

Fizika -1 (Mexanika, molekulyar, elektrik) Fənni Üzrə İmtahan

Suallarının Cavabları

1. Mexaniki hərəkət. Maddi nöqtə. Yol. Yerdəyişmə.

Maddi cisimlərdə baş verən hər cür dəyişiklik hadisə adlanır. Buzun əriməsi, ildırım çaxması, naqildən cərəyan keçərkən istilik ayrılması və s. hadisələr cismi təşkil edən zərrəciklər arasındakı əlaqələrin, yaxud onların hərəkət sürətinin dəyişməsi ilə əlaqədardır. Hadisələr arasında mövcud olan zəruri əlaqə qanun adlanır.

Fizikanın mexaniki hadisələri öyrənən bölməsinə mexanika deyilir. Bir cismin başqa cisimlərə nəzərən yerdəyişməsinə mexaniki hərəkət deyilir. Buradan aydın olur ki, mexaniki hərəkəti tək bir cismə aid etmək olmaz. Bu anlayışı geniş mənada başa düşmək üçün iki və daha çox cisimlərdən istifadə edilməlidir. Hər hansı bir cismin hərəkətdə olub–olmamasını müəyyənləşdirmək üçün başqa bir cismin hərəkətsiz olduğunu qəbul etməliyik. Lakin, bizi əhatə edən aləmdə mütləq hərəkətsiz olan cisim yoxdur. Təbiətdə olan bütün cisimlər bu və ya digər hərəkətdə iştirak edirlər. Məsələn, sinifdə olan oturacaqlar sinfin divarlarına nəzərən sükunətdədir. Lakin, bununla yanaşı onların hamısı Yerlə birlikdə Günəşə nəzərən hərəkətdədirlər. Deməli, cismin hərəkətini öyrənmək üçün, əvvəlcə, həmin cismin hansı cisim və ya cisimlər sisteminə nəzərən hərəkət edəcəyini ayırd etmək lazımdır. Mexaniki hərəkət hansı cismə nəzərən müəyyən edilərsə, o cisim hesablama cismi adlanır. Hesablama cismindən keçmək şərti ilə bir–birinə qarşılıqlı perpendikulyar olan üç düz xətt sisteminə koordinat sistemi deyilir. Koordinat sistemi və zamanı ölçən cihaz birlikdə hesablama sistemi adlanır.

Mexanika üç bölmədən ibarətdir: kinematika, dinamika və statika.

Kinematika—cismə və ya cisimlər sisteminin hərəkətini, bu hərəkəti doğuran səbəbləri nəzərə almadan öyrənir. **Dinamika**—cisimlərin hərəkətini, bu hərəkəti doğuran bu və ya digər səbəblərlə birlikdə öyrənir. Nəhayət, **statika**—cisimlərin tarazlıqda olma hallarını öyrənir.

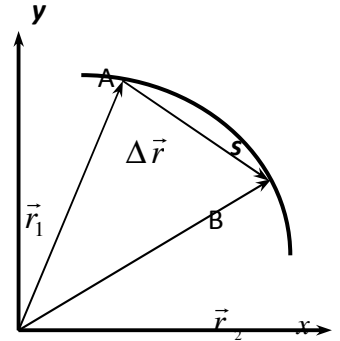
Tarazlıq halı hərəkətin xüsusi halı kimi dinamika qanunlarından çıxan bir nəticə kimi müəyyən edilə bilər. Ona görə də fizika kursunda statika bəhsi ayrıca bir bölmə kimi deyil, dinamika qanunları ilə birlikdə öyrənilir.

Çox vaxt cismin hərəkətini öyrənmək üçün bu cismin ölçülərini verilmiş məsələdə nəzərə almamaq daha sərfəli olur.

Verilmiş məsələ üçün cismin ölçülərini nəzərə almamaq mümkün olarsa, belə cismə maddi nöqtə kimi baxmaq olar və fərz edilir ki, cismin bütün kütləsi bu nöqtədə toplanmışdır. Maddi nöqtənin fəzada hərəkəti zamanı keçdiyi nöqtələrin həndəsi yeri onun trayektoriyası adlanır.

Trayektoriyanın formasına görə hərəkətlər düzxətli və əyrixətli olmaqla iki yerə bölünür. Maddi nöqtənin hərəkətləri içərsində ən sadəsi düzxətli bərabərsürətli hərəkətdir. Bu hərəkətdə maddi nöqtə istənilən bərabər zaman fasilələrində bərabər yerdəyişmələr icra edir. Fərz edək ki, hərəkət edən maddi nöqtə ixtiyari trayektoriya üzrə A nöqtəsindən B nöqtəsinə gəlmişdir (şəkil 1.1). A başlanğıc və B son nöqtələri birləşdirən düz xəttə yerdəyişmə ($\Delta \vec{r}$), bu nöqtələr boyunca hesablanan trayektoriyaya (s) isə- yolun uzunluğu deyilir. Burada, $\Delta \vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ radius vektorlarının fərqinə bərabər (yerdeyişmə) götürülə bilər. s —gedilən yol skalyar kəmiyyətdir. Gedilən yolun uzunluğu yalnız düzxətli hərəkət bir istiqamətdə baş verdikdə yerdəyişmə vektorunun moduluna bərabərdir.

Fəzada maddi nöqtənin hərəkətinin yeyin və yavaş dəyişməsini xarakterizə etmək üçün vektorial kəmiyyət olan sürət anlayışından istifadə edilir.



Səkil 1.1

2. Düzxətli bərabərsürətli və dəyişənsürətli hərəkət

Fəzada maddi nöqtənin hərəkətinin yeyin və yavaş dəyişməsinə xarakterizə etmək üçün vektorial kəmiyyət olan sürət anlayışından istifadə edilir.

Sürət- maddi nöqtənin hərəkəti zamanı yerdəyişmənin zamandan asılