindrik formalı naqilin müqaviməti onun l uzunluğu ilə düz, en kəsiyinin S sahəsi ilə tərs mütənasib olub, naqilin materialından asılıdır:

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (83.3)$$

ρ - mütənasiblik əmsalı naqilin xüsusi müqaviməti adlanır.

$$\rho = \frac{RS}{l}$$

ifadəsindən xüsusi müqavimətin vahidini təyin etmək olar. BS sistemində R -omlarla, l - metrərlə, S - kvadrat metrərlə ölçüldüyündən, xüsusi müqavimət $[\rho] = \frac{Om \cdot m^2}{m} = Om \cdot m$ ilə ölçülür:

Texnikada adətən böyük uzunluqlu və kiçik en kəsiyə malik naqillərdən istifadə edildiyindən uzunluğu (l) metrə, en kəsiyi (S) mm^2 ilə ölçülür, onda xüsusi müqavimət $Om \cdot mm^2 / m$ ilə ölçülür:

$$1 \frac{Om \cdot mm^2}{m} = \frac{10m(10^{-3}m)^2}{1m} = 10^{-6} Om \cdot m$$

Metallar arasında ən kiçik xüsusi elektrik müqavimətinə gümüş və mis malikdir. Məsələn, mis üçün

$$\rho_{Cu} = 1,7 \cdot 10^{-8} Om \cdot m = 0,017 \frac{Om \cdot mm^2}{m}$$

Aşağıdakı cədvəldə bir sıra maddələrin xüsusi müqaviməti otaq temperaturunda göstərilmişdir.

Xüsusi müqavimət (otaq temperaturunda)

Cədvəl 83.1

Maddə	$\rho, \frac{Om \cdot mm^2}{m}$	Maddə	$\rho, \frac{Om \cdot mm^2}{m}$
Gümüş	0,016	Latun	0,080
Mis	0,017	Dəmir	0,107
Qızıl	0,023	Qalay	0,210
Alüminium	0,029	Konstantan	0,490
Volfram	0,056	Manqan	0,430
Sink	0,060	Civə	0,958
Nikel	0,070	Nixrom	0,100

İndi isə naqilin hər hansı nöqtəsində cərəyan sıxlığı $\vec{j}$ vektoru ilə, sahə intensivliyinin $\vec{E}$ vektoru arasında əlaqə yaradaq. İzotrop naqillərdə yüklü zərrəciklərin nizamlı hərəkəti sahə intensivliyi istiqamətində yönəlir (anizotrop naqillərdə isə ümumiyyətlə $\vec{j}$ və $\vec{E}$ vektorları üst-üstə düşmür və $\vec{j}$ və $\vec{E}$ arasındakı əlaqə keçiricilik tenzoru ilə verilir).

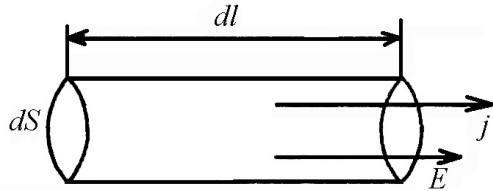
En kəsiyinin sahəsi ds , uzunluğu dl olan elə naqıl elementi götürək ki, onun ixtiyari nöqtəsində $\vec{j}$ və $\vec{E}$ vektorları eyni istiqamətdə olsun (şəkil 83.1). Bu naqıldəki cərəyan şiddəti jds , gərginlik Edl olarsa, Om qanunu aşağıdakı şəkildə olar:

$$jds = \frac{dS}{\rho dl} Edl, \quad j = \frac{1}{\rho} E$$

Alınmış ifadəni, $\vec{j}$ və $\vec{E}$ vektorlarının eyni istiqamətdə yönəldiyini nəzərə alsaq, vektorial şəkildə yazı bilərik:

$$\vec{j} = \frac{1}{\rho} \vec{E} = \sigma \vec{E} \quad (83.4)$$

Bu ifadə differensial şəkildə Om qanunu adlanır. (Şəkil 83.1). $\sigma = \frac{1}{\rho}$ xüsusi elektrik keçiriciliyidir. Differensial şəkildə Om qanunu, integral şəkildə Om qanununa nisbətən daha



Şəkil 83.1

ümumi xarakter daşıyır. Məsələn, naqilin en kəsiyi dəyişən olarsa, onda müqavimətin (83.3) düsturu yaramır və müqavimətin naqilin həndəsi ölçülərindən asılılığı daha mürəkkəb xarakter daşıyır. Cərəyan şiddəti isə bütün naqıl boyu sabit qalmalıdır. Əks təqdirdə naqilin iki müxtəlif ölçülü en kəsiyi arasında əlavə yük toplanır ki, bu da naqıldəki sahənin qiymətini dəyişər və nəticədə cərəyanın sabitliyi şərti ödənməz. Lakin cərəyanın sıxlığı isə müxtəlif en kəsiklərdə, hətta eyni bir kəsiyin müxtəlif nöqtələrində ayrı-ayrı qiymətə və istiqamətə malik olsa belə, (83.4) ifadəsi doğru qalır.

Maddənin elektrikkeçirmə qabiliyyəti onun ρ xüsusi müqaviməti, yaxud σ xüsusi keçiriciliyi ilə xarakterizə edilir. Bu kəmiyyətlər maddənin kimyəvi təbiətindən və onların olduğu şəraitdən, xüsusilə temperaturdan asılı olur.

Metalların böyük əksəriyyəti üçün xüsusi müqavimətin temperatur asılılığı xətti xarakterə yaxın olur:

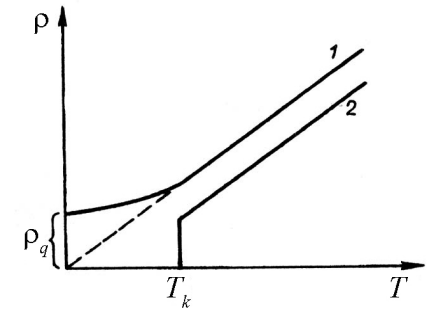
$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t) \quad (83.5)$$

Burada $\rho_0 - 0^\circ C$ -də naqilin xüsusi müqaviməti, t - temperatur, α isə müqavimətin termik əmsalı olub, təqribən $1/273$ dər⁻¹-ə bərabər olur. Temperaturu mütləq temperaturla T ifadə etsək, (83.5) asılılığı aşağıdakı kimi olar:

$$\rho = \rho_0 \alpha T \quad (83.6)$$

Alçaq temperaturlarda (83.6) qanunauyğunluğundan kənara çıxmalar müşahidə edilir və əksər metallar üçün ρ -nun T -dən asılılığı şəkil 83.2-də 1 əyrisinə uyğun gəlir. 1 əyrisinə uyğun ρ_q qalıq müqaviməti ciddi dərəcədə metalın kimyəvi təmizliyindən asılı olur. Mütləq təmiz metal üçün $T=0$ olduqda, $\rho=0$ olur. Böyük qrup metallar və ərintilər üçün bir neçə dərəcə Kelvin temperaturda müqavimət sıçrayışla sıfıra qədər azalır (Şəkil 83.2, 2 əyrisi), keçiricilik kəskin artır (Şəkil 83.2).

Bu hadisəni ilk dəfə 1911-ci ildə Kamerlinq – Onnes civədə müşahidə etmiş və ifrat keçiricilik adlandırmışdır. Sonralar bir sıra elementlərdə və kimyəvi birləşmələrdə də ifrat keçiricilik müşahidə edilmişdir. Bu zaman ifrat keçirici birləşməyə daxil olan elementlərin özləri ifrat keçirici olmaya da bilər.



Şəkil 83.2

Buna misal olaraq NiBi, Au₂Bi, PtSb və s. ərintiləri göstərmək olar. Cədvəl 83.2-də bəzi maddələr üçün ifrat keçiriciliyə keçid temperaturu göstərilmişdir.

Cədvəl 83.2

İfrat keçiriciliyə keçid temperaturları.

Maddə	İfrat keçiricilik halına keçid temperaturu, T, K	Maddə	İfrat keçiricilik halına keçid temperaturu, T, K
Titan	0,49	Civə	4,1
Kadmium	0,56	Vanadium	5,1
Sink	0,91	Niobium	8,0
Alüminium	1,20	Niobium nit.	15,2
Qalay	3,70	$Y_xBa_xCu_xO_{1-x}$	90

Cədvəldən görünür ki, hər maddə üçün müəyyən T_k kritik temperaturu var ki, həmin temperaturda verilmiş maddədə ifrat keçiricilik baş verir.

Maddə ifrat keçirmə halında olduqda qeyri-adi xassələrə malik olur. Birinci, ifrat keçiricilərdə bir dəfə əmələ gəlmiş elektrik cərəyanı cərəyan mənbəyi olmadan uzun müddət davam edə bilər. Çünki müqavimətin yox olması nəticəsində cərəyanın sönmə müddəti olduqca böyük olur.

İfrat keçiricilərin ikinci mühüm xassəsi ifrat keçirici maddənin daxilində maqnit sahəsi yaratmağın mümkün olmasıdır.

İfrat keçiricidən olan içliyi cərəyan dövrəsinə, digərini isə qalvanometrə bağlasaq, qalvanometr heç bir cərəyan göstərmir, deməli, içliyin daxilində maqnit seli mövcud olmur.

İfrat keçiriciliyin üçüncü mühüm xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, maqnit sahəsi ifrat keçirmə halını yox etməyə çalışır.

İfrat keçiricini ifrat keçirmə halına uyğun temperaturdan aşağı soyutduqca, ifrat keçiriciliyi yox edən «kritik» maqnit

sahəsi də böyük olur. İfrat keçirmə halına uyğun keçid temperaturunda kritik sahə sıfıra bərabər olur.

Maddənin ifrat keçirmə halına uyğun temperatura qədər soyutduqda, bu yeni hal nümunənin bütün həcmində birdən-birə yox, onun ancaq ayrı-ayrı hissələrində yaranır və bu hissələr nümunədən istiliyin sonrakı alınması zamanı tədricən böyüyür.

84. Sabit cərəyanın işi. Coul-Lens qanunu.

Elektrik cərəyanı dövrənin istənilən hissəsində müəyyən iş görür. Bu səbəbdən dövrədəki sabit cərəyanın uzun müddətli axınını təmin etmək üçün müəyyən A işi görülməlidir. Dövrə hissəsində cərəyan şiddəti I olarsa, onda t zamanı ərzində It qədər yük keçər. Ona görə də bu hissədə elektrik cərəyanının işi

$$A = UI t$$

Naqıl tərpənməz qalarsa və onda heç bir kimyəvi çevrilmə baş verməzsə, A işi naqılın daxili enerjisinin artmasına sərf olunur. Nəticədə naqıl qızır və ondan müəyyən Q istilik miqdarı ayrılır. Enerjinin saxlanma qanununa görə $A = Q$ olduğundan

$$Q = UI t$$

Om qanununa görə $U = IR$, onda

$$Q = I^2 R t \quad (84.1)$$

olar.

(84.1) ifadəsi ilk dəfə təcrübi yolla Coul və ondan asılı olmayaraq Lens tərəfindən müəyyən olunmuş və Coul-Lens qanunu adını almışdır.

Cərəyan şiddəti zamana görə dəyişərsə, $I = I(t)$ və onda Δt müddətində ayrılan istilik miqdarı aşağıdakı kimi olur:

$$Q = R \int_0^2 I^2 dt \quad (84.2)$$

Müqaviməti omlarla (Om), cərəyan şiddətini amperlərlə (A), zamanı saniyələrlə ölçsək, istilik miqdarı coulla (C) təyin olunur. (84.2) ifadəsi naqilin bütün uzunluğunda ayrılan istilik miqdarıdır. İndi isə naqilin ayrı-ayrı hissələrində ayrılan istilik miqdarını təyin edək.

Differensial şəkildə Om qanununu təyin etdiyimiz qaydaya əsaslanaraq silindrik formada naqıl elementi götürüb, dt müddətində ayrılan istilik miqdarını təyin edək:

$$dQ = I^2 R dt = \frac{\rho dl}{dS} (jdS)^2 dt = \rho j^2 dV dt \quad (84.3)$$

$dV = dS dl$ elementar həcmdir.

(83.3) ifadəsinin hər tərəfini $dV dt$ hasilinə bölsək vahid həcmdə vahid zamanda ayrılan istilik miqdarını təyin edərək:

$$\omega = \frac{dQ}{dV dt} = \rho j^2 \quad (84.4)$$

(84.4) düsturu Coul-Lens qanununun diferensial şəkli adlanır. $j = \frac{1}{\rho} E = \sigma E$ ifadəsini nəzərə alsaq, (84.4) düsturunun aşağıdakı şəklini alarıq:

$$\omega = \sigma E^2 \quad (84.5)$$

(84.4) və (84.5) ifadələrindən istifadə edərək naqilin bütün həcmində ixtiyari t zamanında ayrılan istilik miqdarını hesablaya bilərik. Bunun üçün ω -nın (84.3) ifadəsini naqilin bütün həcmi üzrə integrallayıb, alınmış ifadəni verilmiş zaman müddətinə görə təkrar integrallamaq lazımdır:

$$Q = \int_0^t dt = \int_V \rho j^2 dV$$

Qeyd etmək lazımdır ki, Coul və Lens bu qanunu bircinsli dövrə hissəsi üçün təcrübi yolla müəyyən etmişlər.

85. Bircins olmayan dövrə hissəsi üçün Om qanunu.

Əvvəlki paraqrafda öyrəndiyimiz (83.2) ifadəsi şəklində Om qanunu bircinsli dövrə hissəsi üçün doğru qalır. Bircinsli dövrə hissəsində yükdaşıyıcılara elektrik hərəkət qüvvəsi təsir etmədiyindən, kənar qüvvələrin təsiri sıfıra bərabər olur. Bircinsli olmayan dövrə hissəsində Om qanununu tətbiq etmək üçün enerjinin saxlanması qanunundan istifadə etmək lazımdır.

Tutaq ki, dövrənin müəyyən hissəsinin uclarındakı potensiallar fərqi $\varphi_1 - \varphi_2$, həmin hissədə təsir edən e.h.q.-si isə $\mathcal{E}_{12}$ olsun. Bu zaman həm cərəyanın, həm də elektrik hərəkət qüvvəsinin şəkil 85.1-də göstərilən istiqamətdə yönəldiyini qəbul edək (şəkil 85.1). Göstərilən ox istiqamətində axan cərəyanı müsbət, əks istiqamətdə axan cərəyanı isə mənfi qəbul edəcəyik. e.h.q.-nin də uyğun işarələrini götürəcəyik. Fiziki olaraq bu o deməkdir ki, müsbət yükə kənar qüvvələrin təsiri nəticəsində müsbət iş görülür. Əgər kənar qüvvələrin yükə təsiri nəticəsində mənfi iş görülərsə, e.h.q. mənfi qəbul edilməlidir.

$$\varphi_1 \boxed{\longrightarrow (I > 0)} \varphi_2$$

Dövrə hissəsini əmələ gətirən naqillər sükunətdədirsə, keçən cərəyan ancaq naqillərin qızmasına sərf olunur. Bu səbəbdən həm elektrostatik, həm də kənar qüvvələrin yükdaşıyıcılar üzərində gördüyü iş ancaq naqillərin qızmasına sərf olunur. dt müddətində

naqilin verilmiş hissəsindən $dq = Idt$ qədər yük keçir. Bu yüklər üzərində görülmüş iş (82.4) ifadəsinə uyğun şəkildə ifadə edilir:

$$dA = \mathcal{E}_{12} dq + (\varphi_1 - \varphi_2) dq$$

Coul-Lens qanununa görə dt müddətində ayrılan istilik miqdarı:

$$dQ = I^2 R dt = IR(Ids) = IRdq$$

Görülən iş tamamilə naqillərin qızmasına sərf olunduğundan, $dA = dQ$ şərtindən,

$$IR = \mathcal{E}_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (85.1)$$

Buradan

$$I = \mathcal{E}_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2) / R \quad (85.2)$$

(85.2) ifadəsi bircins olmayan dövrə hissəsi üçün Om qanunu adlanır. (85.2) ifadəsində $\mathcal{E}_{12}=0$ olarsa, bircinsli dövrə hissəsi üçün Om qanunu alınır. (85.2) ifadəsində $\varphi_1 = \varphi_2$ qəbul etsək, qapalı dövrə üçün Om qanununu alırıq:

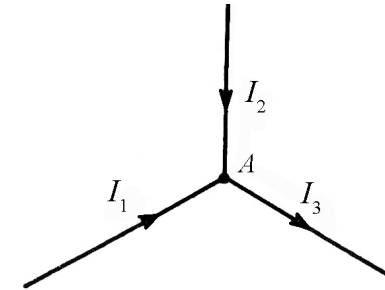
$$I = \mathcal{E}_{12} / R \quad (85.3)$$

Burada $\mathcal{E}_{12}$ – dövrədə təsir edən e.h.q., R – dövrənin tam müqavimətidir.

86. Budaqlanmış dövrlər üçün Kirxhof qanunları.

Biz indiyə qədər sadə elektrik dövrlərinə baxdıq. Belə sadə dövrlərin parametrləri Om qanununa əsasən təyin edilirdi. Budaqlanmış mürəkkəb elektrik dövrləri üçün qarşıya qoyulan məsələ çətinləşdiyindən, bu dövrlərin parametrlərini təyin etmək üçün Kirxhof iki qanun müəyyən etmişdir.

Kirxhofun birinci qanunu dövrənin düyün nöqtələrinə aiddir. Dövrənin düyün nöqtəsi dedikdə, bir nöqtədə azı üç naqilin birləşməsi nəzərdə tutulur. İndi isə hər hansı A düyün nöqtəsini nəzərdən keçirək (şəkil 86.1).



Şəkil 86.1

Bu nöqtədə cərəyan şiddətləri I_1 , I_2 , və I_3 olan üç naqıl birləşir. Bu cərəyanlara şərti işarə verək: düyün nöqtəsinə doğru axan cərəyanları (I_1 və I_2) müsbət, düyün nöqtəsindən axan cərəyanları isə (I_3) mənfi hesab edək (Şəkil 86.1). Cərəyanların işarəsinin seçilməsi ixtiyaridir və biz əksini də yəni düyünə gələn cərəyanları mənfi, düyündən gedən cərəyanları isə müsbət qəbul edə bilərdik. Cərəyanların cəbri cəmi ($I_1 + I_2 - I_3$) A nöqtəsindən vahid zamanda keçən yükün miqdarına bərabərdir. Verilmiş dövrədə cərəyanlar sabitdirsə, düyün nöqtəsində cərəyanların bu cəmi sıfıra bərabər olmalıdır. Əks halda, verilmiş nöqtənin potensialı zaman keçdikcə dəyişərdi və bu da dövrədə cərəyanların dəyişməsinə gətirərdi. Dediklərimiz istənilən düyün nöqtəsi üçün doğrudur və ona görə də ixtiyari düyün nöqtəsi üçün aşağıdakı cəm ödənməlidir:

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0$$

Bu ifadə **Kirxhofun birinci qanununu** ifadə edir.

Budaqlanmış mürəkkəb dövrlərin düyün nöqtələrinə daxil olan və oradan çıxan cərəyanların cəbri cəmi sıfıra bərabərdir.

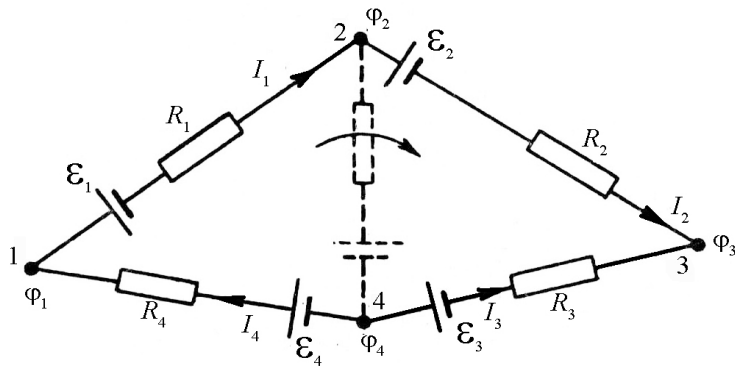
Fiziki olaraq Kirxhofun birinci qanunu elektrik yüklərinin saxlanması qanununun nəticəsidir. İndi isə budaqlanmış dövrədə hər hansı qapalı bir kontur, məsələn, şəkil 86.2-də göstərilən 1-2-3-4-1 konturuna baxaq (Şəkil 86.2).

Bu konturun ayrı-ayrı hissələrinə dövrə hissəsi üçün yazılmış Om qanununu tətbiq edə bilərik. Şəkildəki ox istiqamətində budaqlanmış dövrənin ayrı-ayrı hissələri üçün Om qanunu belə yazılır:

$$I_1 R_1 = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_1 \quad I_3 R_3 = \varphi_3 - \varphi_4 + \mathcal{E}_3$$

$$I_2 R_2 = \varphi_2 - \varphi_3 + \mathcal{E}_2 \quad I_4 R_4 = \varphi_4 - \varphi_1 + \mathcal{E}_4$$

$$I_k R_k = \varphi_k - \varphi_{k+1} + \mathcal{E}_k$$



Şəkil 86.2

Bu tənlikləri tərəf-tərəfə toplasaq, alarıq:

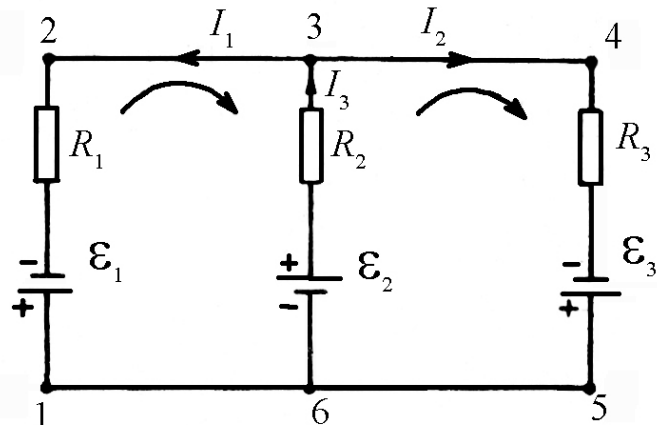
$$\sum_{i=1}^n I_i R_i = \sum_{i=1}^n \mathcal{E}_i \quad (86.2)$$

Bu Kirxhofun ikinci qanunu adlanır. Kirxhofun ikinci qanununu aşağıdakı kimi söyləmək olar: istənilən qapalı kontur üçün bütün gərginlik düşgülərinin cəmi bu kontura təsir göstərən bütün elektrik hərəkət qüvvələrinin cəminə bərabərdir.

Beləliklə Kirxhofun birinci qanunu cərəyanların stasionarlıq, ikinci qanunu isə qapalı kontur boyunca elektrik gərginliyinin sıfıra bərabər olması şərtlərindən alınmış oldu. Budaqlanmış dövrlərdə Kirxhofun ikinci qanunu fikrən ayrılmış ixtiyari qapalı kontur üçün tətbiq oluna bilər. Qeyd etmək lazımdır ki, N düyün nöqtəsinə malik qapalı dövrə üçün $N-1$ sayda asılı olmayan tənlik yazmaq olar. Asılı olmayan tənlik isə kontur üçün yazılmış digər tənliklərdən alınma bilməz. Məsələn, şəkil 86.3-də verilən budaqlanmış dövrəyə uyğun üç tənlik yazmaq olar: a) 1-2-3-6-1 konturu üçün; b) 3-4-5-6-3 konturu üçün; s) 1-2-3-4-5-6-1 konturu üçün. Son kontur əvvəlki iki konturun cəmindən ibarət olduğundan, ona uyğun yazılmış tənlik, asılı olmayan tənlik deyildir. Kirxhofun ikinci qanununu tətbiq etməklə qapalı dövrləri hesablamaq üçün aşağıdakı şərtlər ödənilməlidir:

- 1) Konturda hesablama istiqaməti ixtiyari seçilir. Bu istiqamət konturlardakı seçilmiş istiqamətdən asılı olmur.
- 2) Konturlarda cərəyanların istiqaməti şərti seçilir. (Şəkil 86.3-də bu istiqamət şərti olaraq saat əqrəbi istiqaməti götürülmüşdür).
- 3) Konturlardakı mənbələrin yaratdığı cərəyan seçilmiş cərəyan istiqaməti ilə üst-üstə düşərsə, mənbəyin e.h.q.-si

müsbət, əks halda mənfi götürülür. Həmçinin eyni bir e.h.q.-si, yaxud cərəyan şiddəti müxtəlif konturlarda müxtəlif işarələr ala bilər (şəkil 86.3-də I_2 cərəyanı a və b konturlarında müxtəlif işarəlidir).



Şəkil 86.3

Bu işarə qaydaları ilə əlaqədar olaraq, tənlikləri qurarkən zahiri çətinlik ortaya çıxa bilər. Belə ki, cərəyanların istiqaməti məlum olmasa, onlar tənliklərin həllindən tapılmalıdır. Tənliklərin həllindən cərəyanların qiyməti üçün müsbət qiymət alınarsa, onda fərz edilən istiqamət həqiqi istiqamət ilə üst-üstə düşmüş olur: əgər cərəyan üçün mənfi qiymət alınarsa, deməli, həqiqi istiqamət əvvəlcədən müsbət qəbul edilən istiqamətin əksinədir.

87. Elektronun yükünün təyini. Milliken təcrübəsi.

Elektronun yükünün elementar olması və yaxud yükün kəsilməz yox, diskret dəyişməsi, məhz Milliken təcrübəsində təsdiq

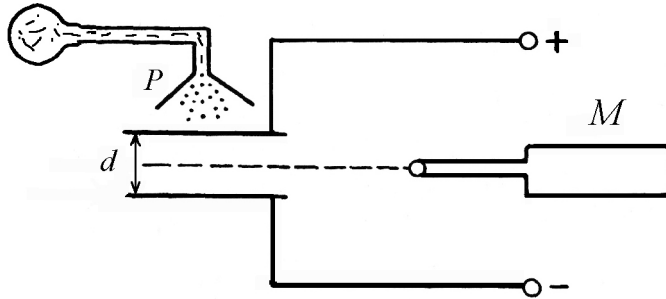
edilmişdir (elektrik yükünün atomlar təbiəti ən inandırıcı şəkildə Millikenin təcrübələrində təsdiq olunmuşdur).

Millikenin təcrübələrində kiçik zərrəciklərin yükləndiyi çox kiçik yüklər ölçülmüşdür. Təcrübənin ideyası aşağıdakı kimidir: elektrik yükləri diskret təbiətə malik deyilsə, onda hər bir zərrəciyin yükü arasıkəsilmədən dəyişilərək ixtiyari qiymətlər alar. Elementar elektrik yükləri olduğu halda isə yükün qiyməti yalnız sıçrayışla dəyişilər. Bu dəyişmənin qiyməti ya ən kiçik elementar yükə, ya onun tam misillərinə bərabər olur.

Aydındır ki, belə təcrübələrdə ölçülən yüklər çox kiçik olub, yalnız az sayda elementar elektrik yükündən ibarət olmalıdır. Milliken elementar yükü təyin etmək üçün öz təcrübələrində elektriclənmiş kiçik yağ damcılarının yükünü ölçmüşdür. Təcrübələrdən müəyyən olunmuşdur ki, zərrəciyin yükü sıçrayışla dəyişir və yükün dəyişməsi həmişə müəyyən sonlu yükün tam misillərinə bərabər olur. Millikenin təcrübələrində böyük dəqiqliklə elementar elektrik yükünün qiymətini ölçmək mümkün olmuşdur.

Millikenin təcrübəsinin sxemi şəkil 87.1-də verilmişdir. Cihazın əsas hissəsi müstəvi kondensatordan ibarətdir. Kondensatorun lövhələri, cərginliyi bir neçə volt olan mənbəyə birləşdirilmişdir. Eyni zamanda lövhələr arasındakı gərginliyi tənzim etmək və dəqiq ölçmək mümkündür. Xüsusi pulverizator vasitəsi ilə üfürülən kiçik yağ damcıları üst lövhədə olan deşikdən lövhələrarası fəzaya düşür. Yağ damcısının hərəkəti mikroskop vasitəsilə müşahidə olunur. Xarici təsirlərdən uzaq olmaq üçün kondensator qoruyucu örtük daxilində yerləşdirilir. Örtük sistemin temperaturunu sabit saxlayır və havanın konveksiya cərəyanlarından damcıları qoruyur.

Tozlandırılan zaman yağ damcıları yüklənir, ona görə də hər bir damcıya iki qüvvə – ağırlıq qüvvəsi və elektrik sahəsi tərəfindən yaradılan kulon qüvvəsi təsir edir. Kondensatorun lövhələri arasındakı gərginlik u , lövhələr arasındakı məsafə d olduğundan kondensatorlardakı elektrik sahəsinin intensivliyi $E = \frac{U}{d}$ olar.



Şəkil 87.1

Bu səbəbdən yükü q olan damcıya $F_E = qE = q \frac{U}{d}$ qüvvəsi təsir edir. İkinci qüvvə damcının çəkisi və ətrafdakı havanın damcıya göstərdiyi hidrostatik qüvvənin (Arximed qüvvəsi) cəmindən ibarətdir:

$$F_g = \frac{4}{3} \pi a^3 (\delta - \delta_0) g$$

burada δ - yağın sıxlığı, δ_0 - təcrübə şəraitində havanın sıxlığı, g - sərbəstdüşmə təcildir. Kondensatorun lövhələrindəki yükün işarəsini elə seçmək olar ki, F_E qüvvəsi F_g -nin istiqamətinin əksinə yönəlsin. Bu halda $F_E > F_g$ olarsa, damcı şaquli olaraq yuxarı, $F_E < F_g$ olduqda isə aşağı hərəkət edir. Kondensatorun

gərginliyinin müəyyən qiymətində bu iki qüvvə bir-birinə bərabər olar:

$$\frac{4}{3} \pi a^3 (\delta - \delta_0) g = q \frac{U}{d} \quad (87.1)$$

(87.1) şərti ödəndikdə damcı nə aşağı düşər, nə də yuxarı qalxar; o tarazlıq vəziyyətində qalar. Damcının tarazlığını müşahidə edib, U gərginliyini təcrübədə təyin etməklə və onun a radiusunu ölçməklə (87.1) düsturuna əsasən damcının yükünü tapmaq olar.

Damcının radiusunu təyin etmək üçün, elektrik sahəsi olmadıqda ona özlü mühitdə müəyyən sürətlə hərəkət edən kürəcik kimi baxıb, Stoks qanununu tətbiq edə bilərik:

$$F_e = 6\pi\eta a v$$

Burada v - kürənin sürəti, η - mühitin özlülük əmsalıdır. Qərarlaşmış hərəkət zamanı kürə sabit sürətlə hərəkət etdiyindən sürtünmə qüvvəsi F_g ağırlıq qüvvəsinə bərabər olar:

$$\frac{4}{3} \pi a^3 (\delta - \delta_0) g = 6\pi\eta a v \quad (87.2)$$

Damcının v sürətini ölçərək, (87.2) ifadəsindən onun axtarılan a radiusunu təyin etmək olar, a radiusunun bu qiymətini (87.1)-də nəzərə alsaq, damcının q yükünü tapmış olarıq.

Milliken təcrübələrində elementar yükün qiyməti də təyin olunmuşdur. Bunun üçün əvvəlcə üfurmə yolu ilə alınmış damcının q yükü təyin olunmuş, sonra kondensatorun lövhələri arasındakı fəzada rentgen şüaları, ultrabənövşəyi şüalar və ya radioaktiv şüalar vasitəsilə ionlar yaradılmışdır. İonlar damcının üzərinə qonur və ona görə də damcının yükü dəyişilərək q_1 , q_2 , və

s. kimi yeni qiymətlər alır. Sonra yüklərin tapılmış qiymətlərini və eləcə də onların $(q_1 - q)$, $(q_2 - q)$, $(q_3 - q)$, ... fərqlərini bir-biri ilə müqayisə edərək, bu kəmiyyətlərin ümumi ən böyük böləninin təyin etmək mümkün olur ki, bu məhz elementar yükün qiymətinə bərabər olur.

Millikenin təcrübələrindən sonra A.F.İoffe kiçik metal hissəciklərdən istifadə etməklə elementar yükü təyin etmişdir. Bu və bir sıra müasir təcrübələrlə elementar yükün hal-hazırda ən dəqiq $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$ qiyməti müəyyən olunmuşdur.

88. Metalların elektrik keçiriciliyinin klassik elektron nəzəriyyəsi və onun çətinlikləri

Metallarda elektrik cərəyanının təbiətini araşdırmağa dair bir sıra təcrübələr qoyulmuşdur. Bu təcrübələrin ən sadəsi Rikke tərəfindən aparılmışdır. O, Cu-Al-Cu lövhələrini ardıcıl birləşdirərək dövrədən uzun müddət ərzində (bir ildən çox) $3,5 \cdot 10^6 \text{ Kl}$ miqdarında yük buraxmışdır. Nəticədə məlum olmuşdur ki, elektrik cərəyanının təbiəti atomlarla deyil, atomların tərkibinə daxil olan elementar zərrəciklərlə izzah edilir. Belə zərrəcik 1897-ci ildə Tomson tərəfindən müəyyən edilmiş elektrondur.

1913-cü ildə Mandelştam və Papaleksi uclarına həssas qalvanometr və telefon aparatı birləşdirilmiş sarğac mərkəzdən keçən ox ətrafında böyük sürətlə fırlatmış və qısa müddətli cərəyanın və ya buna uyğun siqnalın eşidildiyini müşahidə etmişdir. Eyni ilə bu nəticə 1916-cı ildə Tolmen və Stüart tərəfindən alınmışdır. Uyğun hesablamalara əsasən yük

daşıyıcılar üçün alınmış e/m xüsusi yükün qiyməti, elektron üçün alınmış xüsusi yük tərtibdə olmuşdur.

Beləliklə, müxtəlif formada və ya məzmununda aparılmış təcrübələrlə sübut olunmuşdur ki, metallarda elektrik cərəyanının təbiəti sərbəst elektronlarla bağlıdır. Bundan əlavə məlum olmuşdur ki, elektronlar metalda demək olar ki, sərbəst hərəkət edir.

Sərbəst elektron anlayışını belə başa düşmək olar ki, metalın kristall qəfəsini təşkil edən atomlardan zəif əlaqəli (valent) elektronlar asanlıqla qoparaq metalın özünəməxsus elektronlar çoxluğunu yaradır. Əgər hər atomdan bir elektron qoparsa, onda sərbəst elektronların konsentrasiyası (yaxud onların vahid həcmdəki n sayı) vahid həcmdəki atomların sayına bərabər olacaqdır.

Bildiyimiz kimi vahid həcmdəki atomların sayı $\frac{\delta}{\mu} N_A$ -ya bərabərdir. δ - metalın sıxlığı, μ - kiloqram - atomun kütləsi N_A - Avoqadro ədədidir. Metallar üçün $\frac{\delta}{\mu}$ nisbətinin qiyməti 20-200 kilomol/m³ tərtibində olduğundan sərbəst elektronların konsentrasiyası üçün

$$n = 10^{28} \div 10^{29} \text{ m}^{-3} (10^{22} \div 10^{23} \text{ sm}^{-3}) \text{ qiyməti alınar.}$$

Sərbəst elektron anlayışını əsas tutaraq Drude metalların klassik elektron nəzəriyyəsini yaratdı və bu nəzəriyyə Lorens tərəfindən təkmilləşdirildi. Drude modelinə görə metalın keçiricilik elektronları ideal qaz molekullarına bənzədilir. Sərbəst hərəkət edən qaz molekulları iki ardıcıl toqquşma arasında λ qədər sərbəst yol gedir, metaldakı sərbəst elektronlar isə öz aralarında toqquşmayıb kristall qəfəsin ionları ilə toqquşur. Belə toqquşmalar metalın elektron qazı ilə kristall qəfəs arasındakı

istilik tarazlığını bərpa edir. Drude modeli əsasında metalın elektron qazına qazların molekulyar kinetik nəzəriyyəsinin əsas nəticələrini tətbiq etmək olar. Bu baxımdan metalın elektron qazının istilik hərəkətinin orta sürətini otaq temperaturunda qiymətləndirsək alarıq:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8 \cdot 1,38 \cdot 10^{23} \cdot 300}{3,14 \cdot 0,91 \cdot 10^{-30}}} \approx 10^5 \text{ m/san} \quad (88.1)$$

Metal elektrik sahəsində yerləşərsə, onda elektronların istilik hərəkətinin orta sürəti üzərinə onların sahədə qazandıkları istiqamətlənmiş orta sürət də əlavə olunur. İstiqamətlənmiş orta sürəti $\bar{u} = \frac{j}{ne}$ münasibətindən tapmaq olar. Texniki normalara əsasən mis naqildən buraxılan cərəyan sıxlığını $10 \text{ A/mm}^2 = 10^7 \text{ A/m}^2$ hesab etsək, istiqamətlənmiş orta sürət üçün alarıq:

$$\bar{u} = \frac{j}{ne} \approx \frac{10^7}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{29}} \approx 10^{-3} \text{ m/san} \quad (88.2)$$

hesablamalar göstərir ki, hətta cərəyanın sıxlığı çox olan hallarda belə istiqamətlənmiş hərəkətin orta sürətinin qiyməti istilik hərəkətinin orta sürətindən təxminən 10^8 dəfə kiçikdir. Ona görə də yekun sürətin modulu hesablanarkən $(\bar{v} + \bar{u})$ əvəzinə $(\bar{v})$ götürmək kifayətdir.

Qeyd etmək lazımdır ki, istiqamətlənmiş orta sürətin hesabına elektronun kinetik enerjisi orta hesabla $\Delta E_k = \frac{m\bar{u}^2}{2}$ qədər artır.

a) Om qanunu. Bu qanunun klassik elektron nəzəriyyəsinə görə, fiziki mahiyyətini aydınlaşdırmaq və uyğun hesablamaları

sadələşdirmək üçün fərz edək ki, elektronların hamısı üçün iki ardıcıl toqquşma arasında gedilən sərbəst yolun orta uzunluğu eyni olub, $\bar{\lambda}$ -ya bərabərdir. Daha sonra fərz edək ki, sahənin intensivliyi E dəyişmir. Onda hər bir elektron sahənin hesabına $a = \frac{eE}{m}$ sabit təcilini alır və sərbəst yolun sonunda istiqamətlənmiş hərəkətin orta sürəti aşağıdakı qiymətə çatır:

$$\bar{v}_{\max} = \frac{eE}{m} \cdot \tau \quad (88.3)$$

Burada τ - elektronun qəfəs ionları ilə iki ardıcıl toqquşmasına sərf olunan orta zamandır. Ən nəhayət fərz edək ki, elektron topladığı enerjini hər toqquşma zamanı bütünlüklə qəfəsə verir. Buna görə də elektron toqquşmadan sonra hərəkətə başlanğıc sürətsiz başlayır. Deməli, hər toqquşmanın əvvəlində elektronun sürəti sıfır, sonunda isə maksimum olur.

Elektron toqquşmalar arasında bərabər təcillə hərəkət etdiyindən, sürətin orta qiyməti onun maksimal qiymətinin yarısına bərabər olar:

$$\bar{v} = \frac{\bar{v}_{\max} + \bar{v}_b}{2} = \frac{eE}{2m} \cdot \tau \quad (88.4)$$

burada $\bar{v}_b = 0$ və $\tau = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}}$ olduğundan alarıq:

$$\bar{v} = \frac{e\bar{\lambda}}{2m\bar{v}} \cdot E \quad (88.5)$$

$b = \frac{e\bar{\lambda}}{2m\bar{v}}$ ifadə etsək, $\bar{v} = bE$ alarıq.

b - kəmiyyəti sahənin $\vec{E}$ intensivliyindən asılı olmayıb, intensivliyi vahid olan sahədə elektronların əldə etdiyi nizamlı hərəkətin sürətinə bərabər olub, elektronların yürüklüyü adlanır (88.2) ifadəsini (85.5) düsturunda nəzərə alsaq, alırıq:

$$j = \frac{1}{2} \cdot \frac{ne^2 \bar{\lambda}}{2m\bar{V}} E \quad (88.6)$$

(88.6) ifadəsindən görünür ki, j - cərəyan sıxlığı elektrik sahəsinin $\vec{E}$ intensivliyi ilə mütənasibdir. (88.6) ifadəsində

$$\sigma = \frac{ne^2 \bar{\lambda}}{2m\bar{V}} \text{ işarə etsək:}$$

$$j = \sigma E \quad (88.7)$$

Alınmış ifadə differensial şəkildə Om qanununu ifadə edir. Göründüyü kimi elektronların konsentrasiyası və sərbəst yolun $\bar{\lambda}$ uzunluğu böyük olduqca, elektrik keçiriciliyi də böyük olur. Çünki, $\bar{\lambda}$ böyük olduqca toqquşmalar elektronların nizamlı hərəkəti üçün az maneçilik törətmiş olar. İstilik hərəkətinin orta sürəti (88.1) ifadəsinə əsasən temperaturdan asılı olduğundan, temperatur artdıqca metalın elektrik keçiriciliyi azalmalıdır.

b) Coul-Lens qanunu. Əvvəl qeyd etdiyimiz kimi elektron sərbəst yolun sonunda kristall qəfəsin ionu ilə toqquşaraq, artıq enerjisini qəfəsə verir və qəfəsin daxili enerjisi artır, nəticədə metal qızır.

Yuxarıda dediyimiz kimi, sərbəst yolun sonunda istiqamətlənmiş sürət hesabına elektron

$$\Delta E_k = \frac{m\bar{V}_{\max}^2}{2}$$

qədər enerji qazanar.

$\tau = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{V}}$ olduğundan, bir saniyədə elektronun qəfəs ionları ilə toqquşmalarının sayı

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\bar{V}}{\bar{\lambda}}$$

Əgər vahid həcmdə n zərrəcik olarsa, onda bir saniyədə $n \cdot \frac{1}{\tau}$ sayda toqquşma olacaqdır. Bir elektron toqquşma zamanı

qəfəsə $\Delta E_k = \frac{m\bar{V}_{\max}^2}{2}$ enerji verirsə, təbiidir ki, $n \cdot \frac{1}{\tau}$ sayda toqquşmanın qəfəsə verdiyi enerji

$$W = n \cdot \frac{1}{\tau} \Delta E_k = \frac{n\bar{V}}{\bar{\lambda}} \frac{m\bar{V}_{\max}^2}{2}$$

olmalıdır. Bu enerji qəfəsin qızmasına sərf olunduğundan yazı bilərik:

$$W = Q = \frac{1}{2} \frac{ne^2 \bar{\lambda}}{m\bar{V}} E^2 \quad (88.8)$$

(88.8) ifadəsi məhz Coul-Lens qanunudur. Burada $\sigma = \frac{1}{2} \cdot \frac{ne^2 \bar{\lambda}}{m\bar{V}}$ işarə etsək:

$$Q = \sigma' \cdot E^2 \quad (88.9)$$

Bu da Coul-Lens qanununun differensial şəklidir. Deməli elektrik keçiriciliyi metalın keçiricilik elektronlarının konsentrasiyasından asılıdır.

v) Videman-Frans qanunu. Müşahidələrlə məlum olunmuşdur ki, yüksək elektrik keçiriciliyə malik olan metallar istiliyi də yaxşı keçirir və əksinə, istiliyi pis keçirən metallar elektriki də pis keçirir. Videman və Frans təcrübə məlumatlarına əsasən belə bir

empirik qanun müəyyən etmişlər: Metalın σ' istilik keçirmə əmsalının σ elektrik keçirmə əmsalına olan nisbəti bütün metallar üçün demək olar ki, eyni olub, mütləq temperaturun birinci dərəcəsi ilə mütənəsbidir:

$$\frac{\sigma'}{\sigma} = aT \quad (88.10)$$

Bu qanun Videman-Frans qanunu adlanır. Burada, a - metalın növündən asılı olmayan sabitdir.

Klassik elektron nəzəriyyəsi qismən də olsa, bu qanuna uyğunluğu da izah edir. Metallarda elektronların konsentrasiyası olduqca böyükdür və bütün istilik praktiki olaraq elektronlarla daşınır, ion qəfəsi isə bu prosesdə çox zəif iştirak edir. Buna görə də elektriki yaxşı keçirən metallar istiliyi də yaxşı keçirir.

Molekulyar fizikadan məlum olduğu kimi, qazların molekulyar - kinetik nəzəriyyəsi bir atomlu ideal qazın istilik keçirmə əmsalı üçün aşağıdakı ifadəni verir:

$$\sigma' = \alpha = \frac{1}{3} \rho \bar{v} \bar{\lambda} C_v \quad (88.11)$$

Burada ρ - qazın sıxlığı, $\bar{v}$ - istilik hərəkətinin orta sürəti, $\bar{\lambda}$ - sərbəst yolun orta uzunluğu, C_v - qazın sabit həcmdəki xüsusi istilik tutumudur. (88.11) ifadəsini metalın vahid həcmdəki elektron qazı üçün də yazı bilərik:

$$\alpha = \frac{1}{3} n m \bar{v} \bar{\lambda} C_v \quad (88.12)$$

burada $\rho = nm$.

Bildiyimiz kimi bir atomlu qazın xüsusi istilik tutumu aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$C_v = \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{\mu} = \frac{3k}{2m}$$

Onda (88.12) ifadəsi aşağıdakı şəkildə düşər

$$\alpha = \frac{1}{2} k \pi \bar{v} \bar{\lambda} \quad (88.13)$$

Elektrik keçiriciliyinin $\sigma = \frac{1}{2} \frac{ne^2 \bar{\lambda}}{m \bar{v}}$ qiymətini nəzərə alıb, (88.13) ifadəsini (88.10) –la müqayisə etsək, alırıq:

$$\alpha / \sigma = 3 \left(\frac{k}{l} \right)^2 T \quad (88.14)$$

Alınmış (88.14) ifadəsi məhz Videman-Frans qanununu ifadə edir

$$\alpha = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{C}{K}, \quad e = 1,6 \cdot 10^{-19} K l$$

qiymətləri (88.14) ifadəsində nəzərə alsaq,

$$\alpha / \sigma = 2,23 \cdot 10^{-8} T$$

olar.

Otaq temperaturunda ($T = 300 K$) α / σ nisbəti təcrübi yolla alüminium, mis, qalay və s. metallar üçün alınmış qiymətə tamamilə uyğun gəlir.

Bütün bu nailiyyətlərinə baxmayaraq Drude və Lorens tərəfindən müəyyən edilmiş klassik elektron nəzəriyyəsi sonrakı tədqiqatlarda böyük çətinliklərə gətirib çıxardı və bu nəzəriyyənin bir sıra çatışmazlıqları müəyyən edildi.

Lorens elektronların sürətlərə görə paylanmasını nəzərə alıqda Videman-Frans qanunu $\alpha / \sigma = 2 \left(\frac{k}{l} \right) T$ şəklində düşdü ki, artıq bu nəticə təcrübəyə uyğun gəlmir.

Klassik elektron nəzəriyyəsinin ikinci çətinliyi kristalın atom istilik tutumunun hesablanması özünü göstərdi. Bu nəzəriyyənin əsasında kristalın atom istilik tutumunun hesablanması Dülonq-Pti qanunundan kənara çıxmalara gətirib çıxardı.

Belə ki, Dülonq-Pti qanunu otaq temperaturunda bərk kristall maddələrin atom istilik tutumunun $C_{at} = 3R = 6 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{dərjə}}$ qədər olduğunu müəyyən edir.

Klassik elektron nəzəriyyəsinə görə elektron qazı da istilik keçirmədə iştirak edir və

$$C_{el} = \frac{3}{2} k N_o = \frac{3}{2} R = 3 \cdot \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{dərjə}}$$

istilik tutumuna malik olur. Deməli birvalentli metalın elektron nəzəriyyəsinə görə istilik tutumu $C_{met} = C_{at} + C_{el} = 9 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{dərjə}}$ olmalıdır.

Lakin təcrübələr göstərdi ki, istər metalların, istərsə də bərk dielektriklərin istilik tutumu $6 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{dərjə}}$ qiymətinə bərabərdir. Deməli, təcrübə gözlənilməz və ilk baxışda qeyri-adi belə nəticəyə gətirdi ki, elektron qazı istilik tutumuna malik olmamalıdır.

Klassik elektron nəzəriyyəsinin üçüncü çatışmamazlığı onun metalın müqavimətinin temperatur asılılığını doğru izah edə bilməməsi oldu. Belə ki, $\bar{v} \gamma R = 6 \sqrt{\frac{3kT}{m}}$ ifadəsindən görünür ki, elektron qazının orta kvadratik sürəti $\sqrt{T}$ ilə mütənasibdir. Xüsusi elektrik keçiriciliyi $\sigma = \frac{ne^2 \bar{\lambda}}{2m\bar{v}}$ olduğundan, elektrik

keçiriciliyi metallar üçün $\sigma \propto \frac{1}{\sqrt{T}}$ ilə mütənasib olmalıdır. Təcrübi nəticələr bu faktı da inkar edir. Belə ki, $R = R_0(1 + \alpha t)$ və yaxud $R = R_0 \alpha T$ olduğundan, $\sigma \propto \frac{1}{\sqrt{T}}$ ilə mütənasib dəyişir, yəni elektrik keçiriciliyi həqiqətdə temperaturun kvadrat kökü ilə yox, onun birinci dərəcəsinin tərs qiyməti ilə mütənasibdir.

Beləliklə, göstərdiyimizə əsasən deyə bilərik ki, elektronu maddi nöqtə kimi qəbul edib ona klassik mexanikanın qanunlarını tətbiq etmək doğru deyil. Bu nəzəriyyənin yarandığı dövrdə (XX əsrin əvvəllərində) elektronun özü ilə bağlı bir sıra spesifik əlamətlər elmə məlum deyildir. Nəhayət, 1924-cü ildə elektronun kvant mexanikası qanunlarına tabe olduğu və onun dalğa təbiətinə də malik olduğu müəyyən edildi. Bütün bu işlərdən sonra Frenkel və Zommerfeld müəssir elektron nəzəriyyəsini yaratdılar. Bu nəzəriyyədən doğan bir sıra nəticələri şərh edək. Nəzəriyyə Videman-Frans qanunu üçün aşağıdakı nəticəyə gətirdi.

$$\frac{\lambda}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{l} \right)^2 T$$

Bu ifadə təcrübi nəticələri tam izah edir.

Kristalda elektronun orta kinetik enerjisinin temperatur asılılığı

$$\bar{E} = \bar{E}_0 + \alpha T^2 \quad (88.15)$$

düsturu ilə müəyyən olunur. Çox aşağı temperaturlarda $E = E_0 = \text{const}$.

(88.15) ifadəsinə əsasən kristalın elektronlarla bağlı istilik tutumu

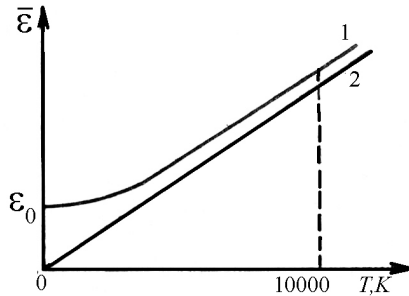
$$C_{el} = \frac{d\bar{E}}{dT} = 2\alpha T \quad (88.16)$$

Deməli çox aşağı temperaturlarda ($T \rightarrow 0$) $C_{el} \rightarrow 0$ şərti ödənilir. Çox yüksək temperaturlarda (bir neçə min tərtibdə) kT enerjisi çox böyük qiymət aldığından bütün energetik səviyyələrdəki elektronlar həyəcanlanmış halda olur və temperaturun sonrakı artması ilə onların sayı artır. Elektron qazı klassik elektron qazına çevrilir və $\bar{E} = \frac{3}{2}kT$;

$$C_{el} = \frac{3}{2}k = \text{const} \text{ alınır (şəkil 88.1).}$$

Şəkildən görüldüyü kimi $\bar{E}(T)$ asılılığı aşağı temperaturlarda parabola qanunu ilə dəyişir. Yüksək temperaturlarda 1 əyrisi asimptotik olaraq klassik təsəvvürlərə uyğun $\bar{E} = \frac{3}{2}kT$ -nin 2 əyrisinə yaxınlaşır. Onu da qeyd etmək lazımdır ki, artıq bu temperaturlarda metal tam buxara çevrilir. Deməli, elektronun aşağı temperaturlarda malik olduğu istilik tutumu həddindən çox kiçik olur və yalnız çox-çox yüksək temperaturlarda elektronun istilik tutumundan danışmaq olar.

İndi isə $\rho \propto \frac{1}{\sigma} \propto T$ asılılığını izah edək.



Şəkil 88.1

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{2m\bar{V}}{ne^2\bar{\lambda}} \quad (88.17)$$

Bu ifadədən görünür ki, alçaq temperaturda $\bar{E}$ sabit qiymətə malik olduğundan $\bar{V}$ - sabit olmalıdır. Daha doğrusu çox kiçik dəyişməlidir. Deməli, xüsusi müqavimətin temperatur asılılığı $\bar{\lambda}$ sərbəst yolun uzunluğunun temperaturdan asılılığı hesabına olmalıdır. Temperaturun mütləq sıfırında elektron kristalda heç bir maneəyə rast gəlmədən sərbəst hərəkət edir, yəni $t \rightarrow 0K$, $l \rightarrow \infty$, $\rho \rightarrow 0$ Bu hadisə elektronun dalğa təbiəti ilə sərbəst izah olunur. Belə ki, bu temperaturda kristalın ionları hərəkət etmədiyindən elektron dalğası onu keçib bütün kristall boyu sərbəst yayılır.

Temperatur yüksəldikcə kristalın ionları tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqsi hərəkətə gəlir və onun ideal strukturu pozulur və nəticədə elektron dalğasının kristaldan səpilməsi də artır. Başqa sözlə, temperatur yüksəldikcə elektronların kristalın ionları ilə toqquşmalarının sayı artır və nəticədə sərbəst yolun uzunluğu qısalmağa başlayır. Hesablamalar göstərir ki,

$$\bar{\lambda} \propto T^{-1} \text{ və } \rho \propto T$$

Bu nəticə təcrübə ilə yaxşı uzlaşır.

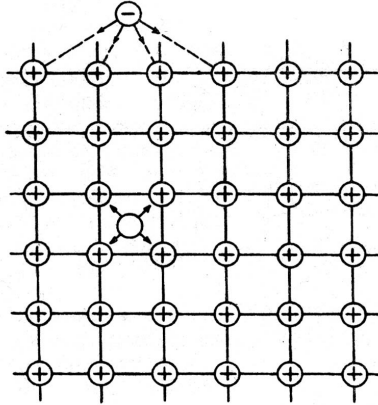
Beləliklə, müassir elektron nəzəriyyəsi elektronun dalğa təbiətini nəzərə almaqla, klassik elektron nəzəriyyəsinin çatışmazlıqlarını aradan qaldıraraq təcrübəni daha uyğun nəticələrə gətirib çıxarar.

Bütün bu çatışmazlığına baxmayaraq klassik elektron nəzəriyyəsi öz əhəmiyyətini hal-hazırda da saxlamaqdadır. Belə ki, sərbəst elektronların kiçik konsentrasiyalarına uyğun maddələrdə (məsələn yarımkəçiricilərdə) bu nəzəriyyə bir sıra

kifayətləndirici nəticələrə gətirir və qanunauyğunluqları əyani şəkildə izah edir.

89. Elektronun metaldan çıxış işi. Toxunma potensiallar fərqi. Volta qanunu.

Metalın keçiricilik elektronları metal daxilində nizamsız istilik hərəkətindədir. Ən böyük sürətə malik olan elektronlar böyük kinetik enerjiyə malik olduğundan metalı tərk edə bilər. Şəkil 89.1-dən göründüyü kimi elektron metal daxilində ionlar arasındakı fəzada olarkən, ona müsbət ionlar tərəfindən göstərilən təsir qüvvələri bir-birini qarşılıqlı tarazlaşdırır (Şəkil 89.1).



Şəkil 89.1

Əgər elektron metalı tərk etmişsə, onda ionlar tərəfindən edilən təsir qüvvələri bir-birini tarazlaşdırmır və bu qüvvələrin əvəzləyicisi metalın daxilində yönəlir. Həmin qüvvə elektronların metalı tərk etməsinə mane olur. Odur ki, elektronlar metalı tərk edərkən həmin qüvvəyə qarşı müəyyən qədər iş görür ki, bu da

elektronun metaldan çıxış işi adlanır. Çıxış işi elektronun kinetik enerjisi hesabına görülür. Ona görə də kiçik sürətlə hərəkət edən elektron metalı tərk edə bilmir. Çıxış işinin qiyməti metalın kimyəvi təbiətindən səthin təmizliyindən asılıdır. Səth çirklili və kələ-kötür olarsa, çıxış işinin qiyməti də dəyişər. Çıxış işinin qiyməti səthi təmiz olan polikristal metallar üçün bir neçə elektronvolt tərtibində olur. Metal monokristaldırsa, onda çıxış işinin qiyməti hər bir atom müstəvisi üçün müxtəlif olur.

Çıxış işi adətən elektronvoltlarla ölçülür. Bir elektronvolt dedikdə, elektrostatik qüvvələrin potensiallar fərqi 1 V olan sahədə elektronun yükünə bərabər yük üzərində gördüyü iş nəzərdə tutulur:

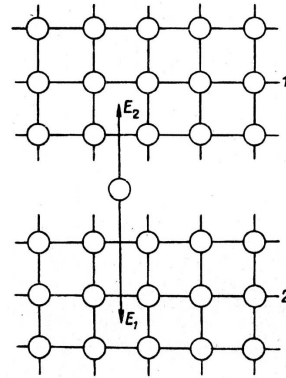
$$1eV = 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{1}{300} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

İndi isə iki müxtəlif metalın bir-biri ilə toxunma halına baxaq. Təcrübə göstərir ki, iki müxtəlif metalı bir-biri ilə toxundurduqda elektronların diffuziya hərəkəti başlayır və nəticədə metalın biri müsbət, digəri isə mənfi yüklənir ki, bu da metallar arasında toxunma potensiallar fərqi yaranmasına gətirib çıxarır. Toxunma potensiallar fərqi yaranma səbəbi mövcuddur:

- 1). Toxunan metalların A_1 və A_2 çıxış işləri müxtəlif olarsa, onda elektronlar çıxış işi az olan metaldan, çıxış işi çox olan metala keçəcək və nəticədə metallar arasında xarici toxunma potensiallar fərqi yaranacaqdır:

$$\varphi_1 = -\frac{A_1 - A_2}{e} \quad (89.1)$$

Şəkil 89.2.-dən göründüyü kimi iki metalın toxunma yerində elektronlara hər iki metalın ion qəfəsləri tərəfindən təsir edən qüvvələr bir-birini tarazlaşdırma bilmədiyindən elektronun bir metaldan digərinə keçdiyi müşahidə edilir (Şəkil 89.2). (89.1) ifadəsindəki minus işarəsi $\vec{E}_1$ və $\vec{E}_2$ intensivlik vektorlarının istiqamətini nəzərə alır.



Şəkil 89.2

- 2). Toxunma potensialları fərqi birinci və ikinci metaldakı elektronların konsentrasiyasının müxtəlifliyindən yaranır:

$$n_1 \neq n_2$$

Konsentrasiyaların müxtəlifliyi hesabına yaranan elektrik sahəsi metallarda elektron sıxlıqlarının bərabərləşməsinə imkan vermir. Beləliklə, konsentrasiyanın müxtəlifliyi hesabına yaranan toxunma potensialları fərqi aşağıdakı kimidir:

$$\varphi_2 = \frac{kT}{e} \cdot \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (89.2)$$

burada k – Bolsman sabiti, T – metalların mütləq temperaturudur. Əgər göstərilən səbəblərdən hər ikisi mövcud olarsa, onda yaranan toxunma potensialları fərqi

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 = -\frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (89.3)$$

olar.

Toxunma potensialları fərqi üçün Voltanın iki qanunu vardır:

1. İki müxtəlif metalı bir-biri ilə toxundurduqda onlar arasında meydana çıxan toxunma potensialları fərqi həmin metalların kimyəvi tərkibindən və temperaturundan asılıdır.
2. Eyni temperaturda olan bir neçə metalı ardıcıl olaraq bir-birinə toxundursaq, onda meydana çıxan toxunma potensialları fərqi yalnız kənar metalların kimyəvi tərkibindən asılı olacaqdır, yəni

$$\varphi_1 - \varphi_4 = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_3}{n_4} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_4} \quad (89.4)$$

Hesablamalar nəticəsində (89.1) ifadəsi ilə təyin edilən xarici və (89.2) ifadəsi ilə təyin edilən daxili toxunma potensialları fərqi tapmaq olar.

Metalların çıxış işləri $A_1 = 1eV$, $A_2 = 2eV$ olarsa, onda $\varphi_1 = 1V$ olur və temperaturdan asılı olmur. Qəbul etsək ki, elektronların konsentrasiyası metalın vahid həcmdəki atomlarının sayına bərabərdir, onda $\ln \frac{n_1}{n_2}$ həddi vahidə yaxınlaşır və

$\varphi_2 \approx \frac{kT}{e} \approx \frac{T}{10^4}$ olar. Göründüyü kimi daxili toxunma potensialları fərqi mütləq temperatur ilə mütənasib artır (nəzərə almaq lazımdır ki, $\ln \frac{n_1}{n_2}$ temperaturdan çox zəif asılıdır).

90. Termoelektrik hadisələr.

Metallarda (eləcə də yarımkəçiricilərdə) istilik və elektrik hadisələri ilə yanaşı, onların birgə təsiri nəticəsində yaranan

termoelektrik hadisələr də mövcuddur. Belə hadisələr sırasına Zeebek, Peltie və Tomson hadisələri daxildir.

Zeebek hadisəsi. Zeebek iki müxtəlif metalı bir-biri ilə toxunduraraq qapalı dövrə yaratmışdır (şəkil 90.1). Om qanununa görə dövrədəki e.h.q.-si toxunan metallardakı gərginlik düşgünlərinin cəmi ilə müəyyən edilir:

$$\mathcal{E} = U_1 + U_2 \quad (90.1)$$

Dövrənin ab və ba hissələrinə e.h.q.-si tətbiq edilmədiyindən U_1 və U_2 gərginlik düşgünlərinin qiyməti Om qanununa görə $U_1 = \varphi_{1a} - \varphi_{1b}$ və $U_2 = \varphi_{2b} - \varphi_{2a}$ kimi, təyin edilməlidir. Onda yazıla bilər:

$$\mathcal{E} = (\varphi_{1a} - \varphi_{1b}) + (\varphi_{2b} - \varphi_{2a}) \quad (90.2)$$

Deməli, baxdığımız dövrədə bütün daxili toxunma potensiallar fərqlərinin cəbri cəminə bərabər olan e.h.q.-si təsir edir (Şəkil 90.1).

Əgər toxunma yerinin T_a və T_b temperaturları eyni olarsa, yəni $T_a = T_b = T$ onda alırıq:

$$\mathcal{E} = -\frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} - \frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} = 0 \quad (90.3)$$

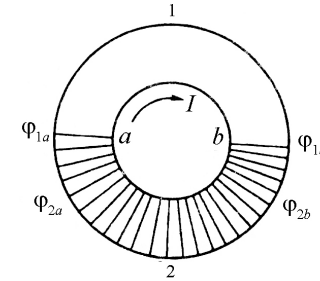
Toxunma yerinin temperaturu müxtəlifdirsə, yəni $T_a > T_b$ onda

$$\mathcal{E} = \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} (T_a - T_b) = \alpha (T_a - T_b) \quad (90.4)$$

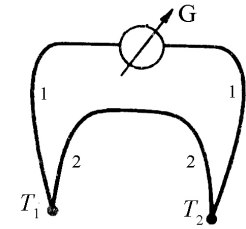
olar,

burada $\alpha = \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}$ termoelektrik e.h.q.-nin əmsalı adlanır və metalın toxunma yerinin xassəsindən asılı olur. Deməli bu toxunma

yerlərinin temperaturu ilə düz mütənəsib olan termo e.h.q.-si yaranır və bunun hesabına dövrədən cərəyan axır. Zeebek effektinin mahiyyətinə əsasən termoelementlər və ya termocütlər hazırlanır ki, bunlar vasitəsilə temperaturu dəqiq ölçmək olur. Adətən termocütlər elə iki müxtəlif metal və ya ərintilərdən hazırlanır ki, onların müqaviməti temperaturdan asılı olmur. Hər iki metalın və ya ərintinin ucları lehimləndikdən sonra lehim yerindən biri temperaturu ölçüləcək mühitdə, digəri isə temperaturu məlum olan mühitdə yerləşir (Şəkil 90.2).



Şəkil 90.1



Şəkil 90.2

Termocütlər çox yüksək həssaslığa malik olduqlarından 10^{-6} dərəcəyə qədər kiçik temperaturu ölçməyə imkan verir. Dəmir konstantan materiallarından hazırlanmış termocütün həssaslığı $5,3 \cdot 10^{-5} \frac{V}{\text{äyđ}}$ olub, $500^{\circ}C$ -yədək temperaturu ölçməyə imkan verir (Şəkil 90.2).

Peltie hadisəsi. Peltie 1934-cü ildə müəyyənləşdirmişdir ki, iki müxtəlif metalı (və ya yarımkəçiricini) bir-biri ilə toxundurub cərəyan buraxdıqda, onda Coul-Lens istiliyindən başqa, toxunma yerlərində müəyyən qədər istiliyin ayrılması və udulması da müşahidə edilir. Toxunma yerində cərəyanın istiqamətindən asılı

olaraq istiliyin ayrılması və ya udulması cərəyanın istiqamətindən asılı olduğundan toxunma yeri ya qızır, ya da soyuyur. Bu hadisə Peltje hadisəsi adlanır. Ayrılan və ya udulan Peltje istiliyi

$$Q = Pq = PJt \quad (90.5)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada q – keçən yük, P – mütənasiblik əmsalı olub, Peltje əmsalı adlanır. Coul-Lens istiliyindən fərqli olaraq Peltje istiliyi cərəyan şiddətinin birinci dərəcəsinə asılı olub, müqavimətdən asılı olmur. Cərəyanın istiqaməti dəyişdikdə Peltje əmsalı öz işarəsini dəyişir:

$$P_{AB} = -P_{BA}$$

Peltje əmsalı ilə termo-e.h.q.-si əmsalı arasında, termodinamika qanunları ilə müəyyən olunan

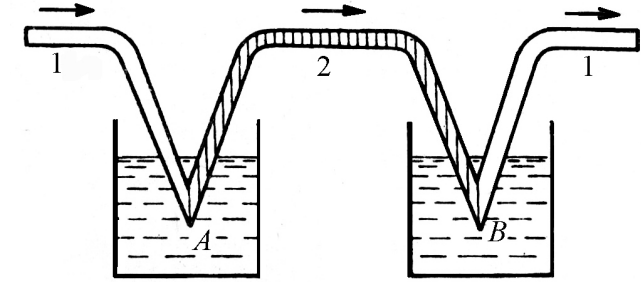
$$P = \alpha T \quad (90.6)$$

əlaqəsi mövcuddur. Peltje hadisəsini izah edək. Elektrik yükdaşıyıcıları (elektron və ya deşiklər) toxunma yerinin müxtəlif tərəfində fərqli orta enerjiyə (kinetik və potensial enerjilərin cəmi olan tam enerji nəzərdə tutulur) malik olur. Yükdaşıyıcılar toxunma yerindən keçdikdə kiçik enerjili oblasta düşərlərsə, bu zaman enerjilərinin bir hissəsini kristall qəfəsə verirlər və nəticədə toxunma yeri qızır. Digər toxunma yerində yükdaşıyıcılar böyük enerjili oblasta keçdiklərindən kristal qəfəsdən enerji aldıklarından toxunma yeri soyuyur. Şəkil 90.3-də Peltje istiliyini ölçmək üçün istifadə olunan təcrübənin sxemi göstərilmişdir.

İki müxtəlif 1 və 2 naqillərinin ucları qaynaq edilərək elektrik cərəyanı dövrəsinə qoşulur. A lehim yerində cərəyan 1 naqilindən 2 naqilinə tərəf axırsa, B lehim yerində cərəyan 2-dən 1-ə doğru axır və buna görə də, A lehim yeri qızır, B lehim yeri soyuyur və əksinə. Lehim yerləri kalorimetrlərə salınır.

Kalorimetrlərdən birində təcrübə müddəti ərzində I^2Rt Coul-Lens istiliyi ilə Q Peltje istiliyi cəminə bərabər istilik ayrılır, yəni

$$Q_1 = I^2Rt + Q$$



Şəkil 90.3

İkinci kalorimetrdə isə

$$Q_2 = I^2Rt - Q$$

istiliyi ayrılır. Buna görə də

$$Q_1 - Q_2 = 2Q \quad (90.7)$$

Q_1 və Q_2 istiliklərini təcrübə təyin etməklə Q Peltje istiliyini (90.7) ifadəsindən təyin etmək olar. (90.5) düsturunda Q -nü coul-larla, q -nü kulonlarla ölçsək, $P = \text{Coul}/\text{Kulon}$ ilə və ya voltlarla ifadə olunur. Təcrübə göstərir ki, müxtəlif cüt metalların əksəriyyəti üçün Peltje əmsalı ($10^{-2} \dots 10^{-3}$) V tərtibində olur. Peltje istiliyi Coul-Lens istiliyinə nisbətən çox kiçik olduğundan, onu elə naqillərdə müşahidə etmək olar ki, onun müqaviməti çox kiçik olsun.

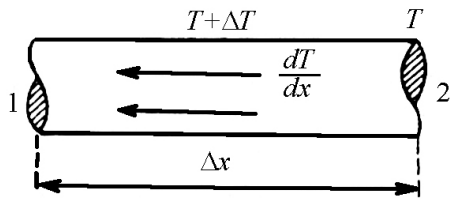
Tomson hadisəsi. Termoelektrik hadisələrini tədqiq edərkən Tomson müəyyən etmişdir ki, bir cins naqıl boyunca temperatur

qradiyenti yaratsaq, orda istiliyin ayrılması və ya udulması müşahidə olunur. Bu istilik də Coul-Lens istiliyinə əlavə olunur ya da ondan çıxarılır. Tomson hadisəsi adlanan bu hadisə dəqiq desək, bilavasitə toxunma hadisəsinə aid deyildir. Lakin onun mənşəyi toxunma yerində baş verən hadisələrin əmələ gəlməsi səbəbləri ilə sıx əlaqədardır.

Tutaq ki, naqilin τ həcmində t müddətində ayrılan Tomson istiliyi Q -dür. Onda vahid həcmdə vahid zamanda ayrılan istilik miqdarı $\frac{1}{\tau} \cdot \frac{Q}{t}$ olar. Bu kəmiyyət temperaturun $\frac{dT}{dx}$ qradiyenti və cərəyan sıxlığı ilə mütənasibdir, yəni

$$\frac{Q}{\tau t} = \sigma \frac{dT}{dx} j \quad (90.8)$$

Mütənasiblik əmsalı σ Tomson əmsalı adlanır və naqilin materialından, onun halından və temperaturundan asılıdır.



Şəkil 90.4 salmaq olar (şəkil 90.4). Bu halda $\tau = S\Delta x$, $I = jS$ tam cərəyan şiddəti, $\frac{\Delta T}{\Delta x} \Delta x = \Delta T$ olduğundan,

$$Q = \sigma \Delta T I t \quad (90.9)$$

Bu düstur naqilin baxılan parçasında ayrılan tam Q Tomson istiliyi miqdarını verir. Tomson hadisəsi Peltie hadisəsinə analogi

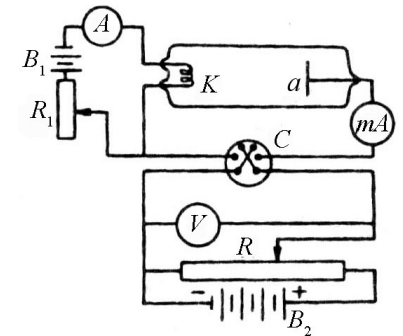
olaraq izah edilir. Tomson əmsalının qiyməti kiçikdir. Məsələn, bismut üçün otaq temperaturunda $\sigma = 10^{-5} \frac{V}{\text{дяр}}$ -dir.

91. Termoelektron emissiya hadisəsi.

Qızdırılmış metalın özündən elektronlar buraxması hadisəsi termoelektron emissiya hadisəsi adlanır. Keçiricilik elektronu bu və ya digər metalı o zaman tərk edə bilər ki, onun enerjisi elektronun metaldan çıxış işindən böyük olsun. Termoelektron emissiya hadisəsini aşağıdakı sxem üzrə müşahidə etmək olar (şəkil 91.1).

İçərisində yüksək vakuum yaradılmış şüşə balonun daxilində anod (a) və katod (K) elektrodları yerləşdirilmişdir (Şəkil 91.1).

Yüksək vakuumun yaradılmasında məqsəd odur ki, elektronlar qaz atomları ilə toqquşmasın. Əks halda katod tez sıradan çıxar bilər. Katod B_1 batareyası ilə közərdilir və katod dövrəsindəki cərəyan R_1 reostatı ilə tənzim edilir. Potensiometrik sxemin köməyi ilə B_2 batareyası vasitəsi ilə anod-katod aralığında lazım olan gərginlik yaradılır və gərginliyin işarəsi C açarı vasitəsi ilə dəyişdirilə bilər. Dövrədəki anod gərginliyi V voltmetri, termocərəyan milliampermetr (mA)

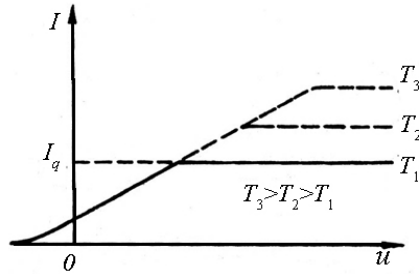


Şəkil 91.1

və katod dövrəsindəki cərəyan isə A ampermetri vasitəsi ilə ölçülür.

Təcrübə göstərir ki, termocərəyan elektrodlar arasındakı gərginlikdən, katodun temperaturundan və katod materialının növündən asılıdır.

Anod-katod fəzasında sürətləndirici sahə yaradılmayıbsa və katod teli qızdırılırsa, onda katoddan çıxan elektronlar uzağa getməyib, katod ətrafında elektron buludu yaradacaqdır. Mənfi yüklü elektron buludu elektronların katoddan çıxmasına mane olacaq və elektronların bir qismini katod səthinə qaytaracaqdır. Bütün bunlara baxmayaraq, elektron buludu içərisindən bəzi sürətli elektronlar buludu tərk edərək, anod səthinə çatıb, termocərəyanın axmasına səbəb olacaq və volt-ampere xarakteristikasında özünü göstərəcəkdir (şəkil 91.2). Bu kiçik termocərəyanı tamamilə yox etmək üçün anod-katod fəzasında ləngidici sahə yaradılır (Şəkil 91.2)



Şəkil 91.2

Termocərəyanın anod gərginliyindən asılılığı Boquslovski-Lengmür (ikidə üç qanunu) qanununa görə təyin edilir.

$$I = Cu^{3/2}$$

burada C – elektrodların ölçüləri, formaları və qarşılıqlı vəziyyətindən asılı olan sabitdir. Müstəvi elektrodlar üçün,

$$C = \frac{4}{9} \epsilon_0 \frac{S}{d^2} \sqrt{\frac{2e}{m}} \quad (91.2)$$

burada $\frac{e}{m}$ - elektronun xüsusi yükü, d – anod və katod arasındakı məsafə, S – katod səthinin sahəsi (anod səthininsahəsinə bərabərdir), ϵ_0 elektrik sabitidir. İndi isə termocərəyanın sıxlığını təyin edək. Bildiyimiz kimi metalı elə sürətli elektronlar tərk edir ki, onların istilik hərəkətinin kinetik enerjisi metalın çıxış işindən çox olsun. Bu zaman elektron metal səthindəki potensial baryerə üstün gəlir və metalı tərk edir. Bu hadisəyə elektronların metaldan buxarlanması kimi də baxmaq olar. Əgər katodun vahid səthindən vahid zamanda buxarlanan elektronların sayını n_1 ilə işarə etsək, termocərəyanın sıxlığı üçün yazı bilərik:

$$j = n_1 e \quad (91.3)$$

burada e – elektronun yüküdür.

Fərz edək ki, katod içərisində yüksək vakuum yaradılmış şüşə balonda T temperaturuna qədər qızdırılmışdır. Bu zaman qapalı qabda yerləşdirilmiş maye və onun doymuş buxarına analogi olaraq, katod və onun elektron buludu arasında termodinamik tarazlıq halı yaranacaqdır.

Əgər katod ətrafında yaranan elektron buludunun konsentrasiyasını n ilə işarə etsək, anoda doğru hərəkət edən elektronların n_1 sayı üçün yazırıq:

$$n_1 = \frac{1}{6} n \bar{v} \quad (91.4)$$

burada $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ elektronların istilik hərəkətinin orta sürətidir.

(91.4) ifadəsi yazılarkən nəzərdə tutulur ki, fəza izotropdur və buluddakı elektronların $\frac{1}{6}$ hissəsi anoda doğru hərəkət edir.

Elektron buludundakı elektronların n konsentrasiyası ilə katoddakı elektronların n_0 konsentrasiyası arasında əlaqə yaradaq.

Hər iki konsentrasiyaların nisbəti Bolsman qanununa görə təyin edilməlidir:

$$\frac{n}{n_0} = e^{\frac{e\varphi}{kT}} \quad (91.5)$$

burada $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ C/dəp}$ olub, Bolsman sabiti adlanır. Əgər (91.4) və (91.5) ifadələrini (91.3)-də nəzərə alsaq:

$$j = \frac{1}{6} en\bar{v} = \frac{1}{6} en_0 \sqrt{\frac{8k}{\pi m}} T^{1/2} e^{\frac{e\varphi}{kT}} = BT^{1/2} e^{\frac{e\varphi}{kT}} \quad (91.6)$$

Burada B - metalın növündən asılı olan sabitdir. (91.6) ifadəsi klassik təsəvvürlərə görə alınmış Riçardson düsturunu ifadə edir. Bu düsturun şəkli kvant nəzəriyyəsinə görə bir az fərqlənir,

$$j = AT^2 e^{\frac{e\varphi}{kT}} \quad (91.7)$$

Burada A – sabiti metalın növündən asılı deyil. (91.6) ifadəsi Riçardson tərəfindən, (91.7) ifadəsi isə Deşman tərəfindən alındığından bunlara bəzən Riçardson-Deşman düsturu deyilir.

Qeyd etmək lazımdır ki, (91.6) və (91.7) ifadələri arasındakı fərqi nəzərdən atmaq olar, çünki hər iki halda termocərəyanın sıxlığı $e^{\frac{e\varphi}{kT}}$ eksponensial vuruqla təyin edilir. (91.7) ifadəsini loqarifmləsək,

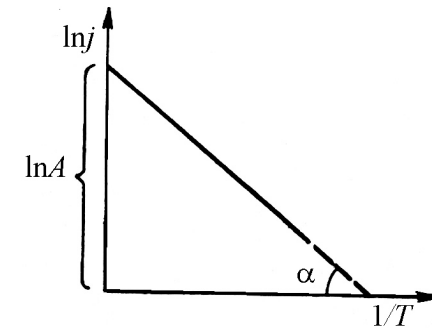
$$\ln j = \ln A + 2 \ln T - \frac{e\varphi}{k} \cdot \frac{1}{T}$$

və fərz etsək ki, $\ln T, \frac{1}{T}$ -yə nəzərən çox zəif dəyişir, onda yazı bilərik:

$$\ln j = \ln A' - \frac{e\varphi}{k} \cdot \frac{1}{T} \quad (91.8)$$

(91.8) ifadəsində $\ln j$ -nin $\frac{1}{T}$ -dən asılılıq qrafikini qursaq (Şəkil 91.3), alınmış düz xəttin absis oxu ilə əmələ gətirdiyi bucağın tangensindən elektronun katoddan çıxış işini təyin edə bilərik:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{e\varphi}{k}$$

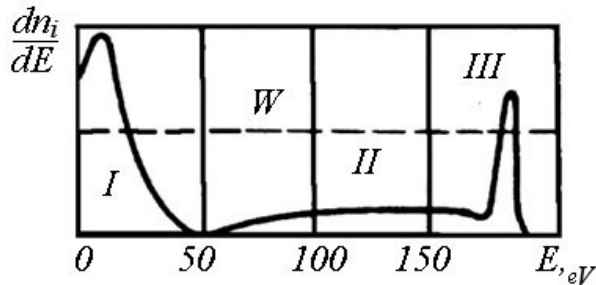


Şəkil 91.3

92. İkinci elektron emissiya hadisəsi

Bərk cismin səthinə elektron dəstəsi düşərsə, onda bu elektronların təsiri ilə həmin səthdən üç növ elektronların çıxması müşahidə olunur: səthdən elastik əks olunan (enerji itkisi olmadan), qeyri-elastik əks olunan (enerji itkisinə məruz qalan) elektronlar və eləcə də bərk cismin özünə mənsub elektronlardır

ki, bunlar da səthə düşən elektronlardan aldığı kinetik enerji hesabına bərk cismi tərk etməli olur. Tədqiqatçılar bərk cismin səthinə düşən elektronları birinci, bu elektronların təsiri ilə bərk cisimdən əks olunan üç növ elektronları isə ikinci elektronlar adlandırmışlar. Bu hadisə 1899-cu ildə Kembel tərəfindən müşahidə edilmişdir və hazırda ikinci elektron emissiya hadisəsi adlanır. Qeyd etmək lazımdır ki, elastik əks olunan elektronların enerjisi səthə düşən birinci elektronların enerjisinə bərabərdir. Bu baxımdan elastik əks olunan elektronları ikinci elektronların tərkibindən ayırmaq heç bir çətinlik törətmir. Bu çətinliyi yalnız bərk cismin özünə mənsub olan həqiqi ikinci elektronlar və qeyri-elastik əks olunmuş elektronlar törədir. Bu hadisəni daha əyani öyrənmək üçün volfram üçün ikinci elektronların enerjiyə görə paylanma əyrisinə baxaq (şəkil 92.1). Absis oxunda birinci elektronların enerjisi, ordinat oxunda ikinci elektronların enerjiyə görə paylanma sayı verilmişdir. Bərk cismin həqiqi ikinci elektronlarının enerjisi 50 eV qədər olduğundan bu elektronlara paylanma əyrisinin I oblastı, qeyri-elastik əks olunan elektronlar enerjisini itirdiyindən onlara II oblast və nəhayət, elastik əks olunan elektronların enerjisi, birinci elektronların enerjisinə bərabər olduğundan, onlara III oblast uyğun gəlir (şəkil 92.1).



Şəkil 92.1

İkinci elektron emissiya hadisəsi bir-biri ilə qarşılıqlı əlaqədə olan xüsusi proseslərlə xarakterizə edilir. Bu proseslər isə özlərinə xas olan xüsusi əmsallarla təyin edilir ki, bu əmsallar sırasına da, elastik əks olunan elektronları xarakterizə edən r əmsalı, qeyri-elastik əks olunan elektronları xarakterizə edən η əmsalını və bərk cismin həqiqi elektronlarını xarakterizə edən δ əmsalını daxil etmək olar. Bu əmsalların cəmi olan tam σ əmsalı isə bərk cismin səthindən əks olunan və buraxılan ikinci elektronlar sayının və ya ikinci elektronlar cərəyanının bərk cismin səthinə düşən birinci elektronlar sayına və ya birinci elektronlar cərəyanına olan nisbəti şəklində təyin edilir:

$$\sigma = r + \eta + \delta \quad (92.1)$$

və ya

$$\sigma = \frac{i_2}{i_1}; r = \frac{i_e}{i_1}; \eta = \frac{i_q}{i_1}; \delta = \frac{i_n}{i_1} \quad (92.2)$$

burada i_2 – ikinci elektronlar cərəyanı, i_1 – birinci elektronlar cərəyanı, i_e - bərk cismin səthindən elastik əks olunan elektronlar cərəyanı, i_q - qeyri-elastik toqquşmaya məruz qalıb, bərk cismi tərk edən elektronlar cərəyanı, i_n - isə bərk cismin həqiqi elektronlarının cərəyanıdır. (92.2) ifadəsindən göründüyü kimi i_1, i_2, i_e, i_q və i_n cərəyanlarını təcrübədə ölçməklə uyğun proseslər haqda və eləcə də ikinci elektron emissiyası haqda fikir söyləmək olar.

Yuxarıdakı σ, r, η və δ əmsalları cismin təbiətindən, onun səthinin quruluşundan və temperaturundan asılıdır. Bundan əlavə, bu əmsallar bərk cismin səthinə düşən birinci elektronların

enerjisindən və səthə düşmə bucağından da asılıdır. Dediklərimizi nəzərə alsaq, (92.1) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşər.

$$\sigma(E_p) = r(E_p) + \eta(E_p) + \delta(E_p) \quad (92.3)$$

və

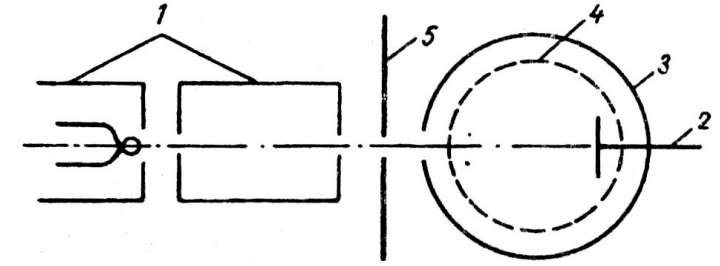
$$\sigma(\varphi) = r(\varphi) + \eta(\varphi) + \delta(\varphi) \quad (92.4)$$

Səthə düşən birinci elektronların enerjisi çox böyükdürsə, onda səthdən elektronlar elastik əks olunmaz və $r(E_p)=0$ olar. Bu şərt daxilində (92.3) ifadəsi belə olar.

$$\sigma(E_p) = \eta(E_p) + \delta(E_p) \quad (92.5)$$

İndi isə ikinci elektron emissiya hadisəsini müşahidə etmək üçün lazım olan cihazın əsas elementlərinə baxaq. Burada 1- fokuslanmış birinci elektron dəstəsi verən qurğu; 2- birinci elektronların təsiri ilə ikinci elektronlar buraxan hədəf və ya emitter; 3- ikinci elektronları özünə yığan kollektor; 4- ikinci elektron emissiyası nəticəsində kollektordan çıxan ikinci elektronları özünə cəzb edən və bununla da lazımsız (parazit) cərəyanın qarşısını alan antidinatron toru; 5- katoddan çıxan elektron dəstəsini anod üzərinə istiqamətləndirən və həmçinin lazımsız cərəyanların qarşısını alan diafraqmadır (Şəkil 92.2).

Təcrübə nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, ikinci elektron emissiya hadisəsini xarakterizə edən əmsallar, istər metallar üçün və istərsə də yarımqeçiricilər və dielektriklər üçün enerji artdıqca əvvəlcə artır, sonra isə maksimum qiymətini alaraq enerjinin sonrakı artımına baxmayaraq, azalır.

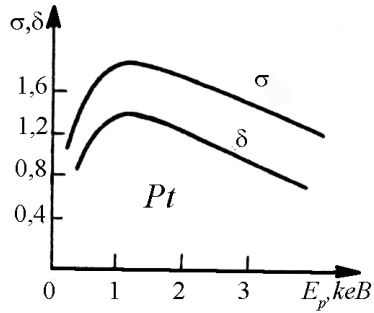


Şəkil 92.2

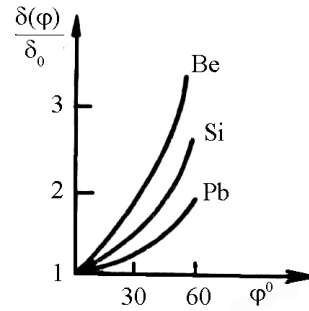
Şəkil 92.3-də σ və δ əmsallarının platin üçün enerjiden asılılığı verilmişdir. Hal-hazırda əksər metalların, elementar yarımqeçiricilərin, ion dielektriklərin və amorf dielektriklərin ikinci elektron emissiya xassəsi öyrənilmişdir. Bütün tədqiq olunan metallar üçün σ -ın maksimum qiyməti 0,5 ... 1,8, birinci elektronların enerjisinin maksimum qiyməti isə 0,2 ... 0,9 keV intervalındadır. Şəkildə göründüyü kimi δ -ın maksimum qiyməti σ -nın maksimum qiymətindən az olub, 0,4 ... 1,6 intervalında, enerjinin maksimum qiyməti isə 0,2 ... 0,8 keV intervalında olur. Metallardan fərqli olaraq, yarımqeçiricilər üçün $\sigma_{\max} = 1 \dots 1,5$ intervalında, δ isə 0,3 ... 0,8 keV intervalında yerləşir.

İkinci elektron emissiya hadisəsinin mahiyyətini daha yaxşı başa düşmək üçün δ -ın düşmə bucağından asılılığına baxaq (şəkil 92.4). Birinci elektronların səthə düşmə bucağı normala nəzərən artdıqca səthdən çıxan həqiqi ikinci elektronların da sayı artır.

σ və δ əmsallarının enerjiden və düşmə bucağından asılılığı qısaca belə izah edilir. Birinci elektronların bərk cismə daxil olma dərinliyi onların enerjisi ilə düz mütənasib olub, enerji artdıqca artır. Əgər ikinci elektronların bərk cismin daxilindən çıxma dərinliyinin orta qiymətini yazsaq,



Şəkil 92.3



Şəkil 92.4

$$\bar{x} = \frac{\int_0^L x n(x) dx}{\int_0^L n(x) dx}$$

görürük ki, E_p artdıqca $\bar{x}$ -da artır və ya $\frac{d\bar{x}}{dE_p} > 0$. Uyğun olaraq

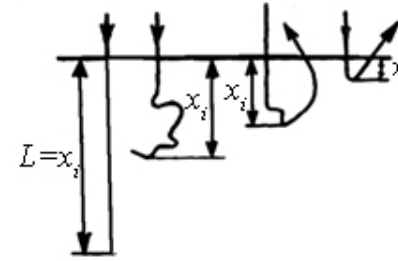
ikinci elektronların bərk cisim səthinə çıxmaq ehtimalının orta qiyməti,

$$\bar{W} = \frac{\int_0^L W(x) n(x) dx}{\int_0^L n(x) dx}$$

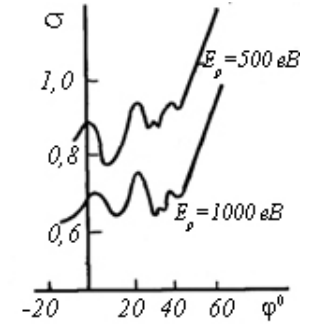
azalır (şəkil 92.5). Burada L - birinci elektronun bərk cisim daxilində getdiyi tam yoludur. Birinci elektronların səthə düşmə bucağı artırsa və uyğun olaraq E_p -nin qiyməti kiçikdirsə, onda σ

və δ -nin qiymətləri birinci elektronların səthə normal düşmə halına nəzərən çox böyük olacaqdır.

İkinci elektron emissiya hadisəsinin monokristallarda tədqiqi göstərir ki, istər $\sigma(E_p)$, $\delta(E_p)$ və istərsə də $\sigma(\varphi)$, $\delta(\varphi)$ asılılıqlarda hamar artma və azalma ayrılmasına birinci və ikinci dərəcəli maksimumlar və minimumlar əlavə edilir (şəkil 92.6).



Şəkil 92.5



Şəkil 92.6

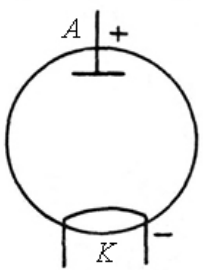
Monokristallar üçün alınmış $\sigma(E_p)$, $\sigma(\varphi)$ və ya $\delta(\varphi)$, $\delta(E_p)$ ayrılıqları kristall qəfəsin tipindən və atom müstəvilərindəki atomların sıxlığından asılıdır.

İkinci elektron emissiya hadisəsi radiotexnikanın və elektronikanın bir çox sahələrində çox geniş tətbiq edilir.

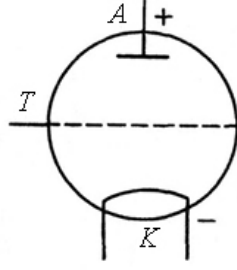
93. Elektron və ion lampaları

Elektron lampalarının iş prinsipi termoelektron emissiya hadisəsinə əsaslanmışdır. Elektron lampalarının ən sadə növü iki elektrodlu elektron lampası və yaxud dioddur. Diod içərisində vakuum yaradılmış şüşə balondan və onun daxilində yerləşdirilmiş anod və katod elektrodlarından ibarətdir. Sxematik

olaraq diod 93.1 şəklində göstərilir. Katod teli qızdırılır və buraxılan termoelektronlar mənbəyinin müsbət qütbü ilə birləşdirilmiş anod tərəfindən cəzb edilir. Beləliklə, diod lampasından cərəyan axır. Diod birtərəfli keçiriciliyə malik olur. Başqa sözlə, lampadan o zaman cərəyan axır ki, anodun potensialı katodun potensialından çox olsun. Ona görə də belə diodlar dəyişən cərəyanı düzləndirmək üçün istifadə edilir və generator adlanır.



Şəkil 93.1



Şəkil 93.2

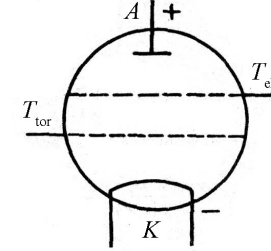
Müassir radiotexnikada elektromaqnit rəqslərini gücləndirmək məqsədi ilə daha çox elektrodlu elektron lampalarından (triody, tetrod, pentod və s) istifadə edirlər.

Üç elektrodlu elektron lampasının və yaxud triodyun diodydan fərqi odur ki, triodyda anod və katod elektrodları arasında üçüncü idarəedici tor elektrodu yerləşdirilir (şəkil 93.2).

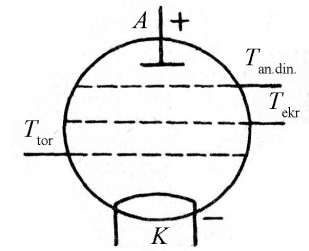
Anoda nisbətən tor elektroduna kiçik müsbət potensial verilir. Bu zaman katoddan çıxan termoelektronlar anod və tor elektrodları tərəfindən cəzb edilir və diodyda nisbətən triody dövrəsindən böyük cərəyan axır. Əgər tor elektroduna nisbətən kiçik mənfi potensial verilsə, onda lampadan keçən cərəyan azalacaqdır. Buna görə də tor elektrodu idarəedici elektrod adlanır.

Dörd elektrodlu elektron lampası və yaxud tetrod sxematik olaraq triodydan bir elektrodunun artıq olması ilə fərqlənir. Orada

anod ilə idarəedici tor elektrodu arasında dördüncü ekranlayıcı tor elektrodu yerləşdirilir (şəkil 93.3). Ekranlayıcı tor elektroduna idarəedici tor elektrodu kimi kiçik müsbət potensial verilir. Bu zaman idarəedici və ekranlayıcı tor elektrodları



Şəkil 93.3

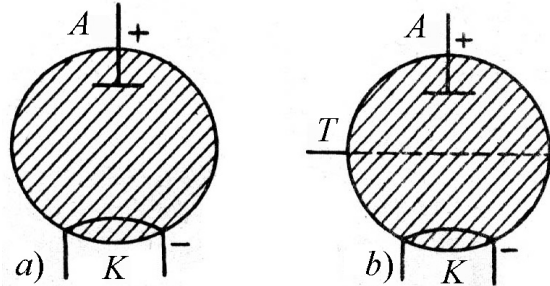


Şəkil 93.4

vasitəsilə sürətlənmiş elektronlar anod üzərinə düşərkən ikinci elektron emissiya hadisəsinə əsasən elektronlar qoparır və həmin elektronlar ekranlayıcı tor elektrodu vasitəsilə tutulur və lampadan əsas cərəyanın əksinə yönələn kiçik cərəyan axır ki, bu da lampanın iş rejimini pisləşdirir. Bu hadisə dinatron effekti adlanır (şəkil 93.3). Bu effekti aradan qaldırmaq üçün (əsas cərəyanın əksinə yönələn kiçik cərəyanı yox etmək üçün), beş elektrodlu elektron lampasına və yaxud pentod lampasına keçilir. Pentod lampasında ekranlayıcı tor elektrodu ilə anod arasında üçüncü tor elektrodu-antidinatron yerləşdirilir və bu elektroda elə kiçik mənfi potensial verilir ki, anoddan qopan elektronlar anoda doğru geri qaytarılsın (şəkil 93.4). Bu zaman pentoddan axan cərəyan tetroddakı cərəyandan fərqli olaraq anod gərginliyinin artması zamanı əyrinin müəyyən hissəsində minimuma malik olmayıb, anod gərginliyi artdıqca cərəyan da artacaqdır.

İon plazmasının yaxşı elektrik keçiriciliyini nəzərə alaraq müxtəlif qaz boşalması cihazları düzəldilir ki, bunlara da ən yaxşı misal qazotron və tiratronu göstərmək olar. Qazotron və tiratron

adi diod və triod olub, içərisinə civə buxarı və ya təsirsiz qaz doldurulmuş lampalardır. Hər iki ion lampasının iş prinsipi aşağıdakı kimidir. Katoddan çıxan termoelektronlar anod-katod fəzasında sürətlənərək, anoda doğru hərəkət zamanı qaz atomlarını ionlaşdırır və anod gərginliyinin kiçik qiymətində ion lampasından böyük miqdarda cərəyan axır.



Şəkil 93.5

Tiratron lampasında tor elektroduna verilmiş kiçik müsbət potensialın hesabına (idarəedici tor elektrodu) meydana çıxan cərəyan qazatron lampasında meydana çıxan cərəyandan böyük olur. Hər iki ion lampası elektron lampaları kimi birtərəfli keçiriciliyə malik olduğundan dəyişən cərəyanı düzləndirmək üçün geniş istifadə edilir. Qazatron və tiratronun sxematik quruluşu (şəkil 93.5 a.b)-də verilmişdir.

94. Yarımkəçiricilər. Məxsusi və aşqar yarımkəçiricilərin keçiriciliyi

Yarımkəçiricilərin tipik nümayəndələri silisium, germanium, selen, tellur və s. elementlər və bir sıra birləşmələr olub, xüsusi müqavimətləri $10^{-4} - 10^{10}$ Om · sm tərtibində dəyişir.

Metallarda olduğu kimi bərk yarımkəçiricilərdə də elektrik keçiriciliyi elektronların yerdəyişməsi vasitəsi ilə həyata keçirilir. Bununla belə, elektronların hərəkət xarakteri metallara nisbətən yarımkəçiricilərdə xeyli mürəkkəb olur. Metallardan fərqli olaraq, yarımkəçiricilərin belə xassələri var:

a) Temperatur artdıqca yarımkəçiricilərin müqaviməti azalır. Temperaturun dəyişməsi metallara nisbətən yarımkəçiricilərdə elektrik keçiriciliyinin daha kəskin dəyişməsinə səbəb olur;

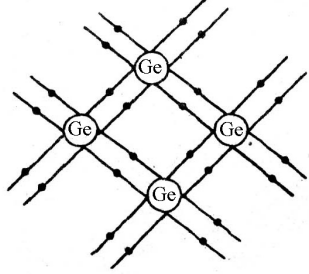
b) Yarımkəçiricilərdə elektrik keçiriciliyi yalnız sərbəst elektronlarla deyil, həmçinin öz nüvələri ilə bağlı olan elektronlar vasitəsi ilə də həyata keçirilir. Bir sıra hallarda bağlı elektronlar keçiricilikdə əsas yükdaşıyıcılar olur:

v) Kiçik miqdarda aşqar (kənar maddə) yarımkəçiricinin müqavimətini kəskin dəyişə bilər.

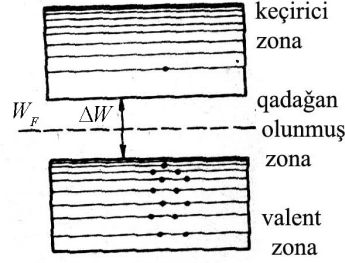
Alçaq və normal temperaturda yarımkəçiricilərdə sərbəst elektronların miqdarı o qədər də çox olmur. Elektronların böyük əksəriyyəti öz atomlarında bağlı vəziyyətdə olur. Yarımkəçiricilərin aşağı temperaturalarda pis keçiriciliyə (böyük xüsusi müqavimətə) malik olması bununla izah olunur. Sərbəst elektronlar özlərini metallardakı sərbəst elektronlar kimi aparır. Elektrik sahəsi olmadıqda onlar xaotik istilik hərəkətində olur, xarici sahə olduqda isə bu hərəkətə nizamlı hərəkət də əlavə olunur və yarımkəçiricinin elektrik keçiriciliyini yaradır. Yarımkəçiricini elektrik sahəsinə gətirdikdə yaranan keçiricilik dəşik keçiriciliyi və ya p -tip (positive-müsbət sözündəndir) keçiricilik adlanır. n -tip və ya p -tip keçiricilik və ya hər iki tip keçiricilik olan keçiricilik yarımkəçiricinin məxsusi keçiriciliyi adlanır.

Elektron-dəşik keçiriciliyini əyani təsəvvür etmək üçün həyati bir misala baxaq. Kino zalının orta cərgələrindəki bir stulda oturan tamaşaçının durub zaldan çıxdığını fərz edək.

Qəbul edək ki, bu boş yerə qonşu stuldakı tamaşaçı, onun yerinə digər qonşu stuldakı tamaşaçı keçir və s. Nəticə etibarilə boş yer kino zalında hərəkət edir və özünü «deşik» kimi, çıxan tamaşaçı isə özünü sərbəst elektron kimi aparmış olur.



Şəkil 94.1



Şəkil 94.2

Zona nəzəriyyəsinə görə məxsusi keçiricilik mexanizmini izah edək. Valent elektronlarından yaranmış zona ilə keçiricilik zonası metallardan fərqli olaraq, yarımkeçiricilərdə qadağan olunmuş zona ilə bir-birindən ayrılır (şəkil 94.2). Valent zonadakı bir elektron keçirici zonaya keçdikdə, onun yerinə valent zonadakı qonşu elektronlar keçə bilər. Keçirici zonadakı elektron sərbəst elektron olub, elektron keçiriciliyi, valent zonadakı boş yer isə deşik keçiriciliyi yarada bilər. Elektronların energetik səviyyələrdə paylanması Pauli prinsipinə tabe olur. Bu prinsipə görə hər bir enerji səviyyəsində dörd kvant ədədi eyni ola bilər yalnız bir elektron yerləşə bilər. Əgər iki elektron yerləşsə, onda bu elektronların spinləri antiparalel yerləşməlidir. Pauli prinsipi əsasında elektronların enerjiyə görə paylanması Fermi funksiyası ilə təyin edilir:

$$f(W) = \frac{1}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1} \quad (94.1)$$

burada W – verilmiş səviyyənin, W_F –isə Fermi səviyyəsinin enerjisi, k - Bolsman sabiti, T - mütləq temperaturdur. (94.1) funksiyası verilmiş səviyyənin elektronla tutulma ehtimalını verir. $T=0$ temperaturda

$$W < W_F \text{ olduqda, } f(W) = 1,$$

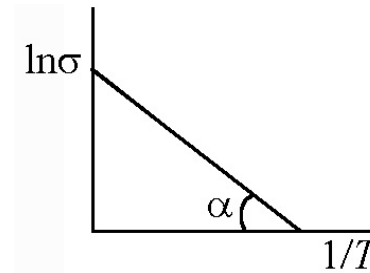
$$W > W_F \text{ olduqda, } f(W) = 0 \text{ olur.}$$

$$\text{İstənilən temperaturda } W = W_F \text{ olduqda } f(W) = \frac{1}{2} \text{ olur.}$$

Deməli, Fermi səviyyəsi elektronla tutulma ehtimalı $\frac{1}{2}$ olan səviyyədir. Məxsusi yarımkeçiricidə bu səviyyə qadağan olunmuş zonanın ortasında yerləşir. Məxsusi yarımkeçiricinin elektrik keçiriciliyi

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \quad (94.2)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada, ΔW - qadağan olunmuş zonanın enidir. (94.2) ifadəsini loqarifmləyib $\lg \sigma$ -nın $\frac{1}{T}$ -dən asılılıq qrafikini qursaq, alınmış düz xəttin temperatur oxu ilə əmələ



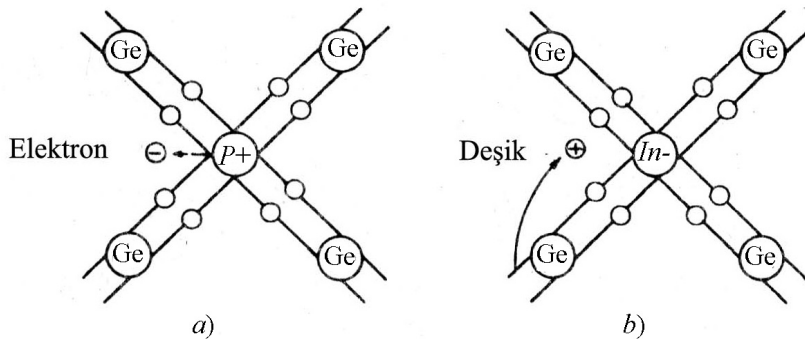
Şəkil 94.3

gətirdiyi bucağın tangensindən qadağan olunmuş zolağın enini təyin edə bilərik (şəkil 94.3).

İndi isə aşqar yarımkeçiricinin keçiriciliyi ilə tanış olaq. Fərz edək ki, dördüncü qrup elementi germaniuma beşinci qrup elementi fosfordan aşqar vurulmuşdur.

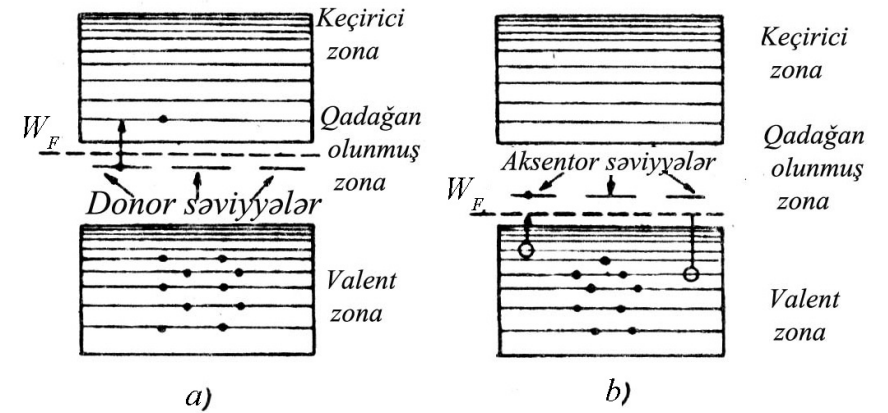
Fosfor atomuna kovalent rabitə yaratmaq üçün qonşu germanium atomundan dörd elektron kifayət etdiyindən, onun beşinci zəif əlaqədə olan elektronu, xarici həyəcanlanmadan, fosfor atomundan asanlıqla qopur (şəkil 94.4 a). Bu cür kristal elektrik sahəsinə gətirildikdə bu elektronlar kristall boyunca nizamlı hərəkət edərək, elektron keçiriciliyi yaradır. Bu tip aşqarlara donor aşqarları, belə tip yarımkeçiriciyə isə *n*-tip yarımkeçirici deyilir. Donor aşqarların yaratdığı donor enerji səviyyələri qadağan olunmuş zona daxilində keçirici zonaya yaxın yerləşir (şəkil 94.5 a). Kiçik həyəcanlanma donor səviyyədəki elektronları keçirici zonaya keçirir və sərbəstləşmiş bu elektronlar keçiricilikdə iştirak etmək imkanı qazanır (Şəkil 94.4).

Germanium elementinə üç valentli indium aşqarı vursaq (şəkil 94.4 b). İndiumun xarici elektron təbəqəsində üç valent elektronu, germaniumun xarici elektron təbəqəsində isə dörd valent elektronu olduğu üçün bu atomlar arasında kovalent rabitənin bərpası üçün qonşu rabitədən bir elektron keçməlidir ki, bu da deşiyin yaranmasına səbəb olur.



Şəkil 94.4

Bu cür aşqarlar akseptor aşqarlar, onların yaratdığı keçiricilik isə deşik keçiriciliyi adlanır. Akseptor aşqarlara uyğun enerji səviyyələri qadağan olunmuş zona daxilində valent zonadan yuxarıda yerləşir (şəkil 94.5 b). Bu səviyyələrə kiçik həyəcanlanma nəticəsində valent zonadan elektronlar keçə bildiyindən, valent zonada keçiricilikdə iştirak etmək imkanı qazanan deşiklər yaranmış olur.



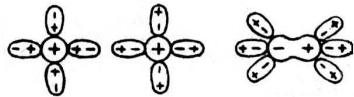
Şəkil 94.5

Məxsusi yarımkeçiricinin elektron və deşik keçiriciliyi yüksək temperaturda, daha doğrusu valent zonasındakı elektronun enerjisi qadağan olunmuş zonanın enindən böyük olduqda baş verir.

Aşqar yarımkeçiricilərin temperaturu yüksək olarsa, donor və akseptor səviyyələrdəki elektronlar uyğun səviyyələrə keçir və buna uyğun olaraq Fermi səviyyəsi də öz vəziyyətini dəyişdirir.

95. Elektrolitlərdə elektrik cərəyanı. Elektroliz hadisəsi. Faradey qanunları.

Müşahidələr göstərir ki, bir çox mayelər – distillə edilmiş su, qliserin, neft və s. elektrik cərəyanını pis keçirir. Duzların, qələvilərin və turşuların sudakı məhlulu olan elektrolitlərdə dissosiasiya hadisəsi baş verir, yəni molekullar müsbət ionlara (kationlara) və mənfi ionlara (anionlara) parçalanır (şəkil 95.1). Elektrolitin nə dərəcədə dissosiasiya etməsini xarakterizə etmək üçün α dissosiasiya dərəcəsi daxil edilir (Şəkil 95.1).



Şəkil 95.1

$$\alpha = \frac{n}{n_0} \quad (95.1)$$

Burada n – dissosiasiya etmiş molekulların sayı, n_0 – elektrolitdəki ümumi molekulların sayıdır. Təcrübə göstərir ki, temperatur artdıqca dissosiasiya dərəcəsi artır. İndi isə elektrolitdən keçən cərəyanın sıxlığını müəyyən edək:

$$j = n^+ v^+ q^+ + n^- v^- q^- \quad (95.2)$$

Burada n^+, n^- – müsbət və mənfi ionların konsentrasiyası, v^+, v^- – ionların sürəti, q^+, q^- – ionların yükləridir. Elektrolit neytraldırsa, yəni $n^+ q^+ = n^- q^- = nq$ və ionun yükü Ze şəklindədirsə (Z – ionun valentliyidir), onda (95.2) ifadəsi aşağıdakı şəkildə olar:

$$j = nq(v^+ + v^-) = Zen(v^+ + v^-) \quad (95.3)$$

Elektrolit daxilində hərəkət edən və kürəşəkilli təsəvvür etdiyimiz iona Stoks qüvvəsi təsir etdiyindən qərarlaşmış hal üçün bu qüvvə elektrik sahəsinin qüvvəsi ilə tarazlaşdığından,

$$6\pi r \eta v = qE$$

$$v = \frac{q}{6\pi r \eta} E = uE \quad (94.4)$$

Burada $U = \frac{q}{\sigma \pi r \eta}$ ionun yürüklüyüdür. (95.4) ifadəsindən görünür

ki, yürüklük vahidi elektrik sahəsində ionun malik olduğu sürətdir, r – ionun radiusu, η – elektrolitin özlülüyüdür. (95.4) ifadəsini (95.3)-də nəzərə alsaq:

$$j = zen(u^+ + u^-)E = \sigma E \quad (95.5)$$

burada, $\sigma = zen(u^+ + u^-)$ elektrolitin elektrik keçiriciliyidir. (95.5)

ifadəsi differensial şəkildə Om qanunudur. Elektrolitlərdə ionların yürüklüyü otaq temperaturunda metallardakı elektronların yürüklüyündən təqribən dörd tərtib kiçik olub,

$$(10^{-8} \dots 10^{-7}) \frac{m^2}{V \cdot \text{san}} \text{ qiymətinə malikdir.}$$

Elektroliz zamanı elektrodlar üzərinə toplanan ionlar özləri ilə maddə daşıdığından həmin maddə elektrodlar üzərinə çökür. Faradey bu hadisəni müfəssəl olaraq tədqiq edərək, təcrübədə elektrolizin iki mühüm qanununu müəyyən etmişdir.

Faradeyin birinci qanununa görə elektrodlardan hər hansı birində ayrılan maddənin miqdarı elektrolitdən keçən q – yükünün miqdarı ilə düz mütənəsbdir.

$$m = kq = k \int_0^t idt \quad (95.6)$$

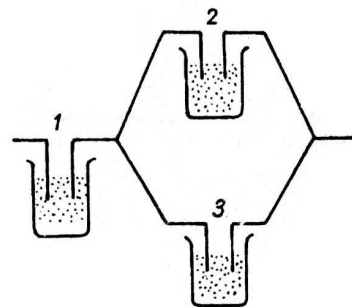
Burada k – elektrokimyəvi ekvivalent olub, müxtəlif maddələr üçün müxtəlif qiymətlər alır. İxtiyari maddənin k – elektrokimyəvi ekvivalenti ədədi qiymətcə elektroliz zamanı $q = 1 \text{ Kl}$ yükün ayırdığı maddənin kütləsinə bərabərdir.

Faradeyin birinci qanununun doğruluğuna inanmaq üçün tamamilə bir-birinin eyni olan və eyni elektrolitlə doldurulmuş üç elektrolitik vannanı şəkil 95.2-dəki kimi birləşdirsək, onda 1 vannasından keçən q yükü 2 və 3 vannaları arasında bərabər paylanır və bu vannaların hər birindən $q/2$ yükü keçər. Təcrübə göstərir ki, 2 və 3 vannalarında ayrılan maddələrin kütləsi bir-birinə bərabər olub, 1 vannasında ayrılan maddənin kütləsinin yarısına bərabər olur.

Faradeyin ikinci qanunu maddənin k – elektrokimyəvi ekvivalenti ilə onun $\frac{A}{Z}$ kimyəvi ekvivalenti (A – maddənin atom çəkisi, Z – valentliyidir) arasındakı əlaqəni müəyyən edir. Faradeyin ikinci qanununa görə, verilmiş maddənin elektrokimyəvi ekvivalenti onun kimyəvi ekvivalenti ilə mütənasibdir:

$$k = c \frac{A}{Z} = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{Z} \quad (95.7)$$

Burada c – mütənasiblik əmsalı, F – Faradey sabiti adlanır.



Şəkil 95.2

(95.7) ifadəsini (95.6)-da nəzərə almaqla Faradeyin birləşmiş qanununu alırıq:

$$m = \frac{A}{Z} \cdot \frac{q}{F} \quad (95.8)$$

(95.8) ifadəsində $q = F$ götürsək, $m = \frac{A}{Z}$ alırıq, yəni. hər

hansı elektrolitdən Faradey ədədinə bərabər yük keçdikdə, onun hər bir elektrodunda ayrılan maddənin kiloqramla miqdarı həmin maddənin $\frac{A}{Z}$ kimyəvi ekvivalentinə bərabər olur. Təcrübə

göstərir ki, $F = 96,5 \cdot 10^6 \frac{\text{Kl}}{\text{kq} \cdot \text{ekv}}$ yaxud, $F = 96494 \frac{\text{Kl}}{\text{q} \cdot \text{ekv}}$. Beləliklə, ionun yükü $e = \frac{F}{N_A}$ elementar yükün tam misillərinə bərabər olur.

$$F = 96,5 \cdot 10^6 \frac{\text{Kl}}{\text{kq} \cdot \text{ekv}} \quad \text{və} \quad N_A = 6,02 \cdot 10^{26} \text{ kmol} \quad \text{qiymətini nəzərə}$$

alsaq, elementar yük üçün alırıq:

$$e = \frac{96,5 \cdot 10^6 \text{ Kl} / \text{kq} \cdot \text{ekv}}{6,02 \cdot 10^{26} \text{ kmol}^{-1}} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$$

Elektroliz hadisəsi çox böyük texniki tətbiq sahələri tapmışdır. Qalvanoplastika, qalvanostegiya, metalların təmizlənməsi, elektro-metallurgiya və s. fiziki proseslər elektroliz nəticəsində mümkün olmuşdur.

96. Qazlarda elektrik cərəyanı. Qeyri-müstəqil və müstəqil qaz boşalmaları.

Qaz molekulları adi şəraitdə elektrik cərəyanı keçirmir. Bunun səbəbi ondan ibarətdir ki, qaz molekulları adi şəraitdə

elektrik yükü nöqtəyi nəzərindən neytraldır. Əgər qaz molekulları xarici ionizatorun təsiri ilə ionlaşmış olarsa, onda belə mühit elektrik cərəyanını keçirir. İonlaşmış qaz dedikdə, neytral atom ionizatorun təsirindən bir elektronunu itirmişsə ona bir qat ionlaşmış atom, iki elektronunu itirmişsə, ona ikiqat ionlaşmış atom deyirlər. Hər hansı neytral atomu ionlaşdırmaq üçün müəyyən miqdarda enerji sərf etmək lazımdır ki, buna da ionlaşma enerjisi deyilir. Əksər qazlar üçün ionlaşma enerjisi 5... 25 eV intervalında olur. İonizator olaraq rentgen şüaları, ultrabənövşəyi şüalar, radioaktiv və kosmik şüalar, yüksək temperatur və s. ola bilər.

Qazlarda ionlaşma prosesi ilə bərabər, eyni zamanda rekombinasiya prosesi də gedir. İonlaşmış qazı elektrik sahəsinə daxil etdikdə ionların və elektronların müxtəlif istiqamətlərdə istiqamətlənmiş hərəkəti nəticəsində elektron və ion cərəyanı yaranır. İonizatoru kənar etdikdə qaz boşalması dayanırsa, yəni elektrik dövrəsindən boşalma cərəyanı axmırsa, onda belə boşalma qeyri-müstəqil qaz boşalması adlanır.

Fərz edək ki, anod-katod fəzasında neytral qaz atomları yerləşdirilmiş və dövrə geniş intervalda dəyişən müqavimətdən və gərginlik şəbəkəsindən təşkil edilmişdir. Həmçinin anod-katod fəzasında xarici ionizator təsir edir. İonizatorun təsiri ilə (məsələn ultrabənövşəyi şüaların) yaranan sərbəst elektronlar anod-katod fəzasında sürətlənib, anoda doğru hərəkəti zamanı öz yolundakı neytral qaz atomlarını ionlaşdıracaq. Nəticədə dövrədən boşalma cərəyanı axacaqdır. Bu cərəyanın volt-amper xarakteristikası şəkil 96.1-də verilmişdir. Volt-amper xarakteristikasından görünür ki, gərginlik artdıqca əvvəlcə boşalma cərəyanı Om qanununa uyğun

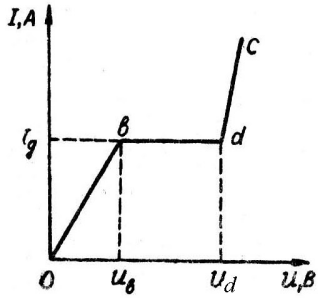
artır (*ob*-hissəsi), sonra doyma halı baş verir (*bd*-hissəsi). Nəhayət gərginlik elə bir *d* qiymətinə çatır ki, həmin qiymətdən etibarən boşalma cərəyanı kəskin olaraq artır. Gərginliyin ud qiyməti alışma gərginliyi adlanır. Gərginliyin U_d qiymətindən etibarən, müşahidə olunan boşalma müstəqil boşalma xarakteri daşıyır. Bu baxımdan xarakteristikanın *obd* hissəsi qeyri-müstəqil boşalmaya, *dc* hissəsi isə müstəqil boşalmaya uyğun gəlir. Müstəqil boşalma ionizatorun təsiri kəsildikdə belə davam edir.

İndi isə qeyri-müstəqil boşalmadan müstəqil boşalmaya keçmənin mexanizmini araşdıraraq. Bunun üçün Taunsendin sel nəzəriyyəsinin mahiyyətinə nəzər salaq. Fərz edək, anod-katod fəzasındakı qaz mühitində ionizatorun təsiri ilə atomdan qoparılmış bir elektron hərəkət edir. Onda bu elektronun anoda doğru hərəkəti zamanı birinci ionlaşma aktında iki, ikinci ionlaşma aktında dörd, üçüncüdə səkkiz və nəhayət *n*-ci ionlaşma aktında anod üzərinə sel şəklində külli miqdarda elektronlar töküləcəkdir. Bu selin yaranmasında Taunsend nəzəriyyəsinin əsasını təşkil edən həcmi və səthi ionlaşma hadisələri xüsusi yer tutur. Bu hadisələrin hər birinin ayrılıqda müstəqil boşalmanın yaranmasındakı mövqeyini müəyyən edək.

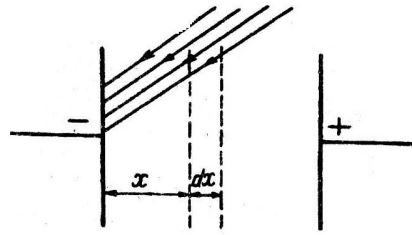
Bir elektronun vahid uzunluqlu yolda yaratdığı elektronlar və ionlar cütünün miqdarını α (həcmi ionlaşma əmsalı) ilə işarə edək. Anod-katod fəzasında anoda verilmiş gərginlik artdıqca α -nın gərginlikdən asılılığı müşahidə edilir. Bununla yanaşı α təzyiqdən də asılı olur, belə ki, ionlaşma aktı toqquşmaların sayından asılı olur.

Müstəvi elektrodlar arasında olan qaz sütununa baxaq və katoddan *x* məsafəsində götürülmüş *dx* qalınlığındakı qaz

təbəqəsində yaranan ion və elektron cütlərini hesablayaq (Şəkil 96.2).



Şəkil 96.1



Şəkil 96.2

Bir elektron dx yolunda αdx ion cütü yaradır. Baxılan təbəqəyə katod tərəfdən bir yox, n elektron daxil olursa, onda elektronlar sayının artması

$$dn = n\alpha dx \quad (96.1)$$

qədər olar.

Sadəlik üçün α əmsalının sabit qaldığını və x məsafəsindən asılı olmadığını qəbul edək. (96.1) ifadəsini integrallasaq,

$$\ln n = \alpha x + \ln c$$

və ya

$$n = c \cdot e^{\alpha x} \quad (96.2)$$

olar.

Burada c - integrallama sabiti olub, $x=0$ başlanğıc şərtindən təyin edilir. Bu şərt daxilində $c = n_0$ alınır ki, bu da ionizatorun hesabına katoddan qoparılmış elektronların sayıdır. Bu

şərti nəzərə alıb, anod-katod arasındakı məsafəni d ilə, anod üzərinə tökülən elektronların sayını n_a ilə işarə etsək, yazarıq:

$$n_a = n_0 e^{\alpha d} \quad (96.3)$$

(96.3) ifadəsində ionizatorun təsiri kəsilən kimi $n_0 = 0$ və $n_a = 0$ olur və boşalma yenə də qeyri-müstəqil xarakter daşıyır. Boşalmanın müstəqil xarakter daşması üçün Taunsendin γ səthi ionlaşma əmsalını da nəzərə almalıyıq. Səthi ionlaşma əmsalı dedikdə, bir müsbət ionun katod səthindən ikinci elektron emissiya hadisəsi nəticəsində çıxardığı elektronların sayı nəzərdə tutulur.

Taunsend göstərmişdir ki, hər iki prosesin, yəni həcmi və səthi ionlaşmanın eyni zamanda mövcud olması müstəqil boşalmaya gətirə bilər. Fərz edək ki, bir saniyədə katoddan ionizatorun və həm də səthi ionlaşmanın hesabına çıxan elektronların tam sayı n_1 ilə işarə olunub. Onda (96.3) düsturuna əsasən həcmi ionlaşma nəticəsində anoda düşən elektronların sayı

$$n_a = n_1 e^{\alpha d} \quad (96.4)$$

şəklində olacaqdır.

(96.4) ifadəsinin hər tərəfindən n_1 -i çıxsaq, yaranan yeni elektronların sayı üçün alarıq:

$$n_a - n_1 = n_1 (e^{\alpha d} - 1) \quad (96.5)$$

Baxılan həcmdə yaranmış müsbət ionların sayı da elə bu qədər olar. γ -əmsalını $n_1 (e^{\alpha d} - 1)$ həddinə vursaq, onda səthi ionlaşma əmsalının hesabına yaranan $\gamma n_1 (e^{\alpha d} - 1)$ elektronların sayını alarıq. Elektronların bu sayını xarici ionizatorun bir

saniyədə yaratdığı elektronların n_0 sayı ilə toplansaq, katoddan çıxan elektronların n_1 tam sayını almış alarıq, yəni

$$n_1 = n_0 + \gamma n_1 (e^{\alpha d} - 1)$$

və ya

$$n_1 = \frac{n_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (96.6)$$

Bu ifadəni (96.4)-də yerinə yazsaq, hər saniyədə anod üzərinə tökülən elektronların sayını almış olarıq.

$$n_a = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (96.7)$$

Anod gərginliyi artdıqca α , γ , n_a kəmiyyətləri də artır və nəhayət gərginliyin elə bir qiyməti çatır ki, həmin qiymətdə $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$ olur. Bu şərt daxilində (96.7) ifadəsinə nəzər salsaq, görərik ki, xarici ionizatorun təsiri kəsilsə belə, boşalma davam edir və qaz boşalması müstəqil xarakter daşıyır.

DÖRDÜNCÜ HİSSƏ

FƏSİL XV

VAKUUMDA MAQNİT SAHƏSİ

97. Cərəyanlı naqillərin qarşılıqlı maqnit təsiri.

Maqnit hadisələrinin varlığı hələ çox qədim zamanlardan məlum idi. Yer in maqnit sahəsinə malik olması və bu prinsip əsasında işləyən kompas Çinlilərə hələ 3000 il bundan əvvəl məlum idi.

XVI əsrdə Hilbert tərəfindən aparılan tədqiqatlar əsasında sabit maqnit iki qütbə-müsbət və ya şimal, mənfi və ya cənub qütblərinə malik olması müəyyən edilmişdir. Həmçinin müəyyən edilmişdir ki, eyni adlı qütblər bir-birini qarşılıqlı dəf, müxtəlif adlı qütblər isə bir-birini qarşılıqlı cəzb edir.

Mövcud maqnit hadisələri ilə yanaşı olaraq tədqiqatçıları uzun müddət belə bir sual maraqlandırmışdır: təbiətdə sərbəst elektrik yükləri olduğu kimi sərbəst maqnit yükləri də mövcuddurmu?

Bu fikir Dirak tərəfindən də qaldırılmışdır və göstərilmişdir ki, təbiətdə sərbəst maqnit yükləri olmalıdır. Qeyd etmək lazımdır ki, heç bir üsulla maqnit qütblərini bir-birindən ayırıb, müsbət və mənfi maqnit yükləri əldə etmək mümkün olmamışdır. Bu baxımdan Dirak tərəfindən söylənilmiş fikir hələ də həll edilməmiş qalır.

Artıq XVIII əsrdə ildırımvari boşalmadan dəmir əşyaların maqnitlənməsi və kompas əqrəbinin meyli kimi faktlar məlum idi. Belə faktların mövcudluğu maqnit və elektrik hadisələri

arasındakı əlaqəyə gətirib çıxartdı. Belə ki, 1820-ci ildə Danimarka alimi Ersted təcrübi olaraq naqıldən axan elektrik cərəyanının sabit maqnit kimi kompas əqrəbinə təsirini, fransız alimi Amper isə iki cərəyanlı naqilin qarşılıqlı maqnit təsirini araşdırdı. Məlum oldu ki, iki paralel naqilin hər vahid uzunluğuna düşən qarşılıqlı təsir qüvvəsi, həmin cərəyanların miqdarı ilə düz, naqillər arasındakı məsafə ilə tərs mütənasib olmalıdır:

$$F = 2k \frac{I_1 I_2}{l} \quad (97.1)$$

Müəyyən mülahizələri nəzərə alıqda görəcəyik ki, mütənasiblik əmsalını $2k$ ilə işarə etmək daha əlverişlidir. Qeyd etmək lazımdır ki, cərəyanlı naqillərin qarşılıqlı maqnit təsirini ifadə edən Amper qanununun ümumi şəkli, ixtiyari formalı naqıl üçün ödənilir. (97.1) münasibəti əsasında cərəyan şiddətinin vahidi BS və mütləq elektromaqnit vahidlər sistemində (SQSM) müəyyən edilir (97.1) ifadəsini BS sistemində yazsaq alarıq:

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{l} \quad (97.2)$$

burada μ_0 - maqnit sabitidir. Bu sabitin ədədi qiymətini

$I_1 = I_2 = 1A$ və $l = 1m$ olduqda $F = 2 \cdot 10^{-7} N/m$ olması şərtindən təyin etmək olar. Başqa sözlə, en kəsikləri sonsuz kiçik və aralarındakı məsafə 1 m olan vakuumda yerləşmiş iki paralel $I_1 = I_2 = 1A$ şiddətli sabit cərəyan axarkən, onların hər bir metrinə təsir edən qarşılıqlı təsir qüvvəsi $2 \cdot 10^{-7} N$ olduğunu (97.2) ifadəsində nəzərə alsaq

$$2 \cdot 10^{-7} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2 \cdot 1 \cdot 1}{1}$$

və ya

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Hn}{m} \quad (97.3)$$

olar. Hər hansı kəmiyyət elektromaqnit və elektrostatik vahidlər sistemində ifadə edilərsə, onda bunlardan biri digərindən elektrodinamik sabit qədər fərqli olar:

$$I_{SQSM} = \frac{1}{C} I_{SQSE} \quad (97.4)$$

Uyğun olaraq

$$q_{SQSM} = \frac{1}{C} q_{SQSE} \quad (97.5)$$

Elektrodinamik sabitin qiyməti işığın vakuumda yayılma sürətinə uyğun gəlir. Maksvell nəzəriyyəsindən məlumdur ki, elektromaqnit dalğası işığın vakuumda yayılma sürətinə bərabər sürətlə yayılır. Bu isə işığın elektromaqnit dalğasından ibarət olması ideyasını isbat edir.

İndi isə ϵ_0 , μ_0 və C sabitləri arasındakı əlaqəni təyin etmək üçün $\epsilon_0 \cdot \mu_0$ hasilinin ölçüsünü və ədədi qiymətini müəyyən edək. Bunun üçün vakuumda yerləşmiş $q_1 = q_2 = q$ bərabər yüklər üçün BS sistemində yazılmış

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{r^2} \quad (97.6)$$

Kulon qanunundan və (97.2) ifadəsindən istifadə edək:

$$[\epsilon_0] = \frac{[q]^2}{L^2[F]} \quad (97.7)$$

$$[\mu_0] = \frac{[F \cdot b]}{[I]^2} = \frac{[F]T^2}{[q]^2} \quad (97.8)$$

(97.7) və (97.8) ifadələrini tərəf-tərəfə vursaq, alarıq:

$$[\varepsilon_0 \mu_0] = \frac{T^2}{L^2} = \frac{1}{[v]^2}$$

və ya

$$\varepsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{(3 \cdot 10^8)^2} \frac{\text{san}^2}{\text{m}^2} \quad (97.9)$$

SQSM və SQSE vahidlər sistemi ilə yanaşı olaraq bəzən fizikada Qaus sistemindən də geniş istifadə edilir. Qaus sistemi o zaman tətbiq edilir ki, kəmiyyətin biri SQSM sistemində digəri isə SQSE sistemində ifadə edilsin.

98. Maqnit sahəsi. Maqnit sahəsinin intensivliyi.

Cərəyanlı naqillərin qarşılıqlı təsiri bilavasitə onların ətrafında meydana çıxan maqnit sahəsi vasitəsilə həyata keçirilir. Sahənin varlığı yuxarıda deyildiyi kimi, Ersted tərəfindən cərəyanlı naqıl ətrafında yerləşən maqnit əqrəbinin meylinə görə müəyyən edilmişdir. Naqıldən axan cərəyanın istiqamətini dəyişməklə maqnit əqrəbinin əks istiqamətə döndüyünü müşahidə etmək olar. Bu o deməkdir ki, maqnit sahəsi istiqamətlənmiş xarakter daşıyır və belə sahəni vektorial kəmiyyətlə xarakterizə etmək lazım gəlir.

Elektrik sahəsi kimi maqnit sahəsi də həmin sahənin intensivlik vektoru ilə xarakterizə edilir. Bu vektorun aşkar şəkli elektrik sahəsinin intensivlik vektoruna uyğun təyin edilir.

Bildiyimiz kimi elektrostatik sahənin əsas qanunu nöqtəvi yüklər arasındakı qarşılıqlı təsiri xarakterizə edən Kulon qanunudur:

$$\vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{12}^3} \vec{r}_{12}$$

Bu ifadəni iki hissəyə bölüb, elə

$$\vec{E}_1 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q_1}{r_{12}^3} \vec{r}_{12}$$

hissəsini götürdük ki, bu hissə yalnız q_1 yükündən asılı olsun. $\vec{E}_1$ vektoru q_1 yükünün ətrafında yaranan elektrik sahəsini xarakterizə edir. Bu anlayışdan istifadə edib, q_2 yükünə təsir edən qüvvəni təyin edirik:

$$\vec{F}_{12} = q_2 \vec{E}_1$$

Analoji olaraq eyni mühakiməni maqnit sahəsinin intensivliyini tapmaq üçün yürütmək olar.

Maqnit sahəsinin əsas qanunu cərəyanların qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən Amper qanunudur.

Yüklər arasındakı qarşılıqlı təsiri elektrostatikada Kulon qanunu öyrəndiyi kimi maqnetizmdə də cərəyan elementləri arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsini Amper qanunu öyrənir. Bu qanunu iki cərəyan elementinin qarşılıqlı təsiri üçün

$$d\vec{F}_{12} = \frac{\mu_0 I_1 dl_1 I_2 dl_2}{4\pi r_{12}^3} \vec{r}_{12} \quad (98.1)$$

şəklində yazıb, ondan

$$d\vec{H}_1 = \frac{I_1 [dl_1 \vec{r}_{12}]}{4\pi r_{12}^3} \quad (98.2)$$

hissəsini ayıraq. Göründüyü kimi $d\vec{H}$, vektoru yalnız bu cərəyan elementinin ətrafında yaranan maqnit sahəsini xarakterizə edir. Amper qanununa (98.2) ifadəsini daxil etməklə $I_2 dl_2$ cərəyan elementinə təsir edən qüvvəni tapmaq olar:

$$d\vec{F}_{12} = \mu_0 I_2 \left[d\vec{l}_2 d\vec{H}_1 \right] \quad (98.3)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, maqnit və elektrik sahələrinin intensivliklərini alarkən istifadə etdiyimiz uyğunluq tam xarakter daşımır. Səbəblərdən biri odur ki, $\vec{E}$ vektorunun təyində ϵ_0 elektrik sabiti daxil edilərsə, $\vec{H}$ vektorunun təyində μ_0 maqnit sabiti daxil edilmir.

Beləliklə, cərəyan elementinin verilmiş nöqtəsində yaranan maqnit sahəsinin intensivliyi aşağıdakı şəkildə olar.

$$d\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{I \left[d\vec{l} \vec{r} \right]}{r^3} \quad (98.4)$$

burada $\vec{r}$ - cərəyan elementindən baxılan nöqtəyə çəkilmiş radius – vektordur. İki vektorun vektorial hasili vektor olduğundan maqnit sahəsinin intensivliyi də vektor olmalıdır.

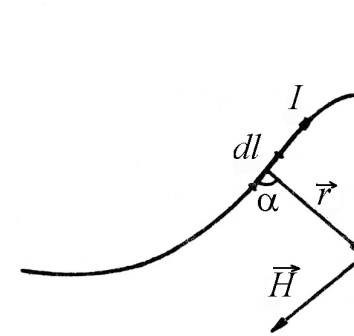
Əgər (98.4) ifadəsinin ədədi qiymətini yazsaq,

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} \quad (98.5)$$

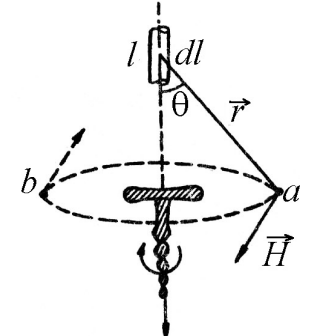
burada α - cərəyan elementi ilə baxılan nöqtəyə çəkilmiş $\vec{r}$ radius-vektoru arasındakı bucaqdır (şəkil 98.1). Maqnit sahəsinin intensivlik vektorunun istiqaməti $d\vec{l}$ və $\vec{r}$ vektorlarının yerləşdiyi müstəviyə perpendikulyardır.

Bu istiqamət sağ burğu qaydasına tabe olur. dl naqıl elementindən axan I cərəyanının yaratdığı maqnit sahəsinin istiqaməti burğu ucunun irəliləmə hərəkəti bu cərəyanın axma istiqamətində olan sağ yivli burğunun dəstəyinin ucunun fırlanma istiqaməti ilə üst-üstə düşür. Belə ki, əgər cərəyan şaquli istiqamətdə yuxarıdan aşağıya axarsa, onda sağ burğunu saat əqrəbi is-

tiqamətində fırlatmaq lazımdır (yuxarıdan baxılırsa), bu zaman burğu dəstəyinin a nöqtəsində yerləşən ucu şəkildən oxucuya tərəf hərəkət edəcəkdir və a nöqtəsində maqnit sahəsi də belə istiqamətlənəcəkdir, b nöqtəsində isə sahənin istiqaməti əks tərəfə, yəni oxucudan şəkil müstəvisinə doğru yönəlir. (98.4) və (98.5) ifadələri maqnit sahəsinin intensivli-yini xarakterizə edir və Bio-Savar-Laplas qanunu adlanır (Şəkil 98.2).



Şəkil 98.1



Şəkil 98.2

Maqnit sahəsinin $\vec{B}$ induksiya vektoru sahənin qüvvə xarakteristikasıdır. Maqnit sahəsinin $\vec{H}$ vektoru, elektrik sahəsinin induksiya vektoru kimi sahənin xarakterizə edilməsində köməkçi mövqe tutur.

Maqnit sahəsinin induksiya vektoru $\vec{B}$, onun intensivlik vektoru $\vec{H}$ ilə vakuum üçün aşağıdakı şəkildə əlaqədardır:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (98.6)$$

(98.4) ifadəsini (98.6)-da nəzərə alsaq, Bio-Savar-Laplas qanunu üçün alırıq:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \left[d\vec{l} \vec{r} \right]}{r^3} \quad (98.7)$$

və ya

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} \quad (98.8)$$

(98.8) ifadəsini Qaus sistemində ifadə edək:

$$dB = \frac{1}{C} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} \quad (98.9)$$

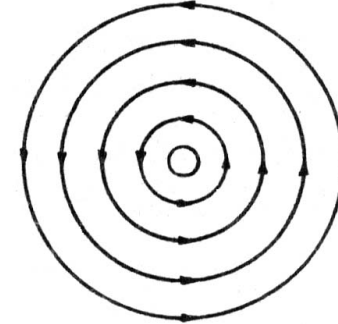
Əgər (98.6) ifadəsində maqnit sahəsinin H intensivliyini A/m ilə, maqnit sabitini H_n/m ilə ifadə etsək, onda maqnit sahəsinin B induksiyaını BS-də Tesla (Tl) ifadə edə bilərik. Elektrik sahəsi kimi maqnit sahəsi üçün də superpozisiya prinsipi ödənilir: bir neçə cərəyan elementləri və ya cərəyanlı konturların yaratdıqları yekun maqnit sahəsinin intensivliyi, ayrı-ayrı sahələrin intensivliklərinin vektorial cəminə bərabər olar.

$$\vec{H} = \vec{H}_1 + \vec{H}_2 + \dots + \vec{H}_n = \sum_{i=1}^n \vec{H}_i \quad (98.10)$$

Maqnit sahəsinə də elektrik sahəsi kimi qrafik olaraq maqnit induksiya xətləri ilə təsvir etmək olar. Maqnit induksiya xətləri dedikdə, elə ayrılər nəzərdə tutulur ki, bu ayrılərin hər bir nöqtəsinə çəkilmiş toxunan sahənin bu nöqtəsindəki maqnit sahəsinin induksiya vektorunun istiqaməti ilə üst-üstə düşsün.

Elektrik sahəsinin qüvvə xətlərindən fərqli olaraq maqnit induksiya xətləri həmişə qapalıdır (başqa sözlə, induksiya xətləri başlanğıca və sona malik deyildir). Şəkil (98.3)-də düz cərəyanın maqnit induksiya xətləri göstərilmişdir. Maqnit induksiya xətləri qapalı olduğundan, elektrostatik sahədən fərqli olaraq maqnit sahəsi burulğanlı xarakter daşıyır. Elektrostatik sahənin qüvvə xətləri həmişə açıq olduğundan, yəni yüklərdə başlayıb, yüklərdə də qurtardığından bu sahə burulğanlı xarakter daşıya bilməz. Bu

faktorların varlığı yuxarıda deyildiyi kimi təbiətdə sərbəst maqnit yüklərinin və eləcə də maqnit cərəyanının olmamasına gətirib çıxarır (şəkil 98.3).



Şəkil 98.3

Maqnit sahəsi o zaman biricinsli hesab edilir ki, $\vec{H}$ vektorunun qiyməti və istiqaməti sahənin hər yerində eyni olsun.

99. Bio-Savar-Laplas qanununun müxtəlif formalı cərəyanlı naqillərə tətbiqi.

Müxtəlif formalı cərəyanlı naqillərin ətrafında yaranan maqnit sahəsinin induksiyaını tapmaq üçün Bio-Savar-Laplas qanununu bir neçə xüsusi hallara tətbiq edək:

1. Düz cərəyanın maqnit sahəsi.

Düz cərəyanın hər hansı M nöqtəsində yaratdığı maqnit sahəsinin induksiyaını təyin edək. Bunun üçün şəkil 99.1-dən müəyyən kəmiyyətləri təyin edib Bio-Savar-Laplas qanununda nəzərə alaq:

$$r = \frac{b}{\sin \alpha} \quad (99.1)$$

$$dl = \frac{AB}{\sin \alpha} = \frac{bd\alpha}{\sin^2 \alpha} \quad (99.2)$$

(99.1) və (99.2) ifadələrini

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2}$$

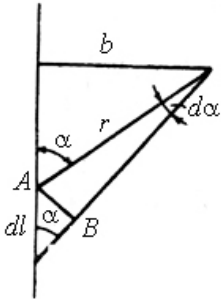
ifadəsində nəzərə alıb, integrallayaq. Sonsuz düz cərəyan elementləri üçün α bucağı 0-dan π -yə qədər dəyişdiyindən, integrallamanı sıfırdan π -yə kimi aparaq:

$$B = \int_0^\pi \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{bd\alpha \sin^2 \alpha \sin \alpha}{\sin^2 \alpha \cdot b^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi b} \int_0^\pi \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{b} \quad (99.3)$$

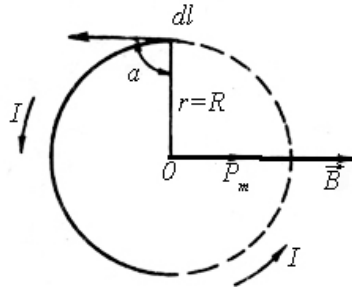
Aldığımız sahənin induksiya vektoru cərəyan elementlərinin və b -nin yerləşdiyi müstəviyə perpendikulyar yönəlidir (Şəkil 99.1).

2. Dairəvi cərəyanın mərkəzində yaranan maqnit sahəsi. Bu halda $\alpha = 90^\circ$ və $r = R$ (burada R -dairəvi konturun radiusudur) isə dl -in bütün hissələri üçün sabit kəmiyyətdir (Şəkil 99.2).

$$B = \int_0^{2\pi R} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} 2\pi R = \frac{\mu_0}{2} \frac{I}{R} \quad (99.4)$$



Şəkil 99.1



Şəkil 99.2

Məlumdur ki, dairəvi cərəyanın şiddətinin onun axdığı kontur sahəsinə hasili dairəvi cərəyanın maqnit momentini verir:

$$P_m = IS = \pi R^2 I \quad (99.5)$$

Maqnit momenti vektorial kəmiyyət olub, dairəvi cərəyan müstəvisinin mərkəzinə perpendikulyar istiqamətdə və dairəvi cərəyanın mərkəzindəki maqnit sahəsinin induksiya vektoru istiqamətində yönəlidir.

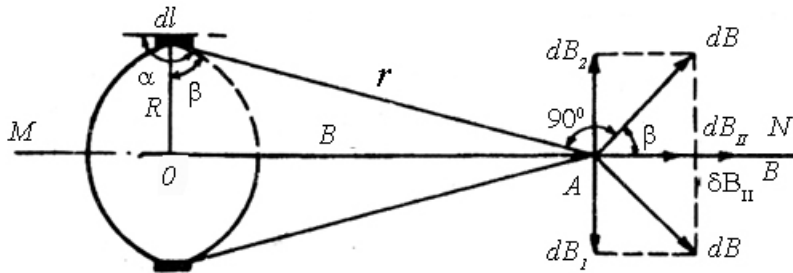
3. Dairəvi cərəyanın oxu üzərində maqnit sahəsi

Dairəvi cərəyanın mərkəzindən keçən MN oxu üzərindəki hər hansı A nöqtəsində maqnit sahəsinin induksiyasını hesablayaq (Şəkil 99.3). A nöqtəsində maqnit sahəsinin induksiyasını iki toplanana: $dB_{||}$ – NN oxu istiqamətindəki toplanana və MN oxuna perpendikulyar $dB_{\perp}$ – toplananına ayıraq. Şəkil 99.3-dən göründüyü kimi induksiya vektorunun perpendikulyar toplananları qiymətcə bir-birinə bərabər, istiqamətcə bir-birinin əksinə yönəldiyindən bir-birini qarşılıqlı yox edir və maqnit sahəsinin A nöqtəsindəki tam induksiyası MN oxuna paralel yönələn $dB_{||}$ toplananlarının cəbri cəminə bərabər olur. Şəkil 99.3-dən yazı bilərik:

$$dB_{||} = dB \cos \beta = \frac{R}{r} dB \quad (99.6)$$

(99.6) ifadəsində Bio-Savar-Laplas qanununu nəzərə alsaq və qəbul etsək ki, $\alpha = 90^\circ$ -dir, alarıq:

$$dB_{||} = \frac{R}{r} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{IR}{r^3} dl \quad (99.7)$$



Şəkil 99.3

Yekun maqnit sahəsinin induksiya A nöqtəsində dB_{II} -paralel toplananların cəbri cəminə bərabərdir və I, R və r kəmiyyətləri konturun bütün hissələri üçün eyni olduğundan yazsaq:

$$B = \int_0^{2\pi R} dB_{II} = \int_0^{2\pi R} \frac{\mu_0 IR}{4\pi r^3} dl = \frac{\mu_0 IR}{4\pi r^3} 2\pi R = \frac{\mu_0}{2} \frac{IR^2}{r^3}$$

Əgər şəkilə əsasən $r = \sqrt{R^2 + b^2}$ olduğunu yazsaq:

$$B = \frac{\mu_0}{2} \frac{IR^2}{(R^2 + b^2)^{3/2}} \quad (99.8)$$

Aldığımız sahə dairəvi cərəyanın oxu istiqamətində yönəlir. Əgər $b=0$ olarsa, onda dairəvi cərəyanın mərkəzində yaranan maqnit sahəsinə almış olarıq.

100. Amper qanunu.

Cərəyanlı naqilin ətrafında yaranan maqnit sahəsi, elektrik sahəsi kimi materiyanın xüsusi bir forması olub, özünün ətalət və enerji xassələri ilə xarakterizə olunur.

Əgər cərəyanlı naqili xarici maqnit sahəsində, yəni hər hansı bir maqnit qütbləri arasında yerləşdirsək, onda bu naqilə maqnit sahəsi tərəfindən müəyyən bir F qüvvəsi təsir edəcəkdir.

Maqnit sahəsinin cərəyanlı naqilə təsirini ilk dəfə Ersted və Amper müəyyən etmişdir. Amper maqnit sahəsinin cərəyanlı naqilə təsirini dərin təhlil edərək belə bir nəticəyə gəlmişdir ki, maqnit sahəsində cərəyanlı naqilə təsir edən qüvvə cərəyanın şiddəti $|I|$, naqilin uzunluğu $|l|$, maqnit sahəsinin induksiya $|B|$ və cərəyanın istiqaməti ilə maqnit sahəsinin induksiya vektoru $\vec{B}$ arasında qalan α bucağının sinusunu ilə düz mütənəsbdir:

$$F = kI \cdot B \cdot l \sin \alpha \quad (100.1)$$

burada, k – vahidlər sisteminin seçilməsindən asılı olan mütənəsblik əmsəlidir (Şəkil 100.1). (100.1) ifadəsi o zaman ödənilir ki, naqil düz, maqnit sahəsi isə bircinsli olsun. Əgər naqil ixtiyari formalı, maqnit sahəsi isə qeyri-bircins olarsa, onda (100.1) ifadəsi ümumi şəkildə belə ifadə edilir:

$$dF = kIBdl \sin \alpha \quad (100.2)$$

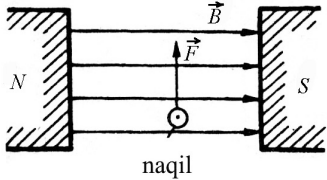
(100.1) və (100.2) ifadələri imkan verir ki, maqnit induksiyaının ədədi qiymətini təyin edək.

Əgər vakuumda yerləşmiş cərəyanlı naqilin maqnit sahəsində ikinci bir cərəyanlı naqil yerləşdirsək, onda naqillər arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsi meydana çıxır və bu qüvvənin qiyməti Amper qanununa əsasən bu şəkildə olar:

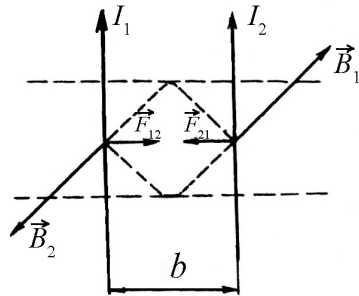
$$F_{21} = kI_2 B_1 = \frac{\mu_0 2I_1 I_2}{4\pi b} \quad (100.3)$$

Burada, $B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi b}$, I_2 cərəyan elementinin yerləşdiyi nöqtədə maqnit sahəsinin induksiya olub, I_1 cərəyanı tərəfindən yaradılır. Nyutonun 3-cü qanununa əsasən göstərmək olar ki, I_2 cərəyanı tərəfindən yaradılan B_2 induksiya maqnit sahəsi də I_1 cərəyanlı naqilə F_{12} qüvvəsi ilə təsir edir və qüvvələr qiymətə bərabər olur (Şəkil 100.2). Bu isə aşağıdakı fikri söyləməyə imkan verir: eyni istiqamətli cərəyanlı paralel naqillər bir-birini cəzb, müxtəlif istiqamətli cərəyanlı paralel naqillər isə bir-birini dəf edir (Şəkil 100.2). Əgər naqillər paralel deyilsə, onda onlardan cərəyan keçən zaman naqillər paralelləşir. Birinci halda qarşılıqlı təsir qüvvələri paralel naqillər arasındakı b məsafəsinə qısaldır, ikinci halda isə artırır.

Amper qüvvəsinin istiqamətini sol əl qaydasına görə təyin etmək olar: sol əli elə tutmaq lazımdır ki, maqnit induksiya xətləri ovucumuzun içərisinə perpendikulyar istiqamətdə daxil olsun, cərəyanın istiqaməti isə açılmış dörd barmaq istiqamətində yönəlsin. Onda 90° bucaq altında açılmış baş barmaq Amper qüvvəsinin istiqamətini göstərir.



Şəkil 100.1



Şəkil 100.2

Nəhayət, Amper qüvvəsinin bir vacib xüsusiyyətini də qeyd edək. Biz elektrostatika bəhsini öyrənərkən gördük ki, elektrostatik qüvvə mərkəzi xarakter daşıyır. Elektromaqnit və ya Amper qüvvəsi isə mərkəzi xarakter daşıya bilməz.

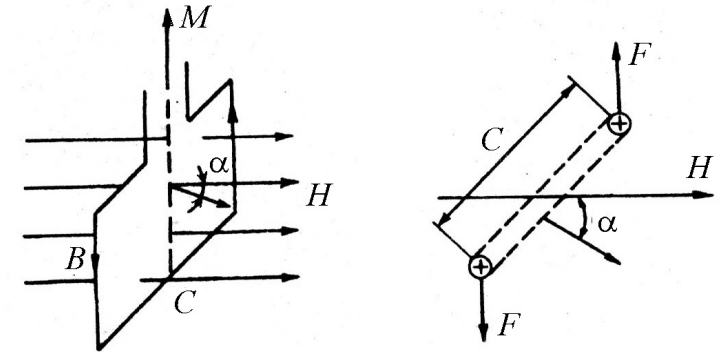
101. Cərəyanlı kontur maqnit sahəsində.

Fərz edək ki, çərçivə şəkilli düzbucaqlı cərəyanlı naqıl, intensivliyi $\vec{H}$ və maqnit induksiya $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ olan bircinsli sahədə yerləşir. Cərəyanlı naqilə təsir edən qüvvə düzbucaqlının C tərəfinə və maqnit sahəsinə perpendikulyar olduğundan şaquli istiqamətdə yönəlir (Şəkil 101.1).

Bu qüvvələr çərçivəni genişləndirməyə və ya sıxmağa çalışır (Şəkil 101.1). Düzbucaqlının b tərəfi maqnit sahəsinin induksiya perpendikulyar olduğundan, bu tərəfə təsir edən qüvvə

$$\vec{F} = \vec{I} b \vec{B} \quad (101.1)$$

Bu qüvvələr sarıqı elə döndərməyə çalışır ki, onun müstəvisi $\vec{B}$ vektoruna perpendikulyar olsun. Düzbucaqlı cərəyanlı naqilə təsir edən cüt qüvvənin momenti aşağıdakı şəkildə təyin edilər:



a) yandan görünüş

b) yuxarıdan görünüş

Şəkil 101.1

$$M = IbH \cdot C \cdot \sin \alpha = \mu_0 ISH \sin \alpha$$

burada, $S = cb$ düzbucaqlının sahəsi, $\mu_0 IS$ - hasilə isə cərəyanın P_m maqnit momentidir. Bunları nəzərə alsaq, yaza bilərik:

$$M = P_m \cdot H \sin \alpha \quad (101.2)$$

Qeyd etsək ki, P_m sarığının müstəvisi boyunca (n normalı üzrə), $\vec{M}$ momenti isə $\vec{n}$ və $\vec{H}$ vektorlarına perpendikulyar yönəlir, onda (101.2) ifadəsini vektorial şəkildə yaza bilərik:

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \vec{H}] \quad (101.3)$$

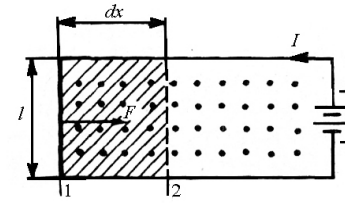
Aldığımız (101.3) ifadəsi elektrik sahəsində elektrik dipoluna təsir edən cüt qüvvənin momentini xatırladır.

Qeyd etmək lazımdır ki, (101.2) və (101.3) ifadələri yalnız düzbucaqlı cərəyanlı naqillərə deyil, həmçinin ixtiyari formalı müstəvi cərəyanlı sarğılara da tətbiq edilə bilər.

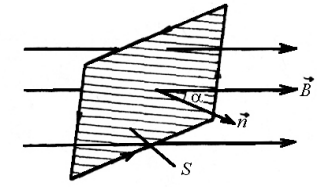
Yuxarıda dediyimiz fikirlərdən aydın olur ki, maqnit sahəsində cərəyanlı kontura təsir edən qüvvə və konturun yaratdığı maqnit sahəsi onların maqnit momenti ilə təyin edilir. Alınan bu mühüm nəticə elektrik ölçü cihazlarında, o cümlədən maqnitoelektrik cihazlarda öz əksini geniş tapmışdır.

102. Cərəyanlı naqilin maqnit sahəsində hərəkəti zamanı görülmə iş. Maqnit seli.

Məlumdur ki, maqnit sahəsində cərəyanlı naqilə Amper qüvvəsi təsir edir. Əgər cərəyanlı naqil sərbəstdirsə, onda o təsir edən Amper qüvvəsinin hesabına maqnit sahəsində yerini dəyişdirəcək və müəyyən qədər iş görülməkdir (Şəkil 102.1).



Şəkil 102.1



Şəkil 102.2

Fərz edək ki, l uzunluqlu düz cərəyanlı naqil paralel qalmaq şərtlə dx parçası qədər yerini dəyişdirərək l vəziyyətindən 2 vəziyyətinə gəlmişdir.

Maqnit sahəsinin induksiya vektoru $\vec{B}$ l uzunluqlu naqilə və onun dx parçasına perpendikulyar olduğundan, naqilə təsir edən qüvvə və görülmə mexaniki iş üçün yaza bilərik:

$$\Phi = IlB, dA = Fdx = IlBdx = IBdS, \quad (102.2)$$

burada: $dS = ldx$ cərəyanlı naqilin hərəkəti zamanı cızılan sahədir (şəkil 102.1-də cizgilənmiş hissə).

Əgər B induksiya vektoru dS sahəsinə perpendikulyar yönəlməyibsə onda onu dS sahəsinə normal yönələn B_n və dS sahəsinə paralel yönələn $\vec{B}_{||}$ toplananlarına ayırmaq olar. F qüvvəsi həmişə sahəyə perpendikulyar yönəldiyindən, induksiya vektorunun sahəyə paralel toplananına uyğun gələn qüvvə heç bir iş görməyəcəkdir. Ona görə də $dA = IB_n dS$ olacaqdır.

Beləliklə, cərəyanlı naqilin maqnit sahəsində hərəkəti zamanı görülmə iş, naqildən keçən cərəyan ilə naqili kəsən maqnit induksiyaının hasilinə bərabərdir. İndi isə maqnit seli anlayışı daxil etməklə alınan bu nəticəni bir qədər də təkmilləşdirək. Fərz

edək ki, müstəvi S səthi maqnit induksiya $\vec{B}$ olan bircinsli sahədə yerləşir (Şəkil 102.2).

Onda S səthindən keçən maqnit induksiya seli dedikdə aşağıdakı kimi təyin olunan Φ kəmiyyəti başa düşülür.

$$\Phi = B \cdot S \cos \alpha = B_n \cdot S \quad (102.2)$$

burada, B_n - induksiya vektorunun normal üzrə proyeksiyasıdır. B_n - skalyar kəmiyyət olduğundan, maqnit seli də skalyar kəmiyyət olmalıdır (Şəkil 102.2).

Əgər maqnit sahəsi bircinsli olmazsa və sahədə yerləşən səth müstəvi deyilsə, onda həmin səthi elə kiçik səthlərə bölmək olar ki, hər bir səthi müstəvi və ona uyğun sahəni isə bircinsli hesab etmək mümkün olsun.

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_1 &= B_1 \Delta S_1 \cos \alpha_1 \\ \Delta\Phi_2 &= B_2 \Delta S_2 \cos \alpha_2 \\ &\dots\dots\dots \\ \Delta\Phi_n &= B_n \Delta S_n \cos \alpha_n \end{aligned} \quad (102.3)$$

(102.3) sistemini tərəf-tərəfə toplaşaq alarıq

$$\begin{aligned} \Phi &= \Delta\Phi_1 + \Delta\Phi_2 + \dots + \Delta\Phi_n = \\ &= B_1 \Delta S_1 \cos \alpha_1 + B_2 \Delta S_2 \cos \alpha_2 + \dots + B_n \Delta S_n \cos \alpha_n = \\ &= \sum_{i=1}^n B_i \Delta S_i \cos \alpha_i = \sum_{i=1}^n (\vec{B}_i \cdot \Delta \vec{S}_i) = \\ &= \lim_{\Delta S_i \rightarrow 0} \sum_{i=1}^n (\vec{B}_i \cdot \Delta \vec{S}_i) = \int_S B_n dS \end{aligned} \quad (102.4)$$

(102.4) ifadəsi bütün səthdən keçən tam maqnit selini ifadə edəcəkdir.

BS sistemində maqnit induksiyanı tesla T_l ilə, səthin sahəsi isə m^2 ilə ölçüldüyündən, onda maqnit seli veberlə (Vb) ölçülür. Maqnit seli anlayışını bilərək, maqnit sahəsində cərəyanlı naqilin hərəkəti zamanı görülməli iş belə ifadə etmək olar:

$$dA = Id\Phi \quad (102.5)$$

Əgər cərəyanlı naqıl maqnit sahəsində sonlu yerdəyişməyə məruz qalarsa, onda görülməli iş aşağıdakı kimi olar

$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1) \quad (102.6)$$

Burada Φ_1 - naqilin başlanğıc vəziyyətinə, Φ_2 - isə son vəziyyətinə uyğun maqnit selidir. Bu ifadələrdə maqnit seli veberlə (Vb), cərəyan şiddəti amperlə ölçülərsə, görülməli iş coul (C) ölçülür.

Əgər qapalı səthdən keçən maqnit induksiya vektorunun selini yazsaq, alarıq:

$$\oint_S B_n dS = 0 \quad (102.7)$$

(102.7) ifadəsi $\vec{B}$ - vektoru üçün Qaus teoremini ifadə edir və məlum olur ki, ixtiyari qapalı səthdən keçən maqnit induksiya vektorunun seli sifirə bərabərdir.

103. Hərəkət edən yükün maqnit sahəsi.

Bildiyimiz kimi ixtiyari formalı cərəyanlı naqıl öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır. Digər tərəfdən məlumdur ki, elektrik cərəyanı yüklü zərrəciklərin nizamlı hərəkətidir. Bu baxımdan metallarda elektrik cərəyanının təbiəti sərbəst elektronlarla, elektrolitlərdə ionlarla və qaz-boşalması isə ion və elektronlarla müəyyən edilir. Bu deyilənlərdən belə nəticəyə gəlmək olar ki,

hərəkət edən hər bir yüklü zərrəcik öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır. İndi isə belə sahənin necə təyin edildiyini araşdıraraq.

Bildiyimiz kimi cərəyan elementinin r məsafəsində yaratdığı maqnit sahəsinin induksiya Bio-Savar-Laplas qanununa görə aşağıdakı şəkildə təyin edilməlidir:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl}{r^2} \sin \alpha \quad (103.1)$$

Bircins naqillərdə sabit cərəyanın şiddəti onun sıxlığı ilə $I = j \cdot S$

münasibəti ilə bağlıdır. Burada S – naqilin en kəsiyinin sahəsidir. Cərəyanın sıxlığı $j = q \cdot n_0 \cdot v$ kimi təyin edildiyindən, onun şiddəti üçün yazı bilərik:

$$I = q \cdot n_0 v \cdot S \quad (103.2)$$

burada q – naqilin v sürətilə nizamlı hərəkət edən zərrəciyin yükü, n_0 - naqilin vahid həcmdəki yüklü zərrəciklərin sayıdır. (103.2) ifadəsindən istifadə edib, $I \cdot dl$ hasilini qiymətləndirsək, alırıq:

$$Idl = q \cdot S \cdot dl \cdot n_0 v = q \cdot v \cdot dn \quad (103.3)$$

Burada $dn = S \cdot dl \cdot n_0$ - naqilin $S \cdot dl$ həcmində yerləşən yüklü zərrəciklərin tam sayıdır. (103.3) ifadəsini (103.1)-də nəzərə alsaq, $\vec{B}$ induksiya vektorunun istiqaməti zərrəciyin hərəkət sürətinə ($\vec{v}$) və $\vec{r}$ - radius-vektora perpendikulyar olduğundan

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q \cdot v \cdot dn}{r^2} \sin \alpha \quad (103.4)$$

Əgər bir yüklü zərrəciyin ətrafında yaranan maqnit sahəsini yazsaq və yuxarıdakı şərtimizə əsasən $\sin \alpha = 1$ qəbul etsək, yazı bilərik

$$B = \frac{dB}{dn} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q \cdot v}{r^2}$$

və ya

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^3} [\vec{v} \vec{r}] \quad (103.5)$$

Analoji olaraq bu sahənin intensivliyi üçün də yazı bilərik:

$$H = \frac{B}{\mu_0} = \frac{1}{4\pi} \frac{qv}{r^2}$$

və ya

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^3} [\vec{v} \vec{r}] \quad (103.6)$$

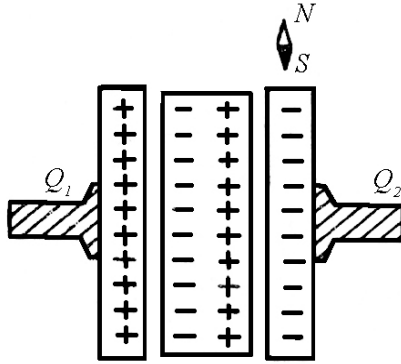
(103.5), (103.6) ifadələri Qaus sistemində aşağıdakı şəkllə düşür.

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \frac{\mu_0}{c} \cdot \frac{q}{r^3} [\vec{v} \vec{r}] \\ \vec{H} &= \frac{1}{c} \cdot \frac{q}{r^3} [\vec{v} \vec{r}] \end{aligned} \quad (103.7)$$

burada c – elektrodinamik sabit olub, işığın vakuumdakı sürətinə bərabərdir. Alınmış nəticəni yalnız hərəkət edən yüklü zərrəciyə aid etməyib, həmçinin yüklənmiş cismə də aid etmək olar. Bu nəticə Rouland tərəfindən təcrübədə yoxlanılmış, Eyxenvald tərəfindən isə hərtərəfli öyrənilmişdir. Bu təcrübələrdən birinin sxemi aşağıdakı kimidir. $O_1 O_2$ oxu ətrafında fırlana bilən D_1 və D_2 diskləri müxtəlif yüklərlə yüklənmişdir.

Əgər diskləri O_1O_2 oxu ətrafında böyük sürətlə fırlatsaq, onda diskin ətrafında bərkidilmiş maqnit əqrəbinin meyl etdiyini müşahidə edə bilərik ki, bu da yuxarıdakı fikri təsdiq edir (Şəkil 103.1).

Əgər disklər arasına dielektrik nüfuzluluğu ε olan dielektrik lövhə qoysaq, onda disklərdəki yükün miqdarı ε dəfə artıb $\varepsilon \cdot q$ olacaq və uyğun disklərin fırlanması nəticəsində meydana çıxan maqnit sahəsi də ε dəfə artacaqdır.



Şəkil 103.1

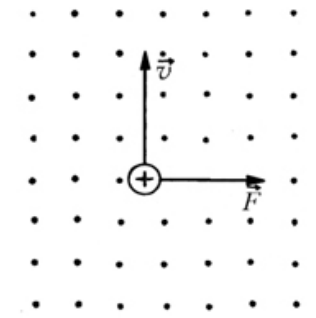
104. Lorens qüvvəsi.

Yuxarıda dediyimiz kimi cərəyanlı naqilə maqnit sahəsində qüvvə təsir edir. Naqildəki cərəyan isə yüklü zərrəciklərin (elektronların və ionların) nizamlı hərəkəti olduğundan deyə bilərik ki, maqnit sahəsində hərəkət edən hər bir yüklü zərrəciyə qüvvə təsir etməlidir (Şəkil 104.1).

İndi isə bu qüvvəni təyin edək. Bunun üçün l - uzunluqlu cərəyanlı naqilə maqnit sahəsində təsir edən qüvvəni yazaq:

$$F = IlB \sin(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \quad (104.1)$$

burada B – maqnit sahəsinin induksiyasıdır. Digər tərəfdən yuxarıda deyildiyi kimi,



Şəkil 104.1

$$Je = qvn$$

burada $n-l$ uzunluqlu naqil həcmindəki yüklü zərrəciklərin tam sayıdır. Nəzərə alsaq ki, cərəyanın və ya hərəkət edən zərrəciklərin sürətinin istiqaməti l -in istiqamətindədir, onda (104.1) ifadəsi üçün yazı bilərik:

$$F = qnVB \sin(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \quad (104.2)$$

(104.2) ifadəsini bir zərrəciyə təsir edən qüvvə üçün yazıb və alınmış ifadəni vektorial şəkildə ifadə etsək alarıq:

$$\vec{F} = q[\vec{v}\vec{B}] \quad (104.3)$$

(104.3) ifadəsi ilk dəfə Lorens tərəfindən alındığından, bu qüvvə onun şərəfinə maqnit sahəsində hərəkət edən yüklü zərrəciyə təsir edən Lorens qüvvəsi adlanır. Lorens qüvvəsi Qaus sistemində belə yazılır:

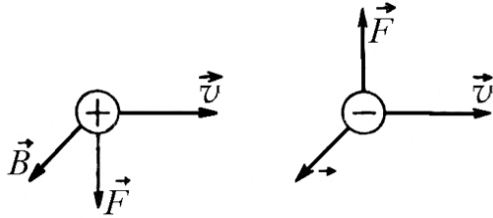
$$\vec{F} = \frac{q}{c}[\vec{v}\vec{B}] \quad (104.4)$$

Bəzən Lorens qüvvəsi elektrik və maqnit qüvvələrinin cəmi kimi ifadə edilir:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v}\vec{B}] \quad (104.5)$$

Lorens qüvvəsinin birinci toplananı zərrəciyə irəliləmə, ikinci toplananı fırlanma hərəkəti verdiyindən (104.5) qüvvəsi yüklü zərrəciyi spiralvari trayektoriya boyunca hərəkət etdirir.

Maqnit sahəsində hərəkət edən yükün işarəsindən asılı olaraq, $\vec{F}$ və $[\vec{v}\vec{B}]$ vektorlarının istiqaməti dəyişir, belə ki, zərrəciyin yükü müsbətdirsə, $\vec{F}$ vektorunun istiqaməti $[\vec{v}\vec{B}]$ vektorunun istiqaməti ilə eyni, zərrəciyin yükü mənfidirsə, bu vektorların istiqamətləri bir-birinin əksinə yönəlir (şəkil 104.2). Lorens qüvvəsi həmişə maqnit sahəsində hərəkət edən zərrəciyin hərəkət sürətinə perpendikulyar olduğundan, o zərrəcik üzərində heç bir iş görmür.



Şəkil 104.2

Deməli, maqnit sahəsində hərəkət edən zərrəciyə təsir etməklə onun enerjisini dəyişmək olmaz.

105. Holl effekti

1880-ci ildə Holl maqnit sahəsində yerləşdirilmiş qızıl lövhədən sıxlığı j olan sabit cərəyan buraxaraq, lövhənin qarşı-qarşıya duran üzlərinin A və C nöqtələri arasındakı potensiallar fərqi ölçmüşdür. Həmin nöqtələr lövhənin eyni en kəsiyində yerləşdiyindən, maqnit sahəsi olmadıqda onlar arasındakı

potensiallar fərqi $\varphi_A - \varphi_C = 0$ olmalıdır (şəkil 105.1). Lövhəni bircins maqnit sahəsində yerləşdirsək və maqnit sahəsinin induksiya cərəyanının sıxlığına perpendikulyar yönəlsə, onda A və C nöqtələrinin potensialı bir-birindən fərqlənər. Hesablama nəticəsində məlum olmuşdur ki, A və C nöqtələri arasında meydana çıxan potensiallar fərqi, lövhənin axan cərəyanın j sıxlığı, lövhənin l qalınlığı və maqnit sahəsinin B induksiya ilə düz mütənasibdir:

$$\varphi_A - \varphi_C = RljB \quad (105.1)$$

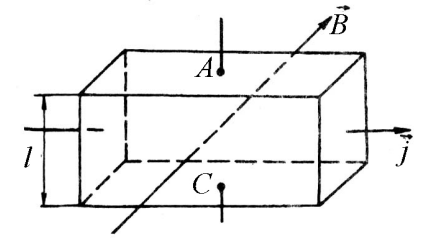
Burada R – Holl sabiti, bu hadisənin özü isə Holl effekti və ya qalvanomaqnit effekti adlanır. Holl effekti elektron nəzəriyyəsinə görə çox sadə şəkildə izah edilə bilər. Hadisənin fiziki mahiyyətini daha yaxşı dərk etmək üçün fərz edək ki, bütün yükdaşıyıcılar sabit sürətlə hərəkət edir və sürətin bu qiyməti onların sahədəki nizamlı hərəkətinin orta sürətinə bərabər olur. Onda, hər bir zərrəciyə təsir edən və eləcə də cərəyanın sıxlığı ilə maqnit sahəsinin induksiya perpendikulyar olan Lorens qüvvəsi aşağıdakı şəkildə olar:

$$F = qvB \quad (105.2)$$

Bu qüvvənin təsiri ilə zərrəciklər lövhənin üzlərindən birinə toplanır ki, bu da qarşı-qarşıya üzlər arasında eninə elektrik sahəsinin yaranmasına gətirib çıxarır. Tarazlıq halında elektrik sahəsi tərəfindən yüklü zərrəciyə təsir edən qüvvə Lorens qüvvəsinə bərabər olur.

$$qE = qvB$$

və ya



Şəkil 105.1

$$E = vB \quad (105.3)$$

(105.3) ifadəsinə əsasən lövhənin A və C nöqtələri arasındakı potensiallar fərqi üçün yazı bilərik:

$$\varphi_A - \varphi_C = E \cdot l = lvB \quad (105.4)$$

Zərrəciyin hərəkət sürətini cərəyanın sıxlığı ilə $j = nqv$ kimi əlaqələndirib, (105.4) ifadəsində nəzərə alsaq, alırıq:

$$\varphi_A - \varphi_C = \frac{1}{qn} ljB \quad (105.5)$$

Alınmış (105.5) və (105.1) ifadələrinin müqayisəsi göstərir ki, Holl sabiti $R = \frac{1}{qn}$ qiymətinə bərabər olub, zərrəciklərin

konsentrasiyasından asılıdır. Odur ki, Holl sabitini ölçməklə yükdaşıyıcıların konsentrasiyasını təyin etmək olar.

Vacib xarakteristikalardan biri də naqildə cərəyan daşıyıcıların yürüklüyüdür. Yürüklük dedikdə, yük daşıyıcıların vahid elektrik sahəsində malik olduğu istiqamətlənmiş hərəkətin sürəti başa düşülür,

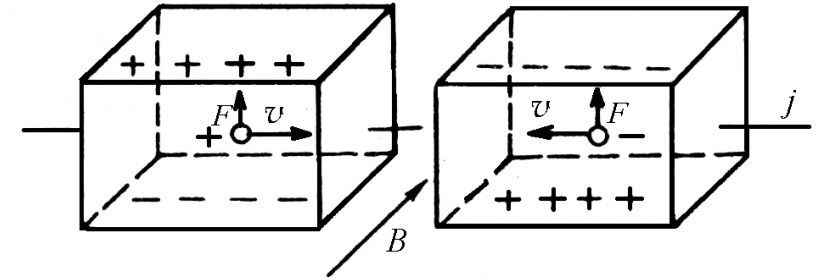
$$U = \frac{v}{E} \quad (105.6)$$

BS sistemində zərrəciyin sürətini m/san, elektrik sahəsinin intensivliyini V/m ilə ifadə etsək, yürüklüyü $1\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{san}^{-1}$ kimi təyin edərik. Yürüklüyü, cərəyan daşıyıcılarının konsentrasiyası və naqilin elektrik keçiriciliyi ilə əlaqələndirmək olar. Bunun üçün $j = nqv$ ifadəsinin hər tərəfini sahənin E intensivliyinə bölsək, onda j/E həddi σ - elektrik keçiriciliyini, v/E həddi isə U – yürüklüyünü verəcəkdir:

$$\sigma = nqU \quad (105.7)$$

Beləliklə, R – Holl sabitinin və σ - elektrik keçiriciliyini təyin etməklə, cərəyanın yük daşıyıcılarının konsentrasiyasını və yürüklüyünü tapmaq olar.

Holl effekti metallarla yanaşı həm də yarımkəçiricilərdə də müşahidə edilir. Qeyd etmək lazımdır ki, effektin işarəsinə əsasən yarımkəçiricinin n və ya P tip keçiriciliyə malik olmasını təyin etmək olar. Asanlıqla göstərmək olar ki, effektin işarəsi elektrik keçiriciliyinin yaranmasına səbəb olan zərrəciyin işarəsindən asılıdır (şəkil 105.2).



Şəkil 105.2

Hərəkət edən zərrəcik müsbət yük daşıyarsa, onda zərrəciyin hərəkət sürətinin istiqaməti cərəyanın sıxlığı istiqamətində olacaq və bu zaman Lorens qüvvəsi lövhənin aşağı üzündən yuxarı üzünə doğru yönələcəkdir. Əgər zərrəcik mənfi yük daşıyarsa onda onun hərəkət sürətinin istiqaməti cərəyanın sıxlığının əksinə olar. Beləliklə, Lorens qüvvəsi zərrəciyin yükündən və sürətindən asılı olsa da öz istiqamətini dəyişdirməyəcək və lövhənin yuxarı üzə yük artıqlığı alındığından mənfi, aşağı üzə isə yük çatışmamazlığı müşahidə edildiyindən müsbət yüklənəcəkdir.

Holl effekti müxtəlif ölçü texnikasında geniş tətbiq edilir. Belə ki, effektdən istifadə edərək Holl vericiləri düzəldirlər ki, bunların vasitəsi ilə də Holl potensiallar fərfinə təsir edən bütün kəmiyyətləri, o cümlədən cərəyan şiddətini, xarici maqnit sahəsinin induksiyaşını və intensivliyini təyin etmək olar.

106. Elektromaqnit induksiya hadisəsi. Lens qaydası.

1831-ci ildə M.Faradey tərəfindən elektromaqnit induksiya hadisəsi kəşf olundu. M.Faradey göstərmişdir ki, hər bir qapalı keçirici konturda, onun əhatə etdiyi səthdən keçən maqnit induksiya seli dəyişdikdə, konturda elektrik cərəyanı yaranır. Bu hadisə elektromaqnit induksiya hadisəsi, yaranan cərəyan isə induksiya cərəyanı adlanır. Elektromaqnit induksiya hadisəsi Faradey tərəfindən aparılmış aşağıdakı elementar təcrübədə təsdiq edilmişdir. Əvvəlcə ucları həssas qalvanometrə birləşdirilmiş sarğacın oxu boyunca diametri kiçik olan cərəyanlı sarğac sonra isə nal şəkilli sabit maqnit hərəkət etdirilmişdir. Hər iki halda qalvanometr əqrəbinin meyli müşahidə edilmişdir. Qalvanometr göstərdiyi cərəyan induksiya cərəyanıdır. Bu cərəyanın təbiəti belə izah edilir. Hər iki halda sarğacda maqnit sahəsinin induksiya seli dəyişir. Bu zaman induksiya e.h.q. meydana çıxır ki, bu da dövrədən axan induksiya cərəyanını yaradır.

İnduksiya cərəyanının istiqamətini ilk dəfə aydınlaşdıran rus alimi E.X.Lens olmuşdur.

Qapalı konturda yaranan induksiya cərəyanı elə istiqamətə malik olur ki, onun yaratdığı maqnit induksiya seli konturun əhatə etdiyi səthdən keçən və həmin cərəyanın özünü yaradan maqnit induksiya selinin dəyişməsinə kompensə etməyə çalışır.

İnduksiya cərəyanının sarğacdakı maqnit sahəsi sarğacın daxilinə yönəldiyindən, maqnit sahəsinin azalmasını kompensə edərək, onu artırmağa çalışır. İkinci təcrübəni də bu cür izah etmək olar.

Dövrədə cərəyanın yaranması üçün elektrik hərəkət qüvvəsinin (e.h.q) olması zəruridir. Qapalı konturda induksiya cərəyanı maqnit induksiya selinin dəyişməsi zamanı yaranır. Cərəyanın yaranmasına səbəb həmin konturda e.h.q.-nin meydana çıxmasıdır. İndi isə induksiya e.h.q.-nin elektron nəzəriyyəsinə görə izahına baxaq. Tutaq ki, l uzunluqlu naqıl, maqnit sahəsində hərəkət edir. Sadəlik üçün maqnit induksiya vektorunun naqilə perpendikulyar olduğunu və naqilin sabit sürətlə hərəkət etdiyini qəbul edək. Bu zaman metalın keçiricilik elektronuna

$$F_l = l v B \quad (106.1)$$

Lorens qüvvəsi təsir edir. Nəticədə naqilin bir ucunda yük artıqlığı, digər ucunda isə yük çatışmamazlığı əmələ gəlir ki, bu da

$$\varphi_1 - \varphi_2 = E \cdot l \quad (106.2)$$

potensiallar fərfinin yaranmasına gətirib çıxarır. Deməli naqıl daxilində eninə elektrik sahəsi meydana çıxır. Nyutonun III qanununa görə həmin sahənin yükü zərrəciyə etdiyi $F = eE$ təsir qüvvəsi, maqnit sahəsində hərəkət edən yüklü zərrəciyə təsir edən Lorens qüvvəsi ilə tarazlaşacaqdır.

$$l v b = -eE$$

və ya

$$E = -v B \quad (106.3)$$

Burada mənfi işarəsi onu göstərir ki, bu iki qüvvə bir-birinin əksinə yönəlmişdir. (106.3) ifadəsini (106.2) ifadəsində nəzərə alsaq, yazı bilərik:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = El = -l\nabla B = -Bl\nabla \frac{dt}{dt} = -\frac{BdS}{dt} = -\frac{d\Phi}{dt} = \mathcal{E}_i \quad (106.4)$$

Beləliklə, qapalı konturda yaranan induksiya e.h.q. ədədi qiymətcə bu konturu kəsən Φ maqnit selinin zamana görə dəyişmə sürətilə təyin edilir:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (106.5)$$

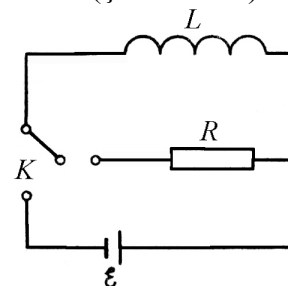
(106.5) ifadəsi elektromaqnit induksiya hadisəsinin mühüm qanununu ifadə edir və Faradeyin elektromaqnit induksiya qanunu adlanır.

107. Öz-özünə induksiya hadisəsi. Açılma və qapanmada ekstra cərəyanlar.

Fərz edək ki, elektrik dövrəsi mənbədən, sarğılarının sayı çox olan sarğıacdən və R müqavimətindən ibarətdir. Konturda cərəyanın dəyişməsi ətraf fəzada dəyişən maqnit sahəsi və bu dəyişən maqnit sahəsinin əhatə etdiyi səthdən keçən selinin dəyişməsi isə həmin konturun özündə induksiya elektrik hərəkət qüvvəsi yaradır. Bu öz-özünə induksiya hadisəsi adlanır. Buna oxşar hadisəni dövrəni qapadıqda və ya açdıqda da müşahidə etmək olar. Dövrədə cərəyan şiddəti dəyişdikdə maqnit seli də dəyişəcəkdir. Bu zaman Lens qaydasına əsasən əsas cərəyanın əksinə yönələn və ya onunla üst-üstə düşən induksiya cərəyanı meydana çıxır. Buna da açılma və ya qapanma zamanı meydana çıxan ekstra cərəyanlar deyilir. Baxdığımız dövrədə (şəkil 107.1) maqnit seli cərəyanla mütənəsibdir:

$$\Phi = LI \quad (107.1)$$

burada: L – mütənasiblik əmsalı olub, konturun öz-özünə induksiya əmsalı adlanır (Şəkil 107.1).



Şəkil 107.1

Bu ifadəni induksiya e.h.q.-nin (106.5) ifadəsində nəzərə
alsaq alırıq

$$\mathcal{E}_S = -\frac{d(LI)}{dt} = -I \frac{dL}{dt} = -L \frac{dI}{dt} \quad (107.2)$$

Bu düsturdan görünür ki, konturdakı cərəyan şiddəti vahid zamanda vahid qədər dəyişdikdə həmin konturun öz-özünə induksiya əmsalı ədədi qiymətə konturda əmələ gələn e.h.q.-nə bərabər olur. Konturda cərəyan şiddəti bir saniyədə $1A$ dəyişdikdə konturda yaranan induksiya e.h.q.-si $1V$ olar və belə konturun induktivliyi bir Henri (Hn) adlanır. $1Hn = 1 \frac{A}{san}$. İndi isə şəkil 107.1-də verilən elektrik dövrəsində açılma və ya qapanma zamanı cərəyanın dəyişməsi ilə əlaqədar olaraq yaranan ekstra cərəyanların təbiətinə baxaq.

Əgər $t=0$ anında mənbəyi dövrədən ayırsaq, onda R müqavimətli və L induktivlikli dövrədə cərəyan azalır və dövrədə öz-

özünə induksiya e.h.q. meydana çıxır. Onda Om qanununa əsasən yazı bilərik:

$$IR = \mathcal{E}_S = -L \frac{dI}{dt}$$

və ya

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L} I = 0 \quad (107.3)$$

ifadəsi bircins xətti diferensial tənlikdir. Bu diferensial tənliyi inteqrallasaq:

$$\ln I = -\frac{R}{L} t + \ln C$$

və yaxud

$$I = C e^{-\frac{R}{L} t} \quad (107.4)$$

(107.4) –də inteqrallama sabiti C $t=0$ başlanğıc şərtindən təyin edilir. Doğrudan da, $t=0$ olarsa, (107.4) –dən $C = I_0$ alırıq

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t} \quad (107.5)$$

Bu ifadə açılma zamanı meydana çıxan ekstra cərəyanın eksponensial qanunu ilə azalmasını göstərir (şəkil 107.2).

İndi isə fərz edək ki, mənbə dövrəyə daxil edilmişdir. Onda qapanma zamanı dövrədə mənbəyin $\mathcal{E}$ e.h.q.-si ilə yanaşı $\mathcal{E}_S$ öz-özünə induksiya e.h.q.-də təsir edəcəkdir. Ona görə də Om qanununa əsasən yazı bilərik:

$$IR = \mathcal{E} + \mathcal{E}_S = \mathcal{E} - L \frac{dI}{dt}$$

və ya

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L} I = \frac{\mathcal{E}}{L} \quad (107.6)$$

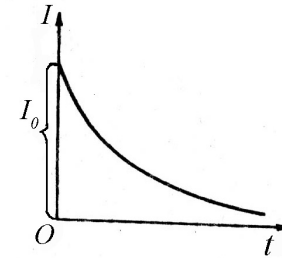
(107.3) tənliyindən fərqli olaraq (107.6) tənliyi sağ tərəfi sıfır olmayan qeyri-bircins xətti diferensial tənlikdir. Məlumdur ki, belə tənliklərin ümumi həlli

$$I = I_0 + C \cdot e^{-\frac{R}{L} t}$$

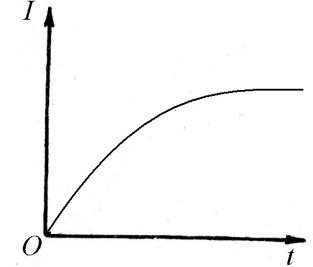
şəklində axtarılır. $t=0$ anında $I=0$ olduğundan, $C = -I_0$ olar və qapanma zamanı meydana çıxan ekstra cərəyan belə təyin edilir:

$$I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L} t} \right) \quad (107.7)$$

Göründüyü kimi qapanma zamanı meydana çıxan ekstra cərəyan eksponensial qanunla artır (şəkil 107.3).



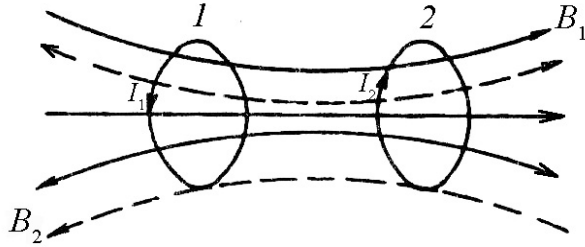
Şəkil 107.2.



Şəkil 107.3

108. Qarşılıqlı induksiya. Maqnit sahəsinin enerjisi.

Hər hansı konturda cərəyan şiddəti dəyişdikdə həmin cərəyanın yaratdığı dəyişən maqnit sahəsi qonşu konturlarda induksiya e.h.q. yaradır. Bu hadisə qarşılıqlı induksiya hadisəsi adlanır.



Şəkil 108.1

Şəkil 108.1-də bir-birindən müəyyən məsafədə yerləşdirilmiş 1 və 2 konturları təsvir olunmuşdur. Birinci konturda I_1 cərəyanın yaratdığı Φ maqnit seli I_1 cərəyanı ilə mütənasibdir (Şəkil 108.1). Φ selinin 2 konturunda yaratdığı maqnit selini Φ_{21} ilə işarə etsək, yazarıq:

$$\Phi_{21} = L_{21}I_1 \quad (108.1)$$

I_1 cərəyanı dəyişdikdə, Φ_{21} seli də dəyişəcək və dövrdə e.h.q.-si əmələ gələcəkdir:

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{d\Phi_{21}}{dt}.$$

Konturların ölçüləri və qarşılıqlı vəziyyətləri dəyişmədikdə (108.1) ifadəsindəki L_{21} əmsalı sabit qalır:

$$\frac{d\Phi_{21}}{dt} = L_{21} \frac{dI_1}{dt}$$

buradan

$$\mathcal{E}_2 = -L_{21} \frac{dI_1}{dt} \quad (108.2)$$

L_{12} əmsalı 1 və 2 konturlarının qarşılıqlı induksiya əmsalı adlanır. Analogi olaraq deyilənləri 1 konturuna da aid etmək olar:

$$\mathcal{E}_1 = -L_{12} \frac{dI_2}{dt} \quad (108.3)$$

Hesablama göstərir ki, həmişə $L_{21} = L_{12}$ olur. Qarşılıqlı induksiya əmsalının qiyməti yalnız konturların həndəsi forması, ölçüsü və nisbi vəziyyətləri ilə təyin olunur. Qarşılıqlı induksiya əmsalı da induktivlik vahidilə ölçülür.

İndi isə konturda yaranan maqnit sahəsinin enerjisini təyin edək. Məlumdur ki, induktivliyi L olan konturda cərəyan sıfırdan hər hansı bir I qiymətinə qədər artdıqda, konturda öz-özünə $\mathcal{E}_s$ induksiya e.h.q.-si əmələ gəlir. Verilən anda cəryan şiddəti I -yə bərabər olduqda öz-özünə induksiya e.h.q.-nin yaratdığı güc $I \mathcal{E}_i$ -ə bərabər olur və dt zaman müddəti ərzində görülən iş aşağıdakı kimi hesablanır:

$$dA = I \mathcal{E}_i dt = -I \frac{d\Phi}{dt} dt = -Id\Phi \quad (108.4)$$

Öz-özünə induksiya əmsalı sabit olduqda

$$d\Phi = LdI$$

olar və görülən iş

$$dA = -LIdI \quad (108.5)$$

şəklində yazmaq olar.

(108.5) ifadəsini integrallasaq:

$$A = -\int_0^I LIdI = -\frac{LI^2}{2} \quad (108.6)$$

(108.6) işi maqnit sahəsinin məxsusi enerjisini ifadə etdiyindən və solenoidin induktivliyi

$$L = \mu\mu_0 n^2 Sl \quad (108.7)$$

şəklində təyin edildiyindən yazı bilərik

$$A = W = L \frac{I^2}{2} = \frac{1}{2} \mu\mu_0 n^2 SI^2 \quad (108.8)$$

(108.8) ifadəsində $H = nI$ şərtini nəzərə alsaq, yazı bilərik

$$A = \frac{1}{2} \mu\mu_0 H^2 Sl \quad (108.9)$$

Burada H - maqnit sahəsinin intensivliyi, S - solenoidin en kəsiyinin sahəsi, l - naqilin uzunluğu, μ_0 - maqnit sabiti, μ isə nisbi maqnit nüfuzluluğudur.

(108.9) ifadəsinin hər tərəfini $Sl = \tau$ həcmə bölsək, solenoidin daxilində yaranan maqnit sahəsinin enerji sıxlığını alırıq:

$$\omega_H = \frac{1}{2} \mu\mu_0 H^2 = \frac{1}{8\pi} \mu H^2 \quad (108.10)$$

Alınan bu enerji cərəyanlı sarğacda yox, solenoid daxilində yaranan maqnit sahəsinin özündə toplanır.

FƏSİL XVI

MADDƏ DAXİLİNDƏ MAQNİT SAHƏSİ

109. Maddənin maqnitlənməsi. Maqnitlənmə vektoru.

Biz indiyə qədər maqnit sahəsinə vakuumda baxırdıq. Cərəyanlı naqıl vakuumda deyil, hər-hansı mühitdə yerləşərsə, onda onun yaratdığı maqnit sahəsi dəyişər. Başqa sözlə desək, müxtəlif maddələr maqnit sahəsində maqnitlənir və özləri ikinci maqnit sahəsi yaradan mənbəyə çevrilir. Bu səbəbdən də yekun maqnit sahəsi vakuumdakı maqnit sahəsinə nisbətən fərqli olur. Xarici maqnit sahəsinin hesabına maqnitlənən mühit və ya maddə maqnetik adlanır.

Maqnetiklərin maqnitlənməsinə səbəb hər bir maddə daxilində mövcud olan dairəvi cərəyanlardır (bu barədə atom və molekulların maqnit momentləri analiz edilərkən daha ətraflı məlumat veriləcəkdir).

Maqnetik maqnitlənməyibsə, yəni maddənin atom və molekullarının maqnit momentləri xaos paylandığından, onların vektorial cəmi sıfır olur. Bu isə yekun maqnit sahəsinin sıfır olması deməkdir.

Maqnetik maqnitlənibsə, onda dairəvi cərəyanların və ya maddənin atom və molekullarının maqnit momentlərinin vektorial cəmi sıfırdan fərqli olur:

$$\vec{P}_m = \mu_0 IS \vec{n} \quad (109.1)$$

burada μ_0 - maqnit sabiti, I -dairəvi cərəyanın şiddəti, S -dairəvi cərəyan səthinin sahəsi, $\vec{n}$ - dairəvi cərəyanın əhatə etdiyi səthə çəkilmiş vahid vektordur (səthin normalı).

Maqnetikin xarici maqnit sahəsində nə dərəcədə maqnitlənməsini xarakterizə etmək üçün maqnitlənmə vektoru anlayışı qəbul edilir:

$$\vec{I} = \lim_{v \rightarrow 0} \left(\frac{1}{V} \sum_{i=1}^n \vec{P}_{mi} \right) \quad (109.2)$$

Maqnitlənmə vektoru dedikdə, maqnetikin vahid həc-mində olan maqnetik molekulalarının və ya molekulyar cərəyanların maqnit momentlərinin cəmi nəzərdə tutulur.

Maqnitlənmə vektoru maqnetikin bütün nöqtələrində eynidirsə, onda belə maqnetik bircins maqnetik və buna uyğun maqnitlənmə isə bircins maqnitlənmə hesab edilir.

İndi isə maqnetikin daxilindəki maqnit sahəsinə nəzər salaq. Biz XV fəsildə qeyd etmişdik ki, maqnit sahəsinin əsas qüvvə xarakteristikası olaraq sahənin $\vec{B}$ induksiya vektoru qəbul edilir. Həmçinin yuxarıda qeyd etdik ki, induksiya vektoru həm cərəyanlı naqilin yaratdığı maqnit sahəsindən və həmçinin maqnetik daxilindəki molekulyar cərəyanların maqnit sahəsindən asılıdır. Bunlarla yanaşı qeyd etmişdik ki, maqnit sahəsinin başqa xarakteristikası olan intensivlik vektoru $\vec{H}$ maddənin maqnitlənmə xassəsindən asılı olmayıb, yalnız cərəyanlı naqilin ətrafında yaranan maqnit sahəsinə müəyyən edir.

Vakuumda maqnit sahəsinin induksiyasını $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$ ilə, maqnetikin daxilində yaranan maqnit sahəsinin induksiyasını isə $\vec{B}_{dax}$ ilə işarə edək. Onda maqnetik daxilindəki yekun maqnit sahəsinin induksiyası belə olar:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_{dax} \quad (109.3)$$

Aparılan hesablamalara görə maqnetikin daxilindəki maqnit sahəsi $\vec{B}_{dax} = \mu_0 \vec{I}$ şəklində, maqnitlənmə vektoru ilə maqnit sahəsinin intensivlik vektoru arasındakı əlaqə isə $\vec{I} = \alpha \vec{H}$ şəklində təyin edilir. Onda (109.3) ifadəsi üçün alırıq:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{I} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \alpha \vec{H} = \mu_0 \vec{H} (1 + \alpha) = \mu \mu_0 \vec{H} \quad (109.4)$$

burada: $\mu = 1 + \alpha$ maqnetikin maqnit nüfuzluluğu, α maqnit qavrayıcılığıdır. Maqnit nüfuzluluğunun maqnit qavrayıcılığının qiymətinə görə maqnetikləri bir neçə qrupa bölmək olar: əgər $\alpha < 0$, $\mu < 1$ və $\vec{B}_0$ vektoru $\vec{B}_{dax}$ vektorunun əksinə yönəlsə, onda belə maqnetik diamagnetik, $\alpha > 0$, $\mu > 1$ və $\vec{B}_0$ vektorunun istiqaməti $\vec{B}_{dax}$ vektorunun istiqaməti ilə üst-üstə düşərsə, belə maqnetik paramagnetik adlanır. Diamagnetik, paramagnetik və ferromagnetiklərlə aşağıda ətraflı tanış olacağıq.

110. Atom və molekulaların maqnit momenti.

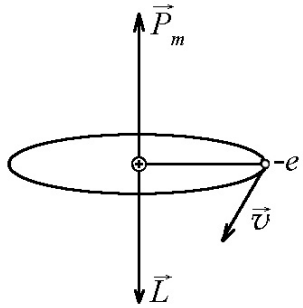
Maqnetiklərin xarici maqnit sahəsində maqnitlənməsini izah edərkən bu prinsipə əsaslandıq ki, maqnetik daxilində dairəvi və ya molekulyar cərəyanlar mövcuddur.

Bildiyimiz kimi atomun kütləsi əsasən onun müsbət nüvəsində toplanıb və elektronlar atomda elə paylanır ki, onların mənfi yükü nüvənin müsbət yükünə bərabər olur və atom adi şəraitdə elektrik yükü nöqtəyi- nəzərindən neytral olur.

Elektron atom daxilində daim hərəkətdə olduğundan, yəni planetar modelə uyğun olaraq, elektron nüvə ətrafında dairəvi və elliptik orbit üzrə fırlandığından, belə nizamlı hərəkətə Amper

fərziyyəsinə görə dairəvi cərəyan və ya molekulyar cərəyan kimi baxmaq olar ki, bunların da varlığı maqnetiklərin maqnitlənməsini izah edir.

Orbit üzrə hərəkət edən elektron yükü ilə bərabər həm də kütlə daşıdığından təkcə maqnit momentinə malik olmayıb, həm də mexaniki hərəkət miqdarı momentinə də malik olacaqdır (Şəkil 110.1).



Şəkil 110.1

Elektronun bu momentləri arasında sadə əlaqə mövcuddur. Bu əlaqəni dairəvi orbit halı üçün araşdıraq. Fərz edək ki, elektron dairəvi orbit üzrə bir saniyədə v qədər dövr edir, onda orbitdən axan cərəyan qədər maqnit momentini isə

$$P_m = \mu_0 IS = \mu_0 evS \quad (110.1)$$

şəklində olar. Burada e –elektronun yükü, S isə orbitin sahəsidir. Orbit üzrə elektron saat əqrəbi istiqamətində fırlanıqda uyğun cərəyanın istiqaməti saat əqrəbinin əksi istiqamətində olacaqdır. Bu halda maqnit momentini orbit müstəvisinə perpendikulyar olub, aşağıdan yuxarı yönələcəkdir.

Elektronun hərəkət miqdarı momentini

$$L = m\omega r^2 = 2\pi mvr^2 = 2mvS \quad (110.2)$$

kimi təyin edilir. Burada $\omega = 2\pi v$ elektronun orbit üzrə fırlanma bucaq sürətidir. Şəkildən göründüyü kimi hərəkət miqdarı momentini vektoru maqnit momentini vektorunun əksinə yönəlir. Maqnit momentini vektorunun hərəkət miqdarı momentini vektoruna olan nisbəti v və S kəmiyyətlərindən asılı olmayıb, yalnız universal sabitlə müəyyənləşdirilir.

(110.1) və (110.2) ifadələrini tərəf-tərəfə bölsək alırıq,

$$\vec{P}_m = -\frac{1}{2}\mu_0 \frac{e}{m} \vec{L} = -\vec{\Gamma} \vec{L}, \quad \Gamma = \frac{1}{2}\mu_0 \frac{e}{m} \quad (110.3)$$

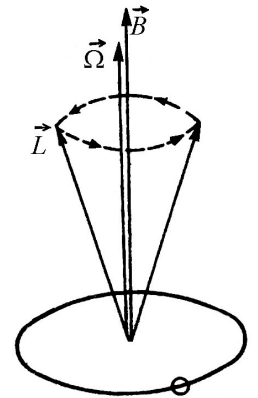
Burada Γ - hiromaqnit nisbət, $\frac{e}{m}$ -isə elektronun xüsusi yüküdür,

$\left(\frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^{11} \text{ Kl / kg}\right)$. Mənfi işarəsi $\vec{P}_m$ və $\vec{L}$ vektorlarının əks

istiqamətə yönəldiklərini göstərir. (110.3) ifadəsinin dairəvi orbit üçün çıxarıldığına baxmayaraq, onun elliptik orbit üçün də ödənildiyini göstərmək olar.

İndi isə fərz edək ki, orbit üzrə fırlanan elektron xarici maqnit sahəsində yerləşmişdir (Şəkil 110.2).

Maqnit sahəsində dairəvi cərəyana cüt qüvvə təsir etdiyindən elektronun orbiti presessiyaya uğrayacaq, daha doğrusu elektron əlavə fırlanma hərəkəti qazanacaqdır ki, bunun nəticəsində də $\vec{L}$ vektoru, $\vec{B}$ vektorunun ətrafında Ω bucaq sürəti ilə fırlanaraq konus cızacaqdır.



Şəkil 110.2

Asanlıqla göstərmək olar ki, orbit üzrə fırlanan zərrəcik mənfi yük daşıyarsa, onda bucaq sürəti vektorunun istiqaməti, maqnit sahəsinin induksiya vektorunun istiqamətində olacaq və bucaq sürətinin ədədi qiyməti belə təyin ediləcəkdir.

$$\Omega = \frac{\mu_0 e}{2m} H = \frac{e}{2m} B \quad (110.4)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, presessiyanın sürəti orbitin fəzadakı istiqamətindən, daha doğrusu $\vec{B}$ və $\vec{L}$ vektorları arasındakı bucaqdan asılı deyildir.

Dediklərimizə yekun vuraraq, Larmor teoremini belə ifadə edə bilərik: orbit üzrə hərəkət edən elektrona maqnit sahəsi təsir edərək onun əvvəlki hərəkətinin üzərinə xarici maqnit sahəsi istiqamətində bərabər fırlanma hərəkəti əlavə edir.

Beləliklə, atomun maqnit momenti dedikdə ona daxil olan elektronların maqnit və hərəkət miqdarı momentləri, həmçinin nüvənin maqnit momenti (nüvəni təşkil edən zərrəciklərin proton və neytronların maqnit momenti) nəzərdə tutulur. Nüvənin maqnit momenti elektronun maqnit momentindən çox-çox kiçik olduğundan bəzi məsələlərin həllində nəzərə alınmır. Bu baxımdan molekulların maqnit momenti atomun maqnit momenti ilə elektronların maqnit momentlərinin cəmindən ibarətdir.

Atom və molekulların maqnit momentlərini ilk dəfə təcrübi olaraq Ştern və Herlax təyin etmişlər.

Atomun maqnit momentini və eləcə də hiromaqnit nisbətin təyininə aid geniş yayılmış üsullardan biri də elektron paramaqnit rezonansı (EPR) üsuludur.

Bu üsulun mahiyyəti ondan ibarətdir ki, tədqiq olunan nümunə intensivliyi $\vec{H}$ olan dəyişən maqnit sahəsində yerləşdirilir. Bundan əlavə nümunəyə dəyişən maqnit sahəsinə perpendikulyar olan $\vec{H}_0$ intensivlikli sabit maqnit sahəsi də təsir edir. Təcrübə göstərir ki, $\vec{H}_0$ intensivliyindən asılı olaraq, nümunədə elektromaqnit dalğasının enerjisi udulur. Bu udulmanın qiyməti $\vec{H}_0$ -in müəyyən qiymətində maksimuma çatır (paramaqnit rezonans).

Rezonans o vaxt baş verir ki, $\vec{H}_0$ intensivlikli sabit maqnit sahəsinin Ω tezliyi, $\vec{H}$ intensivlikli dəyişən maqnit sahəsinin ω tezliyinə bərabər olur:

$$\omega = \Omega = \Gamma H_0 \quad (110.5)$$

Rezonans zamanı ω və H_0 kəmiyyətlərini ölçməklə hiromaqnit nisbəti təyin etmək olar.

Təcrübə göstərir ki, Γ hiromaqnit nisbəti elektron üçün bərk cisimlərdə nə (110.3) və nə də (110.4) ifadələri ilə deyil, daha dəqiq ifadə ilə müəyyən edilir:

$$\Gamma = -g \frac{\mu_0 e}{2m} \quad (110.6)$$

Burada g - müəyyən ədədi vuruq olub, « g – faktor» adlanır. Elektronun orbit üzrə hərəkəti zamanı $g = 1$ elektronun məxsusi mexaniki momentini - «SPİNİNİ» nəzərə alarkən $g = 2$ qəbul edilir. $g = 1$ və $g = 2$ qiymətləri sərbəst elektron üçün alınır. Bərk cismin elektronları həmişə qonşu atomlar tərəfindən yaranan sahənin təsiri altında olduğundan g -nin EPR vasitəsilə təyin edilmiş qiyməti dəyişir. Müxtəlif kristallar üçün g -faktorun qiymətini ölçməklə, yükün kristall qəfəsdə paylanması xarakterini və eləcə də elektronların qəfəs ilə qarşılıqlı xarakterini araşdırmaq olar.

Ümumiyyətlə EPR üsulu tədqiqat xarakterli işlərin bütün sahələrində geniş tətbiq edilir.

111. Dia və paramaqnetiklər.

Yuxarıda dediyimiz kimi, diamaqnetiklər üçün maqnit qavrayıcılığı mənfi, maqnit nüfuzluğu isə vahiddən kiçikdir. Digər

tərəfdən diamaqnetiklər üçün maqnitlənmə vektoru maqnitləndirici sahənin əksinə yönəlir.

Diamaqnetiklərdəki bu xüsusiyyət onların daxilindəki maqnit dipollarının varlığı əsasında izah edilir. Bu baxımdan diamaqnetizmin izahı ilk dəfə Lanjevan tərəfindən verilmişdir.

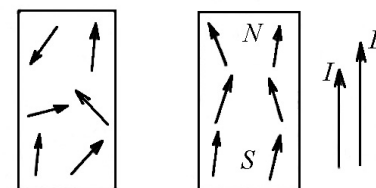
Fərz edək ki, atom daxilindəki ixtiyari elektron orbiti xarici maqnit sahəsində yerləşir. Bu zaman yuxarıda deyildiyi kimi elektronun Larmor presessiyası meydana çıxır və elektronun hərəkətinə əlavə edilən fırlanma bucaq sürətinin Ω vektoru xarici sahə istiqamətində yönəlir.

Orbit üzrə baş verən bu əlavə fırlanma hərəkəti müəyyən qədər əlavə cərəyana və buna uyğun maqnit momentinə uyğun gəlir. Beləliklə diamaqnetiklərə xas olan xüsusiyyətlər Larmor presessiyasına əsasən izah edilir.

Maqnit sahəsində yerləşən diamaqnetiklərin halı, elektrik sahəsində yerləşən qeyri-polyar dielektriklərin və ya molekulların halından əsaslı surətdə fərqlənir. Qeyri-polyar dielektrik sahə istiqamətində polarizə olunur. Belə ki, həmin dielektrikdən yüngül çəkili çubuq hazırlayıb, bircins elektrik sahəsində müəyyən dayaqdan assaq, onda çubuq oxunun sahəyə paralel istiqamətdə döndüyünü müşahidə edirik. Həmin çubuğu qeyri-bircins elektrik sahəsində yerləşdirsək, onda sahənin güclü hissəsindən çubuğun cəzb edildiyini görürük. Əgər həmin ölçüdə çubuğu diamaqnetik maddədən (bistmutdan) hazırlayıb, xarici maqnit sahəsində yerləşdirsək, onda çubuğun sahənin əks istiqamətində maqnitləndiyini görürük. Sahə qeyri-bircins olarsa, onda çubuğu maqnit sahəsinin zəif hissəsi cəzb edəcək və çubuğun oxu maqnit sahəsinə perpendikulyar istiqamətdə yönələcəkdir.

Diamaqnetiklər sırasına təsirsiz qazlar, üzvü birləşmələr, mis, qızıl və s. daxildir.

Paramaqnit maddələrdə maqnit qavrayıcılığı müsbət, maqnit nüfuzluğu isə vahiddən böyükdür, yəni $k > 0$, $\mu > 1$ başqa sözlə, paramaqnit maddələrin atom və molekullarının maqnit momentlərinin vektorial cəmi sıfırdan fərqli olduğundan, maddə bütövlükdə müəyyən qədər P_m maqnit momentinə malik olur. Paramaqnit maddələr sırasına oksigen, azot oksidi, alüminium, platin, nadir yer elementləri və s. daxildir.



Şəkil 111.1

Fərz edək ki, paramaqnit maddə xarici maqnit sahəsində yerləşir. Bu zaman paramaqnit atomların nizamsız istiqamətlənmiş maqnit momentləri sahə istiqamətdə düzüləcək və yekun maqnit momenti sıfırdan fərqli olacaqdır. Uyğun olaraq maqnitlənmə vektoru maqnit sahəsinin induksiya vektoru istiqamətində yönələcəkdir (Şəkil 111.1).

Paramaqnetiklərin temperaturunu artırıdığımızda, atomların maqnit momentlərinin nizamlı düzülüşü, atomların istilik hərəkəti hesabına müəyyən qədər pozulur. Deməli, paramaqnetiklərin maqnit qavrayıcılığı temperaturdan asılı olaraq azalır.

Deyilənlərdən belə məlum olur ki, paramaqnetiklərin maqnitlənməsinin izahı, polyar molekullardan ibarət dielektriklərin polarizə olmasının izahı ilə üst-üstə düşür. Yeganə fərq ondan ibarətdir ki, polyar dielektriklərin polarizə olmasında əsas yeri atomların elektrik momentləri, paramaqnetiklərin maqnitlənməsində isə əsas yeri atomların maqnit momentləri tutur.

Paramaqnetiklərin də klassik nəzəriyyəsi 1905-ci ildə Lanjevan tərəfindən verilmişdir. O göstərmişdir ki, maqnit

sahəsinin atoma təsiri həm atomun maqnit momentindən və həm də maqnit sahəsinin induksiyaşından asılıdır. Bununla yanaşı olaraq atom kT kəmiyyəti ilə müəyyənləşən istilik hərəkətinin də təsirinə məruz qalır. Müəyyən edilmişdir ki, bir-birinə əks təsir göstərən bu iki faktor aşağıdakı münasibətdən asılıdır:

$$\alpha = \frac{P_m \cdot \mu_0 H}{kT} = \frac{P_m B}{kT} \quad (111.1)$$

Lanjevan paramaqnetikin maqnitlənməsinin α parametrindən asılılığını almışdır.

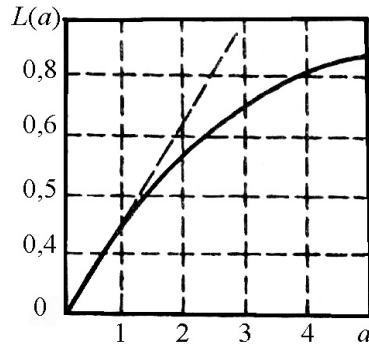
$$I = f(\alpha) = n_0 \cdot P_m \cdot L(\alpha) \quad (111.2)$$

burada: $L(\alpha)$ - klassik Lanjevan funksiyası, n_0 isə vahid həcmdəki zərrəciklərin sayıdır. Şəkil 111.2-dən görüldüyü kimi funksiya $\alpha < 1$ olduqda xətti artır. Hesablamalar göstərir ki, otaq temperaturunda və çox güclü olmayan maqnit sahəsində $P_m H \ll kT$ şərti ödənilir və $L(\alpha) = \alpha/3$ götürülür.

Onda (111.2) ifadəsi, daha doğrusu paramaqnetiklər üçün maqnitlənmə vektoru arasındakı əlaqə aşağıdakı şəkildə düşür:

$$\vec{I} = \frac{\mu_0 n_0 P_m^2}{3kT} \vec{H} = \alpha \vec{H} \quad (111.3)$$

burada: $\alpha = \frac{\mu_0 n_0 P_m^2}{3kT}$ - paramaqnetikin maqnit qavrayıcılığı adlanır. Yuxarıda deyildiyi kimi paramaqnetiklərin maqnit



Şəkil 111.2

qavrayıcılığı temperaturdan asılıdır və Kuri qanununa əsasən dəyişir:

$$\alpha = \frac{c}{T} \quad (111.4)$$

burada: $c = \frac{\mu_0 n_0 P_m^2}{3k}$ - Kuri sabiti, T - mütləq temperaturdur.

Paramaqnetiklər üçün maqnit qavrayıcılığının adi temperaturda qiyməti 10^{-3} -dən 10^{-5} -ə kimi olur.

Qeyd etmək lazımdır ki, paramaqnit effekt metallarda başqa xarakter daşıyır. Belə ki, metalın özünə məxsus elektron qazı məxsusi maqnit momentinə malik olduğundan, paramaqnit effektə də malik olmalıdır. Paramaqnit effekti üçün Lanjevan tərəfindən verilən nəzəriyyə metalın elektron qazına tətbiq edilə bilməz.

Ona görə ki, metal daxilindəki elektronun hərəkəti klassik nəzəriyyə ilə deyil, kvant nəzəriyyəsinin daha mürəkkəb qanunları ilə müəyyənləşdirilir.

Yuxarıda deyilən fikirləri yekunlaşdıraraq, belə nəticəyə gəlmək olar ki, maddənin dia və paramaqnetiklərə bölünməsi onların yekun maqnit momentlərindən asılıdır. Belə ki, atomların maqnit momentləri böyükdürsə, onda maddə paramaqnetik sinfinə, atomların maqnit momentləri kiçikdirsə və ya sıfırırsa, maddə diamagnetik sinfinə daxildir.

112. Ferromaqnetiklər

Dia və paramaqnetiklərlə yanaşı yüksək dərəcədə maqnitlənmə maddələr də mövcuddur. Bu maddələr ferromaqnetiklər adlanır. Ferromaqnetiklərin maqnit nüfuzluğu bir neçə yüz minə və bəzən isə xüsusi hazırlanmış ferromaqnetiklər üçün milyona çatır.

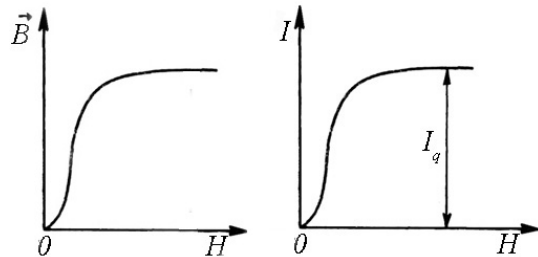
Ferromaqnetiklərin maqnit xassəsi paramaqnetiklərininkindən fərqli olaraq təkcə atomların maqnit momenti ilə izah edilmir. Müəyyən edilmişdir ki, ferromaqnetik maddəsinin həcmində

ölçüləri 10^{-2} - 10^{-3} sm olan elə hissələr («domenlər») mövcuddur ki, onlar güclü maqnitlənməyə malikdir. Xarici maqnit sahəsi olmadıqda domenlərin maqnit momentləri nizamsız istiqamətlənir, maqnit sahəsi daxil edildikdə isə domenlərin maqnit momentləri sahə boyunca istiqamətlənir.

Ferromaqnetiklər güclü maqnitlənmə xassəsinə malik olmaqla yanaşı həm də, dia və paramaqnetiklərdən fərqlənən cəhətlərə malikdir.

I. Ferromaqnetiklərdə maraqlı cəhətlərdən biri maqnit induksiya vektorunun intensivlik vektorundan xətti asılı olmamasıdır (şəkil 112.1). Bu asılılıq ilk dəfə yumşaq dəmir üçün Stoletov tərəfindən alınmışdır.

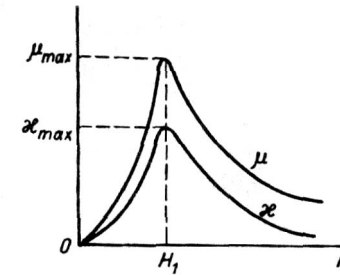
Şəkildən göründüyü kimi maqnit sahəsinin intensivliyi artdıqca, sahənin induksiya da artır. İntensivliyin sonrakı artımına baxmayaraq induksiyanın artması zəifləyir. Maqnit induksiyaının və intensivliyinin qiymətini bilərək ferromaqnetikin maqnitlənməsini $I = B - \mu_0 H$ təyin etmək olar. Maqnitlənmə vektorunun sahənin intensivliyindən asılılığı göstərir ki, intensivlik artdıqca induksiya vektoru kimi maqnitlənmə vektoru da əvvəlcə artır, sonra isə doyma halına yaxınlaşır (şəkil 112.2).



Şəkil 112.1

Şəkil 112.2

Təcrübə göstərir ki, $B = f(H)$ asılılığındakı qeyri-xəttiliyə bir səbəb də $\mu = f(H)$ asılılığıdır. Maqnit nüfuzluğunun intensivlikdən asılılığı $\left(\mu = \frac{B}{\mu_0 H}\right)$ göstərir ki, intensivlik artdıqca maqnit nüfuzluluğu əvvəlcə artaraq maksimuma çatır, sonra isə azalır (Şəkil 112.3).



Şəkil 112.3

Göstərmək olar ki, ferromaqnetiklərin maqnit qavrayıcılığı da maqnit nüfuzluluğu kimi sahənin intensivliyindən asılı olub, intensivlik artdıqca, əvvəlcə artaraq maksimum qiymətinə çatır, sonra isə asimptotik olaraq sıfıra yaxınlaşır (Şəkil 112.3).

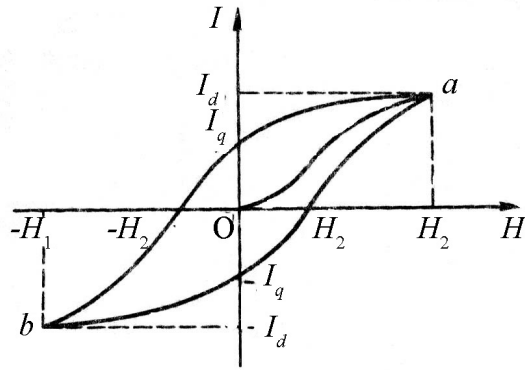
Maqnit qavrayıcılığının intensivlikdən asılılıq əyrisi tarixi olaraq Stoletov əyrisi adlanır. Ümumiyyətlə, Stoletov tərəfindən alınan nəticələr ferromaqnetiklərdə gedən fiziki proseslərin nəzəriyyəsinin yaradılmasına imkan vermişdir.

II. Bütün ferromaqnetik maddələrdə anizotropiya hadisəsi müşahidə edilir. Belə ki, ferromaqnetik polikristaldırsa, onda bu effekt müşahidə edilməz və maqnitlənmə vektoru sahənin istiqamətindən asılı olmaz. Ferromaqnetik monokristaldırsa, onda maqnitlənmə vektoru müxtəlif atom müstəviləri üzrə sahənin istiqamətindən asılı olar. Təcrübə göstərir ki, dəmir üçün kristall qəfəsin $[100]$ atom müstəvisi asan maqnitlənir, $[111]$ atom müstəvisi isə çətin maqnitlənir.

III. Fərz edək ki, maqnitlənməmiş ferromaqnetiki maqnitləndiririk. Bunun üçün ferromaqnetik maqnitləndirici mühitdə yerləşdirilir və maqnit sahəsi maqnetik daxilində sıfırdan

müəyyən qiymətə qədər artırılır. Maqnit sahəsinin intensivliyi artdıqca maqnitlənmə vektoru da artır və doyma qiymətinə intensivliyin H_1 qiymətində Oa əyrisi üzrə çatır (şəkil 112.4).

Əgər maqnitləndirici sahənin intensivliyini tədricən azaltsaq, onda maqnitlənmə əyrisi Oa yolu ilə yox, daha yuxarıdan keçib, I_q qalıq maqnitlənməyə malik olacaqdır (Şəkil 112.4).



Şəkil 112.4

Qalıq maqnitlənmənin $H=0$ qiymətindəki mahiyyəti onunla izah edilir ki, sahə olmadıqda belə domenlərin maqnit momentləri öz nizamlı istiqamətlərini saxlayır. Qalıq maqnitlənməni tamamilə yox etmək üçün maqnitləndirici sahənin intensivliyini əks istiqamətdə H_2 qiymətinə qədər artırılır. Maqnit sahəsinin əks istiqamətdə sonrakı artımı b nöqtəsində yenidən maqnitlənmə vektorunun doyma qiymətini yaradır (doyma halı əks istiqamətdə sahənin H_1 qiymətində baş verir). Maqnit sahəsinin $-H_1$ -dən H_2 -yə qədər dəyişməklə tədricən a nöqtəsinə qayıtsaq, onda qapanmış əyri alırıq ki, buna da histerezis ilgəyi deyilir. Qeyd etmək lazımdır ki, histerezis ilgəyinin forması və sahəsi

ferromaqnetikin tərkibindən asılıdır. Belə ki, təmiz və «yumşaq» dəmir üçün histerezis zəif ifadə olunur, histerezis ilgəyi nazik alınır.

IV. Yuxarıda deyildiyi kimi diamagnetiklərdən fərqli olaraq, para və ferromaqnetiklərin maqnit qavrayıcılığı temperaturdan asılıdır. Paramagnetiklərdən fərqli olaraq, ferromaqnetiklərin maqnit qavrayıcılığının temperaturdan asılılığı daha mürəkkəb xarakter daşıyır. Temperatur artdıqca ferromaqnetikin maqnitlənmə qabiliyyəti azalır. Bu zaman maqnit nüfuzluluğunun və maqnit qavrayıcılığının qiyməti sahənin ixtiyari qiymətində aşağı düşür ki, bu da həm histerezisi və həm də maqnitlənmə vektorunun doyma qiymətini azaldır. Küri temperaturu adlanan T_k temperaturunda ferromaqnetik öz maqnitlənmə xassəsini tamamilə itirir.

Küri temperaturundan yuxarı temperaturlarda ferromaqnetik paramagnetikə çevrilir. Belə paramagnetiklərin maqnit qavrayıcılığının temperaturdan asılılığı Küri-Veys qanununa görə təyin edilir:

$$\chi = \frac{c}{T - T_k} \quad (112.1)$$

burada c – maddənin növündən asılı olan Küri-Veys sabiti, T_k Küri temperaturudur.

İndi isə ferromaqnetiklərdə baş verən fiziki proseslərin izahına baxaq. Ferromaqnetiklərin müasir nəzəriyyəsi aşağıdakı təcrübi faktlara əsaslanır:

a) Ferromaqnetik maddənin atomları maqnit momentinə malikdir. Ştern və Herlax təcrübəsi göstərmişdir ki, ferromaqnetik atomlarının maqnit momentlərinin qiyməti, paramagnet atomlarının maqnit momentlərinin qiyməti tərtibindədir. Bu o deməkdir ki, ferromaqnetiklərdəki fiziki hadisələri

paramaqnetiklərdəki fiziki hadisələrə uyğun izah etmək olmaz və ferromaqnetiklərə xas olan cəhət yalnız atomların maqnit momentləri ilə əlaqədar deyil.

b) Vacib təcrübi faktlardan biri də hiromaqnit nisbətin qiymətidir. Bu nisbətin ferromaqnetiklər üçün təcrübi qiyməti elektron orbiti üçün alınmış nəzəri qiymətdən təxminən iki dəfə böyükdür. Eynşteyn və de-Qaaz təcrübəsi və eləcə də Barnetta hadisəsi imkan verir ki, ixtiyari maddə üçün hidromaqnit nisbətin ədədi qiymətini ölçək.

Bu təcrübələrin nəticələri onu isbat edir ki, ferromaqnetiklərin «spontan» və ya özbaşına maqnitlənməsində orbital maqnit momenti praktiki olaraq iştirak etmir. Aparılan təcrübələr nəticəsində bir daha məlum olmuşdur ki, ferromaqnetiklərdəki maqnit hadisələrinə əsas səbəb elektronların spin maqnit momentlərinin varlığıdır.

Təcrübə göstərir ki, əgər Kuri temperaturunda domenlər dağılırsa və ferromaqnetik öz maqnitlənmə xassəsini itirirsə, Kuri temperaturundan aşağı temperaturlarda domenlər yenidən fəaliyyət göstərir. Bu baxımdan Kuri temperaturunda ikinci növ faza keçidi baş verir və bu hal ferromaqnetiklərin istilik tutumundakı anomaliyada özünü göstərir.

Ferromaqnetiklərlə yanaşı olaraq antiferromaqnetiklərin (xrom, maqnit və s.) varlığı nəzəri olaraq hələ 1933-cü ildə L.D.Landau tərəfindən söylənilmişdir. Antiferromaqnetiklərdə elektronların məxsusi maqnit momentləri antiparalel istiqamətlənir. Nəticədə antiferromaqnetiklər çox kiçik maqnit qavrayıcılığına malik olur və özlərini çox zəif paramaqnetiklər kimi aparır.

Qeyd etmək lazımdır ki, antiferromaqnetiklər üçün də Kuri və ya Neel temperaturu mövcuddur. Həmin temperaturda spinlərin antiparalel istiqamətləri yox olur. Bəzi

antiferromaqnetiklər (mis, manqan ərintiləri və s.) üçün antiferromaqnetik xassə temperaturun aralıq qiymətində müşahidə edilir. Belə ki, Neel temperaturundan yuxarı temperaturlarda antiferromaqnetik özünü paramaqnetik kimi, aşağı temperaturda isə özünü ferromaqnetik kimi aparır.

FƏSİL XVII

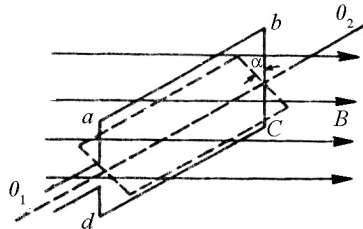
DƏYİŞƏN CƏRƏYAN

113. Dəyişən cərəyan dövrəsində müqavimət.

Məlum olduğu kimi Om və Kirxhof qanunları sabit cərəyan üçün müəyyən edilmişdir. Əgər cərəyanın qiyməti və istiqaməti zamandan asılı olaraq müəyyən tezliklə periodik olaraq dəyişərsə, onda belə cərəyan dəyişən cərəyan adlanır və bu cərəyan üçün Om və Kirxhof qanunları ödənilir. Lakin bu qanunlar dəyişən cərəyan və gərginliyin anı qiymətləri üçün ödənilə bilər, bu şərtlə ki, onların dəyişməsi zəif olsun. Məlumdur ki, elektromaqnit həyəcanlanması elektrik dövrəsi üzrə işıq sürəti tərtibində yayılır. Əgər elektromaqnit həyəcanlanması $t = l/c$ zamanında elektrik dövrəsinin ən uzaq nöqtəsinə verilsə və bu zaman ərzində cərəyanın şiddəti çox zəif dəyişərsə, onda cərəyanın anı qiyməti naqilin bütün en kəsiyi boyunca demək olar ki, dəyişməz qalacaqdır. Bu şərti ödəyən cərəyan kvazistasionar cərəyan adlanır. Belə kvazistasionar cərəyanın anı qiyməti üçün Om və Kirxhof qanunları ödənilir.

İndi isə qısa da olsa dəyişən cərəyanın yaranma mexanizmi ilə tanış olaq.

Fərz edək ki, düzbucaqlı $abcd$ konturu O_1O_2 oxu ətrafında maqnit sahəsinə perpendikulyar istiqamətdə fırlanır (şəkil 113.1).



Şəkil 113.1

Bundan əlavə qəbul edək ki, maqnit sahəsi bircinslidir, yəni maqnit sahəsinin induksiyası sabitdir və kontur bərabər bucaq sürəti ilə fırlanır. Onda zamanın ixtiyari t anında konturu kəsən maqnit seli

$$\Phi = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t \quad (113.1)$$

şəklində olar.

Burada S – konturla məhdudlanan sahə, $\alpha = \omega t$ konturun başlanğıc halından hesablanan dönmə bucağıdır.

Konturun fırlanması nəticəsində onu kəsib keçən Φ maqnit seli periodik olaraq dəyişir və bununla əlaqədar olaraq, konturda Faradey qanununa əsasən periodik dəyişən induksiya e.h.q. yaranır.

$$E = -\frac{d\Phi}{dt} = BS \sin \omega t = \varepsilon_0 \sin \omega t \quad (113.2)$$

burada, $\varepsilon_0 = BS\omega$ - induksiya e.h.q.-nin amplitud qiyməti adlanır və $\sin \omega t = 1$ olanda e.h.q. maksimum qiymətə çatır. Beləliklə, aldığımız periodik sinusoidal qanun ilə dəyişən e.h.q.-həmin konturda sinusoidal qanunla dəyişən cərəyan yaradır.

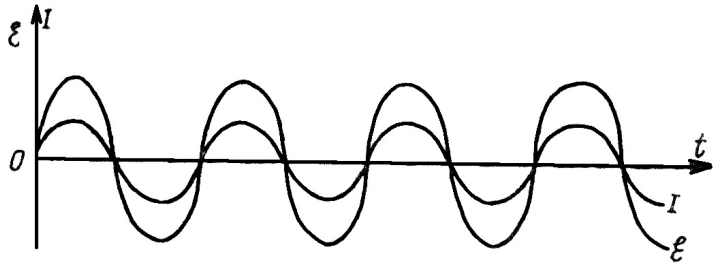
$$I = \frac{E}{R} = \frac{E_0}{R} \sin \omega t = I_0 \sin \omega t \quad (113.3)$$

burada, $I_0 = \frac{E_0}{R}$ - cərəyanın amplitud qiymətidir.

Dəyişən cərəyan rəqsi prosesdir. (113.3) ifadəsindəki ω dəyişən cərəyanın dairəvi tezliyi, ωt isə cərəyanın fazasıdır. Bununla yanaşı olaraq dəyişən cərəyan, T – periodu və ν tezliyi ilə də xarakterizə edilir:

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

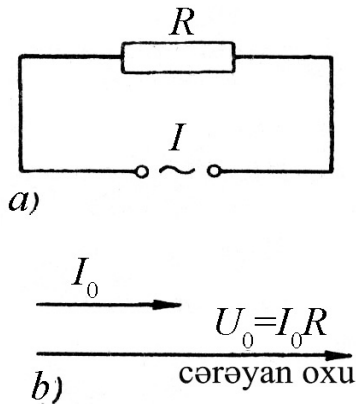
Şəkil 113.2 –dən göründüyü kimi e.h.q. və dəyişən cərəyanın şiddəti zamandan asılı olaraq eyni faza ilə dəyişir.



Şəkil 113.2

Fərz edək ki, dəyişən cərəyan dövrəsinə R aktiv müqaviməti birləşdirilmişdir (şəkil 113.3 a).

Dövrədəki cərəyanın dəyişmə qanununu bilərək, gərginliyin də hansı qanunla dəyişdiyini müəyyən etmək olar.



Şəkil 113.3

Doğrudan da müqavimətin uclarındakı gərginliyi Om qanununa əsasən yazsaq, alırıq:

$$U = IR = I_0 R \sin \omega t = U_0 \sin \omega t \quad (113.4)$$

Burada: $U_0 = I_0 R$ - gərginliyin amplitud qiymətidir. (113.4) ifadəsi göstərir ki, müqavimətin uclarındakı gərginlik də cərəyan kimi sinus qanunu ilə dəyişir.

Hər hansı bir istiqaməti seçib, onu cərəyan oxu adlandıraraq (şəkil 113.3 b) və bu istiqamət boyunca cərəyan vektorunun I_0 uzunluğunu qeyd edək. Dövrədəki cərəyan və gərginlik eyni qanunla dəyişdiyindən və yaxud cərəyan və gərginlik rəqsləri arasındakı fəzalar fərqi sıfır olduğundan, onda uzunluğu $U_0 = I_0 R$ olan gərginlik vektoru da cərəyan oxu istiqamətində yönələcək və hər iki vektorun cəmi baxılan dövrə üçün vektor diaqramı yaradacaqdır.

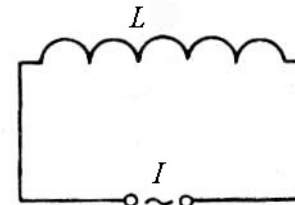
114. Dəyişən cərəyan dövrəsində induktivlik.

Fərz edək ki, dəyişən cərəyan dövrəsinə L induktivlikli sarğac birləşdirilmişdir (şəkil 114.1). Dövrədə axan dəyişən

cərəyan induktiv sarğacda öz-özünə induksiya e.h.q. yarandığından, baxdığımız dövrə hissəsinə Om qanununu tətbiq etməklə yazı bilərik:

$$U = IR - \mathcal{E}.$$

Baxdığımız halda $R=0$ olduğun-



Şəkil 114.1

dan və öz-özünə induksiya e.h.q. $\mathcal{E} = -L \frac{dI}{dt}$ şəklində olduğundan yazı bilərik:

$$U = L \frac{dI}{dt} \quad (114.1)$$

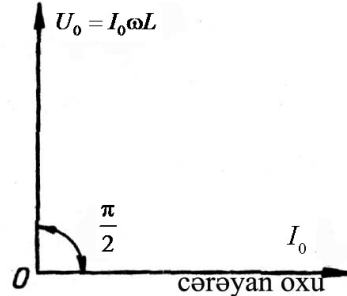
Dövrədə cərəyan $I = I_0 \sin \omega t$ qanunu ilə dəyişirsə, onda induktivliyin uclarındakı gərginlik

$$U = I_0 \omega L \cos \omega t = I_0 \omega L \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) \quad (114.2)$$

qanunu ilə dəyişir. Deməli, dövrədəki gərginlik də cərəyan kimi sinus qanunu ilə dəyişər. Lakin bu halda gərginlik rəqsləri cərəyan rəqslərini fazaca $\frac{\pi}{2}$ qədər qabaqlayır. Bu nəticəni vektor diaqramında aşağıdakı kimi göstərə bilərik (şəkil 114.2).

Rəqslər arasında meydana çıxan fazalar fərqlərinin yaranması mexanizmi aşağıdakı kimidir (Şəkil 114.2).

Dövrə hissəsindəki aktiv müqavimət sıfırırsa, onda tətbiq edilən gərginlik dövrədəki öz-özünə e.h.q.-ni tamamilə tarazlaşdırır və buna görə də gərginlik əks işarə ilə öz-özünə e.h.q.-nə bərabər olur. Digər tərəfdən (114.1) ifadəsinə nəzər salsaq, görürük ki, gərginlik cərəyanın ani qiyməti ilə deyil, onun dəyişməsi ilə mütənasibdir. Bu o deməkdir ki, gərginlik ən böyük qiymətinə, cərəyan sıfırdan keçdikdə malik olur. Ona görə də gərginliyin maksimum qiyməti cərəyanın sıfır qiymətinə və əksinə uyğun gəlir. (114.2) ifadəsində



Şəkil 114.2

$U_0 = I_0 \omega L$ gərginliyin amplitud qiyməti, $R_L = \omega L$ isə baxdığımız halda uyğun induktiv müqavimətdir. İnduktivliyi henri ilə, dairəvi tezliyi san^{-1} ilə ifadə etsək, onda induktiv müqavimət Om ilə ifadə edilir.

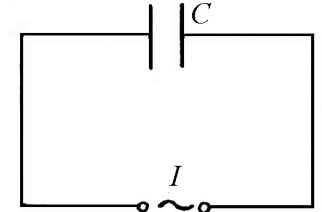
115. Dəyişən cərəyan dövrəsində tutum.

Dəyişən cərəyan dövrəsində C tutumlu kondensatorun qoşulduğunu fərz edək və qəbul edək ki, dövrə hissəsindəki aktiv müqavimət və induktivlik nəzərə alınmır.

Dövrə hissəsindəki dəyişən cərəyanın $I = I_0 \sin \omega t$ qanunu ilə dəyişdiyini bilərk, kondensatorun uclarındakı gərginliyin hansı qanunla dəyişməsinə araşdıraq (şəkil 115.1). Dövrə hissəsindəki müqavimət nəzərə alınmadığından kondensatordakı gərginlik düşgüsü

$$U = \frac{q}{c} \quad (115.1)$$

şəklində olar. Kondensatordakı yükün



Şəkil 115.1

$$q = \int I dt = \int I_0 \sin \omega t dt = -\frac{I_0}{\omega} \cos \omega t + C_1$$

olduğunu bilərk, gərginliyin aşağıdakı qanun ilə dəyişdiyini müəyyənləşdirmək olar:

$$U = -\frac{I}{\omega c} \cos \omega t = \frac{I_0}{\omega c} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right). \quad (115.2)$$

(115.2) ifadəsindən görüldüyü kimi kondensatorun uclarındakı gərginlik də cərəyan kimi sinus qanunu ilə dəyişir, lakin

kondensatordakı gərginlik rəqsləri fazaca cərəyan rəqslərindən $\frac{\pi}{2}$ qədər geri qalır.

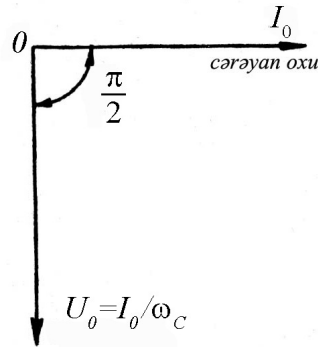
Kondensatordakı yük cərəyan hesabına yarandığından gərginlik rəqsləri cərəyan rəqslərinə nisbətən gecikir.

(115.2) ifadəsindəki $U_0 = \frac{I_0}{\omega C}$ kondensatordakı gərginliyin

amplitud qiyməti, $R_c = \frac{1}{\omega C}$ isə baxdığımız hala uyğun tutum

müqavimətidir. Əgər C faradla, ω san^{-1} ilə ölçülsə, tutum müqaviməti Om ilə ifadə edilir.

Alınan nəticələri vektor diaqramında göstərsək, şəkil 115.2-dən görüldüyü kimi gərginlik vektoru cərəyan oxu ilə üst-üstə düşməyib, saat əqrəbi istiqamətində $\frac{\pi}{2}$ qədər dönür. Vektorun uzunluğu gərginliyin amplitud qiymətinə bərabər olur (Şəkil 115.2).



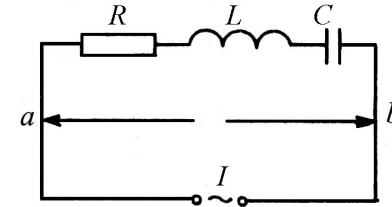
Şəkil 115.2

116. Dəyişən cərəyan dövrəsi üçün Om qanunu.

Dəyişən cərəyan dövrəsindəki aktiv müqavimət, induktivlik və tutumdan alınan nəticələr imkan verir ki, ixtiyari dövrə üçün gərginlik rəqsləri arasındakı əlaqə yaradaq.

Fərz edək ki, müqavimət, induktivlik və tutum dəyişən cərəyan dövrəsinə ardıcıl birləşdirilmişdir. Dövrədəki cərəyanın

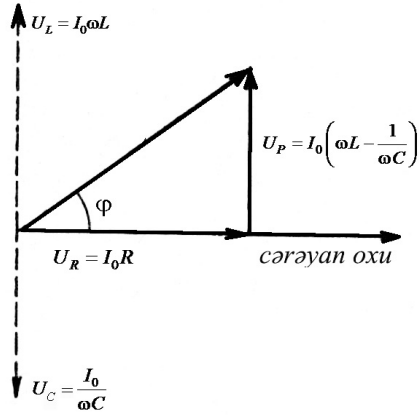
$I = I_0 \sin \omega t$ qanunu ilə dəyişdiyini qəbul edək və dövrənin uclarındakı gərginliyi hesablayaq (şəkil 116.1). Ardıcıl birləşdirilmiş dövrədəki gərginlik ayrı-ayrı hissələrdəki gərginliklərin cəminə bərabər olduğundan, baxdığımız dövrədə ümumi gərginlik, zaman asılı olaraq, sinus qanun ilə dəyişən gərginliklərin cəminə bərabər olacaqdır (şəkil 116.1). Baxdığımız dövrədə müşahidə edilən rəqsləri toplamaq üçün gərginliyin vektor diaqramından istifadə edək.



Şəkil 116.1

Müqavimətdəki gərginlik rəqslərini vektor diaqramında uzunluğu $I_0 R$ olan $\vec{U}_R$ vektoru ilə, induktivlikdə və tutumda olan gərginlik rəqslərini isə cərəyan oxuna perpendikulyar olan vektorlar üzərində, uzunluqları $I_0 \omega L$ və $\frac{I_0}{\omega C}$ olan $\vec{U}_L$ və $\vec{U}_C$ vektorları ilə, göstərək. Onda bir-birinin əksinə yönəlmiş U_L və U_C vektorlarının fərqi olan $I_0 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)$ uzunluğu $\vec{U}_0$ vektoru ilə göstəriləcəkdir (şəkil 116.2).

Beləliklə dövrənin a, b uclarındakı (şəkil 116.1) tam gərginlik fazaca cərəyan rəqsləri ilə üst-üstə düşən U_R və fazaca cərəyan rəqslərindən $\frac{\pi}{2}$ qədər fərqlənən U_0 gərginliklərinin cəminə bərabərdir. U_R gərginliyin aktiv, U_0 isə reaktiv toplananları adlanır.



Şəkil 116.2

Vektor diaqramındakı gərginlik üçbucağına Pifaqor teoremini tətbiq edərək yazı bilərik:

$$U_0^2 = I_0^2 R^2 + I_0^2 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2,$$

buradan da

$$I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}}. \quad (116.1)$$

Vektor diaqramından göründüyü kimi φ bucağının tangensi üçün yazı bilərik:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} \quad (116.2)$$

burada, φ gərginliklə cərəyan şiddəti arasındakı fazalar fərqi. (116.1) ifadəsi Om qanunu ilə müəyyən mənada uyğunluq təşkil edir. Belə ki, gərginliyin amplitud qiyməti cərəyanın amplitud qiymətilə mütənəsb olur və ona görə də (116.1) ifadəsi dəyişən

cərəyan dövrəsi üçün Om qanunu adlanır. Nəzərə almaq lazımdır ki, bu qanunauyğunluq cərəyanın amplitud qiyməti üçün doğru olub, anı qiyməti üçün ödənilir.

Dövrədən axan cərəyan dəyişən e.h.q.-nə və dövrənin uclarındakı gərginlik düşgüsünə uyğun olaraq

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi) \quad (116.3)$$

qanunu ilə dəyişir. Burada, I_0 və φ (116.1) və (116.2) ifadələri ilə təyin edilir. (116.1) ifadəsinin məxrəcindəki

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} = \sqrt{R^2 + (R_L - R_C)^2}$$

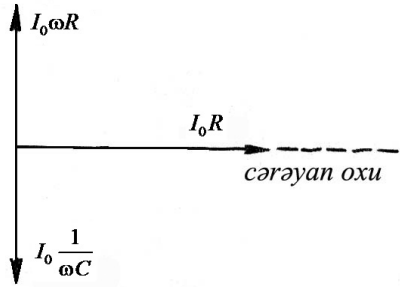
ifadəsi dövrənin tam müqaviməti adlanır. $X = R_L - R_C = \omega L - \frac{1}{\omega C}$

dövrənin reaktiv müqaviməti olduğundan, tam müqavimət $Z = \sqrt{R^2 + X^2}$ olar. Əgər $\omega L > \frac{1}{\omega C}$ olarsa, cərəyan fazaca

gərginlikdən geri qalır. $\omega L < \frac{1}{\omega C}$ olarsa, cərəyan gərginliyi fazaca qabaqlayır. Əgər $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ olarsa, gərginlik və cərəyan rəqsləri

eyni fazada baş verir, yəni faza sürüşməsi $\varphi = 0$ olur. $\omega_{rez} = \sqrt{\frac{1}{LC}}$

şərtini ödəyən tezliklərdə dövrənin tam müqaviməti çox kiçik olur və buna uyğun cərəyan ən böyük qiymətə malik olur. Bu zaman aktiv müqavimətdəki gərginlik düşgüsü dövrəyə daxil edilmiş xarici gərginliyə bərabər olur. İnduktiv və tutum müqavimətlərindəki gərginlik düşgüləri amplitudca eyni olub fazaca bir-birinin əksinə yönəlir.



Şəkil 116.3

Bu hadisəyə uyğun gərginlik rezonans gərginliyi, tezlik isə rezonans tezliyi adlanır. Onda, rezonans gərginliyi üçün vektor diaqramı (şəkil 116.3)-dəki kimi olur.

117. Dəyişən cərəyan dövrəsində iş və güc. Cərəyan və gərginliyin effektiv qiymətləri.

Fərz edək ki, baxdığımız dövrə yalnız aktiv müqavimətdən ibarətdir. Onda cərəyanın gördüyü iş tamamilə istiliyə çevriləcəkdir.

Belə dövrənin uclarındakı gərginlik $U = U_0 \sin \omega t$ qanunu ilə dəyişərsə, onda dövrədəki cərəyan da $I = I_0 \sin \omega t$ qanunu ilə dəyişməlidir.

Yuxarıda deyildiyi kimi, dövrə yalnız aktiv müqavimətdən ibarətdirsə, onda cərəyan və gərginlik rəqsləri arasındakı fazalar sürüşməsi sıfıra bərabərdir.

Çox kiçik zaman intervalında dəyişən cərəyanı sabit cərəyan kimi baxmaq mümkün olduğundan, dəyişən cərəyanın ani gücü üçün yazıya bilirik:

$$P = IU = I_0 U_0 \sin^2 \omega t \quad (117.1)$$

Əksər hallarda gücün ani qiymətini yox, onun bir tam period ərzindəki orta gücünü bilmək zərurəti meydana çıxır. Dəyişən cərəyanın kiçik zaman ərzində gördüyü iş

$$dA = P \cdot dt = I_0 U_0 \sin^2 \omega t dt \quad (117.2)$$

şəklindədirsə, onun bir period ərzində gördüyü iş aşağıdakı kimi olar:

$$A_T = I_0 U_0 \int_0^T \sin^2 \omega t dt = I_0 U_0 \frac{T}{2\pi} \int_0^T \sin^2 \frac{2\pi t}{T} d \frac{2\pi t}{T}$$

$\omega = \frac{2\pi}{T}$ olduğundan $\frac{2\pi t}{T} = \varphi$ işarə edib, $\varphi = 0$ -dan $\varphi = 2\pi$ -yə qədər yeni integrallama sərhəddi müəyyən etsək və $\sin^2 \varphi = \frac{1 - \cos 2\varphi}{2}$ yazsaq alarıq.

$$\begin{aligned} A_T &= I_0 U_0 \frac{T}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin^2 \varphi d\varphi = \frac{T}{2\pi} \cdot \frac{1}{2} I_0 U_0 \int_0^{2\pi} (1 - \cos 2\varphi) d\varphi = \\ &= I_0 U_0 \frac{T}{2\pi} \cdot \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi - I_0 U_0 \frac{T}{2\pi} \cdot \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \cos 2\varphi d\varphi = \quad (117.3) \\ &= I_0 U_0 \frac{T}{2\pi} \cdot \frac{1}{2} \cdot 2\pi + I_0 U_0 \frac{T}{2\pi} \cdot \frac{1}{4} \sin 2\varphi \Big|_0^{2\pi} = \frac{1}{2} I_0 U_0 T \end{aligned}$$

Buradan dəyişən cərəyanın orta gücü üçün alarıq:

$$\bar{P} = \frac{A_T}{T} = \frac{1}{2} I_0 U_0$$

$U_0 = I_0 R$ olduğundan, $\bar{P} = \frac{1}{2} \cdot \frac{U_0^2}{R}$ alarıq.

Sabit cərəyanın şiddətini və gərginliyi uyğun olaraq I_{ef} və U_{ef} işarə etsək və göstərsək ki, dəyişən cərəyanda olduğu kimi, R müqavimətində də həmin miqdarda istilik ayrılır, onda yazarıq:

$$\bar{P} = I_{ef} U_{ef} = \frac{U_{ef}^2}{R}$$

Dəyişən və sabit cərəyan dövrləri üçün alınmış gücün ifadələrini müqayisə etsək yazarıq

$$I_{ef} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}, \quad U_{ef} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} \quad (117.4)$$

(117.4) ifadəsində I_{ef} dəyişən cərəyanın və U_{ef} gərginliyin effektiv qiymətləri adlanır.

(117.4) ifadəsindən görünür ki, cərəyanın və gərginliyin effektiv qiymətləri onların amplitud qiymətlərindən $\sqrt{2}$ dəfə kiçik olur.

Qeyd etmək lazımdır ki, dəyişən cərəyanın şiddəti və gərginliyi elektrotexnikada onların effektiv qiymətləri ilə xarakterizə olunur. Bu baxımdan dəyişən cərəyan üçün hazırlanmış ampermetr və voltmetrlər cərəyanın və gərginliyin effektiv qiymətlərinə görə dərəcələnilir.

FƏSİL XVIII

ELEKTROMAQNİT RƏQSLƏRİ VƏ DALĞALARI. MAKSVELL NƏZƏRİYYƏSİ

118. Rəqs konturunda enerjinin çevrilməsi. Məxsusi elektrik rəqsləri.

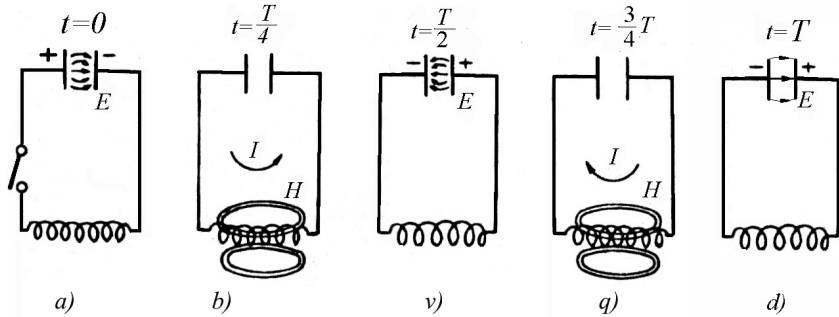
Mexanika kursundan məlum olduğu kimi sadə rəqs sistemi olaraq, ucundan m kütləli yük asılmış, elastik yayın rəqsi hərəkəti qəbul edilir. Belə rəqs sistemində yayın kütləsi, yükün kütləsinə nisbətən nəzərə alınmır. Mexanikadan məlum olduğu kimi yaydan asılmış yükü tarazlıq vəziyyətindən çıxardıqda o, sadə harmonik rəqs edir və tarazlıq vəziyyəti ətrafında yerdəyişmə zamanından asılı olaraq sinus yaxud kosinus qanununa görə dəyişər. Yük kənar vəziyyətlərdə yerləşdikdə rəqs edən sistemin kinetik enerjisi sıfıra, potensial enerjisi isə maksimuma bərabər olur. Yük tarazlıq vəziyyətindən keçdikdə sistemin potensial enerjisi sıfıra, kinetik enerjisi isə maksimuma çatır. Beləliklə, müşahidə edilən mexaniki rəqs, sistemin potensial enerjisinin kinetik enerjiyə və kinetik enerjisinin potensial enerjiyə periodik çevrilməsi nəticəsində baş verir.

Eyni hadisəni elektrik rəqslərinin alınması zamanı da müşahidə etmək olar. Bunun üçün L – induktivlikli sargıdan və C tutumlu kondensatordan ibarət rəqs konturunda enerjinin çevrilməsinə baxaq (şəkil 118.1).

Fərz edək ki, sargıdan aralanmış kondensator yüklənmişdir. Bu zaman kondensatorun lövhələri arasında müəyyən qədər enerjiyə malik olan elektrik sahəsi yaranmışdır. (şəkil 118.1 a).

Yüklənmiş kondensatoru sarğac ilə birləşdirsək, onda kondensator boşalacaq və lövhələr arasındakı elektrik sahəsi azalacaqdır. Bu zaman konturdan müəyyən miqdar cərəyan axacaq və sarğacın ətrafında maqnit sahəsi yaranacaqdır.

Zamanın $t = \frac{T}{4}$ (T - rəqsin periodudur) hissəsində kondensator tamamilə boşalacaq, elektrik sahəsi yox olacaq və uyğun olaraq maqnit sahəsi maksimum qiymətə çatacaq (şəkil 118.1 b). Nəticədə elektrik sahəsinin enerjisi maqnit sahəsinin enerjisinə çevriləcəkdir.



Şəkil 118.1

Beləliklə, (şəkil 118.1) –dən göründüyü kimi zamanın

$$t = \frac{T}{4}, t = \frac{T}{2}, t = \frac{3}{4}T \text{ və } t = T$$

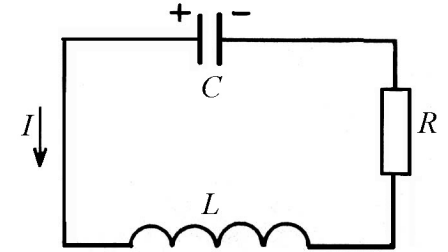
anlarında rəqs konturunda maqnit sahəsinin enerjisi elektrik sahəsinin enerjisinə və əksinə çevrilir. Konturun aktiv müqaviməti sıfırırsa, onda enerjilərin periodik olaraq qarşılıqlı çevrilməsi nəticəsində sönməyən elektrik rəqsləri alınacaqdır. Konturda meydana çıxan bu növ rəqslər məxsusi elektrik rəqsləri adlanır. İndi isə məxsusi elektrik rəqsinin tənliyini, rəqsin periodunu, dairəvi tezliyini və s. təyin edək.

Fərz edək ki, rəqs konturu C tutumlu kondensatordan, L – induktivlikli sarğacdən və R müqavimətindən ibarətdir. Əlavə olaraq qəbul edək ki, konturda baş verən elektrik hadisələri kvazistasionardır, yəni cərəyanın ani qiyməti konturun hər yerində eynidir. Onda Kirxhofun ikinci qanununa görə, konturdakı gərginlik düşgülərinin cəmi, təsir edən e.h.q.-nin cəminə bərabər olacaqdır (şəkil 118.2). Baxdığımız hal üçün gərginlik düşgüsü həm R müqavimətində və həm də kondensatorda yaranır.

Konturdakı öz-özünə e.h.q.-nin $L \frac{dI}{dt}$ olduğunu bilərək yazırıq:

$$RI - U_C = L \frac{dI}{dt} \quad (118.1)$$

Burada, $U_C = \frac{q}{C}$ kon-



Şəkil 118.2

densatordakı gərginlik düşgüsü olub, işarəcə müqavimətdəki gərginlik düşgüsünün əksinədir (şəkil 118.2). Nəzərə alsaq ki, cərəyanın seçilmiş müsbət istiqaməti kondensatordakı müsbət yükün azalmasına uyğun gəlir, onda yaza bilərik:

$$I = -\frac{dq}{dt}$$

Dediklərimizi (118.1) tənliyində nəzərə alsaq, kondensatordakı yük üçün alırıq:

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0 \quad (118.2)$$

(118.2) tənliyinin hər tərəfini L -ə bölüb, $\frac{R}{L} = 2\beta$; $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$ əvəzləmələrini qəbul etsək, yaza bilərik:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0 \quad (118.3)$$

Burada, ω_0 rəqsin dairəvi tezliyidir. Aldığımız (118.3) tənliyi sabit əmsalı iki tərtibli xətti diferensial tənlikdir. Bu tənliyi əvvəlcə $R = 0$ halı üçün, yəni sönmə olmayan hal üçün həll edək. Onda (118.3) tənliyi daha sadə şəkllə düşər:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0 \quad (118.4)$$

Bu tənliyin ümumi həlli aşağıdakı şəkildə olar,

$$q = A \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (118.5)$$

Burada A və α (amplitud və başlanğıc faza) ixtiyari qiymət ala bilər. Başlanğıc şərt olaraq $t = 0$, $\alpha = 0$ qəbul etsək, $q_0 = A$ alarıq və (118.5) –in həlli aşağıdakı şəkllə düşər:

$$q = q_0 \cos \omega_0 t \quad (118.6)$$

Alınmış (118.6) tənliyini həllinə əsasən kondensatordakı gərginliyin hansı qanunla dəyişdiyini müəyyən edə bilərik:

$$U_C = \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C} \cos \omega_0 t = U_0 \cos \omega_0 t \quad (118.7)$$

Burada, $U_0 = \frac{q_0}{C}$ gərginliyin amplitud qiyməti olub, kondensatordakı başlanğıc gərginliyə bərabərdir. Eyni ilə konturdan axan cərəyan üçün də yaza bilərik:

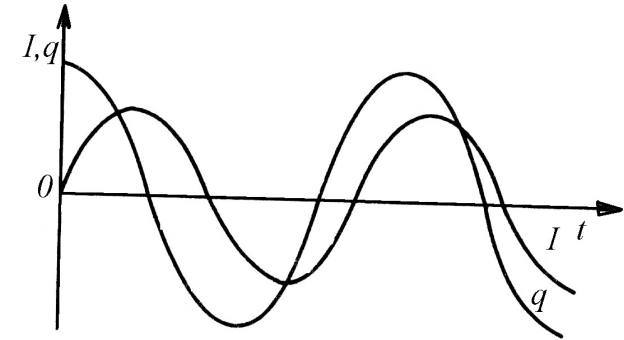
$$I = -\frac{dq}{dt} = q_0 \omega_0 \sin \omega_0 t = I_0 \sin \omega_0 t \quad (118.8)$$

Burada: $I_0 = q_0 \omega_0$ cərəyanın amplitud qiymətidir.

Göründüyü kimi konturdan axan cərəyan və kondensatordakı yük harmonik qanunla dəyişir, belə ki, cərəyan sinus qanunu ilə, yük isə kosinus qanunu ilə dəyişir (şəkil 118.3).

Dairəvi tezliyin ifadəsindən rəqsin periodunun qiymətini təyin edə bilərik:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T}$$



Şəkil 118.3

Buradan da məxsusi elektrik rəqslərinin periodu üçün Tomson düsturunu alarıq:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

Əgər (118.9) ifadəsini mexaniki rəqsin $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$ periodu

ilə müqayisə etsək, görürük ki, elastik yayın ucundan asılmış yükün m kütləsi əvəzində L induktivliyi, yayın k elastiklik əmsalının tərs qiyməti əvəzinə kondensatorun C tutumu durur.

119. Sönən elektrik rəqsləri.

Hər bir real kontur aktiv müqavimətə malikdir. Bu zaman konturdakı rəqsin tənliyi (118.2) şəklindəki tam diferensial tənliklə ifadə ediləcəkdir. Bu tənlikdə yenə də $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$, $\frac{R}{L} = 2\beta$ əvəzləmələri aparsaq və tənliyi $\omega_0^2 > \beta^2$ yaxud $\frac{1}{LC} > \frac{R^2}{4L^2}$ şərti daxilində həll etsək, onda ümumi həll belə olar:

$$q = Ae^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha) \quad (119.1)$$

Burada, A və α sabit kəmiyyətlər olub, yuxarıdakı kimi başlanğıc şərtlər daxilində təyin edilir.

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

kəmiyyəti isə konturda alınan sönən rəqsin tezliyi adlanır. Göründüyü kimi sönən rəqsin ω tezliyi məxsusi rəqsin ω_0 tezliyindən kiçikdir. (119.1) –in ümumi həllinə uyğun belə mühakimə etmək olur ki, konturdakı enerjinin müəyyən hissəsi R aktiv müqavimətin qızmasına sərf olunur ki, bu da konturdakı rəqsin tədricən sönməsinə gətirib çıxarır. Bu baxımdan (119.1) ifadəsindəki β kəmiyyəti rəqsin sönmə əmsalı adlanır. (119.1)-i

həll edərək kondensatordakı gərginliyi və konturdan axan cərəyanı tapa bilərik:

$$U_c = \frac{q}{c} = \frac{A}{c} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha) = U_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha) \quad (119.2)$$

$$I = \frac{dq}{dt} = Ae^{-\beta t} [-\beta \cos(\omega t + \alpha) - \omega \sin(\omega t + \alpha)] \quad (119.3)$$

Əgər (119.3) ifadəsinin sağ tərəfini vahidə bərabər olan $\omega_0 / \sqrt{\omega^2 + \beta^2}$ -a vursaq, alarıq:

$$I = \omega_0 A e^{-\beta t} \left[-\frac{\beta}{\sqrt{\omega^2 + \beta^2}} \cos(\omega t + \alpha) - \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \beta^2}} \sin(\omega t + \alpha) \right] \quad (119.4)$$

$$\cos \psi = -\frac{\beta}{\sqrt{\omega^2 + \beta^2}} = -\frac{\beta}{\omega_0}; \quad \sin \psi = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \beta^2}} = -\frac{\omega}{\omega_0}$$

şərtləri ilə təyin edilən ψ bucağı daxil etsək, (119.4) ifadəsi üçün alarıq:

$$I = \omega_0 A e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha + \psi) \quad (119.5)$$

$\cos \psi < 0$ və $\sin \psi > 0$ olduğundan ψ bucağının qiyməti $\frac{\pi}{2}$ -dən

π -yə qədər $\left(\frac{\pi}{2} \leq \psi \leq \pi\right)$ dəyişir. Beləliklə, konturda aktiv müqavimətin varlığı göstərir ki, cərəyan kondensatordakı

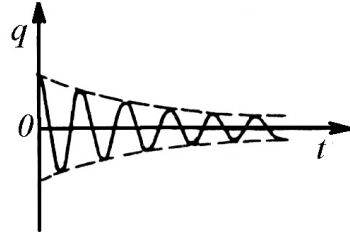
gərginliyi fazaca $\frac{\pi}{2}$ -dən çox qabaqlayır ($R=0$ olduqda qabaqlama $\frac{\pi}{2}$ qədər olar). (119.1) ifadəsi göstərir ki, konturdakı rəqs, cərəyan və gərginlik eksponensial qanunla azalır (şəkil 119.1). Rəqsin sönməsi bir qayda olaraq sönmənin loqarifmik dekrementi ilə xarakterizə edilir:

$$\lambda = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \beta T \quad (119.6)$$

Burada $A(t)$ t anındakı, $A(t+T)$ isə $t+T$ anındakı amplitudlardır.

Qeyd etmək lazımdır ki, $\beta^2 \geq \omega_0^2$ və yaxud $\frac{R^2}{4L^2} \geq \frac{1}{LC}$ olarsa, onda kondensatorda periodik boşalma yaranar. Kondensatorun belə boşalmasına uyğun gələn müqavimət kritik müqavimət

adlanır və $\frac{R_{kr}^2}{4L^2} \geq \frac{1}{LC}$ şərtindən təyin edilir.



Şəkil 119.1

120. Məcburi elektrik rəqsləri.

Konturda məcburi elektrik rəqsləri almaq üçün, ona xaricdən periodik dəyişən təsir göstərməliyik. Başqa sözlə, ardıcıl birləşdirilmiş kontur elementlərinin uçları ya dəyişən e.h.q.-nə və yaxud $U = U_0 \cos \omega t$ dəyişən gərginlik şəbəkəsinə birləşdirilir (şəkil 120.1).

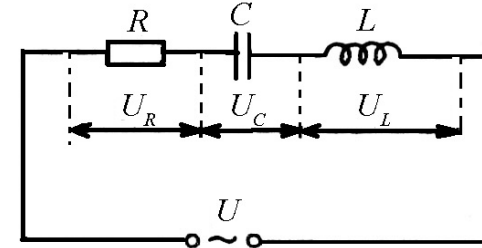
Konturda meydana çıxan məcburi rəqsin tənliyi sol tərəfi iki tərtibli diferensial tənliklə ifadə ediləcəkdir,

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = U_C \cos \omega t \quad (120.1)$$

Uyğun çevrilmələri aparsaq, aşağıdakı tənliyi alarıq:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = \frac{U_0}{L} \cos \omega t \quad (120.2)$$

(120.2) tənliyinin xüsusi həlli



Şəkil 120.1

$$q = q_0 \cos(\omega t + \alpha) \quad (120.3)$$

şəklində olur. (120.3) xüsusi həllindən istifadə edib, (120.2) tənliyini asanlıqla həll edərək məcburi elektrik rəqsinin amplitudunu və başlanğıc fazasını təyin edə bilərik:

$$q_0 \frac{\frac{U_0}{L}}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}, \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{2\beta \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (120.4)$$

(120.4) ifadələrində $\omega_0 = \frac{1}{LC}$ və $\beta = \frac{R}{LC}$ olduğunu nəzərə alsaq, alarıq:

$$q_0 = \frac{U_0}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L} \quad (120.5)$$

(120.3) ifadəsini bilərək konturdan axan cərəyanı təyin etmək olar.

$$I = -q_0 \omega \sin(\omega t + \alpha) = I_0 \cos\left(\omega t + \alpha + \frac{\pi}{2}\right) \quad (120.6)$$

burada $I_0 = q_0 \omega$ cərəyanın amplitud qiymətidir. Məcburi rəqsin amplitudunu nəzərə alsaq, cərəyanın amplitud qiyməti üçün alırıq:

$$I_0 = \omega q_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (120.7)$$

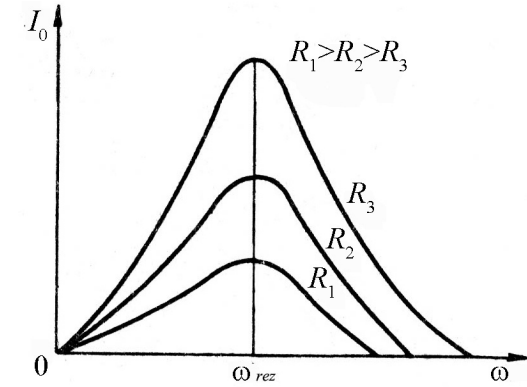
(120.7) ifadəsindən göründüyü kimi, tezlik rezonans tezliyinə bərabər olanda I_0 maksimal qiymətə çatır. Rezonans şərti və buna uyğun gələn tezlik, məcburi mexaniki rəqslərdə olduğu kimi, məcburi elektrik rəqsinin amplitudunun məxrəcindəki ifadənin üzərinə qoyulan şərtdən təyin edilir. Bu şərtdə görə $(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2$ ifadəsinin ω -ya görə birinci tərtib törəməsi sıfıra bərabər götürülməlidir:

$$\omega_{rez} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \quad (120.8)$$

Əgər $\beta = 0$ yəni sönmə yoxdursa, onda $\omega_{rez} = \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ olur. Deməli, məcburi elektrik rəqslərinin ω dairəvi tezliyi

məxsusi elektrik rəqslərinin ω_0 dairəvi tezliyinə bərabərdirsə (əgər sönmə çox zəifdirsə), onda amplitud və eləcə də konturdan axan cərəyan maksimal qiymətə çatır (şəkil 120.2).

Bu hadisə rezonans hadisəsi və buna uyğun gələn tezlik isə rezonans tezliyi adlanır. Konturun aktiv müqaviməti kifayət qədər kiçikdirsə, rezonans tezliyi rəqsin məxsusi tezliyi ilə üst-üstə düşür.



Şəkil 120.2

Şəkil 120.2 –dən göründüyü kimi konturun aktiv müqaviməti nə qədər kiçik olarsa, rəqsin sönməsi də bir o qədər gec olar və maksimum daha iti olar.

121. Yerdəyişmə cərəyanı.

Əvvəlki paraqraflarda elektrik və maqnit hadisələrinin əsas qanunauyğunluqları izah edilmişdir. Bu qanunauyğunluqlara və eləcə də Faradeyin elektrik və maqnit sahələrinə dair təcrübələrinə əsaslanaraq Maksvell elektromaqnit sahəsinin tamamlanmış nəzəriyyəsini yaratmışdır. Maksvell nəzəriyyəsi sükunətdəki yüklərin elektrostatik sahəsindən başlamış işığın elektromaqnit təbiətinə qədər böyük bir intervalı əhatə edir.

Maksvell nəzəriyyəsi fenomenoloji xarakter daşıyır, yəni mühitdə baş verən hadisənin daxili mexanizmi izah edilmir. Elektrik və maqnit hadisələri Maksvell nəzəriyyəsində mühiti xarakterizə edən üç kəmiyyətlə: ε - nisbi dielektrik nüfuzluğu, μ - nisbi maqnit nüfuzluğu və σ - elektrik keçiriciliyi ilə xarakterizə edilir.

Bu kəmiyyətlərin mühitin xassələrindən asılılığı, polyarizə-lənmə və maqnitlənmə zamanı baş verən fiziki hadisələrin mahiyyəti, nəzəriyyədə təhlil edilir.

Elektromaqnit sahəsinin Maksvell nəzəriyyəsi makroskopik xarakter daşıyır, başqa sözlə, elə makroskopik yüklərin yaratdığı elektrik və maqnit sahələrinə baxılır ki, həmin yüklərin lokallaşdığı həcm ayrılıqda götürülmüş bir atomun və ya molekulun həcmindən böyükdür. Əslində makroskopik yüklər elə mikroskopik yüklərdən təşkil edilib ki, onlar fəzanın hər bir nöqtəsində özlərinin kəsilməz dəyişən elektrik və maqnit sahələrini yaradır.

İndi isə Maksvell nəzəriyyəsinə əsasən tam cərəyan qanununun və elektromaqnit induksiya hadisəsinin vəhdətinə baxaq. Fərz edək ki, naqilin AB hissəsi dəyişən maqnit sahəsində yerləşir (şəkil 121.1). Bu zaman meydana çıxan induksiya e.h.q.-nin hesabına naqilin uclarının birində elektron çatışmamazlığı yaranacaq ki, buna uyğun potensialları da φ_1 və φ_2 ilə işarə edək. Qeyd etmək lazımdır ki, zamanın verilmiş anında potensiallar fərqi induksiya e.h.q. -nə bərabərdir. Naqildən axan yükün q miqdarı və uyğun cərəyan şiddəti zamanın müxtəlif anlarında konturun tutumundan asılı olacaqdır

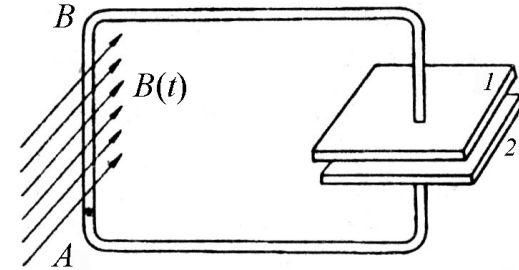
$$\left(q = c(\varphi_1 - \varphi_2), I = \frac{dq}{dt} \right).$$

Naqilin 1 və 2 uclarına tutumu böyük olan kondensator lövhələrini birləşdirsək (hesablama zamanı

naqilin tutumunu nəzərə almamaq üçün), onda meydana çıxan induksiya e.h.q.-nin hesabına açıq dövrədəki cərəyan şiddəti

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt} [c(\varphi_1 - \varphi_2)] = \frac{d}{dt} (cE_i) = c \frac{dE_i}{dt}$$

şəklində olar.



Şəkil 121.1

Baxdığımız sistemdə elektronların nizamlı hərəkəti kondensator lövhələrini birləşdirən naqillərdə müşahidə edilir. Bu naqildə hərəkət edən elektron özünün xüsusi maqnit sahəsini yaradır. Qeyd etmək lazımdır ki, bu sahə qiymət və istiqamətcə dəyişən induksiya cərəyanı ilə eyni zamanda dəyişir. Nəzərə almaq lazımdır ki, elektronların nizamlı hərəkəti kondensatorun lövhələrində kəsilir. Bu zaman qarşıya belə bir sual çıxır: görəsən kondensatorun lövhələri arasında elektronların nizamlı hərəkətinə müqavimət olaraq maqnit sahəsi də kəsilmir? Bu süala Maksvell cavab verərək, göstərmişdir ki, həmin yerdə elektrik sahəsi zamandan asılı olaraq dəyişdiyindən, maqnit sahəsi mövcud olmalıdır. Deməli, Maksvellə görə fəzanın hər hansı bir nöqtəsində dəyişən elektrik sahəsi mövcuddursa, həmin nöqtədə dəyişən maqnit sahəsi də mövcud olmalıdır və sahənin intensivlik vektoru hər bir nöqtədə

qiymətcə elektrik induksiya vektorunun $\frac{dD}{dt}$ dəyişmə sürəti ilə mütənasib olmalıdır.

Elektrik sahəsi zamandan asılı olaraq dəyişərsə, deməli bu sahə yalnız elektrik sahəsi hesab edilmir və bu sahəyə onunla qarşılıqlı əlaqədə olan maqnit sahəsi də əlavə edilir. Belə sahə elektromaqnit sahəsi adlanır. Məlumdur ki, cərəyanlı naqıl öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır. Bu fikrin əksini də söyləmək olar. Yəni maqnit sahəsi varsa, o hökmən hər hansı bir cərəyanın vasitəsilə yaranmışdır. Qeyd etmək lazımdır ki, kondensatorun lövhələri arasında maqnit sahəsi elə bu xüsusi cərəyanın hesabına yaranmışdır ki, həmin cərəyanı Maksvell «yerdəyişmə cərəyanı» adlandırmışdır. Maksvell ideyasına görə bu cərəyan yüklərin nizamlı hərəkəti ilə əlaqədar deyil. Bu cərəyanın varlığı üçün maqnit sahəsi ilə əlaqədar olan dəyişən elektrik sahəsinin olması vacibdir.

İndi isə «yerdəyişmə cərəyanı»nın şiddəti ilə elektrik induksiya vektorunun dəyişmə sürəti arasında əlaqə yaradaq. Bunun üçün fərz edək ki, kondensatorun lövhələri arasındakı məsafə çox kiçikdir və ona görə də elektrik sahəsi bircinslidir və yalnız kondensatorun lövhələri arasında lokallaşmışdır. Bu zaman elektrik induksiya vektoru lövhələr arasındakı fəzada belə təyin edilir:

$$D = 4\pi v = \frac{4\pi q}{S}.$$

Burada q – bir lövhədəki yük, S – isə lövhənin sahəsidir. D və q zamandan asılı olaraq dəyişdiyindən yazırıq:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{1}{4\pi} \frac{dD}{dt} S \quad (121.1)$$

Maksvell fərziyyəsinə görə açıq konturda «yerdəyişmə cərəyanı» keçiricilik cərəyanı kimi konturu qapayır və kəmiyyətcə keçiricilik cərəyanına bərabər olur. Onda $I_j = \frac{dq}{dt}$ «yerdəyişmə cərəyanı»nın şiddəti, $\frac{I}{S}$ isə onun j sıxlığı olar. Onda,

$$j_j = \frac{1}{4\pi} \frac{dD}{dt} \quad (121.2)$$

(121.2) ifadəsi dəyişən elektrik sahəsi olan bütün hallar üçün tətbiq edilir. Elektrik sahəsinin ixtiyari dəyişməsi «yerdəyişmə cərəyanı» və onunla əlaqədar maqnit sahəsi yaradır. Yüklərin nizamlı hərəkəti dielektrlərdə də mövcud olduğundan kondensatorun lövhələri arasına dielektrik daxil etsək, induksiya vektoru $D = E + 4\pi P$ şəklində olar və «yerdəyişmə cərəyanı»nın sıxlığı üçün

$$j_j = \frac{1}{4\pi} \frac{dD}{dt} = \frac{1}{4\pi} \frac{dE}{dt} + \frac{dP}{dt} \quad (121.3)$$

alırıq. Burada $\frac{dP}{dt}$ dielektrikdəki bağlı yüklərin nizamlı hərəkətini xarakterizə etdiyindən, ona polyarizasiya yüklərinin cərəyanı da deyilir. Onda «təmiz yerdəyişmə cərəyanı» olaraq $\frac{1}{4\pi} \frac{dD}{dt}$ həddi qalır ki, o da heç bir istilik ayırmır, lakin maqnit sahəsi yaradır.

Çox kiçik qiymətə malik olan «yerdəyişmə cərəyanı» yalnız vakuuma və yaxud dielektrlərdə deyil, həm də daxilində dəyişən elektrik sahəsi olan naqildə də müşahidə edilə bilər. Bu baxımdan Maksvell tam cərəyan qanunu anlayışını vermişdir.

$$I_{tam} = I_{keç} + I_j \quad (121.4)$$

Açıq elektrik konturu tam cərəyan vasitəsilə həmişə qapalıdır. Bu qapalılığın müəyyən mənada səbəbi yüklərin nizamlı hərəkəti, başqa bir səbəbi isə dəyişən elektrik sahəsidir.

122. Maksvell tənlikləri.

Elektromaqnit sahəsinin Maksvell tərəfindən verilmiş nəzəri əsasını tənliklər vasitəsilə ifadə edək. Maqnit sahəsi yalnız hərəkət edən yüklü zərrəciklər tərəfindən (keçiricilik cərəyanı) deyil, həmçinin dəyişən elektrik sahəsi («yerdəyişmə cərəyanı») tərəfindən də yaradıldığından maqnit sahəsinin sirkulyasiyasını ifadə edən $\oint_e H dl = 4\pi I$ düsturunda I cərəyanı əvəzinə I_{tam} tam cərəyanı yazmaq lazımdır:

$$\oint_l H_l dl = 4\pi I_{tam} = 4\pi(I_{keç.c} + I_{dəy.c}) = 4\pi I_{keç.c} + \frac{d}{dt} \int_S D dS \quad (122.1)$$

Digər tərəfdən məlumdur ki, maqnit sahəsinin zamandan asılı olaraq dəyişməsi elektrik sahəsi yaradır

$$\oint_l E_s dS = - \int_S \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d}{dt} \int_S B_n dS \quad (122.2)$$

kimidir. Burada $\Phi = \int_S B_n ds$ - olub S - səthindən keçən maqnit selidir.

Bundan əlavə, elektrik və maqnit sahələri üçün Ostroqradski-Qauss teoremi Maksvell tənlikləri vasitəsilə aşağıdakı kimi verilmişdir:

$$\oint_S D_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i; \quad \oint_S B_n dS = 0 \quad (122.3)$$

Bu tənliklərə daxil olan kəmiyyətlər arasında göstərilmiş, asılı olmayan, xətti əlaqə mövcuddur.

$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}; \quad \vec{D}_n = \epsilon\epsilon_0 \vec{E}; \quad \vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (122.4)$$

Maksvelin yuxarıda göstərilmiş integral tənliklərindən əlavə onun diferensial tənlikləri vasitəsilə Amper qanunu, elektromaqnit induksiya hadisəsi üçün Faradey qanunu və elektrik və maqnit sahələri üçün Ostroqradski-Qauss teoreminin təsviri verilmişdir:

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j}_{keç.ç} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \quad \text{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (122.5)$$

$$\text{div} \vec{D} = \rho; \quad \text{div} \vec{B} = 0 \quad (122.6)$$

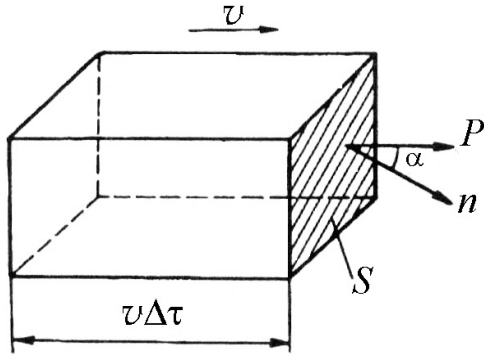
Burada ϵ, μ - nisbi dielektrik və maqnit nüfuzluqları ϵ_0, μ_0 isə uyğun olaraq elektrik və maqnit sabitləri, σ isə maddənin xüsusi elektrik keçiriciliyidir. Yazılmış (122.1), (122.2), (122.3), (122.4), (122.5), (122.6) tənlikləri Maksvel tənlikləri adlanır və bu tənliklər elektromaqnit sahəsini tam xarakterizə edir.

123. Elektromaqnit sahəsinin enerjisi.

Elektromaqnit sahəsi ilə bağlı bir çox hadisələr (detektor dövrəsinə birləşdirilmiş həssas qalvanometr əqrəbinin elektromaqnit sahəsinin təsirindən meyl və s.) göstərir ki, elektromaqnit sahəsi müəyyən miqdarda enerji daşıyır. Bunun üçün elektromaqnit sahəsində yerləşdirilmiş paralelopiped şəkilli naqilin S səthindən Δt zamanında daşınan Δw enerjisini şəkil 123.1 əsasında hesablamaq olar.

Elektromaqnit sahəsinin həcmi enerji sıxlığı maqnit və elektrik sahələrinin enerji sıxlıqları cəmindən ibarət olduğundan, yaza bilərik:

$$W = \frac{1}{2}(\epsilon\epsilon_0 E^2 + \mu\mu_0 H^2) \quad (123.1)$$



Şəkil 123.1

Qeyd etmək lazımdır ki, fəzanın verilmiş nöqtəsində $\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorları eyni faza ilə dəyişərsə, onda bu vektorların amplitud qiymətləri arasındakı münasibət $\sqrt{\epsilon\epsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H$ şəklində olacaqdır. Bu zaman elektrik və maqnit sahələrinin enerji sıxlıqları zamanın verilmiş anında eyni olacaqdır: $\omega_E = \omega_H$. Bu şərt daxilində (123.1) ifadəsi

$$W = \epsilon_0 \epsilon E^2, \quad (123.2)$$

şəklinə düşər. $\sqrt{\epsilon\epsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H$ münasibətinin hər tərəfini $\sqrt{\epsilon\epsilon_0}E$ -yə vursaq və bu ifadəni (123.2)-də nəzərə alsaq alarıq:

$$W = \epsilon\epsilon_0 E^2 = \sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}EH \quad (123.3)$$

Elektromaqnit dalğasının mühitdə yayılma sürəti $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}}$ olduğundan, $S = Wv$ hasil enerji selinin sıxlığını verər, yəni

$$S = Wv = \sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}EH \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}} = EH \quad (123.4)$$

$\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorları qarşılıqlı perpendikulyar olduqlarından $[\vec{E}, \vec{H}]$ vektorunun istiqaməti enerjinin daşınma istiqaməti ilə üst-üstə düşür. Ona görə də enerji selinin sıxlıq vektorunu $\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorlarının vektorial hasil kimi göstərmək olar.

$$\vec{S} = [\vec{E}\vec{H}] \quad (123.5)$$

burada $\vec{S}$ vektoru Umov-Poyntinq və ya çox vaxt sadəcə olaraq Poyntinq vektoru adlanır.

BEŞİNCİ HİSSƏ

FƏSİL XIX

OPTİKANIN ƏSASLARI

**124. Işıq haqqında təlimin inkişafı və işığın təbiəti.
Işığın düzxətli yayılması, sınması və qayıtması
qanunları. Tam daxili qayıtma. Xüsusi nisbilik
nəzəriyyəsinin postulatları.**

Bizim eramızdan 450 il əvvəl yaşamış Platonun məktəbi işığın düz xətt boyunca yayılması və güzgü səthdən qayıdarkən işığın düşmə və qayıtma bucaqlarının bərabər olması qanunlarını kəşf etmişdir. Bundan əlavə eramızdan 300 il əvvəl yaşamış Evklidin əsərlərində də işığın düz xətt boyunca yayılması qanunu öz əksini tapmışdır.

Işığın sınma qanunu eramızdan 350 il əvvəl Aristotələ məlum idi. Eramızın başlanğıcında yaşamış astronom Ptolomey işığın düşmə və sınma bucaqlarını ölçərək refraksiya cədvəlini tərtib etmişdir. Bunlarla yanaşı işığın sınma qanunu haqda dəyərli fikirlər XVI əsrin sonunda Cnelli tərəfindən və XVII əsrin ortalarında məşhur Fransa həndəsəşünası Dekart tərəfindən söylənilmişdir. Bütün bunlara baxmayaraq işığın təbiətinə və optikanın əsas qanunlarına dair fikirlər son dövrlərdə söylənilmişdir.

Işığın təbiətinə dair ardıcıl müşahidə və təcrübəyə əsaslanmış ilk nəzəriyyə İsaax Nyuton tərəfindən verilmişdir. Nyutonun verdiyi iki hipotezdən birinə görə işıq dalğa təbiətli, digərinə görə isə işıq mənbə tərəfindən buraxılan maddi hissəciklər – korpuskullar axınından ibarətdir. Nyuton bu iki hipotezdən əsas üstünlüyü korpuskulyar nəzəriyyəyə vermişdir. Bu nəzəriyyəyə görə işıq korpuskulları bircins mühitdə düz xətt boyunca bütün istiqamətlərdə müəyyən sonlu sürətlə yayılır.

XVII-XVIII əsrlərdə yaranan və hökm sürən korpuskulyar nəzəriyyənin müvəffəqiyyətləri ilə yanaşı ciddi çətinlikləri də olmuşdur. Belə ki, bu nəzəriyyə bir çox hadisələri: difraksiya, interferensiya, polyarlaşma hadisələrini izah edə bilmədi.

Nyuton özünün korpuskulyar nəzəriyyəsini verdikdən cəmi bir neçə gün sonra XVII əsrin məşhur astronom və fiziki Xristian Hüygens işığın dalğa nəzəriyyəsini irəli sürmüşdür. Hüygens prinsipində deyilir ki, sferik dalğa yayılarkən dalğanın çatdığı hər bir nöqtə yarımşferik dalğa mənbəyinə çevrilir və həmin yarımşferik dalğaların qurşayanı dalğa cəbhəsini verir.

Alimlər arasında uzun müddət işığın təbiətinə dair mövcud olan nəzəriyyələr haqqında müxtəlif fikirlər söylənilmişdir. Belə ki, Nyuton Hüygens nəzəriyyəsinə qarşı, Lomonosov və Eyler isə Nyuton nəzəriyyəsinə qarşı çıxdılar. XVIII əsrin sonu XIX əsrin əvvəllərində bu iki ideya arasındakı mübahisə dalğa nəzəriyyəsinin xeyrinə həll olundu.

İngilis alimi Tomas Yunq işığın difraksiya və interferensiya hadisələrini dəqiq öyrəndikdən və yarımşferik dalğa mənbələrinin koherent olduqlarını yəqin etdikdən sonra, fransız alimi Oqyusten Frenel, Hüygens prinsipini Yunqun interferensiya prinsipi ilə tamamlayaraq bu prinsipi dəqiqləşdirdi. Belə dəqiqləşdirilmiş prinsip Hüygens-Frenel prinsipi adlandırılmışdır.

Gələcəkdə görəcəyimiz kimi bu prinsip işığın interferensiya, difraksiya və polyarlaşma hadisələrinin öyrənilməsində mühüm rol oynadı.

XIX əsrin ikinci yarısında Maksvell, elektrik və maqnit sahələrində Kulon, Amper və Faradeyin kəşflərinə əsaslanaraq, işığın elektromaqnit nəzəriyyəsini vermişdir. Maksvell nəzəriyyəsinə görə işıq elektromaqnit dalğalarından başqa bir şey deyildir. Elektromaqnit nəzəriyyəsinə görə

$$\frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu}$$

olmasıdır. Burada c – işığın boşluqda yayılma sürəti, v isə dielektrik və maqnit nüfuzluluğu uyğun olaraq ϵ və μ olan mühitdə işığın yayılma sürətidir:

$$\frac{c}{v} = n$$

n - mühitin sındırma əmsalı olub, $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ şəklindədir.

Maksvell nəzəriyyəsi maddənin optik, elektrik və maqnit parametrləri arasında əlaqə yaradır. Lakin bu əlaqə işığın dispersiya hadisəsini, yəni n -in işığın dalğa uzunluğu λ -dan asılılığını izah edə bilmir. Bu çətinlik Lorens tərəfindən verilmiş elektron nəzəriyyəsinin köməyi ilə aradan qaldırılır.

Qeyd etmək lazımdır ki, işığın dalğa nəzəriyyəsi ilə yanaşı efir anlayışı da inkişaf edirdi. İlk anlar Hüygens efir haqqında aşağıdakı fikri söyləmişdir:

İşıq xüsusi mühitdə efirdə yayılan elastik dalğadır. Efir həm bütün maddi cisimlərin daxilini, həm də onlar arasındakı fəzanı doldurur. Hüygens kimi digər alimlər də efirə müxtəlif mənalar verirdi.

Maksvell efiri bütün elektromaqnit hadisələrinin daşıyıcısı kimi qələmə vermişdir. Lorens isə efiri sükunətdə olan sonsuz

mühit kimi qiymətləndirmişdir. O, göstərmişdir ki, bu mühit yalnız bir parametrlə – işığın həmin mühitdə yayılma sürəti $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ sm / san}$ ilə xarakterizə olunur. Lakin sükunətdə olan efir anlayışı Maykelson təcrübəsi vasitəsilə inkar edildi. Nisbilik nəzəriyyəsi elektrodinamikası efir anlayışını rədd etdi.

Beləliklə, işığın təbiəti haqqında bu qısa şərh korpuskulyar və dalğa nəzəriyyəsi haqqında müəyyən fikir yaradır və məlum olur ki, işıq həm dalğadır, həm də zərrə.

Optika fizikanın bir bölməsi olub, işığın şüalanması, udulması və yayılması qanunauyğunluqlarını öyrənir. Fizikada «ışıq» anlayışı adətən təkcə insan gözü tərəfindən qəbul oluna bilən şüalanmaya deyil, həmçinin gözə görünməyən şüalanmaya da aid edilir.

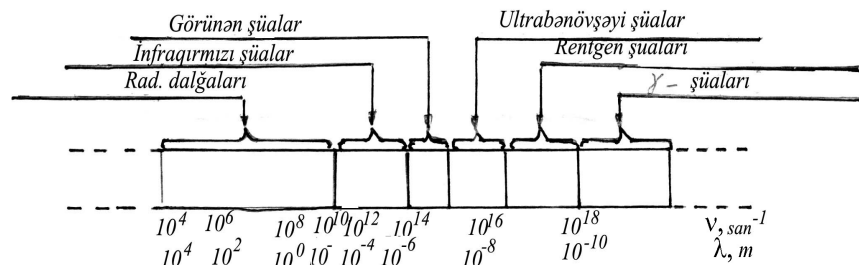
İşıq ikili, dualist təbiətə malikdir. Belə ki, işıq özünü həm elektromaqnit dalğası kimi, həm də zərrəciklər seli – fotonlar kimi aparır. Xüsusi halda, işığın dualizmi (ikili xassəsi) $E = h\nu$ ifadəsində əks olunur, belə ki, fotonun E enerjisi kvant xarakteristikası, ν rəqslər tezliyi isə dalğavari prosesin xarakteristikasıdır.

Bir sıra optik hadisələrlə işığın dalğavari xüsusiyyətləri, digər optik hadisələrdə isə zərrəcik xüsusiyyətləri özünü qabarıq şəkildə göstərir. Belə ikili təbiət həmçinin elementar zərrəciklərə – elektrona, protona və s. də aiddir.

Fizikanın inkişafında optik təcrübələr və onların nəzəriyyəsi mühüm rol oynamışdır.

Çoxlu sayda tədqiqatlarla müəyyən olunmuşdur ki, müxtəlif şüalanma növləri elektromaqnit təbiətə malik olub, bir-birindən tezliklərinə və yaranma şəraitinə görə fərqlənir.

Elektromaqnit dalğaları uzun radiodalğalardan başlanmış qısa uzunluqlu γ şüalarına qədər geniş bir diapazonu əhatə edir. Bu elektromaqnit dalğalarının şkalası adlanır (şəkil 124.1).



Şəkil 124.1

Dalğa uzunluğu 10 km-dən millimetrin hissələri qədər olan dalğalara radiodalğalar deyilir. Radiodalğalar rəqs konturunun köməyi ilə qeydə alınır (müşahidə olunur).

Dalğa uzunluğu 1 mm-dən 760 nm-ə qədər olan dalğalar infraqırmızı dalğalar (İQ-şüalar) adlanır. IQ- şüalar isti cisimlər tərəfindən şüalandırılır və xüsusi istilik qəbuledicilərinin – termocüt, fotoelementlər, fotomüqavimətlər və xüsusi fotolövhələr vasitəsilə qeydə alınır.

Elektromaqnit dalğalarının, insan gözüne təsir edərək xəyal yaradan, qəbul olunan hissəsi görünən işıq adlanır. Görünən işığın dalğa uzunluğu 760 nm-dən 380 nm -ə qədər olur. Görünən spektrin əsas rənglərinə uyğun işıq dalğalarının uzunluqları cədvəl 124.2-də verilmişdir.

Cədvəl 124.2

Rəng	Dalğa uzunluğu λ, nm
Qırmızı	760...620
Narıncı	620...590
Sarı	590...575
Yaşıl	575...510
Mavi	510...480
Göy	480...450
Bənövşəyi	450...380

Dalğa uzunluğu 380 nm-dən 1 nm-ə qədər olan dalğalar ultrabənövşəyi dalğalar (UB-şüalar) adlanır. UB- şüalar Günəş şüalarında, közərmis cisimlərin şüalanmasında, elektrik qövsündə və qaz boşalmalarında mövcuddur. UB-şüaları adətən yaxın (380...180 nm) və uzaq (180...10 nm) olmaqla iki yerə bölürlər. Dalğa uzunluğu 180 nm-dən kiçik olan UB- dalğalar hava da daxil olmaqla bütün maddələrdə çox intensiv udulur. UB- şüalar qazları ionlaşdırır, fotokimyəvi reaksiyalar törədir, bir çox maddələrdə lüminessensiya yaradır və bioloji aktivliyə malikdir. UB-şüalar fotolövhələrin, fotoelementlərin, fotomüqavimətlərin köməyi ilə qeydə alınır. Adi pəncərə şüşəsi UB-şüaları buraxmır.

Dalğa uzunluğu $10...10^{-2}$ nm diapazonunda olan dalğalar rentgen şüaları (R-şüalar) adlanır. Bu şüalar laboratoriya şəraitində rentgen borusunun köməyi ilə alınır və fotoqrafiya, ionizasiya (ionlaşdırma) və lüminessent metodları ilə qeydə alınır.

R-şüalar bir çox maddələrdə zəif udularaq çox yaxşı keçir, ağır elementlərin atomları tərəfindən isə çox intensiv (güclü) udulur. Onlar qazları ionlaşdırır və güclü bioloji təsirə malikdir.

Dalğa uzunluqları 0,1 nm-dən kiçik olan dalğalar γ -şüalar adlanır. γ şüalar qısa dalğalı elektromaqnit şüaları olub radi-oaktiv atomların nüvələri tərəfindən buraxılır. Bu şüalar çox böyük nüfuzetmə qabiliyyətinə malik olub, yüksək bioloji aktiv-liyə malikdir. γ -şüalar maddədən keçərkən ionlaşdırdıqları atomlara görə aşkar edilir.

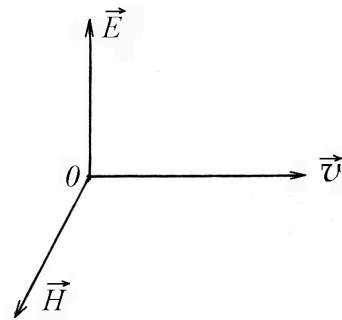
Elektromaqnit dalğalarının bu cür diapazonlara bölünməsi yolu ilə alınan şkala elektromaqnit dalğalarının şkalası adlanır (Şəkil 124.1). Bu diapazonların sərhədləri şərti olub, bir-birini örtür. İQ- dalğalar, UB- dalğalar və görünən şüalanma diapazonlarının cəmi optik diapazon adlanır.

Dalğa uzunluğu elektromaqnit dalğaları şkalasında görünən işıq diapazonuna düşən dalğalar işıq dalğaları da adlanır.

İşıq dalğasında $\vec{E}$ elektrik və $\vec{H}$ maqnit intensivlik vektorları $v \approx 10^{14}$ hs tezliklə arasıkəsilməz rəqs edir və onların rəqsləri qarşılıqlı əlaqəli olub, həmişə dalğanın yayılma istiqamətinə və bir-birinə perpendikulyardır (şəkil 124.3). Təcrübə göstərir ki, işığın gözə və digər qəbuledicilərə təsiri $\vec{E}$ elektrik vektorunun rəqsləri ilə bağlıdır. Ona görə də $\vec{E}$ vektoruna işıq vektoru deyilir (şəkil 124.3).

İşıq şüası optik bircins mühitdə düz xətt boyunca yayılır. Optik bircins mühit elə mühitə deyilir ki, sındırma əmsalı mühitin hər yerində eyni olsun və ya işığın boşluqda yayılma sürəti mühitin bütün nöqtələrində dəyişməsin.

Təcrübə əsasında müəyyən olmuşdur ki, işıq iki şəffaf mühit sərhəddinə düşdükdə onun bir hissəsi qayıdır, qalan hissəsi isə



Şəkil 124. 3

sınaraq ikinci mühitə keçir. Beləliklə işığın qayıtma və sınma qanunları aşağıdakı kimi ifadə olunur:

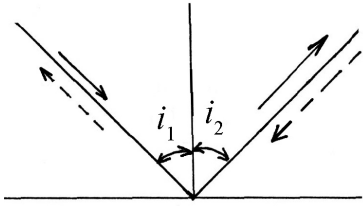
- düşən şüa, qayıdan şüa və düşmə nöqtəsindən qaytarıcı səthə endirilmiş perpendikulyar bir müstəvi üzərində yerləşir (şəkil 124.4);
- düşmə bucağı (düşən şüa ilə normal arasındakı bucaq) qayıtma bucağına (qayıdan şüa ilə qaytarıcı) səthin normalı arasındakı bucaq) bərabərdir ($\angle i_1 = \angle i_2$).
- düşən şüa, sınan şüa və düşmə nöqtəsində iki mühit sərhəddinə endirilmiş perpendikulyar bir müstəvi üzərindədir (şəkil 124.5);
- düşmə bucağının bütün dəyişmələrində düşmə bucağı sinusunun sınma bucağı (sınan şüa ilə normal arasındakı bucaq) sinusuna nisbəti verilmiş iki mühit üçün sabit olub, ikinci mühitin birinci mühitə nəzərən sındırma əmsalını verir:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

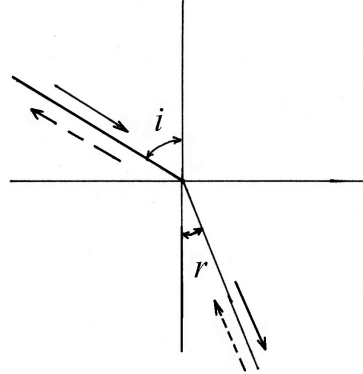
Burada n_{21} - ikinci mühitin birinci mühitə nəzərən sındırma əmsalıdır. Buna nisbi sındırma əmsalı deyilir. İxtiyari maddənin boşluğa nəzərən sındırma əmsalına mütləq sındırma əmsalı (n) deyilir (Şəkil 124.5).

Bir qayda olaraq, «mütləq» sözü atılır və sadəcə olaraq «maddənin sındırma əmsalı» anlayışı qəbul edilir.

Şəkil 124.5 və 124.4 –dən göründüyü kimi düşən, qayıdan və sınan şüalar qarşılıqlı çevrilmə xassələrinə malikdirlər.



Şəkil 124.4



Şəkil 124.5

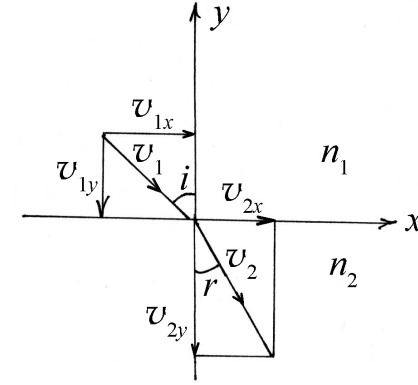
Verilmiş mühitin sındırma əmsalı, işığın boşluqda yayılma sürətinin, onun həmin mühitdə yayılma sürətinə olan nisbətində bərabərdir:

$$n = \frac{c}{v}$$

Burada c - işığın boşluqda, v - isə verilmiş mühitdə yayılma sürətidir. Nisbi sındırma əmsalı iki mühitin uyğun mütləq sındırma əmsalları nisbətində bərabərdir, yəni

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$$

İşığın sınma qanunu Nyutonun korpuskulyar və Hüygensin dalğa nəzəriyyələrinə görə izah etmək olar (şəkil 124.6).



Şəkil 124.6

Nyuton hesab edir ki, optik sıx mühit (sındırma əmsalı nisbətən böyük olan mühitə optik sıx mühit deyilir) hissəcikləri (ışıq korpuskullarını) güclü cəzb etdiyindən, sıx mühitdə işıq hissəcikləri sürətinin normal toplananı böyüyür, yəni $n_2 > n_1$ olduqda $v_{2u} > v_{1y}$ və $v_{2x} = v_{1x}$ olur (şəkil 124.6). Şəkildən görüldüyü kimi $\sin i = \frac{v_{1x}}{v_1}$; $\sin r = \frac{v_{2x}}{v_2}$ olur. Sinusların nisbətini götürsək və $v_{2x} = v_{1x}$ qəbul etsək $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_2}{v_1}$ alarıq. İşığın sınma qanununa görə $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}$ olduğundan $\frac{n_2}{n_1} = \frac{v_2}{v_1}$ alarıq, yəni optik sıx mühitdə işığın yayılma sürəti nisbətən böyük olur.

Qeyd etmək lazımdır ki, o zaman müxtəlif mühitlərdə işığın sürəti təyin olunmadığından, bu nəticəyə qarşı ciddi etiraz olmadı. Işıq sürətinin müxtəlif mühitlərdə təyini Nyuton tərəfindən söylənmiş fikrə ciddi və həlledici zərbə vurdu.

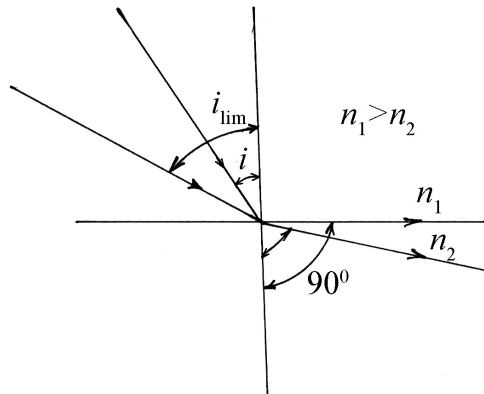
Hüygens nəzəriyyəsinə görə işığın sınma qanunu izah olundu və məlum oldu ki, $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}$ olmalıdır, yəni optik sıx mühitdə işığın yayılma sürəti kiçik olmalıdır.

Əgər işıq şüası optik sıxlığı çox olan mühitdən az olan mühitə düşərsə, onda sınan şüa normaldan iki mühit sərhəddinə doğru uzaqlaşır. Düşmə bucağının elə bir limit qiyməti çatır ki, şüa həmin bucaq altında düşdükdə sınan şüa iki mühit sərhədi ilə üst-üstə düşür və sınan şüa ilə normal arasındakı bucaq 90° olur. Bu halda tam daxili qayıtma hadisəsi baş verir (şəkil 124.7)

$$\frac{\sin i_{\text{lim}}}{\sin 90^\circ} = \frac{n_2}{n_1}$$

$$\sin i_{\text{lim}} = \frac{n_2}{n_1}$$

$$i_{\text{lim}} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$$



Şəkil 124.7

Xüsusi nisbilik nəzəriyyəsinin aşağıdakı postulatları mövcuddur:

Birinci postulat: bütün fiziki hadisələr (mexaniki, optik, elektromaqnit və s.) inersial və ətalət hesablamada sistemlərində eyni formada davam edir və onların riyazi ifadələri invariant qalır.

İkinci postulat: işığın vakuumda yayılma sürəti bütün inersial hesablamada sistemlərində eyni olub, mənbəyin və müşahidəçinin hərəkətindən asılı deyildir

Yuxarıda söylənilmiş iki postulata uyğun olaraq K və K_i inersial sistemlərinin koordinatları və zamanı arasındakı Lorens çevirmələri aşağıdakı kimidir:

$$x = \frac{x_1 + vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad y = y_1; \quad z = z_1; \quad t = \frac{t_1 + \frac{v}{c^2} x_1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$v \ll c$ olarsa Lorens çevirmələri Qaliley çevirmələrinə keçir:

$$x = x_1 + vt; \quad y = y_1; \quad z = z_1; \quad t = t_1$$

Xüsusi nisbilik nəzəriyyəsinə impuls, Nyuton mexanikasındakı kimi sürət vektoru ilə mütənasibdir:

$$\vec{P} = \frac{m_0 \vec{V}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = m \vec{V}$$

$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ olub, relyativistik kütlə adlanır.

125. Işığın interferensiyası. İnterferometrlər.

Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi optik hadisələrdən işığın interferensiyası, difraksiyası və s. kimi hadisələrin əsası Hüyens-Frenel tərəfindən qoyulmuş dalğa nəzəriyyəsi çərçivəsində izah edilir.

İki və daha çox işıq dalğaları fəzanın hər hansı nöqtəsində görüşərək bir-birini gücləndirirsə və ya zəiflədirsə, bu hadisə işığın interferensiyası adlanır. İnterferensiya hadisəsinin baş verməsi üçün görüşən dalğalar və ya dalğaları buraxan mənbələr kohorent olmalıdırlar. Eyni istiqamətdə yayılan bərabər tezlikli və sabit fazalar fərqi malik dalğalar kohorent dalğalar adlanır. Aydınır ki, bu şərt bərabər tezlikli monoxromatik işıq dalğaları üçün ödənilir.

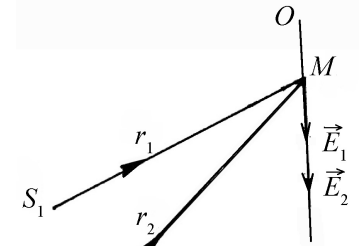
Kohorentlik şərti işıq dalğalarının interferensiya etmək qabiliyyətini xarakterizə edir.

İşıq dalğalarının interferensiyası zamanı işıq vektorunun ($\vec{E}$) rəqsləri ya toplanaraq maksimum işıq intensivliyi, ya da çıxılaraq minimum işıq intensivliyi yaradır.

Bir-birindən asılı olmayan işıq mənbələrinin buraxdıqları işıq şüaları kohorent ola bilməz.

Ona görə də kohorentlik şərtini ödəyən iki işıq dalğası almaq üçün eyni bir mənbəyin şüalandırdığı dalğanı iki hissəyə bölüb (qayıtma və ya sınma yolu ilə), onları yenidən üst-üstə salmaq lazımdır. Bu zaman bu iki dalğa eyni mənbədən şüalandıqları üçün kohorent olacaq və görüşərkən interferensiya edə biləcəklər.

Fərz edək ki, S_1 və S_2 mənbələrindən gələn iki kohorent dalğa optik bircins mühitdə müxtəlif r_1 və r_2 yollarını keçərək M nöqtəsində görüşüb interferensiya edir (şəkil 125.1). Sadəlik üçün rəqslərin amplitudalarının eyni olduğunu qəbul edib E_m ilə işarə edək. Onda



Şəkil 125.1

$$E_1 = E_m \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{r_1}{\lambda} \right) = E_m \cos \varphi_1, \quad (125.1)$$

$$E_2 = E_m \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{r_2}{\lambda} \right) = E_m \cos \varphi_2. \quad (125.2)$$

İki eyni istiqamətdə, eyni tezlikli və $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ fazalar fərqi malik harmonik rəqslərin toplanması zamanı yekun rəqsi alırıq.

$$E = E_1 + E_2 = 2E_m \cos \frac{\Delta\varphi}{2} = 2E_m \cos \left(2\pi \frac{r_2 - r_1}{2\lambda} \right). \quad (125.3)$$

Göründüyü kimi yekun rəqsin tənliyində zamandan asılı olmayan və amplitudanı müəyyən edən vuruq göstərilmişdir.

Yekun rəqsin tənliyindəki $\Delta = r_2 - r_1$ yollar fərqi müşahidə olunan interferensiyanın mahiyyətini müəyyənləşdirir. Belə ki, yollar fərqi tək sayda yarım dalğa uzunluğuna bərabər olarsa $\cos \frac{\Delta\varphi}{2} = 0$ olur və yekun rəqsin amplitudu da sıfır olur.

$$\Delta = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}; \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (125.4)$$

Bu nöqtələrdə interferensiya minimumları alınır və ona görə də (125.4) ifadəsi interferensiya minimumları şərti adlanır.

Yollar fərqi cüt sayda yarımdalğa uzunluğuna bərabər olarsa,

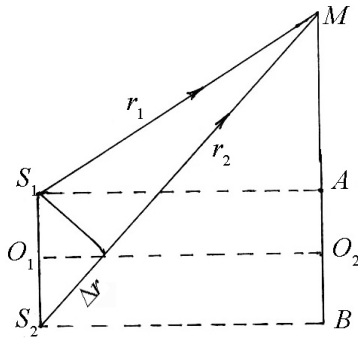
$$\Delta = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda; \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (125.5)$$

Onda $\cos \frac{\Delta\varphi}{2} = 1$ olar və yekun rəqsin amplitudu maksimum qiymətə çatır. Ona görə də (125.5) şərti interferensiya maksimumları şərti adlanır.

İnterferensiya hadisəsini daha yaxşı dərk etmək üçün interferensiya zolağının eni, müstəvi paralel lövhədən interferensiya və Nyuton həlqəsi ilə tanış olaq:

1. İnterferensiya zolağının eni.

İnterferensiya mənzərəsini müşahidə etmək üçün yuxarıda qeyd edildiyi kimi görüşən dalğalar koherent olmalıdırlar. Optikada koherent mənbələr almanın bir çox üsulları mövcuddur: bunlardan Frenel, Lloyd, Yunq və s. üsulları göstərmək olar. Qarşıya qoyulan məsələni həll etmək üçün şəkil 125.2-yə nəzər salaq.



Şəkil 125.2

Fərz edək ki, M nöqtəsində maksimum müşahidə olunur. $S_1S_2 = l$; $O_1O_2 = H$; $O_2M = h_m$ işarələmələrini qəbul edib, S_1 və S_2 -də rəqslərin eyni fazalı olduğunu fərz edərək $\Delta r = r_2 - r_1$ yollar fərqi tapaq.

$$\Delta MAS_1\text{-dən } r_1^2 = H^2 + \left(h_m - \frac{l}{2}\right)^2 \quad (125.6)$$

$$\Delta MBS_2\text{-dən } r_2^2 = H^2 + \left(h_m + \frac{l}{2}\right)^2 \quad (125.7)$$

(125.6) və (125.7)-dən

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 + r_1)(r_2 - r_1) = 2h_m \cdot l \quad (125.8)$$

alırıq. Bir qayda olaraq koherent mənbələrdən ekrana qədər olan məsafə koherent mənbələr arasındakı məsafədən çox böyük ($H \gg l$) olur. Onda $r_1 + r_2 \cong 2H$ qəbul edib, bunu (125.8)-də nəzərə alsaq

$$\Delta r = r_2 - r_1 = \frac{2h_m \cdot l}{r_2 + r_1} = \frac{2h_m l}{2H} = \frac{h_m l}{H} \quad (125.9)$$

olur.

Qeyd etmək lazımdır ki, M nöqtəsində m -ci tərtib maksimum alınması üçün $\Delta = m\lambda$ olmalıdır. m -cı maksimumun O_2 nöqtəsindən məsafəsi h_m olduğundan (125.9)-a əsasən

$$m\lambda = \frac{h_m l}{H},$$

və buradan

$$h_m = \frac{H}{l} m\lambda, \quad (125.10)$$

alırıq. Eyni qayda ilə istənilən tərtib (m -ci tərtib) minimumun mərkəzindən olan məsafəsini tapmaq olar:

$$h'_m = (2m+1) \frac{H\lambda}{2l} \quad (125.11)$$

İki qonşu maksimum (və yaxud minimum) arasındakı məsafəyə (Δh) interferensiya zolağının eni deyilir. (125.10) və (125.11)-dən göründüyü kimi:

$$\Delta h = h'_m - h_m = \frac{H}{2l} \lambda \quad (125.12)$$

Göründüyü kimi, interferensiya zolağının eni maksimum və minimumların tərtibindən asılı olmayıb, l , H və λ sabitləri ilə müəyyənləşdirilir.

İnterferensiyaya məruz qalan dalğalar müxtəlif n_1 və n_2 sındırma əmsallarına malik mühitlərdən keçərək r_1 və r_2 yollarını qət edir. Onda interferensiyanın nəticəsi, sadəcə olaraq, $\Delta = r_2 - r_1$ həndəsi yollar fərqi ilə deyil,

$$\Delta = \lambda \left(\frac{r_2}{\lambda_2} - \frac{r_1}{\lambda_1} \right) \quad (125.13)$$

optik yollar fərqi ilə müəyyən ediləcək. Burada $N_2 = \frac{r_2}{\lambda_2}$ və

$N_1 = \frac{r_1}{\lambda_1}$ olub, r_2 və r_1 yollarında yerləşən dalğa uzunluqlarının

sayıdır. Əgər $\lambda_1 = \frac{\lambda}{n_1}$ və $\lambda_2 = \frac{\lambda}{n_2}$ yazsaq, onda (125.13) ifadəsindən

$$\Delta = r_2 n_2 - r_1 n_1 \quad (125.14)$$

alırıq.

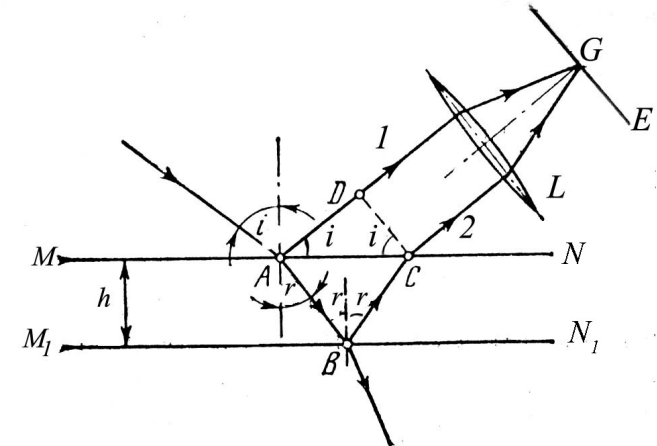
İnterferensiya zamanı işıq dalğalarının enerjisi interferensiya maksimumları və minimumları arasında bərabər paylanılır. Əgər

görüşən dalğalar koherent olmazsa, onda dayanıqsız interferensiya mənzərəsi müşahidə edilər, yəni bərabər işıqlanma alınar.

2. Müstəvi paralel lövhədən interferensiya.

Əgər ətraf mühitə nəzərən sındırma əmsalı n , qalınlığı isə h olan paralel üzlü şəffaf lövhə üzərinə i bucağı altında şüa salsaq, bu şüanın bir qismi qayıdacaq, bir qismi isə sınaraq lövhənin digər M_1N_1 səthinə düşəcəkdir. Şüa yenə də eyni qayda üzrə qismən sınacaq, qismən qayıdaraq yenidən MN sərhəddində sınaraq əvvəlki mühitdə yayılacaqdır. E ekranının G nöqtəsində interferensiya mənzərəsinin müşahidəsi üçün toplayıcı L linzası üzərinə düşən 1 və 2 şüaları arasındakı yollar fərqi aşağıdakı kimi olmalıdır (şəkil 125.3):

$$\Delta = (AB + BC)n - \left(DC - \frac{\lambda}{2} \right) \quad (125.15)$$



Şəkil 125.3

(125.15) ifadəsi yazılarkən nəzərə alınmışdır ki, $\frac{\lambda}{2}$ -nin

yarınmasına səbəb şüanın optik sıx mühit sərhəddindən qayıtdığı üçün yarımdalğa itkisinin baş verməsidir.

$$\Delta ABC \text{ -dən } AB + BC = \frac{h}{\cos r} \quad (125.16)$$

$$\Delta ADC \text{ -dən } DC = AC \sin i = 2AE \sin i \quad (125.17)$$

$$\Delta ABE \text{ -dən } AE = h \operatorname{tgr} . \quad (125.18)$$

Sınma qanununa görə $\frac{\sin i}{\sin r} = n$ olduğundan (125.16), (125.17) və (125.18)-i (125.15)-də nəzərə alsaq

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{2hn}{\cos r} - 2h \operatorname{tgr} \sin r + \frac{\lambda}{2} = \\ &= \frac{2hn}{\cos r} (1 - \sin^2 r) + \frac{\lambda}{2} = 2hn \cos r + \frac{\lambda}{2} \end{aligned} \quad (125.19)$$

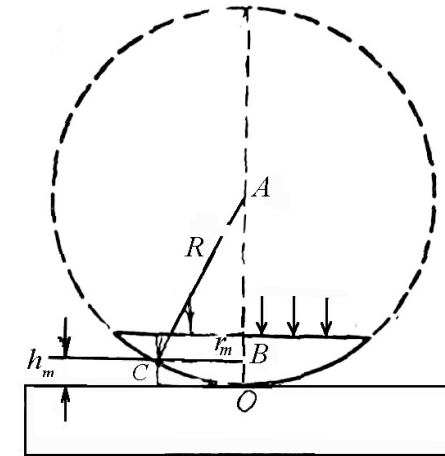
alarıq. Məlum olduğu kimi $\Delta = m\lambda$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) olduqda maksimum, $\Delta = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}$ olduqda isə minimum müşahidə olunur.

3. Nyuton həlqəsi.

Bərabər qalınlıqlı interferensiyanı yaxşı cilalanmış müstəvi paralel lövhə üzərinə linzanın qabarıq səthini kip sıxmaqla müşahidə etmək olar. Fərz edək ki, paralel monoxromatik işıq dəstəsi lövhəyə normal istiqamətdə düşür. Onda qalınlaşan hava təbəqəsinin (linza ilə müstəvi lövhə arasında) alt və üst

sərhədlərindən qayıdan şüalar interferensiya mənzərəsi yaradacaqdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, yollar fərqi $\frac{\lambda}{2}$ -ni nəzərə almaq prinsipə heç bir dəyişiklik yaratmır. $\frac{\lambda}{2}$ -nin nəzərə alınmaması interferensiya mənzərəsinin bütövlüklə yarım zolaq qədər sürüşməsinə səbəb olur.



Şəkil 125.4

Qayıdan şüalardan alınan interferensiya mənzərəsi konsentrik çevrələr şəklində olacaqdır. Bu mənzərəni Nyuton müşahidə etdiyindən Nyuton həlqələri adlanır. Bu mənzərəni nəinki qayıdan işıqda, həm də keçən işıqda da müşahidə etmək olar. Fərq ondadır ki, qayıdan şüada müşahidə olunan Nyuton həlqələrinin mərkəzi qaranlıq, keçən şüada isə işıqlı olur.

Başqa sözlə, birinin maksimumu olan yerdə o birinin minimumu və tərsinə müşahidə olunur. Buna səbəb isə müstəvi

lövə səthin O nöqtəsindən qayıtma zamanı şüanın yarım dalğa itkisinə məruz qalmasıdır.

Nyuton həlqələrinin ölçü və vəziyyətini müəyyənləşdirmək üçün yollar fərqi yazaq:

$$\Delta = 2hn \cos r + \frac{\lambda}{2}$$

Hava üçün $n=1$ və normal düşən şüa üçün $\cos r=1$ olduğundan m -ci tərtib həlqə üçün yollar fərqi

$$\Delta_m = 2h_m + \frac{\lambda}{2} \quad (125.20)$$

olur.

m -ci həlqəyə uyğun olan h_m qalınlığını şəkil (125.4)–ə əsaslanaraq həlqənin r_m və linzanın R radiusları ilə ifadə etmək olar.

Doğrudan da, ΔCAB -dən $AC^2 = CB^2 + AB^2$ və buradan h_m^2 -ci qalan hədlərə nisbətən çox kiçik olduğunu nəzərə alsaq

$$R^2 = (R - h_m)^2 + r_m^2$$

və

$$h_m = \frac{r_m^2}{2R} \quad (125.21)$$

olur. Onda

$$\Delta_m = \frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda}{2} \quad (125.22)$$

alırıq. Buna oxşar olaraq keçən şüada m -ci həlqə üçün yollar fərqi

$$\Delta_m = \frac{r_m^2}{R} \quad (125.23)$$

olur. Beləliklə:

1. Qayıdan şüa üçün:

a) m -ci işıqla həlqənin alınma şərti

$$\frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = (m+1)\lambda \quad \text{olur.}$$

Buradan

$$r_m = \sqrt{R\lambda \left(m + \frac{1}{2}\right)}, \quad (125.24)$$

b) m -ci qaranlıq həlqənin alınma şərti

$$\frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \quad \text{olur.}$$

Buradan

$$r_m = \sqrt{R\lambda_m} \quad (125.25)$$

2. Keçən şüa üçün:

a) m -ci işıqlı həlqənin alınma şərti

$$\frac{r_m^2}{R} = m\lambda \quad \text{və} \quad r_m = \sqrt{Rm\lambda}, \quad (125.26)$$

b) m -ci qaranlıq həlqənin alınma şərti

$$\frac{r_m^2}{R} = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \quad \text{və} \quad r_m = \sqrt{R\lambda \left(m + \frac{1}{2}\right)} \quad (125.27)$$

alırıq.

Göründüyü kimi qayıdan və keçən şüalarda alınan Nyuton həlqələri bir-birinin tamamlayıcısıdır. Nyuton həlqələri ağ işıqla müşahidə olunarsa, həlqələr rənglərə boyanmış olar; hər həlqənin mərkəzə yaxın hissəsi bənövşəyi, mərkəzdən ən uzaq hissəsi isə qırmızı rəngdə olur.

İnterferensiya mənzərəsi həmçinin işıq şüalarının nazik lövhələrdən və təbəqələrdən əks olunması (qayıtması) zamanı da, düşən şüa dəstəsinin iki koherent şüaya ayrılıb yenidən görüşməsi hesabına da, yaranır və böyük praktiki əhəmiyyətə malikdir.

Sabun pərdəsində, su səthindəki yağlı təbəqələrdə, bəzi quşların lələklərində (tovuz quşu, və s.), kəpənlərin qanadlarında, göy qurşağı rənglərinin əmələ gəlməsində interferensiya hadisəsinin böyük rolu var.

İşıq interferensiyası elm və texnikanın müxtəlif sahələrində geniş tətbiq olunur.

İnterferometr adlanan cihazların işləmə prinsipi də koherent işıq dalğalarından alınan interferensiya hadisəsinə əsaslanır.

İnterferometrlər sırasına Jəmen, Maykelson, Fabri-Pero və s. interferometrləri daxildir və bunlar vasitəsilə şəffaf cisimlərin cüzi dəyişməsinə müəyyən etmək, hamar səthlər üzərində olan çox kiçik kələ-kötürləri ölçmək, spektral xətlərin incə quruluşunu müəyyənləşdirmək olur.

Qeyd etmək lazımdır ki, Maykelson interferometri əfir nəzəriyyəsini rədd etmək sahəsində tarixi rol oynamışdır.

126. Işıq difraksiyası. Difraksiya qəfəsi.

İşıq dalğa təbiətli olmasını təsdiq edən hadisələrdən biri də işıq difraksiyasıdır.

İşıq dalğaları mühitdə yayılarkən kiçik ölçülü maneəyə rast gəldikdə, həmin maneəni aşması, düz xətt boyunca yayılma qanunundan kənara çıxması hadisəsi işıq difraksiyası adlanır.

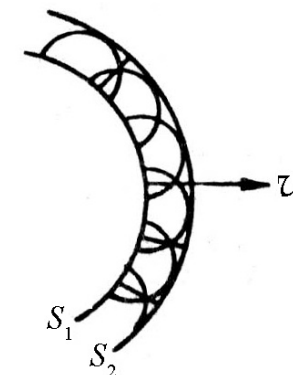
İşıq difraksiyası hadisəsinin tam nəzəriyyəsi çox mürəkkəb xarakter daşıyır. Ancaq işıq difraksiyası hadisəsinin təbiəti və əsas keyfiyyət qanunauyğunluqları iki sadə əsas prinsipin köməyi ilə müəyyən edilə bilər.

1. **Hüyqens prinsipi.** Işıq dalğası mühitdə yayılarkən, dalğa cəbhəsi səthinin çatdığı hər bir nöqtə özü ikinci elementar sferik dalğalar mənbəyinə çevrilir və bu elementar sferik dalğaların qurşayanı zamanın sonrakı anında yeni dalğa cəbhəsi olub mühitdə v sürətilə yayılır (Şəkil 126.1).

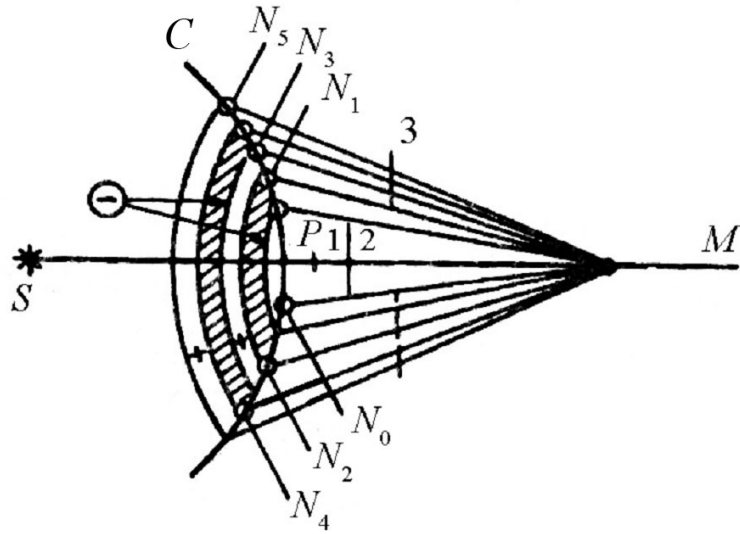
2. **Frenel prinsipi.** Frenel ikinci sferik dalğa mənbələrinin koherent olmaları fikri ilə Huygens prinsipini tamamlamışdır. Bu səbəbdən interferensiya prinsipi ilə tamamlanmış Huygens prinsipi difraksiya hadisəsinin qarşıya çıxan bütün çətinliklərini müvəffəqiyyətlə həll etdi.

Ümumiyyətlə, Huygens-Frenel prinsipində yekun intensivliyi tapmaq məsələsi böyük riyazi çətinliklər yaradır və bir çox hallarda onun dəqiq riyazi həlli mümkün olmur. Bu baxımdan süni üsullardan istifadə olunur və belə üsullardan ən mütərəqqisi Frenelin zonalar üsuludur. Frenel təklif etmişdir ki, dalğa cəbhəsini elə zonalara bölmək lazımdır ki, baxılan nöqtəyə qonşu zonalardan gələn dalğalar əks fazada olsunlar və bir-birini zəiflədib yox etsinlər (Şəkil 126.2).

Fərz edək ki, nöqtəvi monoxromatik S işıq mənbəyi bircins mühitdə yerləşmişdir. Huygens prinsipinə görə bu mənbədən bütün istiqamətlərdə sferik dalğalar yayılır və zamanın müəyyən anında fəzada C vəziyyətini tutur. Cəbhə qarşısında ixtiyari M müşahidə nöqtəsi götürüb onu S mənbəyi ilə düz xətlə birləşdirək.



Şəkil 126.1



Şəkil 126.2

İşıq *SPM* şüası istiqamətində düz xətt boyunca yayılsa idi, onda onun yoluna ixtiyari kiçik 1 və ya 2 ekranı qoyulsaydı onda *M* nöqtəsində tam qaranlıq olardı. Işığın dalğa təbiətinə görə *M* müşahidə nöqtəsinə cəbhənin təkcə *P* nöqtəsindən deyil, onun bütün nöqtələrindən dalğalar gəlir. Ancaq bu dalğalar yollar fərqinə görə müxtəlif fazalarda olur.

İnterferensiyanın nəticəsini hesablamaq üçün Frenel mərkəzləri *M* nöqtəsində olan radiusları uyğun olaraq

$$\begin{cases} MN_1 = MP + \lambda/2 \\ MN_2 = MN_1 + \lambda/2 = MP + 2\lambda/2 \\ MN_3 = MN_2 + \lambda/2 = MP + 3\lambda/2 \end{cases} \quad (126.1)$$

olan bir sıra dairələr çəkməklə 4 dalğa cəbhəsini bir sıra dairəvi zonalarla bölməyi təklif etdi (Şəkil 26.2-də zonaların aydın görünməsi üçün onlar arada biri boş buraxılmaqla ştrixlənmişdir).

M nöqtəsinə cəbhənin hər bir zonasından gələn dalğa özündən əvvəlki zonadan gələn dalğadan fazaca $\frac{\lambda}{2}$ qədər sürüşmüşdür və buna görə də onlar əks fazada olduqlarından interferensiya zamanı onların amplitudları çıxılır. *M* nöqtəsinə cəbhənin müxtəlif zonalarından gələn dalğaların amplitudlarını ardıcıl olaraq $A_1, A_2, A_3, A_4, \dots$ və s. işarə etsək və $A_1 > A_2 > A_3 > \dots$ olduğunu nəzərə alsaq, *M* nöqtəsindəki yekun amplitud üçün alırıq

$$A_M = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots + A_{k-2} + A_{k-1} - A_k, \quad (126.2)$$

(*k* - cüt olduqda doğrudur)

$$A_M = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots - A_{k-2} - A_{k-1} + A_k, \quad (126.3)$$

(*k* - tək olduqda doğrudur)

(126.2) və (126.3) ifadələrində mənfi və müsbət işarələri onu göstərir ki, cüt zonalarından *M* nöqtəsinə gələn rəqslər, tək zonalarından gələn rəqslərə nəzərən əks fazalıdır. Tək hədləri $A_1 = +\frac{A_1}{2}$, $A_3 = +\frac{A_3}{2}$ və s. yazmaqla (126.2) və (126.3) ifadələri üçün

$$A_M = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \dots + \left(\frac{A_{k-3}}{2} - A_{k-2} + \frac{A_{k-1}}{2} \right) + \frac{A_{k-1}}{2} - A_k \quad (126.4)$$

$$A_M = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \dots + \left(\frac{A_{k-2}}{2} - A_{k-1} + \frac{A_k}{2} \right) + \frac{A_k}{2} \quad (126.5)$$

alırıq. Zona nömrəsinin artması ilə müvafiq amplitudların müntəzəm olaraq kiçildiyini nəzərə alsaq, hər hansı *k*-cı zonanın *M*

nöqtəsində yaratdığı amplitudu $(k-1)$ və $(k+1)$ -ci zonaların bu nöqtədə yaratdığı amplitudlar cəminin yarısı ilə əvəz etmək olar:

$$A_k = \frac{A_{k-1} + A_{k+1}}{2} \quad (126.6)$$

(126.6)-nı (126.4) və (126.5)-də nəzərə alsaq

$$A_M = \frac{A_1}{2} + \frac{A_{k-1}}{2} - A_k \quad (126.7)$$

$$A_M = \frac{A_1}{2} + \frac{A_k}{2} \quad (126.8)$$

olur. Zonaların sayı k kifayət qədər böyük olarsa, $A_{k-1} \approx A_k$ qəbul etmək olar və (126.7) ifadəsi

$$A_m = \frac{A_1}{2} - \frac{A_k}{2} \quad (126.9)$$

şəklinə düşər. Əgər (126.8) və (126.9) ifadələrini birləşdirsək

$$A_m = \frac{A_1 \pm A_k}{2} \quad (126.10)$$

alarıq. Burada müsbət işarəsi k -nın tək, mənfi işarəsi isə k -nın cüt qiymətinə uyğundur.

İndi (126.10) ifadəsinə əsaslanaraq işığın yayılma qanununu müəyyənləşdirək. Bu baxımdan aşağıdakı hallara baxaq:

1. Mənbə ilə müşahidə nöqtəsi arasında ekran yoxdur, yəni $\rho_k \rightarrow \infty$ və $k \rightarrow \infty$. Onda $A_k \rightarrow 0$ olar və $A = \frac{A_1}{2}$ alarıq.

Deməli, bu halda bütün zonalardan M nöqtəsinə gələn rəqslərin yekun amplitudu mərkəzi zonanın həmin nöqtədə yaratdığı rəqs amplitudunun yarısına bərabərdir, başqa sözlə, bütün dalğa cəbhəsinin təsiri bu cəbhənin çox kiçik bir sahəsinin təsiri ilə əvəz olunur. Beləliklə, işığın S mənbəyindən M nöqtəsinə

SM istiqamətində çox nazik kanal, yəni düz xətt boyunca yayıldığını qəbul etmək olar. Bu nəticəyə daha sadə mühakimə yolu ilə də gəlmək olar. (126.10)-dan göründüyü kimi mərkəzi zona ilə M müşahidə nöqtəsi arasındakı məsafədən asılı olmayaraq SM düz xətti üzrə sağa və sola hərəkət etdikdə həmişə

$A_m = \frac{A_1}{2}$ olur, yəni yekun amplitud dəyişməz qalır. Əlbəttə,

buradan belə nəticə çıxmasın ki, guya mərkəzi zonanı bağlasaq

$A_m = 0$ olar. Bu yanlış fikirdir. Mərkəzi zona bağlı olsa $A_m = \frac{A_2}{2}$,

ikinci zona bağlı olsa $A_m = \frac{A_3}{2}$ və s. olar. Bu hal işıq şüası düz xətt

boyunca yayıldıqda mümkün olar.

2. Fərz edək ki, mənbə ilə müşahidə nöqtəsi arasında, deşiyinin radiusu S_k olan, qeyri-şəffaf ekran vardır. Deşiyin ölçüsünü və mənbəyin ekrana nəzərən vəziyyətini dəyişməyib müşahidə nöqtəsinin vəziyyətini SM düz xətti boyunca sağa və yaxud sola dəyişdirsək və eləcə də mənbəyin və müşahidə nöqtəsinin ekrana və bir-birinə nəzərən vəziyyətini sabit saxlayıb deşiyin radiusunu dəyişdirsək, onda k ardıcıl olaraq müvafiq tək və cüt qiymətlər alacaqdır. Deməli, bu zaman (126.10)-a uyğun olaraq M nöqtəsində yekun amplitud dəyişərək maksimum və minimum qiymətlər alacaqdır, başqa sözlə işıq difraksiyaya uğrayacaqdır.

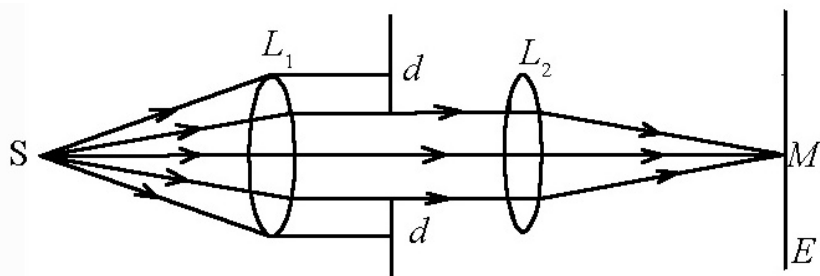
Beləliklə, yuxarıda deyilənləri ümumiləşdirməklə belə bir nəticəyə gəlirik: mənbə, ekran və müşahidə nöqtəsinin qarşılıqlı vəziyyətindən asılı olaraq ekran deşiyində yerləşən Frenel zonalarının sayı vahiddən böyük olmazsa, işıq düz xətt boyunca

yayılmayıb difraksiyaya uğrayır. Zonaların sayı $k \ll 1$ olduqda isə işığın düz xətt boyunca yayıldığını qəbul etmək olar.

İndi isə bir və çox yarıqdan baş verən difraksiya hadisəsinə baxaq:

1. Bir yarıqdan difraksiya. Bir yarıqdan difraksiya hadisəsi Fraunhofer difraksiyasının xüsusi bir halıdır. Fraunhofer difraksiyasının qısa məğzi ondan ibarətdir ki, L_1 linzasının fokusuna yerləşmiş S nöqtəvi işıq mənbəindən çıxan şüalar bu lindən keçdikdən sonra paralel dəstə şəkilində dd yarığı üzərinə düşür. Difraksiya hadisəsinə müşahidə etmək üçün paralelləşmiş işıq şüaları L_2 linzasının üzərinə düşür və ekranda difraksiya mənzərəsi müşahidə edilir. Alınmış difraksiya mənzərəsinin mahiyyəti dd yarığının ölçü və formasından və həmçinin düşən dalğanın uzunluğundan asılıdır (şəkil 126.3).

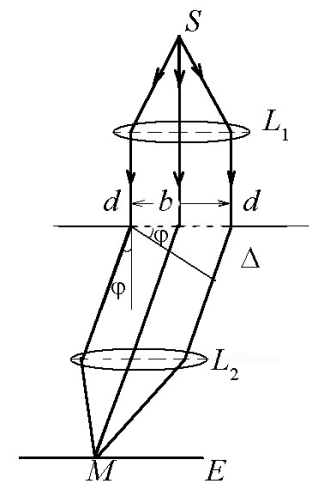
Elə buna görə də müxtəlif formalı yarıqlardan difraksiya hadisəsinə baxmaq maraq kəsb edir. Yarıq dedikdə uzununu eninə nəzərən çox-çox böyük olan düzbucaqlı deşik nəzərdə tutulur.



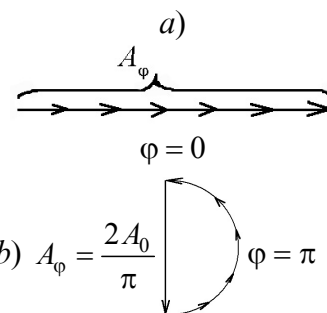
Şəkil 126.3.

Fərz edək ki, S mənbəyindən müstəvi dalğa eni b , uzunluğu isə dd olan yarıq üzərinə düşür. Məqsəd E ekranı üzərində intensivliyin difraksiya bucağından asılı olaraq paylanmasını müəyyən etməkdir. Bu məqsədə nail olmaq üçün qrafik üsüldən istifadə edəcəyik. Fərz edək ki, kənar zonalardan gələn rəqslərin fazalar fərqi sıfırdır $\varphi = 0$, onda bu istiqamətdə yekun rəqsin amplitudu ən böyük olar (şəkil 126.5 a).

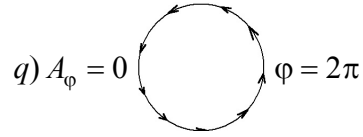
Kənar zonalardan gələn rəqslərin fazalar fərqi $\varphi = \pi$ olsa (yollar fərqi $\frac{\lambda}{2}$), onda yekun rəqsin amplitudu $A_\varphi = \frac{2A_0}{\pi}$ qədər olar (Şəkil 126.5 b).



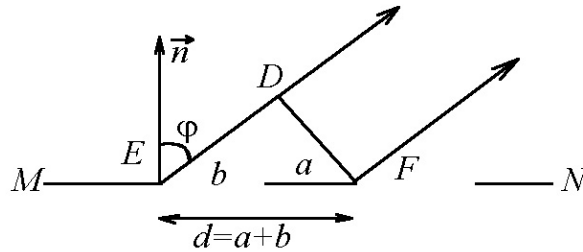
Şəkil 126.4.



Nəhayət kənar zonalardan gələn rəqslərin fazalar fərqi $\varphi = 2\pi$ olsa, onda yekun rəqsin amplitudası sıfır olacaqdır (Şəkil 126.5 q). Beləliklə yarıqda cüt sayda Frenel zonası yerləşərsə, yəni $b \sin \varphi = \pm k\lambda$ şərti ödənilərsə, onda bu zonalardan gələn dalğalar cüt-cüt bir-birinin təsirini söndürər və ekranda minimum işıqlanma müşahidə olunur. Əgər yarıqda tək sayda Frenel zonası yerləşərsə, onda bir zonanın təsiri kompensə olunmaz və $b \sin \varphi = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}$ şərti ödəndiyindən ekranda maksimum işıqlanma müşahidə edilir.



Şəkil 126.5



Şəkil 126.6

2. Çox yarıqdan difraksiya. Difraksiya qəfəsi. Fərz edək ki, ekran üzərində, şəffaf hissəsinin eni b olan, iki paralel yarıq açılmışdır. Yarıqlar arasındakı qeyri-şəffaf hissənin enini a ilə işarə edək. Onda $d = a + b$ ifadəsi qəfəs sabiti və ya kristall sabiti adlanacaqdır. Ümumiyyətlə difraksiya hadisəsinin müşahidəsi

üçün, şüanın dalğa uzunluğu yarığın ölçüsü tərtibində və ya qəfəs sabiti tərtibində olmalıdır.

Nəticədə difraksiya minimumu $d \sin \varphi = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ şərti,

difraksiya maksimumu isə $d \sin \varphi = k\lambda$ şərti ödəndikdə baş verəcəkdir. Hər iki halda $k=0, 1, 2, 3, \dots$ qiymətlərini alır. Təcrübü müşahidələr göstərir ki, iki yarıqdan difraksiyaya baxırıqsa iki qonşu maksimum arasında bir əlavə minimum, üç yarıq olarsa iki qonşu maksimum arasında iki əlavə minimum və nəhayət, N yarıq olduqda $N-1$ sayda əlavə minimum müşahidə olunur.

Bundan əlavə qeyd etməliyik ki, müşahidə edilən baş maksimumlarda amplitud bir yarıqdakından N dəfə, intensivlik isə N^2 (əgər şüalar qeyri-koherent olarsa, onda intensivlik sadəcə olaraq N dəfə böyük olardı) dəfə böyük olacaqdır.

Beləliklə difraksiya qəfəsi dedikdə bir-birindən kiçik, lakin bərabər məsafədə yerləşmiş çoxlu sayda yarıqlar sistemi nəzərdə tutulur. Difraksiya qəfəsi olaraq üzərinə böyük ustalıqla cizgilər çəkilmiş şüşə lövhəni təsəvvür etmək olar. Müasir dövrdə ən yaxşı difraksiya qəfəsinin hər mm-də minə yaxın çizgi çəkilə bilər. Difraksiya qəfəsinin köməyi ilə laboratoriya şəraitində işığın dalğa uzunluğunu dəqiq təyin etmək olur.

Hər bir difraksiya qəfəsi ayırdetmə qabiliyyəti ilə xarakterizə edilir və optik cihazların ayırdetmə qabiliyyəti adsız kəmiyyət olub, aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$R = mN. \quad (126.11)$$

Burada m - spektrin tərtibi, N isə yarıqların sayıdır.

İnsanın kirpikləri, aralarındakı boş yerlər birlikdə difraksiya qəfəsinə misal ola bilər. İnsan gözlərini qıyıb, parlaq işıq mən-

bəinə baxsa, onun əlvan boyalara qərq olduğunu görər. Bunun səbəbi odur ki, ağ işıq insanın kirpiklərindən difraksiya edir.

127. Işığın polyarlaşması. Adi və qeyri-adi şüalar.

Elə fiziki hadisələr var ki, onlar (difraksiya və interferensiya) uzununa və eninə dalğalar üçün xasdır. Bu hadisələrdən fərqli olaraq elə hadisəyə rast gəlmək olur ki, o uzununa dalğalar üçün xas olmayıb, yalnız eninə dalğalarla müşahidə olunur. Aşağıda görəcəyimiz kimi bu hadisə işıq dalğasının polyarlaşma hadisəsidir.

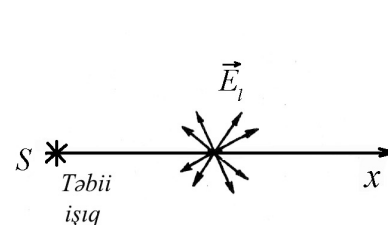
Işığın eninə elektromaqnit dalğası olduğunu, yəni elektrik və maqnit vektorlarının işıq yayılma istiqamətinə perpendikulyar olduğunu Maksvell özünün elektromaqnit nəzəriyyəsini təhlil edərək göstərmişdir. Maksvell nəzəriyyəsindən alınan bu nəticə əlbəttə o dövr üçün gözlənilməz hadisə deyildir. Bunun səbəbi o idi ki, tarixən işığın eninə dalğa olduğu Maksvell nəzəriyyəsindən əvvəl məlum idi. XVII əsrin sonunda Bartolin islandiya şpatı kristalından (CaCO_3) keçən işığın ikiləşməsi (qoşaşüasınma) kimi maraqlı bir hadisə müşahidə etmişdir. Bundan 20 il sonra Hüygens bu hadisəni daha ətraflı tədqiq etmiş və maraqlı hadisənin başqa tərəflərini müəyyən etmişdir. O, şüanı ardıcıl qoyulmuş iki kristaldan keçirərkən ikinci islandiya şpatından keçən qoşa şüalardan hər birinin ikiləşdiyini müşahidə etmişdir.

İkinci kristaldan qoşa şüasınma nəticəsində yaranan şüaların intensivlikləri bərabər olmamaqla yanaşı kristalların qarşılıqlı vəziyyətindən asılı olmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, kristalların bəzi qarşılıqlı vəziyyətlərində çıxan şüalardan birinin intensivliyi sıfır olur, yəni qoşaşüasınma müşahidə olunmur. Beləliklə, Hüygens və digər alimlər işığın eninəliyi və kristalın

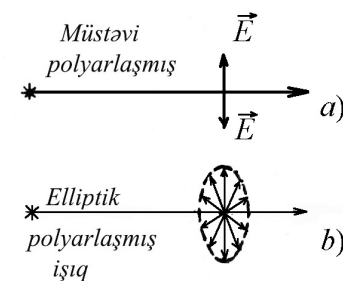
quruluşu ilə əlaqədar olan bu hadisənin mahiyyətini başa düşməmiş və bu səbəbdən onu izah edə bilməmişlər. Bu hadisələrin səbəbini izah edən və işığın polyarlaşmasını ilk dəfə elmə daxil edən Malyus olmuşdur.

Mənbədən şüalanan işığın elektrik vektoru (yaxud maqnit vektoru), işığın yayılma istiqamətinə perpendikulyar müstəvidə bütün istiqamətlərdə rəqs edirsə, o təbii işıq adlanır (Şəkil 127.1).

Lakin bəzən elə hallar olur ki, işıq dalğasında elektrik (həmçinin maqnit) vektoru fəzada müəyyən istiqamətdə (ya bir düz xətt istiqamətində, ya müstəvi üzərində) yönəlmiş olur. Belə işıq polyarlaşmış işıq adlanır (Şəkil 127.2). Şəkil 127.2-də a – müstəvi polyarlaşmış işığa, b -isə qismən polyarlaşmış işığa (ışıq vektorunun ucu fəzada ellips cızır) uyğundur.



Şəkil 127.1



Şəkil 127.2

Işığın polyarlaşmasını izah etmək məqsədilə aşağıdakı təcrübəyə nəzər salaq. Adi mənbədən turmalin kristalından hazırlanmış lövhə üzərinə işıq salsaq və kristal lövhəni şüa oxu ətrafında fırlatsaq ekranda intensivliyin dəyişmədiyini görərik (Şəkil 127.3). Şüa qarşısında üzləri bir-birinə paralel olmaq şərti ilə birinci T_1 kristallı, bunun tamamilə eyni olan ikinci T_2 turmalin kristalını qoysaq, onda kristalların oxları arasındakı α

bucağının qiymətindən asılı olaraq ekranda intensivliyin dəyişdiyini müşahidə edirik. Lövhələrdən çıxan işığın intensivliklərini uyğun olaraq I_0 və I ilə işarə etsək, alırıq:

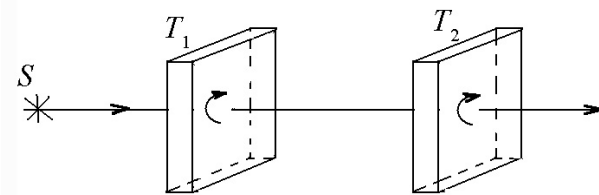
$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (127.1)$$

Bu Malyus qanunu adlanır. (127.1)-dən göründüyü kimi, kristalların oxları paralel olduqda ($\alpha = 0$) ekranda intensivlik maksimum, perpendikulyar olduqda ($\alpha = 90^\circ$) isə sıfır olur.

Oxlar arasındakı bucağın qalan qiymətlərində isə intensivlik aralıq qiymət alır. Təcrübi fakt göstərir ki, işıq eninə dalğa şəklində yayılır və turmalin kristallı rəqsi yalnız bir istiqamətdə baş verən işıq dalğası buraxır. Əgər işıq uzununa dalğa olsa idi, onda ekranda müşahidə olunan intensivlik kristalların oxları arasındakı bucağın qiymətindən asılı olmayaraq sabit qalardı. Mənbə adi olduğundan onun şüalandırdığı işığın elektrik (və ya maqnit) vektoru işığın yayılma istiqamətinə perpendikulyar müstəvi üzərində verilmiş bir istiqamətdə deyil, bu müstəvi üzərində bütün istiqamətlər üzrə eyni ehtimalla rəqs edəcəkdir. Belə işığa yuxarıda deyildiyi kimi təbii işıq deyilir. Düşən işıq təbii olduğundan bir kristalla aparılan təcrübədə turmalin kristalının şüa oxu ətrafında fırlanmasından asılı olmayaraq ekrandakı intensivlik dəyişmir. Ona görə ki, göstərilən halda kristalın şüa oxu ətrafında fırlanması nəticəsində aldığı istənilən vəziyyətlərdə kristal oxu istiqamətində işıq rəqsi baş verəcəkdir.

Deməli, birinci kristaldan çıxan işıqda rəqsin yalnız bir istiqamətdə, yəni kristalın oxu istiqamətində baş verdiyini qəbul edirik. Belə işıq xətti və ya müstəvi polyarlaşmış işıq adlanır və deməli, turmalin kristallı təbii işığı xətti polyarlaşmış işığa çevirir.

Xətti polyarlaşmış işıqda, elektrik vektorunun yerləşdiyi müstəvi, rəqs müstəvisi, maqnit vektorunun yerləşdiyi müstəvi isə, polyarlaşma müstəvisi adlanır.

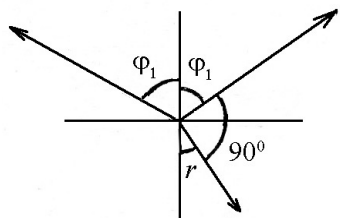


Şəkil 127.3

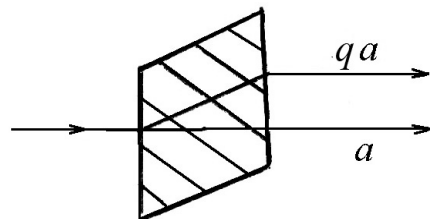
Turmalin kristalları ilə aparılan təcrübədə birinci kristalın polyarizator, ikinci kristalın isə analizator adlandırılması tamamilə şərtidir. Həmin kristalları heç nə ilə bir-birindən fərqləndirmək mümkün olmadığından, onların yerlərini dəyişsək hadisədə heç bir dəyişiklik müşahidə olunmaz.

Şüşə səthindən qayıdan işığın polyarlaşmış olduğu ilk dəfə təsadüf olaraq Malyus tərəfindən müəyyən edilmişdir. O, şüşə səthindən qayıdan işığın kristal lövhə üzərinə yönəldərək kristalın düşən şüa oxu ətrafında fırlanmasından asılı olaraq ekranda intensivliyin periodik olaraq dəyişdiyini müşahidə etmişdir. Başqa sözlə desək, şüşə səthi özünü turmalin kristalına oxşar aparmışdır. İndi bu hadisənin mahiyyətini açıqlayaq:

S mənbəyindən $M_1 M_1$ güzgüsü üzərinə paralel işıq dəstəsi yönəldək. Qayıdan şüanın polyarlaşmasını müəyyən etmək üçün qayıdan şüa yoluna üzə ona perpendikulyar olmaqla T_2 turmalin kristalını yerləşdirək (şəkil 127.4). T_2 -ni şüa oxu ətrafında fırlatmaqla ondan çıxan işığın intensivliyinin gah zəiflədiyini, gah da



Şəkil 127.6



Şəkil 127.7

Əgər ardıcıl yerləşmiş çoxlu sayda lövhələrdən ibarət sistem düzəltsek, hər lövhə üzərinə düşən şüanı Bryüster bucağı altında yönəltməklə sınan şüa üçün tam polyarlaşmaya yaxınlaşa bilərik.

İslandiya şpatı kristalından işıq şüası keçdikdə ikiləşmə (qoşaşüasınma) müşahidə olunmuşdur. İkiləşmə hadisəsi 1670-ci ildə Erazm Bartolin tərəfindən kəşf olunmuş və öyrənilmişdir.

Təcrübə göstərmişdir ki, bu qoşa şüalardan biri sınma qanununa tabedir, digəri isə sınma qanunundan kənara çıxır. Elə bu səbəbə görə şüalardan biri (sınma qanununa tabe olan şüa) adi, digəri (sınma qanununa tabe olmayan) isə qeyri-adi şüa adlandırılmışdır (şəkil 127.7). Yeri gəlmişkən qeyd edək ki, adi və qeyri-adi şüaları bir-birindən fərqləndirən yeganə fərq (polarlaşmanı nəzərə almadıqda) onların kristall daxilində sınma qanununa tabe olub-olmamasıdır. Kristaldan çıxdıqdan sonra bu şüaları (müxtəlif istiqamətdə polarlaşmanı nəzərə almadıqda) heç bir xassə bir-birindən fərqləndirmir. Müşahidə göstərmişdir ki, kristal səthinə şüa normal düşdükdə də qoşa şüasınma baş verir (şəkil 127.7). Bu halda düşmə bucağı sıfır olur, yəni adi şüa düşən şüa istiqamətində yayılır. Qeyri-adi şüanın sınma bucağı sıfırdan fərqli olur.

Adi və qeyri-adi şüaların müxtəlif meyl etmələrinə səbəb onların kristall daxilində müxtəlif sınma əmsalına malik olmasıdır.

Qeyri adi şüa üçün sındırma əmsalı kristaldakı istiqamətdən asılı olduğu halda, adi şüalar üçün sındırma əmsalı kristaldakı istiqamətdən asılı deyildir. Əgər $n_a \geq n_{qa}$ olarsa, kristal mənfi, $n_a \leq n_{qa}$ olduqda isə müsbət adlanır.

Aparılan tədqiqatlar göstərmişdir ki, islandiya şpatı kristalında elə bir yeganə istiqamət vardır ki, həmin istiqamətdə qoşa şüasınma baş vermir, başqa sözlə, bu istiqamətdə işığın yayılması izotrop mühitdə yayılan kimi olur. Bu istiqamətə kristalın optik oxu deyilir. Belə xassəyə malik olan kristallara (islandiya şpatı, turmalin, kvars) biroxlu kristal deyilir.

Qeyd etmək lazımdır ki, optik ox yeganə bir xətt deyil, kristalda götürülmüş müəyyən bir istiqamətdir, başqa sözlə, optik ox bir deyil, verilmiş istiqamətə paralel olan sonsuz saydadır. Təbiətdə elə kristallara rast gəlmək olur ki, onun daxilində yeganə bir istiqamətdə deyil, iki istiqamətdə qoşaşüasınma baş vermir. Daxilində iki istiqamətdə qoşaşüasınma baş verməyən kristallara iki oxlu (məsələn, gips, slyuda) kristal deyilir.

Kristalın optik oxundan keçən hər bir müstəviyə kristalın baş kəsiyi və yaxud baş müstəvisi deyilir.

Qoşa şüasınma zamanı alınan iki şüanın polyarlaşmasını tədqiq etmək də xüsusi maraq kəsb edir. Bunu öyrənmək üçün şüalardan hər biri qarşısına turmalin kristalı və yaxud şüşə güzgü yerləşdirib onu şüa oxu ətrafında fırlatmaq kifayət edər. Aparılan tədqiqatlarda göstərilmişdir ki, adi və qeyri-adi şüalar tam xətti polyarlaşmış şüalardır. Müəyyən olunmuşdur ki, adi şüada elektrik vektorunun rəqsi baş müstəviyə (şüa və optik oxdan keçən baş müstəvinə nəzərdə tuturuq) perpendikulyar, qeyri-adi şüada isə baş müstəvi üzərində olur. Deməli, adi və qeyri-adi şüalar qarşılıqlı perpendikulyar müstəvilər üzrə polyarlaşmış olur.

Beləliklə, adi və qeyri-adi şüanın yeganə fərqi onların müxtəlif (qarşılıqlı perpendikulyar) müstəvilər üzərində polyarlaşmasıdır. Kristaldan çıxan hər iki şüanın intensivlikləri bərabər olur.

Biz indiyədək turmalin kristalı üzərinə şüa düşdükdə ondan xətti polyarlaşmış bir şüanın çıxdığını qeyd etdik. Lakin əslində turmalin kristalı daxilində qoşa şüasının baş verir. Turmalin kristallı adi şüanı güclü sürətdə udduğuna görə (kristalın qalınlığı 1 mm tərtibində və ondan böyük olduqda) praktik olaraq ondan yalnız bir şüa çıxır ki, o da qeyri-adi şüadır.

128. Işığın dispersiyası. Dispersiyanın klassik elektron nəzəriyyəsi. Işığın udulması və səpilməsi.

Qeyd etmək lazımdır ki, bütün optik hadisələr işığın maddə ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində müşahidə edilir və bu zaman maddənin molekulyar quruluşu öz təsirini göstərir. Elə optik hadisələr var ki, onların müşahidəsi zamanı maddənin molekulyar quruluşu heç bir rol oynamır. Belə optik hadisələr sırasına işığın interferensiyasını və defraksiyasını (rentgen şüalarının difraksiyası müstəsna olmaqla) aid etmək olar. Lakin, işığın polyarlaşması, dispersiyası və s. hadisələr bilavasitə maddənin molekulyar quruluşu ilə əlaqədardır.

Sındırma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığına işığın dispersiyası deyilir. Əgər λ_1 dalğa uzunluğuna mühitin n_1 sındırma əmsalı, λ_2 dalğa uzunluğuna isə n_2 sındırma əmsalı uyğun gəlsə, orta dispersiya əmsalı üçün yaza bilərik:

$$D_{or.} = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} \quad (128.1)$$

$\Delta \lambda$ -nı sonsuz kiçik qəbul edib, limitə keçsək, dispersiya əmsalı üçün alırıq:

$$D_{or.} = \lim_{\Delta \lambda \rightarrow 0} \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} = \frac{dn}{d\lambda} \quad (128.2)$$

(128.2)-də işığın sındırma əmsalının dalğa uzunluğundan riyazi asılılığını Koşi aşağıdakı sıra şəklində vermişdir:

$$n = a + \frac{b}{\lambda_0^2} + \frac{c}{\lambda_0^4} + \dots \quad (128.3)$$

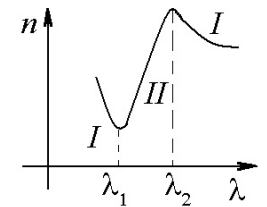
Burada a, b, c müxtəlif maddələr üçün təcrübədən təyin edilən sabitlər, λ isə işığın vakuumdakı dalğa uzunluğudur. (128.3) ifadəsindən dispersiya əmsalını təyin etsək və sıranın sağ tərəfindəki üçüncü həddi $\left(\frac{c}{\lambda_0^4}\right)$ çox kiçik olduğundan nəzərdən atsaq alırıq

$$D = \frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2b}{\lambda^3} \quad (128.4)$$

Əgər $\frac{dn}{d\lambda} = 0$, olsa dispersiya müşahidə edilmir, $\frac{dn}{d\lambda} > 0$, olsa

normal dispersiya müşahidə edilir.

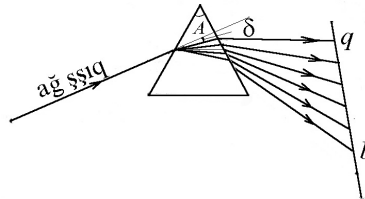
Qrafikdən görüldüyü kimi dalğa uzunluğunun artması ilə, sındırma əmsalı azalarsa, bu normal dispersiyadır. Qrafikdəki I oblastları normal dispersiya, II oblastı isə anormal dispersiyaya uyğundur (şəkil 128.1).



Şəkil 128.1

Tarixən dispersiya hadisəsi ilk dəfə 1672-ci ildə İ.Nyüton tərəfindən işığın üç üzlü prizmadan keçməsi zamanı müşahidə edilmişdir. Şəkil 128.2-dən görüldüyü kimi ağ işıq prizmadan keçərkən 7 monoxromatik şüaya ayrılır ki, bunların içərisində ən uzununu (760 nm) və ən az sınaq qırmızı, ən qısa uzunluğu və ən çox sınaq bənövşəyi şüadır ki, onun da uzunluğu 400 nm-dir. Prizmanın meyl bucağı A ilə şüanın meyl bucağı δ arasında

$$\delta = A(n-1) \quad (128.5)$$



Şəkil 128.2

əlaqəsi mövcüddür. Əgər δ və A -nı bilsək sındırma əmsalı n -ni təyin edə bilərik.

Məlumdur ki, elektrik induksiya vektoru ilə polyarlaşma vektoru arasında

$$D = E + 4\pi P \quad (128.6)$$

əlaqəsi mövcüddür. Burada D - elektrik induksiya vektoru, P - isə polyarlaşma vektorudur. $D = \epsilon E$ və $P = Ner$ olduğunu nəzərə alsaq

$$\epsilon E = E + 4\pi Ner \quad (128.7)$$

alırıq. Deməli, ϵ -nu hesablamaq üçün işıq sahəsinin təsiri ilə elektronun r yerdəyişməsinə müəyyən etmək lazımdır. Bu məqsədlə atomun optik elektronuna təsir edən bütün qüvvələri nəzərə alıb, hərəkət tənliyini həll etməliyik.

1. Kvazielastik qüvvə. Təcrübələrlə müəyyən olunmuşdur ki, istənilən maddənin təklənmiş atomu praktik olaraq monoxromatik şüalandırma qabiliyyətinə malikdir. Digər tərəfdən bildiyimiz kimi, harmonik rəqs elastik, yaxud kvazielastik qüvvələrin təsiri ilə yaranır. Deməli, atomda elektronu tarazlıq vəziyyətində saxlayan qüvvə kvazielastik olmalıdır, yəni

$$F_1 = -br, \quad (128.8)$$

burada r – elektronun yerdəyişməsi, b – isə elastiklik əmsalıdır.

2. Tormozlayıcı qüvvə. Biz elektronun məxsusi rəqsinə baxarkən amplitudun dəyişməz qaldığını qəbul etdik. Lakin əslində elektronun rəqsi ciddi harmonik xarakter daşımır. Bunun səbəbi əslində atomların təklənmiş olmamasıdır. Atomların qarşılıqlı təsiri nəticəsində elektronların rəqs amplitudu get-gedə kiçilir. İdeal halda da, yəni təklənmiş atom halında da harmonik rəqs nəticəsində enerji şüalanması prosesi arasıkəsilmədən baş verdiyindən, amplitud get-gedə kiçiləcəkdir, başqa sözlə, rəqs sönəcəkdir. Deməli elektronun rəqsi hərəkətinə sürətin birinci dərəcəsi ilə mütənasib olan tormozlayıcı qüvvə təsir edəcəkdir:

$$F_2 = -g \frac{dr}{dt} = -gr, \quad (128.9)$$

burada g - sürtünmə əmsalı olub mühitin təbiətindən asılıdır.

3. Xarici məcbureddici qüvvə. Işıq sahəsinin təsirinə məruz qalan elektronlara elektrik və maqnit sahələri təsir göstərir. Maqnit qüvvəsi yalnız hərəkətdə olan elektrona təsir edir və ədədi qiymətə elektrik qüvvəsindən kifayət qədər kiçik olur. Bu səbəbdən optik hadisələrdə yalnız elektrik sahəsinin təsiri nəzərə alınır.

Məlum olduğu kimi, monoxromatik işıq dalğasının elektrik vektoru $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \omega t$ kimi müəyyən olunur. Rəqs edən hər bir elektrona sahə tərəfindən təsir edən məcbureddici qüvvə $\vec{F}_3 = e\vec{E}$ kimi təyin olunmalıdır.

Beləliklə, optik elektrona təsir edən qüvvələri müəyyən etmiş oluruq. Bu qüvvələrin təsiri ilə baş verən məcburi rəqsi hərəkətin tənliyi

$$m\ddot{r} = eE - br - g\dot{r} \quad (128.10)$$

olar. (128.10) tənliyi dispersiya tənliyi adlanır. Bu tənliyi həll etməklə sındırma əmsalının işığın tezliyindən asılılığını müəyyən edəcəyik. Bunu əyani şəkildə aşağıda görəcəyik.

(128.10) tənliyini həll etmək bir qədər mürəkkəb olsa da, xüsusi çətinlik törətmir. Lakin sürtünmə qüvvəsinin kiçik olduğunu nəzərə alsaq $g = 0$ qəbul etsək məsələnin həllini xeyli sadələşdirmiş olarıq. Onda

$$m\ddot{r} = eE - br \quad (128.11)$$

alınır (128.11) tənliyinin hər iki tərəfini m -ə bölsək,

$$\ddot{r} + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t, \quad (128.12)$$

alarıq.

(128.12) tənliyinin ümumi həlli

$$r = A \cos \omega t, \quad (128.13)$$

şəklində axtarılır. $\ddot{r} = -\omega^2 A \cos \omega t = -\omega^2 r$ olduğunu nəzərə alsaq (128.12)-dən

$$-\omega^2 r + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t, \quad (128.14)$$

alınır. Buradan

$$r = \frac{e}{m} \cdot \frac{E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \cos \omega t, \quad (128.15)$$

olar. (128.15)-i (128.7)-də nəzərə alsaq

$$\varepsilon E = E + 4\pi N \frac{e^2}{m} \cdot \frac{E}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

və buradan

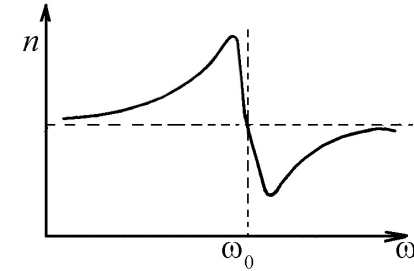
$$\varepsilon = 1 + 4\pi N \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (128.16)$$

alırıq. $\varepsilon = n^2$ olduğundan (128.16)-nı aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$n^2 = 1 + 4\pi N \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (128.17)$$

(128.17) düsturundan göründüyü kimi, sındırma əmsalı işığın tezliyindən (ω -dan) asılıdır. Bu asılılığı biz dispersiya adlandırmışıq.

(128.17)-dən göründüyü kimi $\omega = \omega_0$ olduqda $n = \infty$ alınır. $n = \infty$ olması heç bir fiziki mənə kəsb etmir. Bu anlaşılmazlığın alınmasına səbəb $g = 0$ qəbul etməyimizdir.



Şəkil 128.3

Məlumdur ki, $\omega = \omega_0$ olduqda güclü sürətdə udulma baş verdiyindən, sürtünmə qüvvəsini nəzərə almamaq mümkün deyildir, yəni $g = 0$ qəbul etmək olmaz. Bunu nəzərə alaraq $g \neq 0$ halı üçün dispersiya tənliyini həll edək. Bu məqsədlə (128.10) tənliyinin hər iki tərəfini m -ə bölək və hədləri qruplaşdıraq:

$$\ddot{r} + 2\beta\dot{r} + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E \quad (128.18a)$$

Burada $2\beta = \frac{g}{m}$. Diferensial tənliklər nəzəriyyəsindən məlum olduğu kimi, (128.18a) qeyri-bircins tənliyinin həlli (128.18a) tənliyinin xüsusi həlli ilə həmin qeyri-bircins tənliyə uyğun

$$\ddot{r} + 2\beta\dot{r} + \omega_0^2 r = 0 \quad (128.18b)$$

bircins tənliyin ümumi həlli cəminə bərabərdir:

$$r = r_1 + r_2 \quad (128.19)$$

Burada r_1 (128.18a) tənliyinin xüsusi, r_2 isə (128.18b) tənliyinin ümumi həllidir. Göstərilən bu riyazi əməliyyatları yerinə yetirməklə alırıq,

$$\varepsilon = 1 + 4\pi N \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \quad (128.20)$$

Beləliklə,

$$n^2 = 1 + 4\pi N \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \quad (128.21)$$

olar.

Şəkil 128.3-dən görüldüyü kimi tezliyin artması ilə normal dispersiyada sındırma əmsalı artır, anomal dispersiyada isə azalır.

Qeyd etmək lazımdır ki, anomal dispersiya da normal dispersiya kimi qanunauyğundur və bu hadisənin fiziki mahiyyətində heç bir anomaliya yoxdur.

Rentgen şüalarının tezliyi atomun məxsusi rəqs tezliyindən kifayət qədər böyük olduğundan, (128.17) düsturunda $\omega_0 - 1$, ω -ya nəzərən atmaq olar. Onda

$$n^2 = 1 - 4\pi N \frac{e^2}{m\omega^2} \quad (128.22)$$

alırıq. ω^2 çox böyük olduğundan, rentgen şüaları üçün mühitin sındırma əmsalı vahiddən kiçik olur. Əgər belədirsə, onda hava-şüşə sərhədində rentgen şüaları üçün tam daxili qayıtma hadisəsi müşahidə olunmalıdır. Doğrudan da təcrübə yolu ilə bu təsdiq olunmuşdur, yəni rentgen şüaları üçün hava-şüşə sərhədində tam daxili qayıtma hadisəsi müşahidə olunmuşdur. Bu hadisədən istifadə edərək rentgen şüaları üçün mühitin sındırma əmsalını təyin etmək mümkün olmuşdur. Dalğa uzunluğu 1Å olduqda şüşə üçün $n = 0,999999$ alınmışdır.

Dispersiyanın elektron nəzəriyyəsində atomlara müəy-yən tezliklə rəqs edən ossilyator kimi baxdıq. Kvant nəzəriyyəsində bu modeldən istifadə etmək olmaz. Kvant nəzəriyyəsinə görə işığın şüalanma və udulmasına səbəb elektronların rəqsi hərəkətinin nəticəsi deyil, elektronların bir diskret səviyyədən digərinə sıçrayışla keçməsidir. Belə keçidlər zamanı udulan və yaxud şüalanan işıq kvantının tezliyi

$$\nu_{mn} = \frac{E_m - E_n}{h} \quad (128.23)$$

düsturu ilə təyin olunur. Burada ν_{mn} elektron m səviyyəsindən n səviyyəsinə keçdikdə udulan, yaxud şüalanan kvantın tezliyi, E_m və E_n isə uyğun səviyyələrdə elektronun enerjisidir. $m > n$ olduqda şüalanma, $m < n$ olduqda isə udulma baş verir.

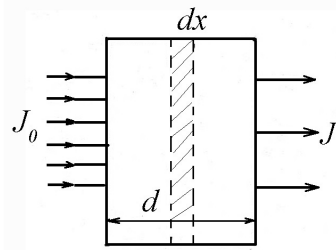
I. Işığın udulması

İşıq bircins mühitdə yayılarkən intensivliyin dəyişməsinə ilk dəfə P.Buger (1729-cu il) və İ.Lambert (1760-cı il) təcrübə yolla müəyyən etmişlər.

Təcrübə əsasında müəyyən olunmuşdur ki, qalınlığı d olan şəffaf mühit üzərinə intensivliyi I_0 olan müstəvi işıq düşərsə, çıxan işığın intensivliyi (şəkil 128.4) aşağıdakı kimi hesablanır:

$$I = I_0 e^{-Kd} \quad (128.24)$$

K – uducu mühiti xarakterizə edən kəmiyyət olub, udma əmsalı adlanır. Ümumiyyətlə, K dalğa uzunluğundan asılı olaraq dəyişir.



Şəkil 128.4

(128.24) düsturu Buger və Lambert tərəfindən müəyyən olunduğundan, Buger-Lambert qanunu adlanır. Bu qanunun dərin fiziki mənası vardır: udma əmsalı K düşən işığın intensivliyindən və uducu layın qalınlığından asılı deyildir. Bu fakt S.İ.Vavilov tərəfindən intensivliyin geniş dəyişmə intervalında yoxlanılmışdır.

Doğrudan da K -nın d və I -dən asılı olmadığını qəbul edərək işığın atom və molekullarla qarşılıqlı təsirini nəzərə almayıb udulmanı energetik baxımdan təsvir edən (128.25) düsturunu almaq olar. Bu məqsədlə elementar dx qalınlıqlı laya baxaq. Bu layı keçdikdə işıq intensivliyinin dəyişməsi layın qalınlığı və düşən işığın intensivliyi ilə düz mütənasib olmalıdır:

$$dI = -KIdx \quad (128.25)$$

K lay maddəsinin udma əmsalıdır. Mənfi işarəsi dx -in böyüməsi ilə işıq intensivliyinin azaldığını göstərir. (128.25)-ni qruplaşdırıb:

$$\frac{dI}{I} = -Kdx \quad (128.26)$$

inteqrallasaq, alarıq:

$$\int_0^d \frac{dI}{I} = -\int_0^d Kdx; \quad \ln I - \ln I_0 = -Kd$$

və ya

$$\ln \frac{I}{I_0} = -Kd; \quad I = I_0 e^{-Kd} \quad (128.27)$$

Burada I_0 uducu mühit üzərinə düşən işığın intensivliyi, I isə mühütdən çıxan işığın intensivliyidir.

Qeyd etmək lazımdır ki, Buger qanunu bircins mühit üçün doğrudur. Buger daha sonra müəyyən etmişdir ki, işığın udulması üçün qalınlıq deyil, bu qalınlıqda yerləşən atom və molekulların sayı rol oynayır. Onda udma əmsalı işığın yolunda yerləşən uducu molekulların sayı ilə düz mütənasib olar, yəni

$$K = AC \quad (128.28)$$

Burada A – konsentrasiyadan asılı olmayan yeni udma əmsalı. C – məhlulun qatılığı (konsentrasiyası) yəni vahid həcmdəki uducu molekulların sayıdır. (128.28)-i (128.27)-də nəzərə alsaq ümumiləşmiş Buger-Lambert-Beer qanununu alarıq:

$$I = I_0 e^{-ACd} \quad (128.29)$$

Beer rəngli mayelərdə udulmanı ölçərək A -nın qatılıqdan asılı olmadığını təsdiq etmişdir.

İlk baxışda bizə elə gəlir ki, guya (128.27) düsturundan birbaşa udma əmsalını

$$K = \frac{1}{d} \ln \frac{I_0}{I} \quad (128.30)$$

kimi təyin etmək olar. Əslində K -nı (128.26) kimi təyin etmək düzgün nəticə vermir. Bunun səbəbi odur ki, işıq şüası mühit üzərinə düşdükdə intensivlik təkcə udulma hesabına deyil, həm də uducu mühit səthindən qismən qayıtma hesabına da zəifləyir. Qayıtma hesabına intensivliyin zəifləməsinin K -nın hesablanmasına təsir göstərməməsi üçün iki müxtəlif d_1 və d_2 qalınlıqlarda udulmaya baxaq:

$$I_1 = I_0 e^{-Kd_1}$$

və

$$I_2 = I_0 e^{-Kd_2}$$

Bunları tərəf-tərəf bölsək:

$$\frac{I_1}{I_2} = e^{-K(d_1-d_2)}$$

və buradan

$$K = \frac{1}{d_2 - d_1} \ln \frac{I_1}{I_2} \quad (128.31)$$

alırıq. Göründüyü kimi K -nın təyin olunduğu düstura I_0 daxil deyildir. Bu səbəbdən düşən işıq intensivliyinin qayıtmaya görə azalması K -nın qiymətinə heç bir təsir göstərmir. Yuxarıdakı ifadələrdən

$$C = \frac{1}{A(d_2 - d_1)} \ln \frac{I_1}{I_2} \quad (128.32)$$

olur. Məlum d_1, d_2, A, I_1 və I_2 -yə görə məhlulun qatılığını hesablamaq olar.

Klassik elektron nəzəriyyəsinə görə udulmanı belə izah etmək olar: işıq mühitdə yayıldıqda, elektronlar elektromaqnit sahəsinin təsiri ilə məcburi rəqsə gəlir. Deməli, işıq sahəsi enerjisinin bir qismi mühit elektronlarının məcburi rəqsinə sərf olunur. Rəqs edən elektronlar udulan bu enerjini qismən ikinci şüalanma şəklində qaytarır. Işıq sahəsinin elektronların rəqsinə sərf etdiyi enerjinin qalan hissəsi isə atomların qarşılıqlı toqquşması zamanı nizamsız molekulyar hərəkət enerjisinə çevrildiyindən mühit qızır, başqa sözlə, işıq enerjisinin bir hissəsi başqa növ enerjiyə – istilik enerjisinə çevrilir. Bu hadisə işığın udulması adlanır.

2. Işığın səpilməsi.

Məlum olduğu kimi, bircins mühitdə işıq düz xətt boyunca, iki mühit sərhəddində isə sınma qanununa uyğun olaraq yayılır. Lakin görəcəyimiz kimi, mühitin bircinsliyi pozulduqda işıq müxtəlif istiqamətdə yayılır, başqa sözlə desək, işığın səpilməsi baş verir. Belə bir təcrübə edək. Dibi müstəvi güzgü olan düzbucaqlı küvetə yüksək dərəcədə təmizlənmiş su tökək. Paralel işıq dəstəsini küvetə (optikada istifadə olunan şəffaf qab) yönəldib, yandan müşahidə aparsaq, səpilmə baş vermədiyindən işıq dəstəsini görməyəcəyik. Suya bir neçə damcı ətir əlavə etdikdə, qayıdan şüa yandan görünür. Bunun səbəbi içərisinə ətir damcıları qarışmış suyun işığı hər tərəfə səpməsidir. Aydınır ki, əlavə edilmiş bir neçə ətir (və yaxud başqa maddə) damcıları çoxlu sayda maye molekullarının xassəsini dəyişdirə bilməz. Səpilmənin səbəbi bircinsliyin pozulması olmuşdur. Mühitdə qeyri-bircinslik artdıqca işığın səpilməsi də müvafiq olaraq güclənir.

Işığın qayıtma və sınması kimi, səpilmə də birinci və ikinci şüalanma arasındakı qarşılıqlı təsirin nəticəsidir. Maddə (qaz, maye və bərk cisim) üzərinə işıq düşdükdə elektrik sahəsinin təsiri

ilə maddənin atom və ya molekullarını təşkil edən yüklü hissəciklər məcburi rəqsi hərəkətə gətirilir. Bu məcburi rəqs edən yüklü sistem müxtəlif istiqamətlərdə yayılan ikinci elektromaqnit dalğaları (düşən işığın tezliyinə bərabər tezlikli işıq) şüalandırır ki, bu da səpilməyə səbəb olur. Burada bir-birindən prinsipcə fərqlənən iki hala nəzər salmaq lazımdır:

1. İşığın atom və ya molekullar tərəfindən udulması və ikinci dalğanın şüalanması prosesləri arasında tezlik və fazanın dəyişməsinə səbəb olan heç bir proses baş vermir. Belə səpilməyə koherent səpilmə deyilir.

2. İşığın atom və ya molekullar tərəfindən udulması və ikinci şüalanma arasında müxtəlif proseslər baş verərək ikinci dalğanın faza və tezliyini dəyişdirir. Belə səpilməyə qeyri-koherent səpilmə deyilir. Kombinasiyalı səpilmə, Kompton səpilməsi, luminessensiya və s. qeyri-koherent səpilmədir.

İşığın səpilmə hadisəsi hələ XIX əsrdə ingilis alimi Reley tərəfindən öyrənilməyə başlanmışdır. O, 1889-cu ildə ilk dəfə olaraq qazlarda işığın səpilmə nəzəriyyəsini vermişdir. Reley müəyyən etmişdir ki, səpilən işığın intensivliyi dalğa uzunluğunun dördüncü dərəcəsi ilə tərs mütənasibdir (Reley qanunu). Görəcəyimiz kimi, səmanın mavi rəngi, Günəş çıxdıqda və batdıqda üfünün qırmızı rəngi və s. Reley qanununa əsasən izah edilir.

Elektrik bəhsindən məlum olduğu kimi, induksiya vektoru

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P} \quad (128.33)$$

düsturu ilə ifadə olunur. Sadəlik üçün seyrəkləşmiş bircinsli izotrop molekulardan təşkil olunmuş qaza baxaq. Işıq sahəsinin intensivliyi E olarsa, bu sahənin təsiri ilə vahid həcmdə induksiya olunan elektrik momentlərinin cəmi

$$\vec{P} = N\alpha\vec{E} \quad (128.34)$$

olar. Buradan N vahid həcmdəki molekulların sayı, $\vec{P}$ -polyarlaşma vektoru, α isə polyarlaşma əmsalıdır. $\vec{D} = \epsilon\vec{E}$ olduğunu nəzərə alsaq

$$\epsilon\vec{E} = \vec{E} + 4\pi N\alpha\vec{E} \quad \text{və} \quad \epsilon = 1 + 4\pi N\alpha \quad (28.35)$$

alırıq. $n = \sqrt{\epsilon}$ olduğundan

$$n^2 = 1 + 4\pi N\alpha \quad (128.36)$$

alınır.

Göründüyü kimi, sındırma əmsalının sabit olması üçün $N\alpha$ hasili sabit olmalıdır. Aşağıdakı iki halı nəzərdən keçirək.

1. Mühiti təşkil edən hissəciklər müxtəlif növlüdür, yəni α müxtəlifdir. Bu halda vahid həcmdəki hissəciklərin sayı sabit qalsa da (N -in dəyişməsi hesabına da qeyri-bircinslik yaranardı) $N\alpha$ hasili sabit qalmadığından, belə mühitdə işıq yayılarkən səpilmə müşahidə olunmalıdır. Optik qeyri-bircinsliyi güclü surətdə nəzərə çarpan mühitlərə «Bulanıq mühit» deyilir. Tüstü (qazla bərk cisim hissəciklərinin qarışığı), duman (qazla maye damcılarının qarışığı), suspenziya (içərisində bərk cisim hissəcikləri üzən maye), emulsiya (bir maye ilə onda həll olmayan digər maye damcılarının qarışığı, məsələn, yağın suda emulsiyası süddür) və s. «Bulanıq mühitə» misal ola bilər. Bulanıq mühitlərdə işığın səpilməsi təcrübi olaraq Tindal tərəfindən öyrənilmişdir. Bu səbəbdən bulanıq mühitlərdən səpilmə, adətən, Tindal hadisəsi adlanır. Hissəciklərin ölçüləri dalğa uzunluğuna nəzərən kiçik olan ($0,1\lambda$ tərtibində) bulanıq mühitlərdə işığın səpilməsini öyrənərək Tindal bir çox mühüm nəticələr almışdır. Bu nəticələr nəzəri olaraq Reley tərəfindən izah olunmuşdur. Aşağıdakı iki şərt ödənildikdə müşahidə olunan səpilmə Reley səpilməsi adlanır:

1. Səpici hissəciklərin ölçüləri işığın dalğa uzunluğuna nəzərən kiçikdir ($0,1 \lambda$ tərtibində).

2. Səpici hissəciklər arasındakı məsafə elə böyükdür ki, onlar arasında qarşılıqlı təsir baş vermir.

Hissəciklərin ölçüsü dalğa uzunluğuna nəzərən çox-çox böyük olduqda onlar arasında qarşılıqlı təsir baş verir və səpilən işıq Reley şərtini ödəmir. Bu halda səpilən işığın intensivliyi dalğa uzunluğunun kvadratı ilə tərs mütənəsbib olur. Mi müəyyən etmişdir ki, bu halda irəliyə (şüanın düşmə istiqamətində) səpilmə, geri (şüanın düşmə istiqamətinin əksinə) səpilmədən kifayət qədər çox olur. Bu effektdə Mi effekti deyilir. Mi effektindən istifadə edərək, işığın dalğa uzunluğuna nisbətən böyük olan mikromolekulların quruluşunu (ölçü və formalarını) öyrənmək olur.

II. Mühiti təşkil edən hissəciklər eyni növlüdür, yəni α sabitdir, başqa sözlə, mühit kənar qarışıqlardan təmizlənmiş ideal təmiz maye və ya qazdan ibarətdir. Kimyəvi bircins mühitdən (həqiqi məhlullar, təmiz maye və qazlar) müşahidə olunan səpilmə, molekulyar səpilmə adlanır.

Beləliklə, işığın hansı mühitdən (təmiz maye, qaz və yaxud məhluldan) səpilməsinə baxmayaraq səpilmənin əsas səbəbini müəyyən etmiş oluruq: bütün hallarda işığın səpilməsi bu və ya digər səbəb üzündən mühitin optik bircinsliyinin pozulması hesabına baş verir.

İşığın maddə ilə qarşılıqlı təsirinin nəticəsi kimi müşahidə olunan hadisələrdən biri də haqqında danışacağımız kombinasiyalı səpilmədir.

Reley səpilməsində gördüyümüz kimi, düşən işıqla səpilən işıq eyni tezliyə malik olub, yalnız intensivliyin spektrə görə müxtəlif paylanması ilə fərqlənir. Lakin 1928-ci ildə sovet alimləri

Q.S.Landsberq və L.İ.Mandelştamın kristallarda və onlardan asılı olmayaraq hind alimləri Ç.V.Raman və K.S.Krişnan mayelərdə işığın səpilməsini öyrənərək səpilən işıqda düşmə tezliyindən əlavə maddənin quruluşu ilə əlaqədar olan yeni tezlikləri də müşahidə etmişlər. Yaranan əlavə tezliklər düşən işığın tezliyi ilə səpilmə öyrənilən maddəyə xas olan tezliklərin birləşməsindən (kombinasiyasından) ibarət olduğundan, bu hadisə kombinasiyalı səpilmə adlandırılmışdır.

Yuxarıda adları çəkilən iki qrup alimlər kombinasiyalı səpilmə hadisəsinin kəşfinə müxtəlif yollarla gəlmişdir. Mandelştam və Landsberq işıq dalğalarının modulyasiya olunması ideyasına əsaslanaraq belə fikir irəli sürmüşlər ki, kristaldan səpilən işıq təkcə akustik rəqslərlə deyil, həm də kristalın optik (kristalda atomlar arasındakı məsafənin periodik dəyişməsi nəticəsində yaranan $10^{13} \div 10^{14} \text{ san}^{-1}$ tezlikli rəqslər optik rəqs adlanır) rəqslərlə modullaşmalıdır və nəticədə səpilən işıqda düşmə tezliyindən kəskin fərqlənən yeni xətt müşahidə olunmalıdır. Raman və Krişnan isə kombinasiyalı səpilmənin kəşfinə, rentgen şüalarının səpilməsindən bəhs edən Kompton effektinin optik analogiyasını axtarmaqla gəlmişlər.

Aparılan təcrübələrlə kombinasiyalı səpilmənin aşağıdakı qanunları müəyyən olunmuşdur:

1) düşən işıq spektrinin hər bir xətti kombinasiyalı səpilmə xətləri ilə müşayiət olunur;

2) yeni müşahidə olunan tezliklərlə düşmə tezliyi arasında fərq səpilmə müşahidə olunan maddə üçün xarakterikdir;

3) yeni müşahidə olunan kombinasiya xətləri düşən işıq tezliyinə nəzərən simmetrik yerləşir (spektrin uzun dalğalı hissəsinə yaxın olan xətt «qırmızı» və ya stoks xətti, spektrin qısa

dalğalı hissəsinə yaxın yerləşən xətt isə «bənövşəyi» və yaxud antistoks xətti adlanır);

4) «qırmızı» komponentin intensivliyi «bənövşəyi»nin-kinə nisbətən kifayət qədər böyükdür;

5) temperaturun artması ilə «qırmızı» xəttin intensivliyi kiçilir, «bənövşəyi» xəttin intensivliyi isə böyüyür.

Düşən işıq sahəsinin təsiri ilə elektron buludunun deformasiya olunma qabiliyyəti verilmiş anda molekulu təşkil edən atom nüvələrinin qarşılıqlı vəziyyəti (konfigurasiyası) ilə əlaqədardır. Buna görə işığın kombinasiyalı səpilməsinə səbəb elektronların hərəkətinin nüvələrin hərəkəti ilə əlaqədar olmasıdır.

129. Fotoelektrik effekti. Fotoeffektin kvant nəzəriyyəsi

Optika işığın maddə ilə qarşılıqlı təsirini öyrənməklə məşğuldur. Işığın udulması, səpilməsi (Reley, kombinasiyalı), polyarlaşması, lüminessensiya və s. hadisələr işığın maddə ilə qarşılıqlı təsirinin nəticəsi olduğunu gördük. Lakin bunlardan (ışığın təsiri ilə işıq yaranması hallarından) fərqli olaraq elə hallara rast gəlmək olur ki, işıqla maddənin qarşılıqlı təsiri nəticəsində işıq enerjisi mexaniki (fotoeffekt, Kompton effekti, işığın təzyiqi) və yaxud kimyəvi (fotokimya, fotoqrafiya, fizioloji təsir) enerjiyə sərf olunur. Işığın bu növ təsirini öyrənmək xüsusi maraq təşkil edir.

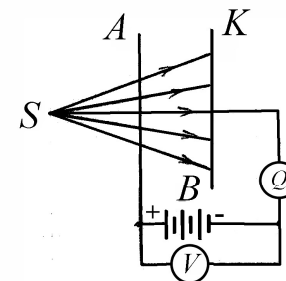
1887-ci ildə Hers gərginlik altında olan elektrodları ultrabənövşəyi şüalarla işıqlandırdıqda boşalmanın asanlaşdığını müşahidə etmişdir. Stoletov ilk dəfə olaraq (1888-1890-cı illərdə) bu hadisəni müfəssəl tədqiq etmiş və çox mühüm nəticələr əldə etmişdir. Stoletov təcrübəsinin sxemi şəkil 129.1-də göstərilmişdir. Biri tor şəkilli, digəri isə müstəvi olan iki elektrod B mənbəinə

birleştirilmişdir. Stoletov katod elektrodunu müxtəlif şüalarla işıqlandırmış və ən effektiv qiyməti ultrabənövşəyi şüalarla əldə etmişdir.

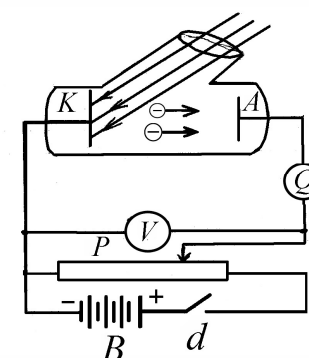
Stoletov aldığı nəticələri ümumiləşdirməklə aşağıdakı əsas qanunları müəyyən etmişdir:

1. Işığın təsiri ilə katoddan yalnız mənfi yüklər qopur.
2. Işığın təsiri ilə yaranan fotocərəyanın şiddəti elektrod üzərinə düşən işığın intensivliyi ilə düz mütənasibdir.
3. Elektrod (yəni katod) tərəfindən şüaların udulması zamanı ultrabənövşəyi şüa ən effektiv təsir göstərir.

1898-ci ildə Lenard və Tomson şüalanmanın təsiri ilə katoddan qopan mənfi yükün (elektrik və maqnit sahələrində meyllərinə əsaslanaraq) xüsusi yükünü $\left(\frac{e}{m}\right)$ təyin etmişlər.



Şəkil 129.1



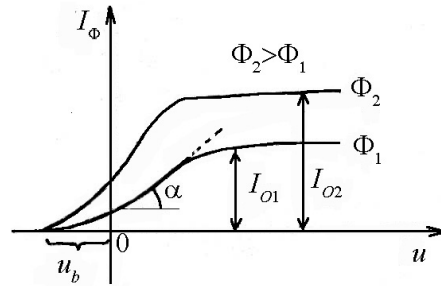
Şəkil 129.2

Deməli katoddan işığın təsiri ilə elektron qoparılır və hadisə xarici fotoeffekt adlanır. Stoletov tərəfindən söylənmis qanunların birinci ikisi klassik fizika qanunları əsasında izah edilir. Maddə üzərinə düşən işıq şüası enerjisinin bir hissəsini maddənin atomuna verir və atom məcburi rəqs edir. Işıq şüasının

tezliyi atom rəqsinin məxsusi tezliyinə bərabər olduqda rezonans baş verir, rəqsin amplitudu böyüyür və elektron maddəni tərk edir. Bundan əlavə katod üzərinə düşən işıq şüasının intensivliyi artdıqca katodu tərk edən elektronların sayı da artıq və fotocərəyan da intensivliyinə mütənəşib olaraq artmalıdır.

Şəkil 129.2-dən görüldüyü kimi d açarını qapasaq, daha doğrusu anod-katod arasında sürətləndirici sahə yaratsaq dövrə qapanacaq və dövrədən fotocərəyan axacaqdır.

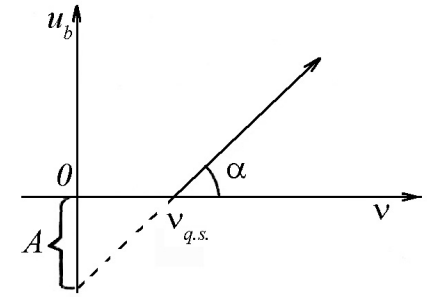
Şəkil 129.3-dən görün düyü kimi anod-katod fəzasındakı sürətləndirici potensial artdıqca fotocərəyan da artır, sonra isə doyma halı müşahidə olunur. Şəkildən görüldüyü kimi potensialın sıfır qiymətində dövrədən az da olsa foto cərəyan axır. Bu onunla izah olunur ki, katodun ətrafında əmələ gələn elektron buludu içərisində elə sürətli elektronlara rast gəlmək olar ki, onlar anod-katod fəzasındakı potensial baryerə üstün gəlib, anod üzərinə tökülürlər və bu da dövrədən kiçik cərəyanın keçməsinə səbəb olur. Bu cərəyanı yox etmək üçün katod dövrəsinə az miqdarda bağlayıcı potensial qoşulur. Bağlayıcı potensialın tezlikdən asılılığı şəkil 129.4-də verilmişdir.



Şəkil 129.3

Göründüyü kimi, tezliyin artması ilə bağlayıcı potensialın ədədi qiyməti xətti olaraq artır. Bağlayıcı potensialın sıfır qiymətində fotoeffekt yaradan işığın ən kiçik tezliyi, aşağıdakı görəcəyimiz kimi, fotoeffektin qırmızı sərhədi adlanır.

Qeyd etdiklərimizdən əlavə müəyyən olunmuşdur ki, fotoelektronların sürəti düşən işığın intensivliyindən deyil, yalnız tezliyindən asılıdır. Təcrübədə müəyyən olunmuş bəzi faktları, yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, klassik fizika qanunlarına əsaslanaraq izah etmək prinsipcə mümkün olmamışdır. Qarşıya çıxan bu çətinliyi aradan qaldırmaq məqsədilə əsrimizin dahi alimi A.Eynşteyn 1905-ci ildə ossilyatorun enerji halları haqqında Plankın kvant nəzəriyyəsini işığın yayılmasına tətbiq edərək belə hipotez irəli sürmüşdür: işıq arasıkəsilmədən deyil, diskret, porsiyalarla (kvantlarla) yayılır. Işıq kvantının (ışık hissəcikləri foton adlandırılmışdır) enerjisi yalnız tezlikdən asılıdır, yəni



Şəkil 129.4

$$\varepsilon = h\nu \quad (129.1)$$

olur. Eynşteyn, enerjinin saxlanma qanununu metalda baş verən fotoeffektə tətbiq edərək

$$h\nu = A + \frac{m\nu^2}{2} \quad (129.2)$$

düsturunu almışdır. Buradan A - elektronun (metaldan) çıxış işı, $\frac{m\nu^2}{2}$ - isə qopan elektronun kinetik enerjisidir. Dielektrik və yarımkəçiricilərdə fotoeffekt üçün

$$h\nu = A + A_1 + \frac{m\nu^2}{2} \quad (129.3)$$

olur. A_1 – bağlı elektronu sərbəst hala getirmək üçün görülən işdir. (129.2) və (129.3) fotoeffekt üçün Eynşteyn düsturları adlanır. Eynşteynə görə hər bir işıq kvantı bir elektron tərəfindən bütövlüklə udulur. Əgər udulan işıq kvantının enerjisi elektronun metal və yaxud dielektriklərdən qopması üçün kifayətdirsə, fotoeffekt baş verir. Beləliklə, Eynşteyn işığın korpuskulyar (foton) nəzəriyyəsini irəli sürmüşdür.

Göründüyü kimi, fotoeffekt yalnız $h\nu \geq A$ olduqda baş verə bilər. Əks halda fotonun (ışıq kvantının) enerjisi elektronu metal daxilindən qoparmağa kifayət etməz. Fotoeffekt yarada bilən ən

kiçik tezlik $h\nu = A$ şərtindən təyin olunur; $\nu_{q.s} = \frac{A}{h}$ tezliyi

fotoeffektin qırmızı sərhədi adlanır. Əlbəttə, «qırmızı» sözü fotoeffekt yarada bilən ən kiçik tezlikli işığın qırmızı işıq olduğunu ifadə etmir. Fotoeffektin qırmızı sərhədi, fotoeffekt müşahidə edilən maddənin növündən asılı olaraq nəinki qırmızı, hətta bənövşəyi və ultrabənövşəyi işığa da uyğun gələ bilər. Görünən oblastda ən kiçik tezlikli işıq qırmızı işıq olduğundan, (və yaxud ən böyük dalğa uzunluğu) ona fotoeffektin qırmızı sərhədi deyilir:

$$\lambda_{q.s.} = \frac{hc}{A} \quad (129.4)$$

Budada c - işığın vakuumda yayılma sürəti, h isə Plank sabitidir, A müxtəlif maddələr üçün müxtəlif qiymətlər aldığından, $\nu_{q.s}$ (və ya $\lambda_{q.s.}$) maddənin növündən asılı olaraq müxtəlif qiymətlər alır.

Fotoeffekt hadisəsi çox geniş tətbiq diapazonuna malikdir, beləki, fotoelementlərin, fotomüqavimətlərin və s. iş prinsipləri fotoeffekt hadisəsinə əsaslanır.

130. Fotonlar. Fotonun enerjisi, kütləsi və impulsu. Işığın təzyiqi. Kompton effekti.

Eynşteynin nisbilik nəzəriyyəsinə görə kütlə və enerji arasında

$$E = mc^2$$

asılılığı mövcuddur. Fotonun enerjisi $h\nu$ olduğundan onun kütləsi

$$m_f = \frac{h\nu}{c^2}$$

impulsu (hərəkət miqdarı) isə

$$p_f = mc = \frac{h\nu}{c}$$

olar. Asanlıqla göstərmək olar ki, fotonun sükunət kütləsi sıfıra bərabərdir. Məlumdur ki, kütlə sürətdən asılı olaraq

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

düsturuna əsasən dəyişir. Burada m , sürəti v olan hissəciyin kütləsidir. $v = 0$ olduqda $m = m_0$ olduğundan aydındır ki, m_0 hissəciyin sükunətdəki kütləsidir. Foton $v = c$ sürəti ilə hərəkət etdiyindən

$$m_0 = m \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = m \cdot 0 = 0$$

alırıq.

Müəyyən səthə düşən işığın həmin səthə təzyiq göstərməsi ideyası hələ Kepler tərəfindən irəli sürülmüşdür. Sonralar işıq

təzyiqini təcrübi olaraq müəyyənləşdirmək cəhdləri müsbət nəticə verməmişdir. Maksvell işığın elektromaqnit nəzəriyyəsinə əsaslanaraq təzyiqin varlığını müəyyən etmiş və nəzəri olaraq işıq təzyiqinin qiymətini hesablamağa müvəffəq olmuşdur. Paralel dəstə şəklində səthə yönəlmiş işıq selinin göstərdiyi təzyiq $p = u(1 + R)$ olmuşdur.

Burada u - vahid həcmdəki işıq enerjisinin miqdarı (ışıq enerjisi sıxlığı), R -isə səthin işığı qaytarma əmsalıdır. Görün-düyü kimi, güzgü səth üçün $R=1$ olduğundan $P=2u$, mütləq uducu səth üçün isə $R=0$ olduğundan $P=u$ alınır. Görəcəyimiz kimi, bu nəticələr təcrübəyə və işığın foton nəzəriyyəsindən alınan nəticələrə tam uyğun gəlir.

İşığın elektromaqnit nəzəriyyəsinə görə, onun səthə təzyiq etməsini keyfiyyətcə belə izah etmək olar. Paralel işıq dəstəsinin verilmiş səthə normal istiqamətdə düşdüyünü qəbul edək. Işıq dalğası eninə olduğundan, onun elektrik vektoru verilmiş səth müstəvisi üzərində yerləşəcəkdir. Bu səbəbdən elektrik vektoru, işığın düşmə istiqamətinə perpendikulyar yönəlmiş, cərəyan yaradacaqdır. Maqnit sahəsinin cərəyana təsirini müəyyənləşdirən Amper qanununa müvafiq olaraq, işığın maqnit sahəsi, işıq tərəfindən yaradılan cərəyana müəyyən qüvvə ilə təsir edəcəkdir. Bu qüvvə səthə düşən işıq istiqamətində yönəldiyindən o səthə təsir edərək təzyiq yaradır.

İşıq təzyiqinin varlığı təcrübi olaraq ilk dəfə 1901-ci ildə rus alimi P.N.Lebedev tərəfindən isbat olunmuşdur. P.N.Lebedev işıq təzyiqinin çox kiçik qiymətini (10^{-5} - 10^{-6} dn/sm²) təyin etmişdir.

P.N.Lebedev təcrübədən aldığı nəticəyə əsaslanaraq aşağıdakı mühüm fikirləri söyləmişdir:

1). Işıq şüası düşdüyü və əks olunduğu səthə təzyiq göstərir.

2). Işıq şüasının düşdüyü və ya əks olunduğu səthə göstərdiyi təzyiq işıq enerjisinin miqdarı ilə düz mütənasibdir.

Fotoeffekt hadisəsi işığın kvant təbiətli olmasını təcrübi olaraq təsdiq edən hadisə olduğunu gördük. Işığın kvant nəzəriyyəsinə təsdiq edən digər təcrübi faktlardan biri də 1923-cü ildə A.Komptonun müşahidə etdiyi və onun adı ilə adlanan Kompton hadisəsidir. Kompton, rentgen şüalarının yüngül atomlardan səpilməsini müşahidə edərək səpilən dalğa tərkibində uzunluğu düşən dalğa uzunluğundan böyük olan dalğalara da təsadüf etmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, dalğa uzunluğunun dəyişməsi səpici maddənin təbiətindən və düşən rentgen şüalarının dalğa uzunluğundan asılı olmayıb, yalnız səpilmə istiqamətindən asılıdır. Düşən rentgen dalğasının uzunluğu λ , səpilən dalğanın uzunluğunu λ_s , düşən işıq dəstəsinin yayılma istiqaməti ilə səpilən şüanın yayılma istiqaməti arasındakı bucağı (bu bucaq səpilmə bucağı adlanır) θ ilə işarə etsək, səpilmə zamanı dalğa uzunluğu artımı aşağıdakı empirik düsturla təsvir olunur:

$$\Delta\lambda = \lambda_s - \lambda = 2K \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

Burada $K=0,0241 \text{ } ^\circ$ olub, Kompton dalğasının uzunluğu adlanır.

Kompton effektinin dalğa nəzəriyyəsinə görə izahı heç bir nəticə verməmişdir.

Yüngül atomlarda (məsələn, hidrogen, karbon və s.) elektron öz nüvəsi ilə zəif bağlı olduğundan, rentgen şüalarının təsiri ilə onların asanlıqla qopub sərbəst hala keçməsinə və bu səbəbdən rentgen şüalarının atomlardan deyil sərbəst elektronlardan səpilməsini qəbul etmək olar. Doğrudan da, bütün yüngül atomlardan Kompton səpilməsi zamanı, atomların özlərini eyni cür aparması bu fikri təsdiq edir. Beləliklə, rentgen şüalarının

sərbəst elektronlardan elastik səpilməsini təhlil etmək zəruriyyəti yaranır.

Sükunət kütləsi m_0 olan sərbəst elektron üzərinə v tezlikli monoxromatik rentgen şüasının düşdüyünü qəbul edək. Rentgen şüası ilə elektronun qarşılıqlı təsiri nəticəsində elektron impuls əldə edərək müəyyən istiqamətdə v sürəti ilə hərəkət edir. (Bu elektron səpmə elektronu adlanır). Rentgen şüası isə θ bucağı altında səpilir (şəkil 130.1). Toqquşma elastik olduğundan, bu sistemə enerji və hərəkət miqdarının saxlanma qanunlarını tətbiq edək.

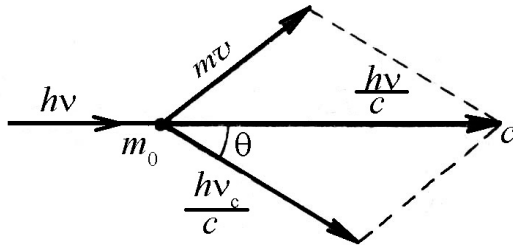
Nisbilik nəzəriyyəsinə görə sükunət kütləsi m_0 olan ixtiyari cisim v sürəti ilə hərəkət etdikdə onun kütləsi

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

düsturu ilə təyin olunur.

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu_s + mc^2. \quad (130.1)$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu_s}{c} + m\nu \quad (130.2)$$



Şəkil 130.1

Şəkil 130.1-ə uyğun olaraq yazsaq bilərik:

$$(mv)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu_s}{c}\right)^2 - \frac{2h^2}{c^2} \nu\nu_s \cos\theta \quad (130.3)$$

(130.1) düsturundan mc^2 -ni təyin edib,

$$m^2c^4 = h^2\nu^2 + h^2\nu_s^2 - 2h^2\nu\nu_s + m_0^2c^4 + 2hm_0c^2(\nu - \nu_s) \quad (130.4)$$

şəklində yazsaq və bu ifadədən (130.3) bərabərliyini çıxsaq və $m_0^2c^4 = m^2c^2(c^2 - v^2)$ olduğunu nəzərə alsaq alarıq:

$$h\nu\nu_s(1 - \cos\theta) = m_0c^2(\nu - \nu_s). \quad (130.5)$$

$\nu = \frac{c}{\lambda}$ və $\nu_s = \frac{c}{\lambda_s}$ olduğundan (130.5)-dən

$$\frac{hc^2}{\lambda\lambda_s}(1 - \cos\theta) = m_0c^2 \frac{c\Delta\lambda}{\lambda\lambda_s}$$

və ya

$$\Delta\lambda = \lambda_s - \lambda = \frac{2h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2} = 2K \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (130.6)$$

alırıq. Göründüyü kimi $K = \frac{h}{m_0c}$ -dir. h, m_0 və c -nin qiymətlərini

yerinə yazmaqla $K = 0,0241 \text{ Å}$ alınır. Bu isə təcrübədən alınan qiymətlərlə üst-üstə düşür.

Qeyd etmək lazımdır ki, Kompton səpilməsi zamanı dalğa uzunluğunu dəyişməyən rentgen şüalarının da rast gəlmək olur. Bundan əlavə məlum olur ki, Kompton effektini ağır atomlarda

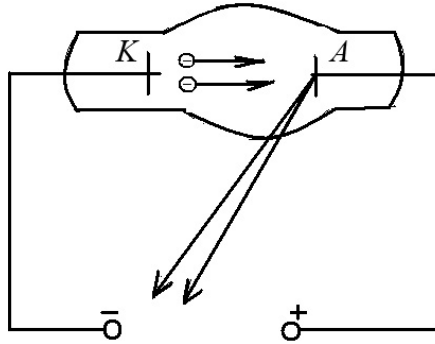
da müşahidə etmək olar. Lakin bu zaman (130.6) düsturunda elektronun m_0 kütləsi əvəzinə atomun kütləsi yazılır və $\Delta\lambda$ praktik olaraq sıfıra yaxınlaşır.

131. Rentgen şüaları. Mozli qanunu.

1895-ci ildə alman alimi Rentgen havası sorulmuş boruda elektrik boşalmasını öyrənərək təbiəti məlum olmayan yeni şüa müşahidə etmişdir. O, bu şüanı «X» şüası adlandırmışdır. Sonralar «X» şüası Rentgen şüası adı ilə məşhur olmuşdur. Rentgen şüaları aşağıdakı xassəyə malikdir:

1. Ağ işıq üçün qeyri-şəffaf olan cisimlər Rentgen şüaları üçün şəffafdır.
2. «R» şüaları fotolövhəni qaraldır;
3. «R» şüaları havanı ionlaşdırır;
4. «R» şüaları fotoeffekt yaradır və s.

Rentgen şüaları almaq üçün Rentgen borusundan (şəkil 131.1) istifadə olunur.



Şəkil 131.1.

Bu boru bir neçə on və ya yüz min volt gərginliklə qidalanır.

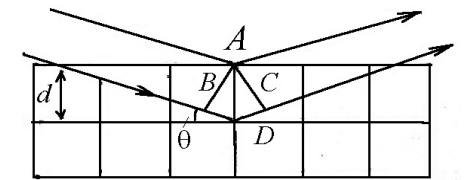
İki növ rentgen şüalanması mövcüddür: tormozlanma və xarakteristik rentgen şüaları. Tormozlanma rentgen şüaları sürətli elektronların antikatodda tormozlanması nəticəsində yaranır. Elektron tormozlanma zamanı kinetik enerjisini itirir və həmin enerji fotonun enerjisinə çevrilir. Bu şüalanmanın spektri görünən ağ işığın spektri kimi bütöv spektrdir. Xarakteristik rengen şüaları isə xətti spektrə malikdir.

Rentgen şüaları dalğa uzunluğu $0,01-800 \text{ \AA}$ tərtibində olan elektromaqnit dalğalarıdır.

Elementar hesablamalar göstərir ki, NaCl kubik kristalının ($d_1 = d_2 = d_3 = d$) qəfəs sabiti $d = \sqrt{\frac{M}{2\rho N}}$ düsturu ilə müəyyən olunur. Burada $M=58,5$ xörək duzunun molekul çəkisi, $\rho = 2,7 \text{ q/sm}^3$ onun sıxlığı və $N_A = 6,023 \cdot 10^{23} \cdot 1/\text{mol}$ Avoqadro ədədidir. Qiymətləri yerinə yazsaq $d = 2,814 \text{ \AA}$ alarıq.

Göründüyü kimi, rentgen dalğasının uzunluğu fəza kristal qəfəsinin sabiti tərtibindədir. Deməli, belə fəza qəfəsi üzərinə düşən rentgen şüası difraksiyaya uğramalıdır.

Fərz edək ki, kristal qəfəs üzərinə paralel rentgen şüaları düşür (şəkil 131.2). Belə kristal üzərinə düşən rentgen şüaları kristallik müstəvilərdən difraksiya edəcəkdir. Difraksiya mənzərəsində alınan maksimumların vəziyyətini müəyyən etmək məqsədilə rentgen şüaları üçün sındırma əmsalının vahidə bərabər olduğunu nəzərə alaraq qonşu kristallik müstəvilərdən difraksiya edən şüalar arasındakı yollar fərqini tapaq (Şəkil 131.2):



Şəkil 131.2

$$\Delta = BD + DC = 2d \sin \theta$$

Burada θ düşən şüa ilə kristallik müstəvi səthi arasındakı bucaqdır. Difraksiya edən bu şüaların yollar fərqi dalğa uzunluğunun tam misillərinə bərabər olan istiqamətlərdə maksimum müşahidə olunacaqdır, yəni

$$\Delta = BD + DC = 2d \sin \theta = n\lambda \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (131.1)$$

şərti maksimum şərtidir. d – qonşu kristallik müstəvilər arasındakı məsafədir. (131.1) düsturu bir-birindən xəbərsiz olaraq rus kristalloqrafı Y.V.Bulf və ingilis fiziki U.A.Breqq tərəfindən çıxarılmışdır. Bu səbəbdən həmin düstura Bulf-Breqq düsturu deyilir.

(131.1) düsturunun köməkliyi ilə iki növ məsələni həll etmək olar. 1) λ -nı bilməklə θ , və n -ni müəyyən edərək d -ni hesablamaq olar, başqa sözlə, kristallik quruluşu təhlil etmək olar. 2) Kristallik quruluş (d) məlum olduqda, θ və n -i müəyyənləşdirməklə λ -nı təyin etmək olar. Birinci növ məsələ rentgen quruluş təhlili, ikinci növ məsələ isə rentgen spektroskopiyası adlanır.

1913-cü ildə Mozli ilk dəfə müxtəlif elementlər üçün diskret rentgen şüalarının dalğa uzunluğunun və uyğun olaraq tezliyin dəyişmə qanunauyğunluqlarını tədqiq etmişdir. K - seriyası üçün

Mozli $\sqrt{\frac{V}{R}}$ kəmiyyəti ilə (V -spektrdəki xətlərin dalğa ədədi, R –

Ridberq sabitidir) elementin Mendeleyevin dövrü sistemindəki sıra nömrəsi arasında

$$\sqrt{\frac{V}{R}} = \alpha \cdot (Z - S) \quad (131.2)$$

xətti asılılığın olduğunu müəyyən etmişdir. Burada Z - elementin sıra nömrəsi, S - kəmiyyəti isə ekranlayıcı əmsal olub, K - təbəqədəki elektronun digər təbəqələrdəki elektronlarla qarşılıqlı təsiri nəticəsində nüvə tərəfindən cəzb olunmasının zəifləmə dərəcəsini xarakterizə edir. Məlum olmuşdur ki, α

əmsalı $\left(\frac{3}{4}\right)^{\frac{1}{2}}$ -yə bərabərdir. (131.2) ifadəsi Mozli qanunu adlanır.

$\sqrt{\frac{V}{R}}$ kəmiyyətinin Z -dən asılılığı Mozli diaqramı adlanır. $\frac{3}{4}$ -ü $\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}$ kimi ifadə etmək mümkün olduğundan,

$$\nu = R(Z - S)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \quad (131.3)$$

yaza bilərik və bu şəkildə yazılan Mozli düsturu nüvəsinin effektiv yükü $Z_{ef} = (Z - S)$ olan hidrogenə bənzər ionlar üçün Ridberq düsturu ilə üst-üstə düşür.

Daha ümumi halda rentgen şüalarının tezliyi aşağıdakı şəkildə Mozli qanunu ilə təyin olunur:

$$\nu = R(Z - S)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2} \right) \quad (131.4)$$

Burada, $n = 1, 2$; $p = n + 1, n + 2, \dots$

1913 -cü ildə müəyyən olunmuş bu qanun, Rezerford tərəfindən tapılmış nüvənin yükü ilə atomun sıra nömrəsi arasındakı əlaqəni təsdiq etdi.

132. İstilik şüalanma qanunları. Prevo, Kirxhof, Stefan-Bolsman, Vin, Reley-Cins və Plank qanunları.

1. **Prevo və Kirxhof qanunları.** Şüalanmanın klassik nəzəriyyəsindən alınan nəticələrə görə yüklü zərrəciklərin təcilli hərəkəti nəticəsində elektromaqnit dalğaları şüalandırılır. Bu dalğaların uzunluğu rəqsi hərəkət edən hissəciklərin kütləsindən asılı olaraq müxtəlif olur. Maddəni təşkil edən ağır kütləli (elektronun kütləsinə nəzərən) ionların rəqsi zamanı uzun dalğalar (infraqırmızı), elektronların rəqsi zamanı isə nisbətən qısa dalğalar (görünən və ultrabənövşəyi işıq dalğaları) şüalandırılır. Mənbə tərəfindən şüalandırılan elektromaqnit dalğaları özləri ilə müəyyən miqdarda enerji daşıdığından mənbəyin daxili enerjisi get-gedə azalmalıdır. Mənbəin itirdiyi enerji bu və ya digər üsulla bərpa edilir. İstilik şüalanması bu növ şüalanmaya aid edilə bilər. İstilik şüalanması prosesi haqqında təsəvvür əldə etmək məqsədi ilə onu lüminessensiya adlanan şüalanma (soyuq şüalanma) ilə müqayisə edək.

Göstərilən iki növ şüalanma prinsip etibarı ilə bir-birindən fərqlənir. Lüminessensiya hadisəsi ilə ətraflı tanış olduqda görərik ki, bu növ şüalanmalar (kimyəvi lüminessensiya və s.) tarazlıqda olan şüalanma deyildir. Doğrudan da, kimyəvi lüminessensiya zamanı maddə daxilində kimyəvi proseslər baş verdiyindən, şüalanan işıq enerjisini həтта həmin maddəyə qaytardıqda da maddə öz əvvəlki halına qayıda bilməz.

Bundan fərqli olaraq, qızdırılmış cismin şüalanması tarazlıqda olan şüalanmadır. Buna inanmaq üçün aşağıdakı təcrübəyə nəzər salaq. Fərz edək ki, elektromaqnit dalğalarını keçirməyən və daxili səthi qaytarıcı olan qapalı səth daxilində («boşluqda») müəyyən temperatura qədər qızdırılmış cisim vardır.

Cismin şüalandırdığı elektromaqnit dalğaları qapalı səthin daxili divarlarından qayıdaraq yenidən həmin cismin üzərinə düşəcəkdir. Müəyyən zaman keçdikdən sonra vahid zamanda cismin şüalandırdığı və udduğu enerjinin miqdarı bərabər olacaqdır, başqa sözlə, cisimlə şüalanma arasında dinamik tarazlıq yaranacaqdır. Asanlıqla isbat etmək olar ki, istilik şüalanması həmişə tarazlıqda olan şüalanmadır.

Beləliklə, istilik şüalanması (tarazlıqda olan şüalanma) termodinamik baxımdan temperaturu T , həcmi V , təzyiqi p olan sistemdən ibarət olacaqdır. İstilik şüalanması haqqında bu qısa qeydlərlə kifayətlənərək onun qanunları üzərində ətraflı dayanaq.

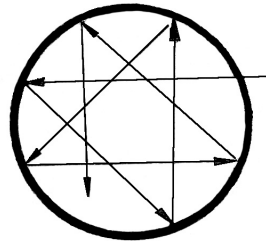
Təcrübə göstərir ki, hər hansı çətin əriyən cismi qızdırdıqda, o əvvəlcə öz rəngini dəyişdirmədən istilik (infraqırmızı şüa) şüalandırır. Sonra həmin cismin temperaturu artdıqca o əvvəlcə qızarır (yəni görünən işıq şüalandırmağa başlayır), sonra isə temperaturun artması ilə şüalanma daha da parlaqlaşır və şüalanmanın tərkibi qısa dalğalarla zənginləşdiyindən, közərmis cismin rəngi ağarmağa başlayır. Bu təcrübədən əyani surətdə aydın olur ki, istilik şüalanması yaradan cismin halını xarakterizə edən əsas kəmiyyət olaraq onun temperaturunu götürmək olar. Beləliklə, yuxarıdakı mülahizələri ümumiləşdirərək aşağıdakı nəticəyə gəlmək olar: verilmiş cismin istilik şüalandırması, yalnız həmin cismin temperaturundan asılıdır. Aldığımız bu nəticəyə müəyyən əlavə etməli olacağıq. Bu məqsədlə aşağıdakı təcrübəyə nəzər salaq. Tamamilə eyni ölçüdə, biri şəffaf, digəri isə rəngli olan iki şüşə çubuq götürək. Şəffaf çubuq praktik olaraq görünən işığı udmadığı halda, rəngli çubuq görünən işığın bir hissəsini udur. Həmin çubuqları eyni şəraitdə qızdıraq. Aparılan müşahidə göstərir ki, temperaturların eyni olmasına baxmayaraq, şəffaf

çubuğun şüalanması rəngli çubuğun şüalanmasına nisbətən zəif olur. Deməli, bu cisimlər eyni temperaturda müxtəlif miqdarda enerji şüalandıracaqlar. Bu qanun 1809-cu ildə Prevo tərəfindən müəyyən edildiyindən onun adını daşıyır.

Təcrübə göstərir ki, cisimlərin həm şüaburaxma, həm də şüaudma qabiliyyəti tezlikdən (dalğa uzunluğundan) və səthin temperaturundan asılıdır, yəni $E = E_{v,T}$ və $A = A_{v,T}$. İstənilən temperaturda öz üzərinə düşən bütün uzunluqlu elektromaqnit dalğalarını udan (yəni ixtiyari tezlik və temperaturda) cisimlər Kirxhofun təklifi ilə mütləq qara cisim adlanır. Mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyətini $\varepsilon_{v,T}$ ilə işarə edək. Təbiətdə mütləq mənada qara cisim yoxdur. Lakin xassəsi mütləq qara cismin xassəsinə çox yaxın olan cisimlərə rast gəlmək olar. Qurum, qara məxmər və s. mütləq qara cismə yaxındır. 1895-ci ildə Vin və Lümmer təklif etmişlər ki, qapalı «boşluğun» divarı üzərindəki kiçik deşik mütləq qara cisim rolunu oynaya bilər.

Doğrudan da şəkildəki «boşluğun» divarı üzərində onun ölçülərinin $\frac{1}{10}$ hissəsindən kiçik diametrli deşik açılsa, həmin deşikdən daxil olan şüa qismən boşluğun divarları tərəfindən udulur, qalan hissəsi isə divardan dəfələrlə əks olunaraq «Tam udu-lar». Bu səbəbdən həmin deşiyi mütləq qara cisim olaraq qəbul etmək olar.

Mütləq qara cisim üçün udma əmsalı $A_{v,T} = 1$, boz cisim üçün $A_{v,T} < 1$ və nəhayət şəffaf cisim üçün



Şəkil 132.1

$A_{v,T} = 0$. Prevo qanununda şüaburaxma və şüaudma qabiliyyətlərinin əlaqədə olduğu göstərilir. Lakin orada bu iki kəmiyyət arasında hansı riyazi asılılığın mövcud olduğu göstərilir. Kirxhof termodinamikanın ikinci qanununa əsaslanaraq $E_{v,T}$ ilə $A_{v,T}$ arasında mövcud olan riyazi asılılığın ifadəsini müəyyən etmişdir. Kirxhof göstərmişdir ki, cismin şüaburaxma qabiliyyətinin şüaudma qabiliyyətinə nisbəti, verilmiş tezlik (yaxud dalğa uzunluğu) və temperaturda sabit kəmiyyət olub, həmin cisim maddəsinin növündən asılı deyildir, yəni

$$\frac{E_{v,T}}{A_{v,T}} = f(v, T) \quad (132.1)$$

Göründüyü kimi $f(v, T)$ - bütün cisimlər üçün eyni olub, universal funksiyadır. (132.1)-i mütləq qara cismə tətbiq etsək və nəzərə alsaqki mütləq qara cisim üçün $A_{v,T} = 1$ olduğundan:

$$\varepsilon_{v,T} = f(v, T) \quad (132.2)$$

alırıq. Deməli, Kirxhof qanunu

$$\frac{E_{v,T}}{A_{v,T}} = \varepsilon_{v,T} \quad (132.3)$$

şəklini alır, yəni verilmiş tezlik və temperaturda ixtiyari cismin şüaburaxma qabiliyyətinin həmin cismin şüaudma qabiliyyətinə nisbəti mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyətinə (həmin tezlik və temperaturda) bərabərdir. $\varepsilon_{v,T}$ - universal funksiyasına Kirxhof funksiyası da deyilir.

Kirxhof qanunundan göründüyü kimi, mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyətini bilsək, istənilən cismin şüaudma qabiliyyəti məlum olduqda onun şüaburaxma qabiliyyətini tapmaq olar. Deməli, mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyətinin

tezlik və temperaturdan aşkar şəkildə asılılığını müəyyən etmək istilik şüalanmasının əsas məsələsi olaraq qarşıya qoyulur. Görəcəyimiz kimi, bu məsələnin tam həlli klassik fizika çərçivəsində prinsipial olaraq mümkün olmamışdır. Ona görə də bu məsələnin həllində həm klassik fizika və həm də kvant yaxınlaşmaları edilmişdir.

2. Stefan-Bolsman və Vin qanunu. Öyrənəcəyimiz Stefan-Bolsman qanunu istilik şüalanmasının əsas məsələsi – mütləq qara cismin şüalanma qabiliyyətinin aşkar ifadəsini müəyyən etmək yolunda atılmış ilk addımlardandır. 1879-cu ildə Stefan özünün və başqa tədqiqatçıların aldıkları nəticələri dərin təhlil edərək müəyyən etmişdir ki, mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyəti (1 sm² səthdən 1 san-də bütün dalğa uzunluqlarına uyğun şüalanan enerji) mütləq temperaturun dördüncü dərəcəsi ilə düz mütənasibdir, yəni

$$\mathcal{E}_T = \int_0^{\infty} \mathcal{E}_{\nu,T} d\nu = \sigma T^4 \quad (132.4)$$

σ sabit kəmiyyətdir. (Stefan-Bolsman sabiti adlanır). Sonralar müəyyən olunmuşdur ki, bu sabitin ədədi qiyməti $\sigma = 5,672 \cdot 10^{-12} \text{ Vt} / \text{sm}^2 \text{ дяр}^4$. Stefan bu qanunu istənilən cisim üçün vermişdir. Lakin sonralar aparılan təcrübələr göstərmişdir ki, Stefan mütləq qara cisimlə təcrübə aparmadığından, aldığı nəticənin mütləq qara cisim üçün doğru olması hökmünü verə bilməmişdir. Bolsman, Stefanın təcrübi yolla müəyyən etdiyi bu qanunu termodinamika qanunlarına əsaslanaraq nəzəri yolla çıxardıqdan (1884-cü il) sonra bu qanunun yalnız mütləq qara cisimlər üçün doğru olduğunu sübut etmişdir.

Stefan-Bolsman qanunu mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyətinin temperatur asılılığını müəyyən etdisə də, şüalanma

enerjisinin tezlikdən asılılığı haqqında heç bir məlumat verə bilmədi.

1893-cü ildə Vin termodinamika və elektrodinamika qanunlarına istinad edərək şüaburaxma qabiliyyətini tezliyin geniş intervalında müəyyən etmişdir:

$$\mathcal{E}_{\nu,T} = \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right) \quad (132.5)$$

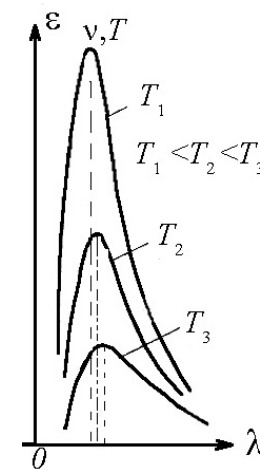
(132.5) Vin düsturu adlanır. İfadədən göründüyü kimi, cismin şüaburaxma qabiliyyəti tezliyin kubu ilə düz mütənasib olub, $\frac{\nu}{T}$ -nin funksiyasıdır.

Təcrübədən alınan nəticələrə görə maksimum şüalanmaya uyğun gələn dalğa uzunluğu mütləq temperaturun birinci dərəcəsi ilə tərs mütənasib olub, maksimal şüalanma kiçik dalğalara doğru sürüşür. Bu səbəbdən (132.6) düsturu Vinin yerdəyişmə qanunu adlanır. Bu qanun təcrübədə təsdiq olunur.

$$\lambda_{\max} \cdot T = b \quad (132.6)$$

b - sabit kəmiyyət olub, $b = 0,39$ sm-dər qiymətinə bərabərdir.

3. Reley-Cins və Plank qanunu. Reley-Cins, enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanması qanununa əsaslanaraq vahid həcmə düşən şüalanma enerjisini hesablamış və



Şəkil 132.2

$$U_{v,T} = \frac{8\pi v^2}{C^3} kT \quad (132.7)$$

ifadəsini almışdır.

Bu Reley-Cins düsturu adlanır və bu düsturu şüaburaxma qabiliyyəti üçün aşağıdakı kimi yazmaq olar :

$$\varepsilon_{v,T} = \frac{2\pi v^2}{c^2} kT \quad (132.8)$$

Reley-Cins düsturunun da özünəməxsus çətinlikləri vardır. Əvvəla, müəyyən olunmuşdur ki, bu düstur bütün tezlik və temperaturalar üçün deyil, yalnız tezliyin kiçik, temperaturun isə böyük ($h\nu \ll kT$) qiymətlərində doğrudur (şəkil 132.3 – 3 əyrisi).

Digər tərəfdən, Reley-Cins düsturuna əsasən Stefan-Bolsman qanununu almaq cəhdi ciddi ziddiyyətə gətirir. Doğrudan da inteqral şüaburaxma qabiliyyətini tapmaq üçün (132.8)-i bütün tezliklər intervalında inteqrallamaq lazımdır:

$$\varepsilon_T = \int_0^\infty \varepsilon_{v,T} dv = \frac{2\pi}{c^2} kT \int_0^\infty v^2 dv = \infty \quad (132.9)$$

Şüaburaxma qabiliyyətinin sonsuzluğa bərabər olması o deməkdir ki, cisim şüaburaxma və şüaudma qabiliyyətləri arasındakı tarazılıq, cismin temperaturu mütləq sifra bərabər olanda, yarana bilər. Bu isə təcrübəyə ziddir. Təcrübə göstərir ki, belə tarazılıq istənilən temperaturda yarana bilər. Reley-Cins düsturunun kiçik tezliklərdə təcrübi faktlara uyğun gəlməsi və (132.9)-un nəticəsi göstərir ki, guya, mütləq qara cismin temperatur şüalanması zamanı enerjinin böyük hissəsi spektrin qısa dalğalı oblastına düşür. Alınan bu yanlış nəticə P.S. Erenfest tərəfindən «ultrabənövşəyi fəlakət» adlandırılmışdır.

Yuxarıda şərh olunanlardan göründüyü kimi mütləq qara cismin şüalandırdığı enerjinin spektrdə paylanmasını; başqa sözlə desək, şüalandırma qabiliyyətinin tezlik və temperaturdan aşkar şəkildə asılılığının riyazi ifadəsini müəyyən etmək məsələsi əsrimizin əvvəlinədək tam şəkildə həll oluna bilməmişdir. Bu sahədə göstərilən cəhdlərdən biri (Reley-Cins) tezliyin kiçik, temperaturun böyük qiymətlərində, digəri isə (Vin) tezliyin böyük, temperaturun kiçik qiymətlərində doğru olmuşdur. Bu qanunların müəyyən müsbət cəhətlərinə baxmayaraq onların ikisi birlikdə bütün spektr boyu şüalanma enerjisinin paylanmasını izah edə bilmədi.

İstilik şüalanması qarşısında duran bu mühüm məsələ, istər empirik, istərsə də nəzəri şəkildə əsrimizin başlanğıcında alman alimi Maks Plank tərəfindən həll olunmuşdur. Plank ilk dəfə olaraq mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyəti üçün empirik düsturu müəyyən etmişdir. Həmin düstur eksperimental ayrını tam təsvir edə bilmişdir. Plank özünün təklif etdiyi empirik düsturu dərin təhlil edərək müəyyən etmişdir ki, həmin düsturu çıxarmaq üçün klassik fizikanın əsas qanununu – enerjinin arasıkəsilmədən bütün qiymətlər ala bilməsi faktını mikrosistemlər (atom və molekullar) üçün rədd etmək lazımdır. Klassik fizikaya görə ν tezliyi ilə rəqs edən harmonik ossilyatorun enerjisi amplitudun kvadratı ilə mütənəsis olduğundan, enerji arasıkəsilmədən dəyişərək müxtəlif qiymətlər ala bilər. Bunun əksinə olaraq Plank aşağıdakı cəsarətli hipotezi təklif etmişdir: ossilyatorun enerjisi mümkün olan bütün qiymətlərə malik olmayıb, yalnız enerjinin ən kiçik qiyməti olan ε_0 -ın tam misillərinə ($\varepsilon_0, 2\varepsilon_0, \dots$, və s.) bərabər qiymətlər ala bilər. Şüaburaxma və şüaudma yalnız ossilyatorun bir diskret səviyyədən digərinə keçidi zamanı baş verə bilər. Enerji

porsiyasının ən kiçik qiyməti ossilyatorun rəqs tezliyi ilə düz mütənasibdir: $\varepsilon_0 = h\nu$, burada h – sabit kəmiyyət olub Plank sabiti adlanır ($h = 6,67 \cdot 10^{-27}$ erq·san). Bu hipotez işığın kvant nəzəriyyəsinin əsası olduğundan, Plank haqlı olaraq həmin nəzəriyyənin banisi kimi tanınır.

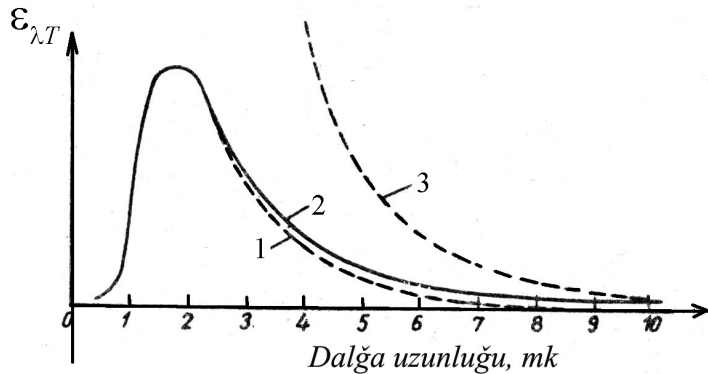
Plank yuxarıdakı hipotezə əsaslanaraq mütləq qara cismin şüa buraxma qabiliyyəti üçün aşağıdakı ifadəni almışdır:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (132.10)$$

Şüalanmanın spektral həcmi sıxlığı üçün Plank düsturu aşağıdakı şəkildə olur,

$$u_{\nu,T} = \frac{8\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (132.11)$$

(132.10) və (132.11) mütləq qara cismin şüalanması üçün Plank düsturu adlanır. Plank düsturu universal olub, bütün tezlik və temperatur oblastında mütləq qara cismin şüalanmasını tam təsvir edir (Şəkil 132.3 2 əyrisi).



Şəkil 132.3

Təbiidir ki, istilik şüalanması üçün bizə məlum olan bütün qanunlar Plank düsturundan xüsusi hal olaraq alınmışdır. Doğrudan da, aşağıdakı xüsusi hallara baxmaqla buna inanmaq olar.

1. Stefan-Bolsman qanunu:

$$\begin{aligned} \varepsilon_T &= \int_0^\infty \varepsilon_{\nu,T} d\nu = \frac{2\pi h}{c^2} \int_0^\infty \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu = \\ &= \frac{2\pi h}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^4 \int_0^\infty \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^3 \frac{d\left(\frac{h\nu}{kT} \right)}{e^{h\nu/kT} - 1} = \\ &= \frac{2\pi k^4 T^4}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = 1,0823 \frac{12\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4 \end{aligned}$$

$$\text{buradan } \sigma = 1,0823 \frac{12\pi k^4}{c^2 h^3}$$

Deməli Plank düsturu nəinki Stefan –Bolsman düsturunu çıxarmağa, hətta σ -nı hesablamağa imkan verir. Sabitlərin qiymətlərini yerinə yazsaq $\sigma = 5,672 \cdot 10^{-12} \text{ vt} / \text{sm}^2 \cdot \text{дяр}^4$ alarıq.

2. Vin qanunu. Tezliyin böyük, temperaturun kiçik qiymətlərində, yəni $h\nu \gg kT$ olduqda $e^{h\nu/kT} \gg 1$ olduğundan (132.10)-un məxrəcində vahidi nəzərə almamaq olar. Onda (132.10)-dan

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

alınır, yəni şüaburaxma qabiliyyəti tezliyin kubu ilə düz mütənasib olub $\frac{\nu}{T}$ -nin funksiyasıdır. Məlum olduğu kimi bu Vin qanunudur.

3. Reley-Cins qanunu. Tezliyin kiçik, temperaturun böyük qiymətlərində, yəni $h\nu \ll kT$ olduqda $e^{h\nu/kT}$ -ni sıraya ayırsaq

$$e^{h\nu/kT} = 1 + \frac{h\nu}{kT} + \dots$$

olduğundan (132.10)-dan

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi h\nu^2}{c^2} \cdot kT$$

alırıq. Bu isə Reley-Cins düsturudur.

Plank düsturu, enerjinin sərbəstlik dərəcəsinə görə paylanması teoreminin məhdud olduğunu göstərdi. (132.8) düsturunu (132.10)-la müqayisə etdikdə klassik nəzəriyyədəki kT

əvəzinə kvant nəzəriyyəsində $\frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$ durduğunu görürük. kT

klassik nəzəriyyədə ossilyatorun bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən

tam enerji, $\frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$ kvant nəzəriyyəsində görə ossilyatorun bir

sərbəstlik dərəcəsinə düşən tam enerjidir. Göründüyü kimi, bu enerji ossilyatorun tezliyindən asılı olaraq dəyişir. Tezliyin böyüməsi ilə hər sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji azalır. «Ultrabənövşəyi fəlakətin» kvant nəzəriyyəsində aradan qaldırılmasının səbəbi də budur.

Beləliklə mütləq qara cisim şüalanarkən enerjinin əsas hissəsi spektrin böyük dalğa uzunluğuna uyğun gələn hissəsinə düşür və beləliklə "ultrabənövşəyi təlakət" kvant nəzəriyyəsində aradan qaldırılır.

ALTINCI HİSSƏ

FƏSİL XX

KVANT MEXANİKASININ ƏSAS
ELEMENTLƏRİ**133. Maddi zərrəciklərin xassələri və işığın
korpuskulyar dalğa düalizmi. De-Broyl dalğası.**

Keçən əsrin axırlarına qədər mövcud olan fiziki hadisələr klassik fizika dediyimiz Nyuton mexanikası və Maksvell elektrodinamikası qanunları çərçivəsində izah olunurdu.

Bütün dövrlərdə olduğu kimi o dövrdə də bizi əhatə edən aləm maddi zərrəciklərdən (atom və molekulardan) təşkil olunmuş maddədən və sahələrdən (elektromaqnit sahəsi, qravitasiya sahəsi və s.) ibarət olduğu söylənilirdi. Klassik fizika baxımından bu iki anlayış (maddi zərrəcik və sahə) təbiətə bir-birindən kəskin fərqlənən maddi varlıqdır. Səbəbi odur ki, zərrəcik fəzada lokalizə olunur, sahə isə bu xassəyə malik deyil.

Fiziki hadisələrin izahı zamanı uzun müddət elmdə bir-birini inkar edən fikirlər söylənməmişdir.

Nəhayət fizika elminin inkişafında elə bir mərhələyə qədəm qoyuldu ki, bu mərhələdə vaxtı ilə müxtəlif alimlər tərəfindən söylənməmiş fikirlər reallaşdı (korpuskulyar - dalğa nəzəriyyəsi, kvant mexanikası, relyativistik mexanika və s.).

Digər sahələr kimi maddi zərrəciklərin (atomların, molekulların, elementar zərrəciklərin və onların toplusunun) hansını

öyrənməyə kəskin ehtiyac yarandı. Bu məsələ ilə fizikanın bir bölməsi – kvant mexanikası məşğul oldu.

Kvant mexanikasının başlıca xüsusiyyəti odur ki, işıq şüası üçün mövcud olan düalizm maddi zərrəciklərə də aid edildi.

Bundan əlavə atom haqda təsəvvürlər genişləndi və atomun modelləri formalaşdı. Atom haqda Tomson modeli geniş məlumat verməsə də, atomun növbəti Rezerford modeli atomun kütləsini, nüvənin müsbət yükünü, elementin sıra nömrəsini və s. müəyyən etdi. Bunlarla yanaşı modelin ciddi çatışmamazlıqları meydana çıxdı ki, bunlarda hidrogen atomunun Bor nəzəriyyəsində izah edildi. Lakin Bor nəzəriyyəsi tam kvant nəzəriyyəsi olmadığından (Bor nəzəriyyəsində elektronun atomdakı hərəkəti Nyuton hərəkət tənlikləri ilə təsvir olunurdu), bu nəzəriyyə spektral xətlərin intensivliyini hesablamaq, stasionar halda olan elektronun enerji şüalandıra bilməməsi və s. məsələlərin həllində aradan qaldırıla bilməyən çətinliklərlə rastlaşdı. Bu çətinlikləri həll etmək məqsədi ilə Lui-de-Broyl işığın təbiətində müşahidə olunan dalğa-zərrə dualizmin maddi zərrəciklər üçün də doğru olduğu barədə ideya irəli sürdü.

Bu ideyaya görə, əgər işıq dalğaları zərrə-korpuskulyar təbiətə malikdirsə, onda maddi zərrəciklərdə dalğa xassəsi göstərməlidir (məsələn elektron). Beləliklə, elektron üçün

$$\rho = m\mathbf{v} = \frac{h}{\lambda} \text{ və ya } \lambda = \frac{h}{\rho} = \frac{h}{m\mathbf{v}} \quad (133.1)$$

yazıla bilər. (133.1) ifadəsi ilə Lui-de-Broyl göstərdi ki, dualizm yalnız optik hadisələrə aid olmayıb, istənilən maddi cisim üçün doğrudur (133.1) şəklindəki De-Broyl ifadəsini başqa formada da yazmaq olar:

$$\vec{p} = \frac{h}{2\pi} \vec{k} = \hbar \vec{k} \quad (133.2)$$

Burada $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n}$ dalğa vektoru, $\vec{n}$ - isə dalğanın yayılma istiqamətindəki vahid vektordur.

De-Broyl ideyasının doğruluğu 1927-ci ildə Devisson və Cermer tərəfindən təcrübədə təsdiq edilmişdir. Devisson və Cermer vakuuma nazik elektron dəstəsini nikel monokristalı üzərinə yönəldərək difraksiya hadisəsini müşahidə etmişlər.

Sürətləndirici potensialla elektronun kinetik enerjisi arasında

$$E_K = \frac{mv^2}{2} = eU \quad (133.3)$$

əlaqəsi olduğundan və

$$mv = \sqrt{2meU}$$

təyin edildiyindən

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2meU}}$$

alırıq. h , m , və e -nin qiymətlərini yerinə yazıb, dalğa uzunluğunu anqstremlə və gərginliyi voltlarla ifadə etsək,

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{U}} \text{ Å} = \frac{12.25}{\sqrt{U}} \text{ Å}$$

alırıq. $U = 150V$ gərginlikdə elektronun dalğa uzunluğu $\lambda = 1 \text{ Å}$ tərtibində olar.

Göründüyü kimi, elektron üçün De-Broyl dalğasının uzunluğu kristall qəfəsdə atomlar arası məsafə tərtibindədir. Deməli, De-Broyl ideyasına görə elektron dalğasından kristall qəfəsdə interferensiya və difraksiya müşahidə edilməlidir.

Müəyyən E enerjisinə və P impulsuna malik hər bir sərbəst zərrəciyə $\psi(x, t)$ de-Broyl dalğası qarşı qoymaq olar. Koordinatdan və zamandan asılı olan və baxılan dalğanın amplitudu rolunu oynayan bu funksiya dalğa funksiyası və ya sadəcə ψ - funksiya adlanır. ψ - funksiyanın özü kompleks kəmiyyət olduğundan heç bir fiziki məna kəsb etmir. Lakin onun modulunun kvadratı $|\psi(x, t)|^2$ fiziki məna kəsb edir və zərrəciyin müəyyən anda dv həcmində olma ehtimalını verir.

$$d\omega = |\psi(x, t)|^2 dV$$

De-Broyl dalğası elektromaqnit dalğası deyildir.

134. Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik prinsipi. Kvant statistikaları. Klassik mexanikanın tətbiq olunma həddi.

1. Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik prinsipi.

Klassik fizika qanunlarına görə sürəti işığın boşluqda yayılma sürətindən çox-çox kiçik olan cisimlərin, eyni zamanda fəzadakı sürətini (və ya impulsunu) və koordinatını dəqiq müəyyən etmək mümkün olur. Bu prinsipi mikro zərrəciklərə şamil etsək tamamilə fərqli bir mənzərə müşahidə edirik.

Beləki, mikro zərrəciklərin sürətini (və ya impulsunu) hansı yüksək dəqiqliklə təyin ediriksə, həmin dəqiqliklə zərrəciyin koordinatını təyin edə bilmirik. Deməli bu parametrlərin təyində müəyyən qeyri-müəyyənlik yaranır ki, bu da alimin şərafinə Heyzenberqin qeyri müəyyənlik münasibəti adlanır:

$$\left. \begin{aligned} \Delta x \cdot \Delta v_x &\geq \frac{\hbar}{m} \\ \Delta y \cdot \Delta v_y &\geq \frac{\hbar'}{m} \\ \Delta z \cdot \Delta v_z &\geq \frac{\hbar}{m} \end{aligned} \right\} \quad (134.1)$$

Əgər bu baxımdan atom daxilində yerləşən elektronun halına baxsaq, görürük ki, elektron müəyyən ehtimalla atom daxilində lokallaşır və onun yükü isə atom daxilində dəyişən sıxlıqla paylanılır. Heyzberqin qeyri müəyyənlik prinsipinə əsasən zərrəciyin enerjisi və zaman müddəti üçün

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad (134.2)$$

olur. Burada $\Delta E - \Delta t$ müddətində E enerjili zərrəciyin enerjisinin qeyri-müəyyənliyi. Yəni zərrəciyin enerjisi yalnız o vaxt dəqiq təyin edilir ki, o bu halda uzun müddət olsun.

2. Kvant statistikaları

Əgər kvant və klassik statistikaların mahiyyətinə nəzər salsaq görürük ki, hər iki statistika çoxlu sayda zərrəciklərdən təşkil olunmuş və termodinamik tarazlıqda olan sistemlərin statistikasındır. Lakin kvant statistikasındakı zərrəciyin hərəkəti kvant mexanikasının, klassik statistikadakı zərrəciyin hərəkəti isə klassik mexanikanın qanunlarına əsaslanır. Qeyd etmək lazımdır ki, hərəkətləri kvant mexanikasının qanunlarına əsaslanan mikrozərrəciklərin özləri də eyni kvant statistikasına ilə təsvir oluna bilmir. Məsələn, fotonlar və elektronlar hər ikisi kvant zərrəcikləri olsa da müxtəlif kvant statistikalarına tabedir.

1924-25-ci illərdə Boze-Eynşteyn tərəfindən, 1926-27-ci illərdə isə Fermi-Dirak tərəfindən kvant statistikaları yaradıldı. Bu kvant statistikaların mahiyyəti aşağıdakı kimidir:

1. Əgər zərrəciyin spini tam ədəddirsə və zərrəciyin dalğa funksiyası simmetrik dalğa funksiyası ilə ifadə olunubsa, belə zərrəciklər bozonlar və bu zərrəciklərin tabe olduğu statistika Boze-Eynşteyn statistikasına adlanır:

$$f_{B-E}(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_f}{kT}} - 1} \quad (134.3)$$

2. Əgər zərrəciyin spini tam ədəd deyilsə və zərrəciyin dalğa funksiyası antisimmetrik dalğa funksiyası ilə ifadə olunubsa, belə zərrəciklər fermionlar və bu zərrəciklərin tabe olduğu statistika Fermi-Dirak statistikasına adlanır:

$$f_{F-D}(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_f}{kT}} + 1} \quad (134.4)$$

(134.3) və (134.4) ifadələrində E - zərrəciyin enerjisi, E_f - isə Fermi səviyyəsinin enerjisidir.

Boze-Eynşteyn və Fermi-Dirak statistikaları üçün analogi olaraq aşağıdakı ifadələridə yazı bilərik:

$$f_{B-E}(E) = \frac{1}{\frac{1}{A} e^{\frac{E-E_f}{kT}} - 1} \quad (134.5)$$

$$f_{F-D}(E) = \frac{1}{\frac{1}{A} e^{\frac{E-E_f}{kT}} + 1} \quad (134.6)$$

A - cırlaşma parametri adlanır. Bu parametr kvant (boze-qaz, yaxud fermi-qaz) ilə klassik qazın fərqi xarakterizə edir.

Maksvell-Bolsman; Boze-Eynşteyn; Fermi-Dirak statistikalarına tabe olan zərrəciklərin enerjisinin temperaturdan asılılığı şəkil 134.1-də verilmişdir.

Şəkildən göründüyü kimi, Maksvell paylanmasına tabe olan zərrəciklərin (ideal qaz) enerjisi mütləq sıfır temperaturda sıfır, bozonlarınkı (foton) xeyli yuxarı temperaturda sıfır olduğu halda, fermionlar mütləq sıfır temperaturda müəyyən qədər enerjiyə malikdirlər.

Əgər $A \ll 1$ olarsa, onda, cırılma parametrlərinin kiçik qiymətlərində, kvant statistikasını klassik statistikaya keçir:

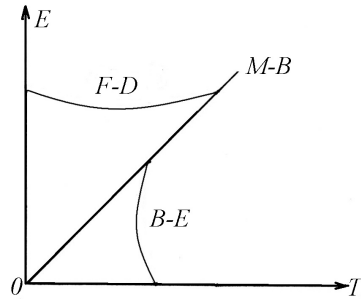
$$f_{B-E}(E) = f_{F-D}(E) = \frac{A}{e^{\frac{E-E_f}{kT}}} = Ae^{\frac{-\Delta E}{kT}} = f_{M-B}(E) \quad (134.7)$$

Deməli, klassik qazdan fərqli olaraq kvant qazında $A \gg 1$ olmalıdır. $A \gg 1$ olduqda kvant qazı cırılmışdır. Deməli $A \ll 1$ olduqda zərrəciklər özünü klassik ideal qaz kimi $A \gg 1$ olduqda kvant qazı kimi və $A=1$ olduqda isə aralıq halını və ya sərhəd qiymətini almış olur. A -nın qiyməti aşağıdakı ifadə ilə müəyyən olunur:

$$A = \frac{n_0 h^3}{(2\pi m k T)^{\frac{3}{2}}} \quad (134.8)$$

n_0 - zərrəciyin konsentrasiyası, m -kütləsidir.

(134.8) ifadəsində $A=1$ olduğu hal üçün $T = T_c$ cırılma temperaturu anlayışı daxil etsək



Şəkil 134.1

$$T_c = \frac{n_0^{\frac{2}{3}} h^3}{2\pi k m} \quad (134.9)$$

alarıq. (134.9) ifadəsinə h Plank sabitinin daxil olması göstərir ki, cırılma temperaturu kvant təbiətlidir və belə bir anlayış klassik fizikada yoxdur.

Nəhayət əgər qazın temperaturu cırılma temperaturundan kifayət qədər kiçik olarsa ($T \ll T_c$), onda $A \gg 1$ və qaz cırılmış olacaq və kvant xassəsi özünü kəskin göstərəcəkdir. Əgər $T \gg T_c$ olarsa, onda $A \ll 1$ olar və qaz ideal klassik qazın xassəsini əks etdirəcəkdir. Beləliklə, Fermi-Dirak statistikasında zərrəciklər Pauli prinsipinə tabedir və bir kvant halında bir fermiondan artıq ola bilməz. Boze-Eynşteyn kvant statistikasında isə bu məsələyə klassik statistikada olduğu kimi yanaşılır və göstərilir ki, hər bir kvant halında istənilən sayda bozonlar (foton) yerləşə bilər.

3. Klassik mexanikanın tətbiq olunma həddü.

Klassik mexanika qanunları elə cisimlərə tətbiq olunur ki, onların sürəti işığın boşluqda yayılma sürətindən çox-çox kiçik olsun ($v \ll c$). Əgər mikro zərrəciklərin hərəkətindən söhbət gedirsə və onların sürəti böyükdürsə və ya işığın boşluqda yayılma sürəti tərtibindədirsə, onda klassik fizikadan fərqli olaraq kvant mexanikasının və relyativistlik mexanikanın (nisbilik nəzəriyyəsinin) qanunları fəaliyyət göstərəcəkdir. Kvant və relyativistlik mexanika qanunları klassik mexanika qanunlarına nəzərən daha universal olduğundan, müxtəlif sürətlərlə hərəkət edən cisimlərə tətbiq olunur. Əgər cisim hər-hansı C_1 kordinat sisteminə nəzərən v_1 sürətilə, C_2 kordinat sisteminə nəzərən isə v_2 sürətilə hərəkət edirsə və bu sürətlər eyni istiqamətdə

yönəlibsə, onda klassik mexanika qanunlarına görə cismin bu sistemlərdən birinə nəzərən v sürəti

$$v = v_1 + v_2 \quad (134.10)$$

nisbilik nəzəriyyəsinə əsasən isə

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 \cdot v_2}{c^2}} \quad (134.11)$$

olar. Burada c - işığın boşluqda (vakuumda) yayılma sürətidir.

(134.10) ifadəsi v_1 və v_2 sürətləri işığın vakuumdakı sürətindən çox-çox kiçik olan hal üçün ödənilir. (134.11) ifadəsi isə ixtiyari sürətlər üçün ödənilir. Hətta $v_1 = v_2 = c$ olarsa (134.11) ifadəsindən $v = c$ alınır.

Beləliklə, nisbilik nəzəriyyəsi və kvant mexanikası klassik mexanikanın qanun və təsəvvürlərini tamamilə rədd etməyib, onları dəqiqləşdirir və klassik mexanikanın tətbiq olunma həddlərini müəyyən edir.

135. Kvant mexanikasının əsas tənliyi. Şredinger tənliyi.

Klassik mexanikada Nyuton tənliyi hansı rolu oynayırsa, kvant mexanikasında da mikro zərrəciklər üçün Şredinger tənliyi həmin rolu oynayır. Kvant mexanikası mikro zərrəciklərin qanunauyğunluqlarını hər tərəfli izah edə bilən ardıcıl və mükəmməl nəzəriyyədir. Bu baxımdan belə nəzəriyyənin əsasında elə tənlik durmalı idi ki, həmin tənlik özünü həm zərrəcik və həm də dalğa kimi aparan mikro zərrəciklərin ikili təbiətini təsvir edə

bilsin. Bu baxımdan avstriya alimi Şredinger və alman alimi Heyzenberq biri digərindən asılı olmayaraq kvant mexanikasının iki variantını təklif etdilər. Şredinger öz ideyasını dalğa təsəvvürləri üzərində, Heyzenberq isə kvant (korporuscul) təsəvvürləri üzərində qurmuşdur. Qeyd etmək lazımdır ki, hər iki nəzəriyyəyə əsaslanan tənliklər eyni nəticəyə gətirir.

Şredinger tənliyinin nəzəri əsasında Plankın $v = \frac{W}{h}$, de-

Broylun $\lambda = \frac{h}{mv}$ münasibətləri və tam enerjinin $W = \frac{p^2}{2m} + U = \text{const}$ saxlanması qanunu durur.

Şredinger nəzəriyyəsi aşağıdakı yaxınlaşmalara əsaslanır:

- 1) Zərrəciklər nə yox olur və nə də yenidən yaranır; ixtiyari fiziki prosesdə zərrəciklərin sayı sabit qalır.
- 2) Zərrəciklərin sürəti işığın vakuumda yayılma sürətindən çox-çox kiçikdir ($v \ll c$, yəni qeyri-relyativistik yaxınlaşma).

Potensial enerjinin zamandan asılı olan halı üçün Şredingerin ümumi şəkildəki tənliyi

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U(x, y, z, t) \psi \quad (135.1)$$

$\psi = \psi(x, y, z, t)$ - dalğa funksiyası və ya «psi-funksiyası» adlanır. ψ - funksiyasının özü real fiziki məna daşımasa da, onun modulunun kvadratı $|\psi|^2$ zərrəciyin müəyyən nöqtədə olma ehtimalını xarakterizə edir.

Fiziki hadisələri təsvir etmək üçün mühüm rol oynayan ψ funksiyası Şredinger tənliyinin həlli kimi müəyyən tələbləri ödəməlidir.

1) ψ -funksiyası birqiymətli təyin edilməli, sonlu və kəsilməz olmalıdır.

2) ψ -funksiyasının koordinatlara və zamana görə xüsusi törəmələri

$$\frac{\partial \psi}{\partial x}, \frac{\partial \psi}{\partial y}, \frac{\partial \psi}{\partial z}, \frac{\partial \psi}{\partial t}$$

kəsilməz olmalıdır.

3) ψ -funksiyasının modulunun kvadratı $|\psi|^2$ - inteqrallanan

olmalı və inteqralı $\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dx \cdot dy \cdot dz$ -sonlu olmalıdır. (135.1)

tənliyində $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Plank sabiti, m - zərrəciyin kütləsi,

$u(x, y, z, t)$ – qüvvələr sahəsində hərəkət edən zərrəciyin potensial

enerjisi; $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ -Laplas operatoru; $i = \sqrt{-1}$ minimal

ədəddir.

(135.1) stasionar hala nəzər salaq. Başqa sözlə ψ -nin t -dən asılı olmayan və ya potensial enerjinin zamandan asılı olmayan, yəni $U = U(x, y, z)$ variantına baxaq:

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \cdot \varphi(t) \quad (135.2)$$

(135.2)-ni (135.1)-də nəzərə alsaq alarıq:

$$i\hbar \cdot \psi \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \varphi \cdot \Delta \psi + U(x, y, z) \psi \cdot \varphi \quad (135.3)$$

(135.3)-ün hər tərəfini $\psi \cdot \varphi$ hasilinə bölsək alarıq:

$$i\hbar \frac{1}{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\Delta \psi}{\psi} + U(x, y, z) \quad (135.4)$$

Əgər $i\hbar \frac{1}{\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = W$ işarə edib, ona potensial çuxurda hərəkət edən zərrəciyin tam enerjisi desək

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U) \psi = 0 \quad (135.5)$$

olar. Əgər (135.1) tənliyi ümumi şəkildə Şredinger tənliyi olub, ixtiyari zərrəcik üçün ödənilirsə, (135.5) tənliyi stasionar hal üçün Şredinger tənliyi olub, $U = U(x)$ düzbucaqlı potensial çuxur (düz-bucaqlı potensial çuxur dedikdə fəzanın elə hissəsi nəzərdə tutulur ki, həmin hissədə zərrəciyin potensial enerjisi onun maksimal enerjisindən çox-çox kiçik olsun) üçün aşağıdakı kimi yazılır:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U) \psi = 0 \quad (135.6)$$

Sərbəst zərrəcik elə zərrəciyə deyilir ki, onun tam enerjisi kinetik enerjiden ibarət olsun.

Zərrəciyin sərbəst hərəkəti isə elə hərəkətə deyilir ki, onun potensial enerjisi dəyişməsin, sürəti isə sabit ($v = const$) qalsın.

FƏSİL XXI

ATOM FİZİKASI. NÜVƏ FİZİKASININ ƏSAS
ELEMENTLƏRİ**136. Atomun quruluşu. Rezerford təcrübəsi. Atomun nüvə modeli.**

Atom haqqında ilk fikirlər eramızdan çox-çox əvvəl qədim Çin, Hind, Yunan və Roma fəlsəfəsində özünə yer tapmışdır. Bu fəlsəfələrdə atomlar bölünməz, əbədi və dəyişməz, daim hərəkətdə olan, ən kiçik maddi hissəciklər hesab edilirdi. «Atom» (yunanca bölünməz deməkdir) anlayışı eramızdan beş əsr əvvəl Demokrit tərəfindən elmə daxil edilmişdir. Bu təlim XVIII-XIX əsrə qədər davam etmişdir.

1896-cı ildə A.Bekkerel tərəfindən radioaktivlik hadisəsinin kəşfi, neytral atomun ionlaşması, 1897-ci ildə elektronun C.Tomson tərəfindən kəşfi, atomun bütövlükdə elektrik cəhətdən neytral olması, atomun ölçüsünün təxminən 10^{-10} m tərtibində olması və s. faktlar, atomun bölünən olub, mürəkkəb quruluşa malik olmasından xəbər verdi. Lakin bunlara baxmayaraq atom daxilində zərrəciklərin miqdarı və onların atom fəzasında necə paylanmaları barədə dəqiq cavab tapılmamışdır.

Atom haqda tam təsəvvür əldə etmək üçün atomun modelini yaratmağa kəskin ehtiyac yarandı. Bu baxımdan Cozef Tomson 1903-cü ildə atomun ilk klassik modelini verdi. Bu modelə görə, atom ölçüsü 10^{-10} m olan müsbət yüklənmiş kürədən ibarətdir və elektronlar isə bərabər sıxlıqla kürənin içərisində «üzürlər».

Kürə daxilində müsbət və mənfi yüklərin sayı elədir ki, elektrik yükünün cəmi sıfırdır, daha doğrusu atom adi şəraitdə neytraldır. Tomson göstərə bildi ki, elektron tarazlıq vəziyyətindən etibarən yerini dəyişdikdə onu tarazlıq vəziyyətinə qaytaran kvazielastik qüvvə yaranır və bu da harmonik rəqsin ümumi şərtini ödəyir. Beləliklə, Tomson müəyyən etdi ki, atomun harmonik rəqsi zamanı şüalandırdığı enerji xətti spektrə malikdir. Digər tərəfdən Q.A.Lorens Tomsonun bu fikrini əsas qəbul edərək dispersiyanın elektron nəzəriyyəsini verib, normal və anomal dispersiyanı izah etdi. Lakin bu model hərəkətdə olmayan yüklər sisteminə əsaslandığından, yəni statik model olduğundan atom spektrlərindəki qanunauyğunluqları və başqa hadisələri izah edə bilmədi. Atomun Tomson modeli atom haqda geniş məlumat verməsə də, atomun növbəti real modelinin yaranmasına şərait yaratdı.

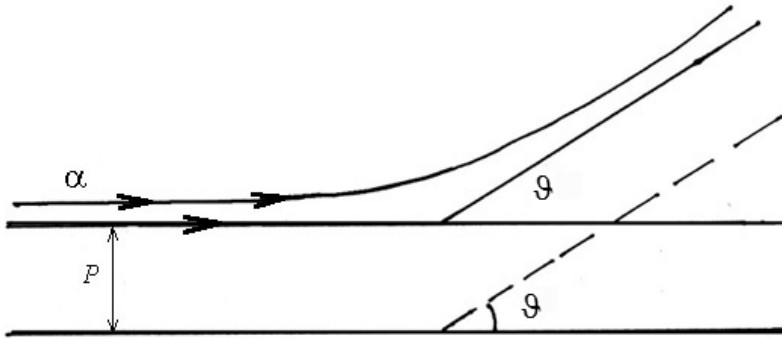
Rezerford sürətli α - zərrəciklərinin (ikiqat ionlaşmış helium atomları) nazik metal (qızıl) təbəqədən səpilməsini öyrənərkən atomun planetar modelini verdi. Rezerforda görə atom, mərkəzində yerləşmiş kiçik ölçülü (10^{-13} - 10^{-12} sm) müsbət yüklü nüvədən və nüvə ətrafında fırlanan mənfi yüklü elektronlardan ibarətdir. Atomun, demək olar ki, bütün kütləsi onun nüvəsində toplanmışdır (99,97%).

Şəkil (136.1)-ə əsasən yazıla bilər:

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{m_{\alpha} \vartheta_{\alpha}^2}{2ze^2} p \quad (136.1)$$

Burada ϑ - səpilmə bucağı, p - hədəf məsafəsi (bu minimal məsafədən başlayaraq α - zərrəcikləri səpilir), m_{α} və ϑ_{α} uyğun olaraq α - zərrəciyinin kütləsi və sürəti, z elementin sıra nömrəsi, e – elektronun yüküdür. Təcrübə göstərir ki, α - zərrəcikləri 0° -

dən 180° -yədək səpilir. p -hədəf məsafəsi kiçik olduqca qarşılıqlı təsir güclənir və səpilmə bucağı ϑ böyüyür.



Şəkil 136.1

Beləliklə, Rezerford modeli atomun aşağıdakı parametrlərini, nüvənin yükünü, atomun kütləsini və ölçüsünü, elementin sıra nömrəsini və s. müəyyən etdi. Lakin Rezerfordun atom üçün təklif etdiyi planetar model müəyyən çətinliklərlə üzləşdi:

1. Klassik elektrodinamika qanunlarına görə nüvə ətrafında təcillə fırlanan elektron enerji şüalandırmalı və elektron çox kiçik zaman ərzində (10^{-8} san) spiralvari trayektoriya boyunca nüvənin üzərinə düşməlidir.
2. Nüvənin ətrafında qapalı orbit boyunca təcillə hərəkət edən elektron arasından keçmədən elektromaqnit dalğası şüalandırmalı və atomun şüalanma spektri kəsilməz olmalıdır. Halbuki, yuxarıda göstərildiyi kimi atomun spektri xəttidir.
3. Planetar modelin çatışmayan cəhətlərindən biri də Rezerfordun elektrona klassik zərrəcik kimi baxmasıdır.

Beləliklə, dediklərimiz bizə əsas verir ki, atomla bağlı hadisələr klassik fizikanın deyil, kvant fizikasının hadisəsidir və onun qanunları ilə izah olunmalıdır.

137. Hidrogen atomunun spektrlərində qanunauyğunluqlar.

Atomun quruluşunun dərk edilməsində onların spektrlərinin öyrənilməsi xüsusi rol oynamışdır.

Atomların spektrindəki xətlərin düzülüşü nizamsız olmayıb, müəyyən qanuna uyğun qruplar şəklində yerləşir ki, həmin xətlər qrupu spektral seriya adlanır.

İsveçrə alimi Balmer hidrogen atomu spektrlərinin görünən oblastlarına düşən xətlərin dördünün ($H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$) dalğa uzunluğunu bilərək, onları hesablamaq üçün

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (137.1)$$

empirik düsturunu vermişdir. (137.1) düsturunda dalğa uzunluğu onun əks qiyməti olan $k = \frac{1}{\lambda}$ dalğa ədədi və ya xətti tezlik ilə əvəz edilir. (137.1) ifadəsini dalğa ədədi ilə göstərsək

$$k = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_0} \cdot \frac{n^2 - 4}{n^2} = \frac{4}{\lambda_0} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (137.2)$$

$R_1 = \frac{4}{\lambda_0} = 1 \cdot 10^7 m^{-1}$ yazıb, ona Ridberq sabiti desək

$$K = R_1 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (137.3)$$

olar. Əgər (137.3)-ü tezliklə ifadə etsək, $k = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}$ onda

$$\nu = CR_1 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (137.4)$$

olar. $CR_1 = R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ san}^{-1}$ sabiti də Ridberq sabitidir. Hidrogen atomu spektrindəki seriyaları ümumi bir düsturla ifadə etsək,

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (137.5)$$

alarıq ki, bu da ümumiləşmiş Balmer düsturu adlanır.

$m = 1, n = 2, 3, 4, \dots$ olarsa, Layman seriyasını,

$m = 2, n = 3, 4, 5, \dots$ olarsa, Balmer seriyasını

$m = 3, n = 4, 5, 6, \dots$ olarsa, Paşen seriyasını

$m = 4, n = 5, 6, 7, \dots$ olarsa, Breket seriyasını

$m = 5, n = 6, 7, 8, \dots$ olarsa, Pfund seriyasını,

$m = 6, n = 7, 8, 9, \dots$ olarsa, Xemfri seriyasını

almış olarıq.

Şəkil 137.1-də Layman, Breket, Pfund seriyalarında hidrogen atomunun spektral xətlərinin mənşəini birləşdirən enerji səviyyələrinin sxemi verilmişdir.

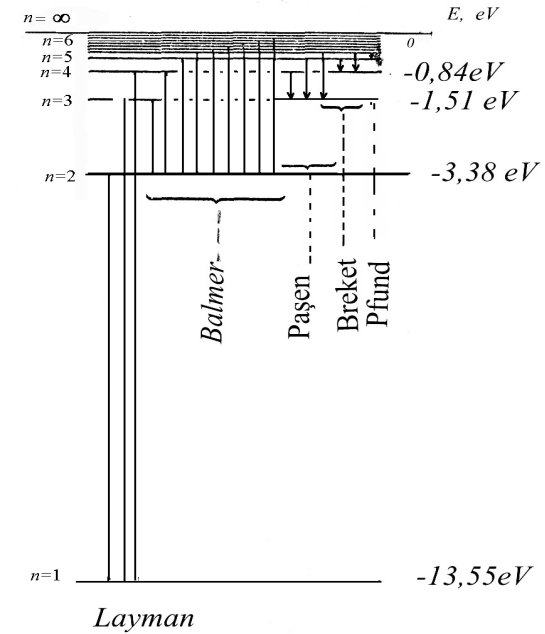
Şəkildə göstəriləyi kimi hidrogen atomunun dayanaqlı halının və həyəcanlanmış hallarının enerjiləri hesablanmışdır (138-ci paraqraf).

(137.5) ifadəsini aşağıdakı formada da yazmaq olar.

$$\nu = \frac{R}{m^2} - \frac{R}{n^2} = T(m) - T(n) \quad (137.6)$$

$T(m)$ və $T(n)$ kəmiyyətləri spektral term adlanır. İxtiyari atomlar üçün termlər sistemini bilməklə onların kombinasi-

yasından istənilən spektral seriyanın dalğa ədədini və ya tezliyini təyin etmək olar.

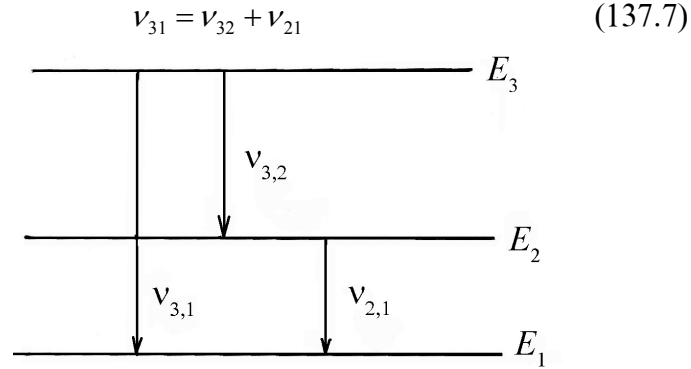


Şəkil 137.1

$$T(m) = \frac{R}{m^2} \quad \text{olduğundan } m = 1, 2, 3, \dots \text{ qiymətlərinə uyğun}$$

olaraq termlər $T(1) = \frac{R}{1^2}$; $T(2) = \frac{R}{2^2}$; $T(3) = \frac{R}{3^2}$ və s. qiymətlər alır. Bütün xətlərin tezliyi spektral termlərin (137.6)–da göstərilən termlərin komsbinasiyasından alınır.

İsveçrə alimi Rits göstərmişdir ki, əgər spektrdə iki ν_{21} və ν_{32} tezlikli müxtəlif xətt iştirak edərsə, onda onların ν_{21} və ν_{32} tezlikləri cəminə və ya fərqi bərabər olan ν_{31} tezlikli xətti tapmaq olar (şəkil 137.2)



Şəkil 137.2

(137.7) münasibəti Ritsin kombinasiya prinsipi adlanır. Əgər spektrdə ν_{21} tezliyinə uyğun gələn xətt varsa, bu o deməkdir ki, atomda iki enerji səviyyəsi var. Əgər $E_2 > E_1$, onda atomun daxili enerjisi dəyişərək E_2 -dən E_1 -ə keçər və atom $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$ şəklində enerji şüalandırar.

138. Hidrogen atomunun Bor nəzəriyyəsi və onun çətinlikləri.

Atomun quruluşu ilə əlaqədar olan ziddiyyətləri aradan qaldırmaq üçün məşhur Danimarka alimi Nils Bor 1913-cü ildə ona qədər məlum olan, atomun buraxdığı və udduğu enerjinin kvant xarakterli olmasını, hidrogen atomunun xətti spektrindəki qanunauyğunluğun mövcudluğunu və nəhayət Rezerfordun atomun nüvə modelindəki müsbət işləri qəbul edərək öz nəzəriyyəsinin əsas mahiyyətini aşağıdakı üç postulat şəklində vermişdir:

1. Birinci postulat (stasionar hallar postulatı).

Atomda elektronlar nüvə ətrafında ixtiyari orbit üzrə deyil, yalnız seçilmiş stasionar orbitlər üzrə hərəkət edir və bu zaman heç bir enerji şüalandırmır.

2. İkinci postulat (tezliklər qaydası).

Atom bir stasionar haldan digərinə keçdikdə, bu halların enerjiləri fərqi bərabər enerji udar və ya buraxar:

$$E_m - E_n = h\nu \quad (138.1)$$

$m > n$ olduqda enerji şüalanır, $m < n$ olduqda enerji udulur.

3. Üçüncü postulat (orbitlərin kvantlanması).

Stasionar orbit üzrə fırlanan elektronun hərəkət miqdarı momenti kvantlanmış qiymət alır.

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

və ya

$$m\nu_n r_n = n\hbar, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (138.2)$$

m – elektronun kütləsi, ν_n – n -ci orbit üzrə hərəkət edən elektronun sürəti, r_n – n -ci stasionar orbitin radiusu, n – müsbət tam ədəddir.

(138.2) ifadəsindən

$$m = \frac{n\hbar}{\nu_n r_n} \quad (138.3)$$

alırıq. Əgər elektron proton arasındakı elektrostatik cazibə qüvvəsinin $\left(F = \frac{e^2}{r_n^2}\right)$ elektronun mərkəzdənqaçma qüvvəsi

$\left(F = \frac{mV_n^2}{r_n}\right)$ ilə tarazlaşdığını nəzərə alsaq, onda $\frac{e^2}{r_n} = mV_n^2$ alarıq

və bu ifadəni (138.3)-də yazsaq

$$V_n = \frac{e^2}{n\hbar} \quad (138.4)$$

olar.

(138.4) –ü (138.2)-də nəzərə alsaq n -ci orbitin radiusu üçün

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2}{me^2} \quad (138.5)$$

alarıq. $n=1$ olduqda birinci orbitin Bor radiusu üçün

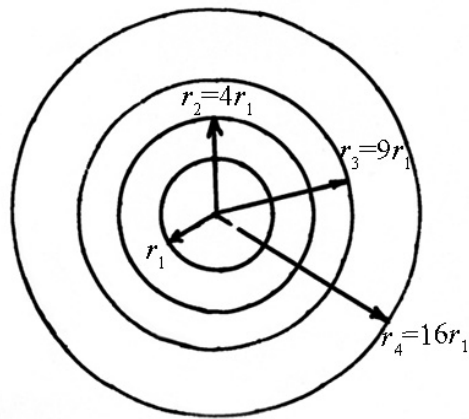
$$r_1 = r_B = \frac{\hbar^2}{me^2} \approx 0,529 \text{ Å}$$

$n=2$ olduqda $r_2 = 4r_1 = 2,11 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 2,11 \text{ Å}$

$n=3$ olduqda $r_3 = 9r_1 = 4,76 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 4,76 \text{ Å}$

$n=4$ olduqda $r_4 = 16r_1 = 8,464 \text{ Å}$ olar.

Şəkil 138.1 –də Bor tərəfindən təklif olunmuş atom modelində mümkün olan orbitlər verilmişdir.



Şəkil 138.1

(138.4)-ü baxdığımız sistemin tam enerjisində nəzərə alsaq

$$\left(E_n = E_{kn} + E_{pn} = \frac{mV_n^2}{2} - \frac{e^2}{r_n} = \frac{mV_n^2}{2} - mV_n^2 = -\frac{1}{2}mV_n^2\right)$$

$$E_n = -\frac{me^4}{2n^2\hbar^2} = -\left(\frac{me^4}{2\hbar^2}\right) \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{13,6}{n^2} eB \quad (138.6)$$

alarıq. Hidrogen atomu üçün $n=1$ halı atomun əsas dayanıqlı halı hesab edilir:

$$E_1 = -\frac{me^4}{2n^2\hbar^2} = -13,6 eB \quad (138.7)$$

$$n=2 \text{ olduqda } E_2 = -\frac{13,6 eB}{4} = -3,40 eB$$

$$n=3 \text{ olduqda } E_3 = -\frac{13,6 eB}{9} = -1,51 eB$$

Nəhayət, $n=\infty$ olduqda $E_\infty = -\frac{13,6 eB}{\infty} = 0$ alarıq. Beləliklə,

hidrogen atomu üçün aldığımız E_2 , E_3 , $E_4 \dots$ enerji səviyyələri həyəcanlanmış səviyyələr adlanır.

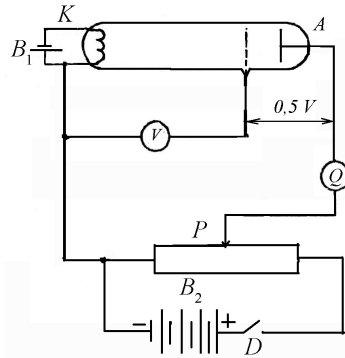
Hidrogen atomunun Bor nəzəriyyəsi atom nəzəriyyəsinin inkişafında mühüm addımlar atsa da, bir çox hadisələri izah edə bilmədi.

Bor nəzəriyyəsi nəinki mürəkkəb atomlara hətta iki protonu və iki neytronu olan helius atomuna tətbiq oluna bilmədi. Səbəbi o idi ki, bu nəzəriyyə nə klassik, nə də kvant xarakteri daşıyırdı. Bu nəzəriyyə atom nəzəriyyəsinin yaranmasında keçid mərhələsi kimi tarixi əhəmiyyət kəsb edir.

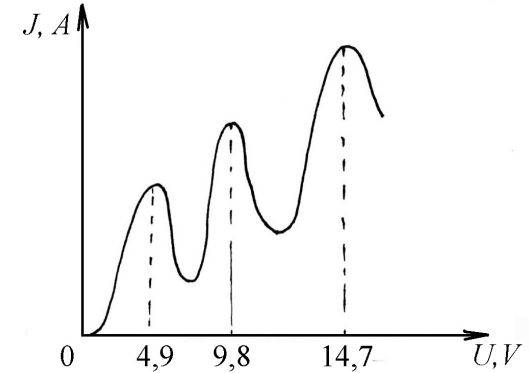
Bor nəzəriyyəsində alınan mühüm nəticələrdən biri atom sisteminin diskret enerji səviyyələrinə malik olmasıdır. 1914-cü ildə bu fakt təcrübədə C.Frank və H.Hers tərəfindən təsdiq edilmişdir. Onlar təcrübədə elektronların cıvə buxarından keçməsi prosesini öyrənmişlər. Təcrübənin gedişi ilə tanış olsaq görürük ki, içərisində vakuum yaradılmış şüşə boruya katod (K), tor (T) və anod (A) elektrodları bərkidilmişdir.

Frank və Hers içərisində vakuum yaradılmış şüşə boruya ~ 1 mm c.s. təzyiq yaradan cıvə buxarı dolduraraq volt-ampere xarakteristikasını çıxarmışlar.

Anod-katod arasında sürətləndirici potensial D açarını qapamaqla B_2 batareyası vasitəsilə yaradılmış, tor elektroduna isə çox kiçik mənfi potensial verilmişdir. Anod-katod arasındakı sürətləndirici potensial P potensiometri vasitəsilə tənzimlənmişdir.



Şəkil 138.2



Şəkil 138.3

Klassik təsəvvürlərə görə, anod gərginliyi artdıqca anod cərəyanı da monoton olaraq artmalıdır. Lakin şəkil 138.3-dən göründüyü kimi potensial artdıqca əvvəlcə cərəyan monoton artır və potensialın $4,9 V$ qiymətindən sonra cərəyan kəskin azalır.

Yenidən anod cərəyanı potensialın artması ilə monoton artır və potensialın $9,8 V$ qiymətində yenidən maksimum qiymətini alır. Əgər potensial $4,9 V$ qədər artmışsa, bu artım yalnız elektronların enerjisinin artmasına səbəb olur və elektronlar cıvə atomları ilə elastiki toqquşur, yəni heç bir enerji mübadiləsi olmur.

$4,9 V$ potensialdan etibarən anod cərəyanının kəskin azalması ona dəlalət edir ki, elektronlarla cıvə atomları arasında qeyri-elastiki toqquşma baş verir və cıvə atomları elektronların enerjisindən ionlaşma enerjisi qədər udur və bu isə enerjisi azalmış elektronların tor elektrodu ətrafındakı zəif əks sahəni keçə bilməməsinə şərait yaradır və buna görə də anod cərəyanı kəskin azalır.

Əgər elektronların enerjisi cıvə atomlarının birinci ionlaşma enerjisindən bir az çox olduqda, yenə də elektron və cıvə atomu arasındakı elastiki toqquşmanın ehtimalı çoxalır və elektronlar

tor ətrafındakı əks zəif sahəni asanlıqla keçir və yenidən cərəyan şiddəti artır.

Beləliklə, bu fikri belə yekunlaşdırmaq olar ki, civə atomu və eləcə də digər atomlar diskret enerji səviyyələrinə malikdir. Atomlar enerjini ancaq müəyyən porsiyalarla, kvantlarla, udur və buraxır.

Elektronlardan enerji qəbul etmiş civə atomları normal hal-dan həyəcanlanmış hala keçir və bu halda onun yaşama müddəti çox kiçik (10^{-8} san) olduğundan atom $E_1 = hv = eu_1 = 4,9eV$ enerji şüalandıraraq normal halına keçir.

139. Kvant ədədləri. Pauli prinsipi.

Atomda hər bir elektronun halı dörd – n, l, m_l, m_s kvant ədədləri ilə təsvir olunur. n - baş kvant ədədi, l - orbital kvant ədədi, m_l - maqnit kvant ədədi və m_s - spin kvant ədədidir.

İndi isə kvant ədədlərinin fiziki mahiyyəti ilə tanış olaq.

1. Baş kvant ədədi.

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi hidrogen atomunun enerjisinin məxsusi qiyməti aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (139.1)$$

Göründüyü kimi n – baş kvant ədədi atomda əlaqədə olan elektronun enerjisinin məxsusi qiymətini müəyyən edir və yalnız tam müsbət qiymətlər ala bilər:

$$n = 1, 2, 3, \dots \infty$$

Əks halda Şredinger tənliyi heç bir həllə malik ola bilməz.

Hidrogen atomu üçün $n=1$ olduqda, atomun əsas halı, $n=2, 3, \dots$ olduqda isə atomun həyəcanlanmış halı nəzərdə tutu-

lur. $n=\infty$ olduqda elektron və proton qarşılıqlı təsirdə olmur, başqa sözlə, atom ionlaşmış halda olur.

2. Orbital kvant ədədi.

Orbital kvant ədədi (l) zərrəciyin hərəkəti zamanı onun impuls momentini müəyyən edir:

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

Orbital kvant ədədi $l = 0, 1, 2, 3, \dots, (n-1)$ tam qiymətlərini alır. Buna görə də elektronun hərəkət miqdarı momenti saxlanılır və kvantlanır. Əgər orbital kvant ədədi $l = 0, 1, 2, 3, \dots, (n-1)$ qiymətlərini alırsa onda, orbital hərəkət miqdarı momenti, $M_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}$ ifadəsinə uyğun olaraq $0, \hbar\sqrt{2}, \hbar\sqrt{6}, \dots, \hbar\sqrt{n(n-1)}$ qiymətlərini alacaqdır. Orbital kvant ədədi elektronun impuls momentindən başqa həm də elektron buludunun formasını (dəqiq ifadə etsək simmetriyasını) müəyyən edir. Məsələn, $l=0$ olduqda, elektron buludu sferik simmetriyaya malikdir.

l -in mümkün qiyməti n -nin qiymətləri ilə məhdudlaşdırılmışdır. M_l - hərəkət miqdarı vektorial kəmiyyətdir. Bu o deməkdir ki, onun verilməsi üçün ancaq M_l -in modulunun verilməsi kifayət etmir, həm də bu vektorun istiqaməti verilməlidir. M_{l_z} -in kvantlanmış qiyməti təbiidir ki, momentin diskretliyinə və istiqamətliliyinə gətirir.

3. Maqnit kvant ədədi.

Nüvə ətrafında fırlanan elektron yalnız hərəkət miqdarı momentinə deyil, həm də maqnit momentinə malikdir. Atom xarici maqnit sahəsinə gətirildikdə elektron orbitlərinin müstəvisi fəzada vəziyyətini dəyişir. Lakin bu dəyişmə istənilən, kəsilməz

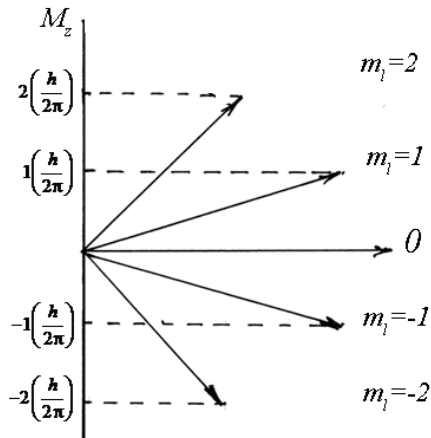
formada deyil, sıçrayışla, diskret şəkildə baş verir. Orbitlərin fəzadakı bu yeni vəziyyəti maqnit kvant ədədi adlanan kəmiyyətlə xarakterizə olunur. Həmin kəmiyyət vektorial kəmiyyətdir və orbital hərəkət miqdarı momentinin sərbəst seçilmiş (Z) oxu istiqamətindəki proyeksiyasıdır. Məlum olduğu kimi impuls momenti $\vec{M}$ vektordur. Bu vektorun istiqaməti m_l - maqnit kvant ədədi ilə müəyyən olunur. Başqa sözlə, m_l orbitin fəzada vəziyyətini xarakterizə edir. Z oxu üzrə orbital impuls momentinin proyeksiyası

$$M_z = m_l \hbar \quad (139.2)$$

kimi müəyyən olunur.

m_l - maqnit kvant ədədi olub, $m_l = 0; \pm 1; \pm 2 \dots \pm l$ qiymətlərini alır.

Şəkil 139.1 –də orbital hərəkət miqdarı momentinin fəza kvantlanması göstərilmişdir ($l = 2$).



Şəkil 139.1

4. Spin kvant ədədi.

1925-ci ildə Hollandiya fizikləri Qaudsmit və Ulenbek belə bir fikir irəli sürdülər ki, elektron məxsusi hərəkət miqdarı momentinə-spinə malikdir. Belə fərz olunurdu ki, spin elektronun öz oxu ətrafında fırlanması ilə bağlıdır. İlk baxışda belə bənzətmə verilsə də, həqiqətdə spin elektronun kütləsi və yaxud yükü kimi fundamental xarakteristikası olub, onun daxili xassəsidir. O, tamamilə kvant hadisəsidir və klassik mexanikada onun yeri yoxdur. Spin kvant ədədinin varlığını nəzərə alsaq böyük ehtimalla deyə bilərik ki, atom daxilində elektronun vəziyyəti dörd kvant ədədi n, l, m_l, m_s ilə xarakterizə olunur.

Elektronun məxsusi hərəkət miqdarı momentinin (M_s) qiyməti spin kvant ədədi ilə aşağıdakı kimi müəyyən olunur:

$$\left(S = \frac{1}{2} \right)$$

$$M_s = \sqrt{s(s+1)} \cdot \hbar = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right)} \cdot \hbar = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar \quad (139.3)$$

Elektronun spininin fəza kvantlanması, maqnit spin kvant ədədi m_s ilə xarakterizə olunur. Əgər maqnit sahəsinin induksiya vektoru Z oxu boyunca yönəlsə, onda spin hərəkət miqdarı momentinin M_{sz} toplananı Z oxu istiqamətində kvantlanır və aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$M_{sz} = m_s \hbar \quad (139.4)$$

burada $m_s = \pm \frac{1}{2}$ qiymətləri alır.

Pauli prinsipində deyilir ki, atom daxilində bir kvant halında eyni zamanda dörd kvant ədədi ilə halı təyin edilə bilən bir elektron ola bilər. Başqa sözlə, atomda bir kvant halında dörd kvant ədədi ilə təyin edilə bilən iki elektron ola bilməz.

Atom daxilindəki təbəqələrdə (K, L, M, N, O) elektronların nəzəri olaraq yol verilə bilən sayı $Z = 2n^2$ kimi ifadə olunur:

$n=1$ olduqda $K=2$,
 $n=2$ olduqda $L=8$,
 $n=3$ olduqda $M=18$,
 $n=4$ olduqda $N=32$,
 $n=5$ olduqda $O=50$ olar.

140. Atom nüvəsinin tərkibi. Nüvənin rabitə enerjisi.

1916-cı ildə Rezerford tərəfindən protonun, 1932-ci ildə isə Çadviq tərəfindən neytronun kəşfi, İvanenko tərəfindən 1934-cü ildə atom nüvəsinin proton və neytronlardan ibarət olması fikrini təsdiq edildi. Bu gün nüvənin proton-neytron modeli fizika ictimaiyyəti tərəfindən qəbul olunmuşdur. Bu model nüvə fizikası haqda müasir təsəvvürlərin formalaşmasına real şərait yaratdı. Müasir təsəvvürlərə görə atom nüvəsi mürəkkəb quruluşa malik olub, nüklonlardan (proton və neytronların cəmindən) ibarətdir. Nüklon latın sözü olub, «Nukleys»- nüvə mənasını daşıyır. Nüvələr davamlı və davamsız (radioaktiv) olmaqla iki yerə bölünür. Davamlı nüvələr yük, kütlə, rabitə enerjisi, ölçü və s. kimi xarakteristikalara malikdir.

Nüvə fizikasında zərrəciyin sükunət kütləsindən söhbət gedir. Nüvəni təşkil edən zərrəciklərin kütləsi atom kütlə vahidi (a.k.v.) ilə ifadə olunur.

$$1 \text{ a.k.v.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kq} = 931,502 \text{ MeV}$$

Atom kütlə vahidi (a.k.v.) olaraq karbon atomunun $^{12}_6\text{C}$ izotop kütləsinin $\frac{1}{12}$ hissəsi qəbul olunur:

Yuxarıda göründüyü kimi 1 a.k.v. 931,5 MeV enerjiyə uyğun gəlir.

Sərbəst halda proton və neytron davamlı zərrəcikdir. Lakin nüvə daxilində proton və neytron sərbəst olmayıb, proton neytrona, pozitrona və elektron neytrinosuna, neytron isə protona, elektrona və elektron antineytrinosuna çevrilir:

$${}_1P^I \rightarrow {}_0n^I + e + \nu_e,$$

$${}_0n^I \rightarrow {}_1P^I + e + \bar{\nu}_e.$$

Proton müsbət yükə və elektronun kütləsindən 1836 dəfə böyük olan $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kq} = 1,00728 \text{ a.k.v.}$ kütləyə malik elementar zərrəcikdir. Neytron isə elektroneytral zərrəcik olub, kütləsi $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ kq} = 1,00867 \text{ a.k.v.}$ -ə bərabərdir. Yuxarıda göstəriləni kimi 1 a.k.v. 931,5 MeV enerjiyə uyğun gəldiyindən

$$m_e \approx 0,511 \text{ MeV}$$

$$m_p \approx 938,28 \text{ MeV}$$

$$m_n \approx 939,57 \text{ MeV}$$

olar.

Nüvənin tərkibini xarakterizə edən əsas kəmiyyətlər yük ədədi (Z) və kütlə ədədidir (A). Z – yük ədədi nüvədəki protonların sayını, dövrü sistemdə elementin nömrəsini və atomda elektronların sayını göstərir. Nüvənin yükü mütləq qiymətə atomdakı elektronların yükünə bərabərdir ($+Z_e$). A – kütlə ədədi isə nüvədə nüklonların cəmini ifadə edir:

$$A = Z + N$$

$N = A - Z$ isə nüvədəki neytronların sayıdır. Nüvə simvolik olaraq ${}_Z^AX$ kimi işarə olunur. X - kimyəvi elementin işarəsidir.

Z - yük ədədi eyni, A - kütlə ədədi müxtəlif olan atomlar izotop adlanır. Məsələn ${}_1^1H$, ${}_1^2H$, ${}_1^3H$ hidrogen izotoplarıdır (proton, deytron, triton). Əksəriyyət kimyəvi elementlər bir neçə izotopa malikdir. Hazırda 280-ə yaxın davamlı, 2000-dən çox isə davamsız radioaktiv izotop məlumdur.

Z - yük ədədi müxtəlif, A - kütlə ədədi eyni olan atomlar izobar adlanır. Məsələn, ${}_1^3H$ - tritium, ${}_2^3He$ - helius.

Neytronların sayı (N) eyni, Z - yük ədədi müxtəlif olan atomlar izoton adlanır. Məsələn, ${}_6^{13}C$, ${}_7^{14}N$.

Əgər atomların (Z) yük ədədi və (A) kütlə ədədi eyni olub, yalnız yarımparçalanma perioduna görə fərqlənirsə, belə atomlar izomer adlanır. Məsələn, ${}_{35}^{80}Br$ ($T_1 = 18$ dəq, $T_2 = 4,4$ saat).

Adətən nüvə kürə kimi qəbul edilir və onun radiusu kütlə ədədi (A) ilə müəyyən olunur:

$$r = r_0 \cdot A^{\frac{1}{3}}, r_0 = (1,2 \div 1,3)F$$

Nüvə fizikasında uzunluq vahidi olaraq sistemdən kənar vahiddən – fermidən ($1F$) istifadə olunur: $1F = 10^{-15}$ m.

Deməli nüvənin ölçüsü bir fermi tərtibindədir. Yuxarıdakıları nəzərə alaraq, nüvənin kütlə sıxlığını və nüvənin həcmi aşağıdakı kimi hesablamaq olar:

$$\rho = \frac{M_{\text{HNB}}}{V_{\text{HNB}}}$$

$M_{\text{HNB}} = Am_N$ A - kütlə ədədi, m_N - nuklonun kütləsidir ($m_N = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kq)

Nüvənin həcmi

$$V_{\text{HNB}} = \frac{4}{3}\pi r^3 = \frac{4}{3}\pi \left(r_0 A^{\frac{1}{3}}\right)^3 = \left(\frac{4}{3}\pi r_0^3\right)A$$

İfadəsi ilə hesablamaq olar.

$\frac{4}{3}\pi r_0^3$ - ayrıca nuklonun həcmidir. Onda nüvənin kütlə sıxlığı

$$\rho_{\text{HNB}} = \frac{Am_N}{\frac{4}{3}\pi r_0^3 A} = \frac{m_N}{\frac{4}{3}\pi r_0^3} \approx 2 \cdot 10^{17} \frac{\text{kq}}{\text{m}^3}$$

olar.

Nüvənin rabitə enerjisi dedikdə nuklonlardan nüvə əmələ gələrkən ayrılan enerjiyə deyilir.

Əgər nüvəni ayrı-ayrı nuklonlara parçalamaq lazım gəlsə, onda həmin ayrılan enerjiyə bərabər enerji sərf etmək lazımdır. Bu enerji rabitə enerjisi adlanır.

Nüvənin tam enerjisi ilə onun kütləsi arasındakı asılılıq Eynşteynin

$$E = MC^2 \quad (140.1)$$

İfadəsi ilə müəyyən olunur.

Nüvə kütlələrinin dəqiq ölçülməsi göstərir ki, nüvənin M sükunət kütləsi, onu təşkil edən proton və neytronların sükunət kütlələrinin cəmindən həmişə kiçikdir:

$$M_H < Zm_p + Nm_n$$

m_p və m_n uyğun olaraq proton və neytronun sükunət kütləsidir.

Kütlələrin fərqi və ya kütlə defektini tapsaq

$$\Delta M = Zm_p + Nm_n - M_H$$

və nəzərə alsaq ki,

$$\begin{aligned} N &= A - Z \\ \Delta M &= Zm_p + (A - Z)m_n - M_H \end{aligned} \quad (140.2)$$

olar.

Onda alırıq

$$\Delta E_{rab} = \Delta MC^2 \quad (140.3)$$

(140.2) –ni (140.3)-də nəzərə alsaq,

$$\Delta E_{rab} = [Zm_p + (A - Z)m_n - M_H]c^2 \quad (140.4)$$

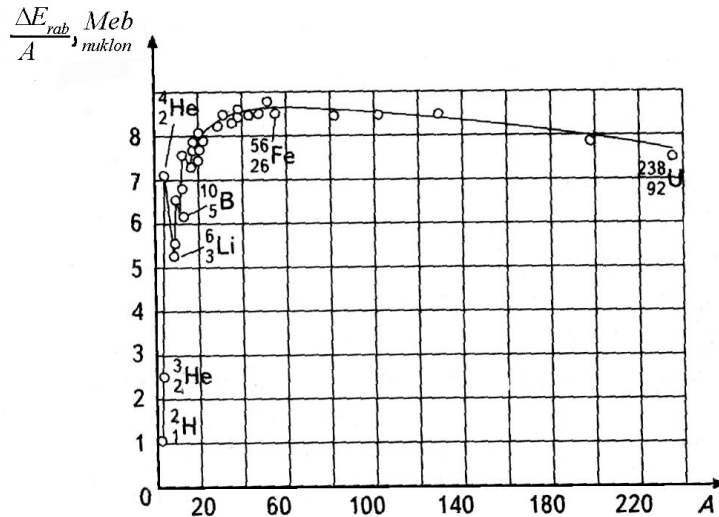
olar.

Bir çox hallarda xüsusi rabitə enerjisi anlayışından istifadə olunur. Bu, nüvədə bir nüklona düşən enerjini xarakterizə edir.

$$E_1 = \frac{\Delta E_{rab}}{A} = \frac{\Delta Mc^2}{A} \quad (140.5)$$

E_1 –in qiyməti böyük olduqca, nüvə bir o qədər davamlı olur.

Əvvəlcə xüsusi rabitə enerjisi artır, sonra isə zəif qanunla azalır. Bu hadisənin səbəbi odur ki, şərti olaraq bütün nüklonları daxili və səthi nüklonlar kimi iki qrupa bölmək olar.



Şəkil 140.1

Daxili nüklonlar bütün tərəflərdən qonşu nüklonlarla əhatə edildiyi halda, səthi nüklonlar ancaq daxildə yerləşən nüklonlarla əhatə olunmuşlar (mayelərdə səthi gərilmə olduğu kimi).

Ona görə də daxili nüklonlar səthi nüklonlara nəzərən qalan nüklonlarla daha güclü qarşılıqlı təsirdə olur. Ən yüngül nüvələrdə (məsələn, ^1_1H proton) daxili nüklonların payı çox az və ya heç olmadığından bu nüvələri səthi nüvələr hesab etmək olur.

- A kütlə ədədi artdıqca protonların miqdarı nüvədə elə həddə çatır ki, bu Kulon elektrik dəf etmə qüvvəsinin yaranmasına səbəb olur və bu da öz növbəsində ağır nüvələrdə xüsusi rabitə enerjisinin azalmasına gətirir.
- A Atom nüvəsinin izahında nüvənin müxtəlif modellərindən istifadə edilmişdir. Nüvənin ilk modeli 1936-cı ildə Frenkel tərəfindən təklif olunmuş və Bor tərəfindən inkişaf etdirilmiş damcı modelidir. Bu model nüvədə nüklonların, mayədə isə maye molekullarının özlərini necə aparma xüsusiyyətləri arasındakı oxşarlığa əsaslanır. Bu xüsusiyyətlər bunlardır.

1) Nüvə maddəsinin sıxlığı sabitdir ($\rho = \text{const}$), başqa sözlə, sıxılmaz. Mayelərdə demək olar ki, sıxılmaz və onların da sıxlığı sabitdir.

2) Nüvənin xüsusi rabitə enerjisi sabit olduğu kimi ($E_1 = \text{const}$), mayelərdə də xüsusi rabitə enerjisi sabit qalır. Nüvədə rabitə enerjisi nüklonların tam sayı ilə mütənasib olduğu kimi, müəyyən miqdarda mayenin buxar halına keçirmək üçün lazım olan enerji də mayenin kütləsi ilə mütənasib olur.

3) Nüvədə müsbət yüklü protonların sayının artması ilə Kulon dəfətmə qüvvəsi güclənir və rabitə enerjisi azalır. Buna oxşar olaraq maye damcısında molekullar sayının artması ilə

maye damcısının davamlılığı azalır. Göründüyü kimi, nüvə daxilində yükün oynadığı rol, maye damcısında kütlə oynayır.

Damcı modelinin ən böyük çatışmazlığı nüvə maddəsinin maye maddəsinə oxşar olmamasındadır. Maye molekulları arasında elektromaqnit qarşılıqlı təsir qüvvəsi olduğu halda, nüvə maddəsinin daxilində təbiətdə ən güclü hesab olunan nüvə qüvvələri fəaliyyət göstərir. Adi maye damcısının tərkibində milyardlarla atomlar olduğu halda, nüvədə 300-dən çox nüklon ola bilməz. Nüvənin sıxlığı $\sim 10^{17}$ kq/m³ olduğu halda, suyun sıxlığı 10³ kq/m³ tərtibindədir.

Bütün bunlara baxmayaraq nüvənin damcı modeli nüvənin bir çox xarakteristikalarını izah edə bildi. Damcı modelinin izah edə bilmədiyi bəzi məsələləri, nüvənin digər modelləri izah edə bilmişdir.

141. Təbii və süni radioaktivlik. Radioaktiv parçalanma qanunu.

1896-cı ildə fransız alimi A.Bekkerel uran duzunda müəyyən fiziki hadisəni öyrənərkən onun öz-özünə təbiəti naməlum olan şüalar buraxdığını aşkar etmişdir.

Az sonra 1898-ci ildə Pyer və Mariya Kürilər o zamana qədər məlum olmayan və urana nisbətən daha intensiv şüa buraxan iki yeni polonium ($^{210}_{84}P_0$) və radium ($^{226}_{88}R_a$) elementlərini müəyyənləşdirdilər. Onlar bu növ özbaşına şüalanma hadisəsini radioaktivlik, aşkar edilmiş şüalanmanı isə radioaktiv şüalanma adlandırdılar.

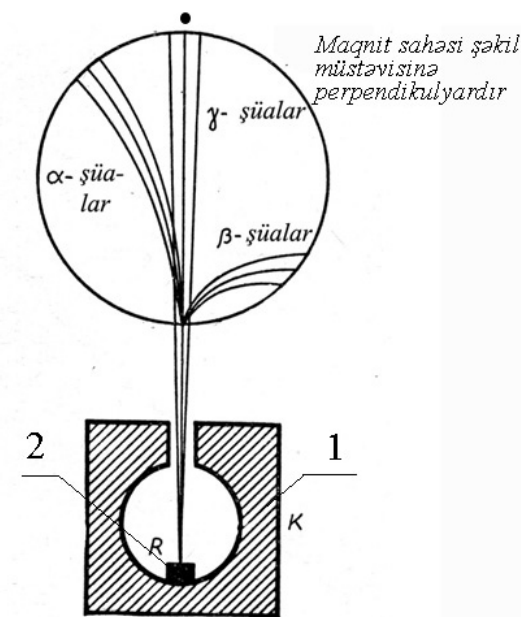
Radioaktivlik təbii və süni olmaqla iki qrupa bölünür. Təbii radioaktivlik təbiətdə mövcud olan dayanıqsız kimyəvi izotopların özbaşına digərinə çevrilməsi, süni radioaktivlik isə nüvə reaksiyaları nəticəsində alınan izotopların çevrilməsi prosesidir.

Hər ikisi üçün radioaktiv parçalanma qanunu eynidir.

İlk dəfə Rezerford müəyyən etmişdir ki, radioaktiv şüalanma mürəkkəb tərkibə malik olub, maqnit sahəsində üç komponentə bölünür (şəkil 141-1):

Şəkildən göründüyü kimi α - şüaları elektrik və maqnit sahəsində meyl göstərən, yüksək ionlaşdırma və kiçik nüfuz etmək qabiliyyətinə malik olan zərrəciklərdir. O , ikiqat ionlaşmış helium atomundan ibarət olub, yükü $+2e$ -dir.

β - şüaları elektronlar ($^0_{-1}e$) yaxud pozitronlar ($^0_{+1}e$) selindən ibarətdir. Elektronlar nüvə daxilində neytronların protonlara çevrilməsi nəticəsində (davamsız nüvələrdə artıq neytron olduğu halda), pozitronlar isə proton neytrona çevrildiyi halda (nüvədə neytronun çatmadığı halda) yaranırlar:



Şəkil 141.1

$$\begin{aligned} {}^1_0n &\rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e + \bar{\nu} \\ {}^1_1p &\rightarrow {}^1_0n + {}^0_{+1}e + \nu \end{aligned}$$

Ümumiyyətlə β - şüaları enerjisi 10 MeV -ə qədər olan sürətli elektronlar selindən ibarətdir ki, onların da sürəti işığın vakuumda yayılma sürətinə yaxın olur.

β - şüaları elektrik və maqnit sahələrində α - şüalarına nisbətən daha çox meyl edir və ionlaşdırma qabiliyyəti yüz dəfələrlə α - şüalarından kiçik olur.

γ - şüaları, elektromaqnit dalğalarından ibarət olub, çox yüksək nüfuz etmə qabiliyyətinə malikdir və elektrik-maqnit sahələrində meyl etmir. Şəkil 141.1-də nöqtə işarəsi maqnit sahəsinin şəkil müstəvisinə perpendikulyar olmasını göstərir. 1 – qalın divarlı qurğuşun qabı, 2 – radioaktiv nümunəni göstərir.

Fərz edək ki, radioaktiv nüvələrin ümumi sayından vahid zamanda parçalanmış nüvələrin $\frac{dN}{dt}$ sayı, verilmiş anda hələ parçalanmayan nüvələrin N sayı ilə mütənasibdir. Onda

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (141.1)$$

yaza bilərik. Mənfi işarəsi radioaktiv parçalanma nəticəsində radioaktiv nüvələr sayının azalmasını göstərir. λ - radioaktiv parçalanma sabiti olub, hər bir nüvə üçün fərdidir və xarici şəraitdən asılı deyildir. λ - kəmiyyəti göstərir ki, vahid zamanda nüvələrin nə qədər hissəsi parçalanır, başqa sözlə, bir saniyədə nüvənin parçalanma ehtimalını xarakterizə edir. (141.1) ifadəsini dəyişənlərə ayırıb, integrallasaq alarıq:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{dt} = -\lambda \int_0^t dt$$

yaxud

$$\begin{aligned} \ln N - \ln N_0 &= -\lambda t \\ N &= N_0 \cdot e^{-\lambda t} \end{aligned} \quad (141.2)$$

N_0 –başlangıç andakı ($t=0$) radioaktiv nüvələrin, N isə t -anındakı radioaktiv nüvələrin sayıdır.

(141.2) ifadəsindən görünür ki, parçalanmış nüvələrin sayı zamandan asılı olaraq eksponensial qanun üzrə azalır. Bu asılılıq radioaktiv parçalanmanın əsas qanunudur. (141.2) ifadəsinin köməyi ilə T - yarımparçalanma periodunu tapmaq olur. Radioaktiv nüvələrin tam parçalanması ($N \rightarrow 0$) olduqca çox böyük vaxt ($t \rightarrow \infty$) tələb edir.

Ona görə də parçalanmanın sürəti yarımparçalanma periodu T – ilə xarakterizə olunur. (142.2) ifadəsində $t=T$ və $N = \frac{N_0}{2}$ nəzərə alsaq,

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T} \quad \text{və ya} \quad T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (141.3)$$

alarıq.

Müxtəlif nüvələr üçün T - yarımparçalanma periodu 10^{-7} saniyədən 10^{15} ilə qədər çox geniş diapazonda dəyişir (cədvəl 141.1).

Cədvəl 141.1

Bəzi radioaktiv nüvələrin yarımparçalanma periodu

Nüvə	$^{24}_{11}\text{Na}$	$^{131}_{53}\text{J}$	$^{90}_{38}\text{Sr}$	$^{40}_{19}\text{K}$	$^{235}_{92}\text{U}$
T	14,8 saat	8 gün	28 il	$1,25 \cdot 10^9$ il	$4,5 \cdot 10^9$ il

$\tau = \frac{1}{\lambda}$ kəmiyyəti radioaktiv nüvələrin orta yaşama müddəti adlanır. Vahid zamanda parçalanan nüvələrin sayına bərabər olan $A = \frac{dN}{dt}$ kəmiyyətinə radioaktiv maddənin aktivliyi deyilir.

Aktivlik vahidi olaraq bekkerel (Bk) qəbul olunmuşdur.

Bir bekkerel bir saniyədə bir parçalanmanı ifadə edir:

$$1 Bk = 1 \frac{\text{парч}}{\text{сн}}$$

Aktivliyin sistemdənəkar vahidi olaraq 1 Kuri (Ku) də qəbul olunmuşdur. Bir qram radiumun bir saniyədə parçalanan atomlarının sayı $3,7 \cdot 10^{10}$ -dur. Belə maddənin aktivliyi 1 Küridir.

$$1 Ku = 3,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{парч}}{\text{сн}} = 3,7 \cdot 10^{10} Bk$$

Bu vahidin daha kiçik vahidləri milli küri (mkü) və mikro küri (mkKü) –dir:

$$1 \text{mkü} = 10^{-3} \text{Kü} = 3,7 \cdot 10^7 Bk$$

$$1 \text{mkKü} = 10^{-6} \text{Kü} = 3,7 \cdot 10^4 Bk$$

Bu vahidlərdən başqa aktivliyin daha bir sistemdənəkar vahidi var ki, o da Rezerforddur (Rd):

$$1 Rd = 10^6 Bk$$

142. Elementar zərrəciklər və onların təsnifatı. Qarşılıqlı təsirin növləri.

Elementar zərrəciklərin tədqiqatını 1896-cı ildən radioaktivliyin (α, β, γ - şüalanma) kəşfindən hesab etmək olar. O, vaxtdan bəri 350-dən çox elementar zərrəcik kəşf olunmuşdur. Elementar zərrəciklər təsnifatına görə üç qrupa bölünürlər: (cədvəl 142.1)

1. Fotonlar 2. Leptonlar. 3. Adronlar

1. Foton özü ayrıca qrup təşkil edir.

2. Leptonlar $\left\{ \begin{array}{l} \text{elektron } -e^- \text{ və elektron neytrinosu } \nu_e \\ \text{müon } -\mu^- \text{ və müon neytrinosu } -\bar{\nu}_\mu \\ \text{Tau } -\tau^- \text{ və tau } - \text{neytrinosu } -\bar{\nu}_\tau \end{array} \right.$
3. Adronlar $\left\{ \begin{array}{l} \text{Mezonlar } (\pi - \text{mezonlar}, K - \text{mezonlar}) \\ \text{Barionlar } (\text{proton } - p, \text{neytron } - n, \text{hiperonlar}) \end{array} \right.$

Cədvəl 142.1

Zərrəciklərin adı		İşarəsi		Kütləsi		Spin $\hbar$ vahi dind φ	elementar yüklərdə elektrik yükü e	Yaşama müddəti san- lə
		zərrəcik	antizərrəcik	Elektron kütləsində m_e	Kütləsi MeV-lə			
Foton		ν		0	0	1	0	davamlıdır
Leptonlar	elektron neytrinosu	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	0	1/2	0	davamlıdır
	myuon neytrinosu	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	1/2	0	davamlıdır
	Tay-neytrinosu	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	0	0	1/2	0	davamlıdır
	Elektron	e^+	e^-	1	0,511	1/2	-1 1	davamlıdır
	Myuon	μ^+	μ^-	207	105,66	1/2	-1 1	$2,2 \cdot 10^{-6}$
	Tay-lepton	τ^+	τ^-	3492	1782	1/2	-1 1	$1,46 \cdot 10^{-12}$
Adronlar	Mezonlar	Pi- mezonlar (pionlar)	π^0	264,1	134,96	0	0	$1,83 \cdot 10^{-16}$
			π^+ π^-	273,1	139,57	0	1 -1	$2,6 \cdot 10^{-8}$
		Ka- mezonlar (kaonlar)	K^+ K^-	966,4	493,67	0	1 -1	$1,2 \cdot 10^{-8}$
			K^0 $\bar{K}^0$	974,1	437,7	0	0	$K_{S^0}^0 8,9 \cdot 10^{-11}$ $K_{L^0}^0 5,2 \cdot 10^{-8}$
		Eta-sıfır mezon	η^0	1074	548,8	0	0	$2,4 \cdot 10^{-19}$
	Nuklo- nlar	Proto- n neytr- on	p $\bar{p}$	1836,1	933,28	1/2	1 -1	Davamlıdır
			n $\bar{n}$	1838,6	939,57	1/2	0	10^3
	hiperonlar	Lamda- hiperon	Λ^0 $\bar{\Lambda}^0$	2183,1	1115,6	1/2	0	$2,63 \cdot 10^{-10}$
		Sigma- hiperonlar	Σ^+ $\bar{\Sigma}^+$	2327,6	1189,4	1/2	1	$8 \cdot 10^{-11}$
			Σ^0 $\bar{\Sigma}^0$	2333,6	1192,5	1/2	-1 1	$5,8 \cdot 10^{-20}$
			Σ^- $\bar{\Sigma}^-$	2343,1	1197,4	1/2	-1 1	$1,48 \cdot 10^{-10}$
		Ksi- hiperonlar	Ξ^0 $\bar{\Xi}^0$	2572,8 2585,6	1314,9 1321,3	1/2 1/2	0 -1 1	$2,9 \cdot 10^{-10}$ $1,64 \cdot 10^{-10}$
		Omeqa- minus hiperon	Ω $\bar{\Omega}$	3273	1672,2	3/2	-1 1	$8,2 \cdot 10^{-11}$

Adronlar qrupuna həmçinin iki böyük rezonans zərrəciklər ailəsi daxildir: Mezon və barion rezonansları.

Elementar zərrəciklərin ən ümumi xarakteristikaları aşağıdakılardır: kütləsi, spini, yaşama müddəti, elektrik yükü və nüvə proseslərindəki aktivliyi.

1. Kütləsinə görə bütün elementar zərrəciklər iki qrupa bölünür: sükunət kütləsi olmayan ($m_0 = 0$) zərrəciklər (materianın sahə forması) və sükunət kütləsinə malik olan ($m_0 \neq 0$) zərrəciklər (materianın maddə forması).

Sükunət kütləsinə malik olmayan bütün zərrəciklər boşluqda ancaq işıq sürəti ($c = 3 \cdot 10^8 m/san$) ilə hərəkət edirlər. Buna ən yaxşı misal fotondur. Sükunət kütləsinə malik olan ən yüngül zərrəcik elektron, ($m_e \approx 9,1 \cdot 10^{-31} kq$), ən ağır zərrəcik isə ondan (175000) dəfə ağır olan, zəif qarşılıqlı təsir kvantı Z^0 – bozondur ($m_{Z^0} = 175000 m_e$). İndiyə qədər məlum olan elementar zərrəciklərin kütlələri geniş miqyasda qiymətlər alır. Onların dəyişmə oblası sıfır ilə (foton) 175000 m_e arasındadır. Onlar da üç qrupa bölünür:

- Sükunət kütləsi $m_0 \leq m_e$ olan zərrəciklər. Onlar leptonlar adlanır. Lepton yunanca «leptos»-yüngül mənasındadır. Leptonlar ailəsinə daxil edilmiş müyon xüsusi hal təşkil edir ($m_\mu = 206,7 m_e$). O, leptonlara xas olan bütün xassələri özündə saxlayır. Onun spini $\frac{1}{2} \hbar$ olduğu üçün fermionlar kimi leptonlar qrupuna daxil edilmişdir.
- Kütləsi elektronun kütləsindən böyük $m > m_e$ və 1000 dəfə elektron kütləsindən kiçik ($m_0 > m < 1000 m_e$) olan

zərrəciklər. Bu zərrəciklər öz kütləsinə görə elektron ilə proton arasında aralıq yer tutduğuna görə «aralıq» mənasını verən mezon adlandırılmışdır.

c. Kütləsi $m_0 > 1000 m_e$ olan zərrəciklər. Onlar «ağır» mənasında işlədilən barionlar adlanır.

d. v sürəti ilə hərəkət edən elementar zərrəciklər üçün

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

münasibəti doğrudur. Bu ifadə nüvə fizikasının tədqiqat metodlarında, xüsusilə də zərrəciklərin güclü sürətləndiriciləri üçün çox böyük rol oynayır. $v=c$ olduqda $m=\infty$ alınır. Ona görə də belə zərrəciklərin sükunət kütləsi $m_0 = 0$ olmalıdır.

2. Bütün elementar zərrəciklər daxili mexaniki momentə (spinə) malikdir. Spin mikrozərrəciyin yükü və kütləsi kimi onun ayrılmaz, daxili kvant xassəsidir. Spin – fırlanma mənasındadır.

Zərrəciklərin spini məhdud qiymətlər alır. Bütün məlum olan elementar zərrəciklərin spini 0, $\frac{1}{2}$, 1, $\frac{3}{2}$, 2 ($\hbar$ -vahidində) qiymətləri arasında dəyişir. Spin 2 – dən böyük olan zərrəcik hələlik aşkar edilməmişdir və nəzəriyyəçilərin fikrinə görə belə zərrəcik mövcud deyildir. Spininə görə zərrəciklər iki qrupa bölünür:

a) Kəsirli ($\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$) spinə malik olan zərrəciklər Pauli prinsipinə tabe olurlar. Bu prinsipə görə təcrid olunmuş sistemdə, məsələn, atomda, eyni kvant vəziyyətində ancaq bir elektron yerləşə bilər. Əgər iki elektron yerləşərsə, onda onların spinləri antiparalel yönəlməlidir. Onların enerjiyə görə paylanması Fermi-Dirak statistikasına ilə təsvir olunur. Onlar fermionlar adlanırlar.

Bura leptonlar, barionlar, barion rezonansları, kvarklar ($\frac{1}{2}$) və onların uyğun antizərrəcikləri daxildir.

b) Tam spinə malik olan elementar zərrəciklərdə Pauli prinsipi ödənilmir. Təcrid olunmuş sistemdə eyni kvant vəziyyətində, qeyri-məhdud sayda zərrəcik mövcud ola bilər. Onların enerjiyə görə paylanması Boze-Eynşteyn statistikasına tabedir. Bunlar bozonlar adlanır. Bura foton (spini 1), hipotetik graviton (spini 2), qlüyonlar (spini 1), mezonlar (spini 0 və 1) və onların antizərrəcikləri daxildir.

3. Zərrəciklərin yaşama müddəti geniş miqyasda qiymətlər alır, başqa sözlə onların yaşama müddəti geniş intervalda dəyişir. Məsələn, sərbəst halda davamlı zərrəcik olan protonun yaşama müddəti $\sim 10^{32}$ il olduğu halda, rezonans zərrəciklərin yaşama müddəti $\sim 10^{-24}$ saniyədir.

Yaşama müddətindən asılı olaraq elementar zərrəciklər: a) davamlı, b) kvazidavamlı, c) davamlı olmayan (rezonans) zərrəciklərə bölünür.

a) Müasir dəqiq ölçmələrə görə məlum olan zərrəciklər içərisində 6 zərrəcik: foton, elektron, proton və üç növ neytrino sərbəst halda davamlı zərrəciklərdir. Onları nə güclü, nə elektromaqnit və nə də zəif qarşılıqlı təsir parçalaya bilmir. Elektron üçün yaşama müddəti $\tau > 10^{21}$ il, proton üçün $\tau = 10^{30} - 10^{32}$ ildir.

b) Kvazidavamlı zərrəciklərə elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsir hesabına parçalanan zərrəciklər daxildir. Onların yaşama müddəti $\tau > 10^{-20}$ saniyədir. Kvazidavamlı (metadavamlı) zərrəciklər arasında ən böyük yaşama müddətinə malik olanı sərbəst neytrondur ($\tau \approx 15$ dəqiqə).

c) davamlı olmayan (rezonans) zərrəciklərin parçalanması güclü qarşılıqlı təsir nəticəsində olub, yaşama müddəti

$\tau = 10^{-32} - 10^{-24}$ saniyə arasındadır. Rezonanslar çox böyük enerjilərdə ($\sim QeV$) yaranır. Onların sayı iki yüzdən çoxdur.

4. Bütün məlum elementar zərrəciklər tam müsbət, mənfi, sıfır və kəsirli (kvarklar) elektrik yüklərinə malik olub, onların yükü çox kiçik diapazonda dəyişir $\left(-1e, 0, +1e, -\frac{1}{3}e, +\frac{2}{3}e\right)$. Yəgə-

nə foton və neytrino, Z^0 – bozon, π^0 - mezon elektrik yükünə malik olmayıb, neytral zərrəciklərdir.

Zərrəcik və uyğun antizərrəcik eyni yaşama müddətinə, eyni kütləyə, işarələri əks olan bərabər elektrik yüklərinə malik olan zərrəciklərdir. Zərrəcik və antizərrəcik cütlərinin ən ümumi xarakterik xassəsi onların görüşərkən bir-biri ilə annihilyasiya edərək (öz-özlərini yox etməklə) digər növ zərrəciklərə çevrilmək xassəsidir. Hal-hazırda foton və π^0 -mezondan başqa bütün məlum zərrəciklərin antizərrəcikləri eksperimental üsulla müəyyən edilmişdir.

İlkin zərrəciklərin sayı 18-dir. Onlar dörd qrupa bölünürlər:

1. Fotonlar
2. Leptonlar
3. Kvarklar
4. Qarşılıqlı təsiri yaradan zərrəciklər.

1.FOTONLAR. Foton (ışıq kvantı) elektromaqnit sahənin (şüalanmasının) elementar zərrəciyidir. Foton təklidə birinci qrupu əmələ gətirir. Onun antizərrəciyi yoxdur (özüdür). Fotonlar real və virtual şəkildə olurlar. Real fotonlar elektromaqnit şüalanmasının enerji daşıyıcısıdır. Virtual fotonlar isə elektromaqnit qarşılıqlı təsirinin daşıyıcılarıdır.

Fotonlar atomda sərbəst halda mövcud deyillər. Onlar atomda elektronlar energetik halını dəyişən zamanı yaranırlar.

«Foton» termini yunanca «ışıq» mənasını verir. foton aşağıdakı əsas xassələrə malikdir:

1. Foton yaşama müddətinə görə sərbəst halda davamlı zərrəcikdir.
2. Foton tam şəkildə mövcuddur. Onun hissəsindən danışmaq olmaz.
3. Foton elektrik cəhətdən neytral zərrəcik olub, nə özləri bir-biri ilə, nə də xarici elektrik və maqnit sahələri ilə demək olar ki, qarşılıqlı təsirdə olmur.
4. Foton nüvənin sahəsində elektron və pozitron cütünə $(\gamma \rightarrow e^- + e^+)$ çevrilə bilər.
5. Fotonlar müəyyən enerji ilə xarakterizə olunurlar:

$$\varepsilon / \nu = \text{const} = h = (6,625 \pm 0,002) \cdot 10^{-34} \text{ C} \cdot \text{san}$$

h - Plank sabitidir.

Əksər hallarda, xüsusilə nəzəri fizikada bu sabiti $\hbar = \frac{h}{2\pi}$

yazmaq daha əlverişlidir. $\hbar$ -Plank sabiti «haş xətti» adlandırılır. Bu sabit vasitəsilə şüalanma kvantının enerjisi aşağıdakı düsturla ifadə olunur:

$$\varepsilon = \hbar \omega \quad \omega = 2\pi \nu$$

ω şüalanmanın dairəvi tezliyi adlanır.

6. Fotonun istənilən hesablama sistemində hərəkət sürəti sabit olub, işığın boşluqdakı sürətinə bərabərdir.

$$c \approx \text{const} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m / san}$$

7. Fotonun sürəti onun enerjisindən asılı deyildir.
8. Foton hərəkət kütləsinə malikdir. Onun kütləsi, A.Eynşteynin enerji ilə kütlənin ekvivalentlik tənliyinə görə müəyyən olunur:

$$\varepsilon = mc^2, \quad m = \varepsilon / c^2 = \frac{h\nu}{c^2}$$

Göründüyü kimi, kvantın enerjisi ($\mathcal{E} = h\nu$) böyük olduqca onun kvant xassəsi daha aydın özünü göstərir.

9. Fotonun sükunət kütləsi sıfıra bərabərdir. Ən dəqiq təcrübi qiymətə görə, fotonun elementar zərrəcik kimi sükunət kütləsi $8 \cdot 10^{-49}$ q-dir və göründüyü kimi bu çox

kiçik qiymətdir. Relyativistik $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ tənliyindən

görünür ki, $v = c$ olduqda $m = \infty$ qiymət alır. Ona görə də $m_0 = 0$ olmalıdır. Deməli foton hərəkətdə mövcuddur.

10. Fotonlar spinə (məxsusi fırlanma momentinə) malikdir və onun spini vahidə bərabərdir.

11. Fotonlar Boze-Eynşteyn statistikasına tabedir.

12. Foton yeganə zərrəcikdir ki, zəif qarşılıqlı təsirdə iştirak etmir.

13. Foton həm relyativistik və həm də kvant obyektidir.

2.LEPTONLAR. Leptonlar qrupuna antizərrəcikləri ilə birlikdə on iki fundamental zərrəcik daxildir. e^- , μ^- və τ^- zərrəciklərin özləri ilə birlikdə uyğun olaraq ν_e , ν_μ və ν_τ neytrinoları da doğulur. τ -leptonun kütləsinin böyük olmasına baxmayaraq o, leptonlar qrupuna daxil edilmişdir, çünki bütün başqa xassələrinə görə leptonlara yaxındır. Leptonlar $\frac{1}{2}$ spinə malik olub, fermionlar qrupuna daxildir. Elektron və neytronun bütün növləri sərbəst halda stabil zərrəciklərdir. Leptonlardan müon və taulepton stabil zərrəciklər olmayıb, uyğun olaraq $\approx 10^{-6}$ və 10^{-13} san. yaşama müddətinə malikdirlər.

3. KVARKLAR. İlk dəfə 1964-cü ildə M.Gellmann və C.Tsveyqin söylədiyi əsas ideyaya görə, güclü qarşılıqlı təsirlərdə

iştirak edən, bütün zərrəciklər daha fundamental (ilkin) zərrəciklərdən – kvarklardan təşkil olunmuşdur. Həqiqətən məlum oldu ki, bütün adronlar altı növ kvarklardan qurulmuşdur. Onlar u, d, s, c, b, t kimi işarə olunurlar. Hər bir mezon kvark və antikvark cütündən, məsələn, müsbət pion (π^+) – $u\bar{d}$, mənfi pion (π^-) – $u\bar{d}$, barionlar qrupuna daxil olan proton iki u -kvarkdan, bir d -kvarkdan (uud), neytron isə iki d -kvarkdan, bir u -kvarkdan (ddu) təşkil olunmuşdur.

142.3-cü cədvəldə kvarkların bəzi xarakteristikaları verilmişdir.

u, c, t – kvarkları $+2/3$ e, d, s, b -kvarkları isə $1/3$ e kəsirli yükə malikdir. t –kvarklarının kütləsi çox böyük (~ 175 QeV) olduğu üçün onu sürətləndiricilərdə müşahidə etmək yalnız son illərdə, 1995-ci ildə mümkün olmuşdur. Bütün kvarkların spini $\frac{1}{2}\hbar$ olub,

fermionlar qrupuna daxildirlər. İndiyə kimi adronları kvarklara parçalamaq mümkün olmamışdır. Kvarklar ancaq adron zərrəciklərinin daxilində (öz yuvasında) yaşayırlar. Onlar sərbəst halda aşkar edilməyib. Kvarkların kütləsi çox böyükdür.

Cədvəl 142.3

Kvarklar	kütləsi	Spini, $\hbar$	Elektrik yükü, e
u (yuxarı)	5 MeV	1/2	+2/3
d (aşağı)	7 MeV	1/2	-1/3
s (qəribə)	150 MeV	1/2	-1/3
c (heyranedici)	1,3 QeV	1/2	+2/3
b (qəşəng)	5 QeV	1/2	-1/3
t (həqiqi)	175 QeV	1/2	+2/3

Hər bir kvark bir-birindən rənginə görə fərqlənən 3 müxtəlif növ görünüşə malikdir: Sarı (S), göy (G), və qırmızı (Q). Anti-

kvarkların rəngi də uyğun olaraq antisarı ($\tilde{S}$), antigöy ($\tilde{G}$) və antiqırmızı ($\tilde{Q}$) olur. Bu adlar tamamilə rəmzi xarakter daşıyır və adi optik rənglərlə heç bir əlaqəsi yoxdur.

Beləliklə, məlum 6 kvarkın hər biri üç rəngdə olduğu üçün 18 kvark və onların 18 antikvarkları mövcuddur. Deməli söhbət 36 elementar zərrəciyin (kvarkın) varlığından gedir.

Əsas zərrəciklər dedikdə atomun tərkib hissəsini əmələ gətirən üç növ zərrəcik (elektron, proton və neytron) nəzərdə tutulur. Atomun nüvəsi proton və neytronlardan ibarətdir. Elektron buludu ilə əhatə olunmuş nüvə isə atomu əmələ gətirir.

Elektron fizikada kəşf olunmuş (1896) ilk elementar zərrəcikdir. Elektronun kəşfi fizikada yeni dövrün başlanğıcı oldu.

Elektron aşağıdakı xassələrə malikdir:

1. Atomların tərkib hissəsi olan elektron davamlı zərrəcikdir. Onun yaşama müddəti $\tau > 10^{21}$ ildir.
2. Elektron təbiətdə ən kiçik sükunət kütləsinə malik olan ilkin fundamental zərrəcikdir:

$$m_e \approx 9,1091 \cdot 10^{-28} \text{qr} \quad q = 0,511 \text{ MeV} \text{ -dir.}$$

3. Elektron təbiətində ən kiçik elektrik yükünə malik olan elementar zərrəcik olub, yükü

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ K}l = -4,80298 \cdot 10^{-10} \text{ SQSE y.v. -dir.}$$

4. Elektron üçün Pauli prinsipi doğrudur və həm də onlar Fermi-Dirak statistikasına tabedir. Ona görə də elektron fermion adlandırılır.
5. Elektron elektromaqnit, zəif və qravitasiya qarşılıqlı təsirlərində iştirak edir.
6. Klassik elektrodinamikada elektron özünü zərrəcik kimi göstərir və hərəkəti Lorens-Maksvell tənliyinə tabe olur.

7. Elektron digər maddi mikroobyektlər kimi təkcə korpuskulyar xassəsinə deyil, dalğa xassəsinə də malikdir.
8. Elektronların hərəkəti kvant mexanikasının tənliklərinə tabedir.
9. Elektronun sürəti onun enerjisindən, kütləsi isə sürətindən asılıdır.

Mənfi yüklü elektronlarla yanaşı, onun antizərrəciyi olan müsbət yüklü pozitron da mövcuddur. O, kütlə və yükə malik olub, mütləq qiymətə elektronun kütlə və yükünə bərabərdir.

Pozitronun spini $|\vec{S}| = \frac{1}{2} \hbar$, maqnit momenti isə Bor maqnetonuna bərabərdir. Pozitron vakuumda davamlı olub, maddədə yaşaya bilmir. Ona görə ki, o elektronla toqquşaraq annihilyasiya hadisəsinə məruz qalır və nəticədə yox olur. Onların əvəzinə iki və daha çox foton əmələ gəlir. $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$.

Hidrogen atomunun nüvəsi proton adlanır. O, hidrogen atomunu ionlaşdırmaq yolu ilə alınır. Əvvəllər proton daxili quruluşu malik olmayan həqiqi elementar zərrəcik hesab olunurdu. Yeni adronların kəşfi və tədqiqi göstərdi ki, onlar hər hansı digər, daha fundamental zərrəciklərdən qurulmuşdur. Bu ideyanın daha böyük müvəffəqiyyəti adronların kvark modelində realizə olundu.

Kvark modelinə görə, proton iki u və bir d -kvarkdan ibarətdir. Onu sxematik olaraq şəkil 142.1-dəki kimi təsvir etmək olar.

Kvarklar kəsirli elektrik yükünə malikdir. u -kvark $+\frac{2}{3}e$,

d -kvark isə $-\frac{1}{3}e$ -yə bərabər elektrik yükünə malikdir (e - elektronun yükünün moduludur).

Protonun yükü aşağıdakı kimi təyin edilir.

$$p(uud) + \frac{2}{3}e + \frac{2}{3}e - \frac{1}{3}e = e$$

Göründüyü kimi, proton müsbət yüklü olub, yükü qiymətcə elektronun yükünə bərabərdir:

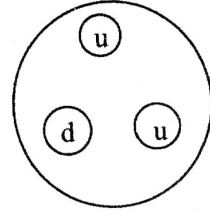
$$e \approx 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ SQSE } y.v. \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$$

Kvarkların spini $\frac{1}{2}\hbar$ -dir. Onlar fermionlar qrupuna daxildir. Kvarklar protondan kənarda yaşaya bilmirlər. Ona görə də onları sərbəst halda aşkar etmək mümkün deyildir.

İndiyə kimi belə hesab edilirdi, ən güclü qüvvələr nüvə daxilində proton və neytronlar arasında (nüvə qüvvələri) təsir göstərir. Həqiqətdə indi bizə məlum olan ən güclü qüvvə protonun və yaxud neytronun daxilində kvarklar arasında təsir göstərən qüvvələrdir.

Kvarklar üçün Pauli prinsipi ödənilir. Kvarklar rənginə və ətrinə görə fərqlənirlər. Kvarkın hər bir ətri üç müxtəlif rəng halında ola bilər: məsələn, qırmızı, Sarı və göy. Bu hallarda kvarkların kütləsi, elektrik yükü və digər xassələri eyni olur.

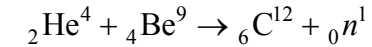
Protonun effektiv radiusu $r = 3 \cdot 10^{-15}$ m-dir. Proton davamlı zərrəcik olub, yaşama müddəti $\tau \approx 10^{32}$ ildir. O, müsbət elektrik yükünə malikdir və qiyməti elementar yük olan elektronun e-yükünə bərabərdir. Protonun kütləsi $m_p = 1,673 \cdot 10^{-27} \text{ kq} = 938,3 \text{ MeV}$ -dir, yəni elektronun kütləsindən 1836 dəfə böyükdür. Protonun spini elektronun spininə bərabər olub, elektronun maqnit momentinin 1/1600 hissəsini təşkil edir. Proton üçün Pauli



Şəkil 142.1

prinsipi ödənilir və bu zərrəcik Fermi-Dirak statistikasına tabe olduğu üçün fermion adlanır.

Neytron elektrik yükü cəhətdən neytral olduğuna görə onu elektron və protonun öyrənilməsi üsulla öyrənmək mümkün deyildir. Onlar ancaq nüvə reaksiyaları vasitəsilə alınır və onun başqa mənbəyi mövcud deyildir. Radium (Ra) - α -zərrəciklərin radioaktiv mənbəyidir. Onu berillium (Be) ilə qarşılaşdırıqda α -zərrəcikləri berillium nüvəsindən neytronları çıxarır. Bu proses aşağıdakı nüvə reaksiyası nəticəsində baş verir:



Neytron α -zərrəciklərdən yüngül olduğu üçün özü ilə böyük miqdarda (17,6 MeV) kinetik enerji daşıyır. Onun kütləsi və ölçüsü təxminən protonda olduğu kimidir. Neytronun kütləsi $m_n \approx 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ kq} = 939,55 \text{ MeV}$ -dir. Neytronun protonla kütlə fərqi $m_n - m_p = 1,29344 \text{ MeV}$ qədərdir.

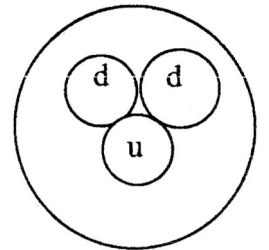
Neytron elektrik yükünə malik olmadığı üçün maddələrin elektronları və müsbət yüklü nüvələri ilə qarşılıqlı təsirdə olmur və ona görə də böyük qalınlıqlı maddələrə asanlıqla nüfuz edə bilər.

Neytron daxili quruluşa malik olub, bir u və iki d - kvarkdan təşkil olunmuşdur (şəkil 142.2).

Neytronun yükü aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$\frac{2}{3}e - \frac{1}{3}e - \frac{1}{3}e = 0$$

Neytron davamlı atom nüvələrinin tərkibində dayanıqlıdır. Sərbəst halda isə dayanıqsız olub orta yaşama müddəti $\tau \approx 15$ dəqiqədir. O, protona, elektrona və elektron antineytrinosuna parçalanır:



Şəkil 142.2

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad n(udd) \rightarrow p(uud) + e^- + \bar{\nu}_e$$

Neytron $\frac{1}{2}\hbar$ spinə malik olub, Fermi-Dirak statistikasına tabedir, fermionlar sinfinə daxildir.

Bizi əhatə edən bütün maddi aləm elementar zərrəciklərdən təşkil olunmuşdur. Bu bir reallıqdır ki, bütün elementar zərrəciklər bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmaq qabiliyyətinə malikdir. Hazırda təbiətdə mövcud olan fundamental qarşılıqlı təsirləri dörd növünə görə fərqləndirirlər: elektromaqnit, qravitasiya, güclü və zəif. Bunların hər biri haqqında qısaca məlumat verək.

1. Elektromaqnit qarşılıqlı təsir zamanı bilavasitə yüklü zərrəciklər və fotonlar iştirak edir.

Elektromaqnit qarşılıqlı təsir atomların, molekulların və makrocisimlərin mövcudluğunu təmin edən qarşılıqlı təsirdir. Maddələrin makroskopik xassələrinin formalaşmasında elektromaqnit qarşılıqlı təsir həlledici rol oynayır.

2. Qravitasiya qarşılıqlı təsiri sonsuz təsir radiusuna (Nyuton qanunu) malikdir. Bu təsir istənilən növ materiya arasında mövcud olan universal qarşılıqlı təsirdir (cazibədir). Bu sahənin dalğalarına kvantlar seli kimi baxılır. Qravitasiya sahəsinin daşıyıcı kvantı graviton adlanır. Gravitonların sükunət kütləsi sıfır, spini 2 və elektrik yükü cəhətdən neytraldır (sıfırdır).

Onlar sərbəst dalğa şəklində işıq sürəti ilə yayılır və özləri ilə enerji və impuls daşıyırlar. Gravitonlar real və virtual olurlar. Real graviton qravitasiya dalğalarının kvantıdır. Onlar mübadilə hesabına qarşılıqlı təsiri (cazibəni) təmin edən elementar zərrəciklərdir. Gravitonlar materiya ilə demək olar ki, qarşılıqlı təsirdə olmurlar. Ona görə də, onları aşkarlamaq mümkün olmur.

Qarşılıqlı təsirlər içərisində qravitasiya ən zəif qarşılıqlı təsir olduğu üçün elementar zərrəciklərin müasir nəzəriyyəsində bu qarşılıqlı təsir nəzərə alınmır.

Güclü qarşılıqlı təsir atom nüvəsinin davamlılığını təmin edir. Nüvə sahəsinin daşıyıcı zərrəcikləri nuklonlardır. Nuklonda daima kvark – antikvark (mezon) əmələ gəlir və onlar bir nuklondan digərinə keçir. π - mezonun (pionun) nuklonla əlaqəsi g sabiti ilə xarakterizə olunur. İki nuklon arasında bir pion vasitəsilə mübadilə zamanı meydana çıxan «qüvvənin» qiyməti $\frac{g^2}{\hbar c}$ sabiti ilə ifadə olunur.

Fotonların elektronlarla qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsi kvant elektrodinamikası adlandığı kimi, qlüonların kvarklarla qarşılıqlı təsiri də kvant xromodinamikası adlanır (yunanca «Xromos» - rəng deməkdir).

Kvant xromodinamikasına görə, kvarklar xüsusi zərrəciklərin – qlüonların (ingilis sözü glue-yapışqan) mübadiləsi nəticəsində qarşılıqlı təsirdə olur. Qlüonlar kvarkların yaratdığı sahənin kvantlarıdır. Qlüonlar kütləsi sıfıra, spini vahidə, boşluqdakı sürəti işıq sürətinə bərabər olan zərrəcik olub, bozonlar qrupuna daxildir. Qlüonların udulması və buraxılması zamanı kvarkların rəngi dəyişir. Məsələn, qırmızı u - kvark qlüon buraxaraq sarı və göy u – kvarka çevrilir. u - kvarkı d və ya s kvarkına çevrilə bilmir. Kvarklar daima öz rənglərini dəyişirlər.

Rəng kvarkların əsas xarakteristikasıdır. Elektromaqnit qarşılıqlı təsiri zamanı elektrik yüklərinin oynadığı rolu, kvarklar arasında rənglər oynayır. Qlüonlar da kvarklar kimi sərbəst halda mövcud olmurlar.

Zəif qarşılıqlı təsir digər qarşılıqlı təsirlərdən fərqli olaraq əlaqələndirici olmayıb, əsasən parçalayıcıdır. Elementar zərrəciklərin qarşılıqlı çevrilməsi məlum təsirlərin heç biri ilə

təsvir edilə bilmir və əsasən zəif qarşılıqlı təsirlə xarakterizə olunur. Atomların β - çevrilməsi zamanı elektronla yanaşı antineytrino da ($\bar{\nu}$) buraxılır. Neytron W^- bozon buraxmaqla protona, sonra isə elektron və antineytrinoya çevrilir.

Neytrino ancaq zəif qarşılıqlı təsirdə iştirak edir. Ona görə də neytrininonun iştirakı ilə gedən proses zəif və yavaş baş verir. Neytrino maddə ilə son dərəcədə zəif qarşılıqlı təsirdə olur. Son illərdə güclü, elektromaqnit, zəif və qravitasiya qarşılıqlı təsirlərini birləşdirərək vahid sahə nəzəriyyəsinin yaradılmasında bəzi uğurlar əldə edilmişdir.

Mündəricat

G İ R İ Ş	5
F Ə S İ L I. BƏZİ RİYAZİ MƏLUMATLAR VƏ MADDİ NÖQTƏNİN KİNEMATİKASI	7
1. Skalylar və vektorial kəmiyyətlər.	7
2. Vektorlar üzərində bəzi əməliyyatlar	8
3. Mexanika fənni qarşısında duran məsələlər	12
4. Hərəkətin təsnifatı, maddi nöqtənin bərabərsürətli düzxətli hərəkəti və onun sürəti.	13
5. Düzxətli dəyişən hərəkət. Bərabərdəyişən hərəkət.	15
6. Əyrixətli hərəkət. Mərkəzəqaçma (normal) və tangensial təcil.	19
7. Bucaq sürəti, bucaq təcili, xətti sürət və bunlar arasındakı əlaqə.	20
F Ə S İ L II. DİNAMİKA VƏ MEXANİKİ QÜVVƏLƏR	24
8. Nyutonun birinci qanunu (ətalət qanunu).	24
9. Nyutonun ikinci qanunu. Kütlə və qüvvə.	25
10. Ağırlıq qüvvəsi. Çəki və kütlənin təyini.	28
11. Qalileyin nisbilik prinsipi. Qaliley çevirmələri.	30
12. Nyutonun üçüncü qanunu	33
13. İmpulsun (hərəkət miqdarının) saxlanma qanunu.	34
14. Dəyişən kütləli cismin hərəkət tənliyi (Meşşerski tənliyi).	37
15. Sürtünmə və elastik qüvvələr. Qüvvə və deformasiya arasındakı əlaqə. Huk qanunu.	40
16. Cazibə qüvvəsi. Kepler qanunları. Ümumdünya cazibə qanunu.	44
17. Ətalət və cazibə kütlələri. Cazibə (qravitasiya) sabiti.	47
F Ə S İ L III. İŞ, GÜC VƏ ENERJİ.	53
18. İş və güc. Konservativ və qeyri-konservativ qüvvələr.	53
19. Enerji. Potensial və kinetik enerji	58
20. Enerjinin saxlanma qanunu.	60
21. Kürələrin elastik və qeyri-elastik toqquşması.	64
22. Yerin cazibə sahəsində hərəkət zamanı görülən iş. Kosmik sürətlər.	69

FƏSİL IV. BƏRK CİSMİN HƏRƏKƏTİ.....	75
23. Bərk cismin irəliləmə və fırlanma hərəkəti. Kütlə mərkəzi.	75
24. Bərk cismin fırlanma hərəkəti dinamikasının əsas tənliyi. Qüvvə momenti və ətalət momenti.	77
25. Bəzi cisimlərin ətalət momentinin hesablanması.....	80
26. Hüygens-Şteyner teoremi.....	82
27. Fırlanan bərk cismin kinetik enerjisi.....	85
28. Hərəkət miqdarı momenti. Hərəkət miqdarı momentinin saxlanma qanunu.	88
FƏSİL V. MAYE VƏ QAZLARIN MEXANİKASI	91
29. Təzyiq. Arximed qüvvəsi.	91
30. İdeal mayenin hərəkəti. Axının kəsilməzlik qanunu.	94
31. Bernulli tənliyi.....	96
32. Real mayenin hərəkəti. Puazeyl düsturu. Stoks qanunu.	100
FƏSİL VI. MADDƏNİN AQREQAT HALI	109
33. Mayelərdə molekulyar hadisələr. Səthi gərilmə.	109
34. Mayenin əyri səthi altındakı təzyiq. Laplas düsturu. Kapilyarlıq.	111
FƏSİL VII. BƏRK CİSMİN QURULUŞU.....	117
35. Kristal və amorf cisimlər. Kristal qəfəsin növləri.....	117
36. Bərk cisimlərin istilik tutumu. Dülonq-Pti qanunu.....	121
37. Sistemin hal diaqramı. Üçlük nöqtəsi. Faza keçidləri.	127
38. Doymuş buxar təzyiqinin temperaturdan asılılığı. Klapeyron–Klauzius tənliyi.	129
FƏSİL VIII. RƏQSLƏR VƏ DALĞALAR	131
39. Harmonik rəqs. Harmonik rəqsi hərəkətin sürəti, təcili və enerjisi.....	131
40. Riyazi və fiziki rəqqas.	136
41. Sönən rəqslər.	139
42. Məcburi rəqslər. Rezonans.	141
43. Bir düz xətt üzrə baş verən rəqslərin toplanması.....	144
44. Qarşılıqlı perpendikulyar harmonik rəqslərin toplanması	147

45. Eninə və uzununa dalğalar. Elastik mühitdə dalğanın yayılma sürəti.	152
46. Müstəvi dalğanın tənliyi. Dalğanın faza və qrup sürəti.....	156
47. Dalğaların interferensiyası, durğun dalğalar.....	160
48. Dalğanın enerjisi.	166
49. Səs dalğaları.....	168
50. Dopler hadisəsi.	170
FƏSİL IX. MOLEKULYAR FİZİKA VƏ	
TERMODİNAMİKA	174
51. İdeal qaz qanunları. İdeal qazın ümumiləşmiş hal tənliyi.	174
52. Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyi	180
53. Enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə paylanması.	186
54. İdeal qazın daxili enerjisi və istilik tutumu. Termodinamikanın birinci qanunu.	188
55. Adiabatik və politropik proseslər. Puasson tənliyi	194
56. Adiabatik və izotermik proseslərdə görülən iş.....	197
57. Qaz molekullarının sürətlərə görə paylanması.....	199
58. Barometrik düstur.....	202
59. Bolsman paylanması. Avaqadro ədədinin təyini.	204
60. Molekulların sərbəst qaçış yolunun orta uzunluğu.	206
61. Qazlarda köçürmə hadisələri. Diffuziya, daxili sürtünmə və istilikkeçirmə	211
FƏSİL X. REAL QAZLAR VƏ TERMODİNAMİKANIN ƏSASLARI	
.....	220
62. Real qazlar. Van-der-Vaals tənliyi.....	220
63. Van-der-Vaals izotermələri. Böhran kəmiyyətlərin təyini.....	222
64. Real qazın daxili enerjisi. Coul-Tomson effekti	225
65. Termodinamikanın ikinci qanunu. Karno prosesi (tsikli).	227
66. Gətirilmiş istilik miqdarı. Klauzius qeyri-bərabərliyi.	230
67. Entropiya və onun xassələri. Nernst teoremi.	233
FƏSİL XI. VAKUUMDA ELEKTRİK SAHƏSİ	238
68. Yüklərin qarşılıqlı təsiri. Kulon qanunu.	238

69. Elektrik sahəsi. Sahənin intensivliyi.....	244
70. Superpozisiya prinsipi. Dipolun elektrik sahəsi.....	247
71. Ostrogradski-Qaus teoremi.	250
72. Yükün elektrostatik sahədə hərəkəti zamanı görülən iş. Potensial.	253
73. Elektrik sahəsinin intensivliyi ilə potensial arasında əlaqə.	257
FƏSİL XII. DİELEKTRİKLƏR	259
74. Polyar və qeyri-polyar dielektriklər.	259
75. Polyarizəlmə vektoru. Dielektrik daxilində elektrik sahəsinin intensivliyi.	261
76. Qeyri-polyar və polyar dielektriklərin dielektrik nüfuzluluğu. Klauzius–Mosotti tənliyi.	262
77. Seqnetoelektriklər. Pyezoelektrik effekti.	266
FƏSİL XIII. NAQİLLƏR ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ	274
78. Naqillərin elektrik tutumu.....	274
79. Kondensatorlar.	276
80. Elektrostatik sahənin enerjisi.....	280
FƏSİL XIV. SABİT CƏRƏYAN	284
81. Cərəyanın şiddəti və sıxlığı	284
82. Elektrik hərəkət qüvvəsi (EHQ).....	287
83. Dövrə hissəsi üçün Om qanunu. Naqillərin müqaviməti. Naqilin müqavimətinin temperaturdan asılılığı. İfrat keçiricilik.	289
84. Sabit cərəyanın işi. Coul-Lens qanunu.....	296
85. Bircins olmayan dövrə hissəsi üçün Om qanunu.....	298
86. Budaqlanmış dövrələr üçün Kirxhof qanunları.	299
87. Elektronun yükünün təyini. Milliken təcrübəsi.....	303
88. Metalların elektrik keçiriciliyinin klassik elektron nəzəriyyəsi və onun çətinlikləri.....	307
89. Elektronun metaldan çıxış işi. Toxunma potensiallar fərqi. Volta qanunu.	319
90. Termoelektrik hadisələr.....	322
91. Termoelektron emissiya hadisəsi.	328
92. İkinci elektron emissiya hadisəsi.....	332

93. Elektron və ion lampaları.....	338
94. Yarımkəçiricilər. Məxsusi və aşqar yarımkəçiricilərin keçiriciliyi	341
95. Elektrolitlərdə elektrik cərəyanı. Elektroliz hadisəsi. Faradey qanunları.	347
96. Qazlarda elektrik cərəyanı. Qeyri-müstəqil və müstəqil qaz boşalmaları.	350
FƏSİL XV. VAKUUMDA MAQNİT SAHƏSİ	356
97. Cərəyanlı naqillərin qarşılıqlı maqnit təsiri.	356
98. Maqnit sahəsi. Maqnit sahəsinin intensivliyi.	359
99. Bio-Savar-Laplas qanununun müxtəlif formalı cərəyanlı naqillərə tətbiqi.....	364
100. Amper qanunu.	367
101. Cərəyanlı kontur maqnit sahəsində.....	370
102. Cərəyanlı naqilin maqnit sahəsində hərəkəti zamanı görülən iş. Maqnit seli.	371
103. Hərəkət edən yükün maqnit sahəsi.....	374
104. Lorens qüvvəsi.	377
105. Holl effekti.....	379
106. Elektromaqnit induksiya hadisəsi. Lens qaydası.....	383
107. Öz-özünə induksiya hadisəsi. Açılma və qapanmada ekstra cərəyanlar.	385
108. Qarşılıqlı induksiya. Maqnit sahəsinin enerjisi.....	388
FƏSİL XVI.MADDƏ DAXİLİNDƏ MAQNİT SAHƏSİ	392
109. Maddənin maqnitlənməsi. Maqnitlənmə vektoru.....	393
110. Atom və molekulların maqnit momenti.	394
111. Dia və paramaqnetiklər.	398
112. Ferromaqnetiklər	402
FƏSİL XVII. DƏYİŞƏN CƏRƏYAN.....	409
113. Dəyişən cərəyan dövrəsində müqavimət.....	409
114. Dəyişən cərəyan dövrəsində induktivlik.	412
115. Dəyişən cərəyan dövrəsində tutum.....	414
116. Dəyişən cərəyan dövrəsi üçün Om qanunu.	415

117. Dəyişən cərəyan dövrəsində iş və güc. Cərəyan və gərginliyin effektiv qiymətləri.	419
FƏSİL XVIII. ELEKTROMAQNİT RƏQSLƏRİ VƏ DALĞALARI.	
MAKSVELL NƏZƏRİYYƏSİ	422
118. Rəqs konturunda enerjinin çevrilməsi. Məxsusi elektrik rəqsləri.	422
119. Sönən elektrik rəqsləri.	427
120. Məcburi elektrik rəqsləri.....	429
121. Yerdəyişmə cərəyanı.....	432
122. Maksvell tənlikləri.....	437
123. Elektromaqnit sahəsinin enerjisi.	438
FƏSİL XIX. OPTİKANIN ƏSASLARI	
441	
124. Işıq haqqında təlimin inkişafı və işığın təbiəti. Işığın düzxətli yayılması, sınması və qayıtması qanunları. Tam daxili qayıtma. Xüsusi nisbilik nəzəriyyəsinin postulatları.....	441
125. Işığın interferensiyası. İnterferometrlər.	453
126. Işığın difraksiyası. Difraksiya qəfəsi.	463
127. Işığın polyarlaşması. Adi və qeyri-adi şüalar.	473
128. Işığın dispersiyası. Dispersiyanın klassik elektron nəzəriyyəsi. Işığın udulması və səpilməsi.....	481
129. Fotoelektrik effekti. Fotoeffektin kvant nəzəriyyəsi	497
130. Fotonlar. Fotonun enerjisi, kütləsi və impulsu. Işığın təzyiqi. Kompton effekti.	502
131. Rentgen şüaları. Mozli qanunu.....	507
132. İstilik şüalanma qanunları. Prevə, Kirxhof, Stefan-Bolsman, Vin, Reley-Cins və Plank qanunları.....	511
FƏSİL XX. KVANT MEXANİKASININ ƏSAS ELEMENTLƏRİ	
523	
133. Maddi zərrəciklərin xassələri və işığın korpuskulyar dalğa düalizmi. De-Broyl dalğası.....	523
134. Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik prinsipi. Kvant statistikaları. Klassik mexanikanın tətbiq olunma həddüdü.....	526
135. Kvant mexanikasının əsas tənliyi. Şredinger tənliyi.....	531

FƏSİL XXI. ATOM FİZİKASI. NÜVƏ FİZİKASININ ƏSAS	
ELEMENTLƏRİ	
535	
136. Atomun quruluşu. Rezerford təcrübəsi. Atomun nüvə modeli.	535
137. Hidrogen atomunun spektrlərində qanunauyğunluqlar.	538
138. Hidrogen atomunun Bor nəzəriyyəsi və onun çətinlikləri.....	541
139. Kvant ədədləri. Pauli prinsipi.	547
140. Atom nüvəsinin tərkibi. Nüvənin rabitə enerjisi.	551
141. Təbii və süni radioaktivlik. Radioaktiv parçalanma qanunu.	557
142. Elementar zərrəciklər və onların təsnifatı. Qarşılıqlı təsirin növləri...	562

f.r.e.d., professor

Bayram Zeynal oğlu Əliyev

ÜMUMİ FİZİKA KURSU

Dərslik

Redaktor:

dos. Qabil Məcid oğlu İsmayılov

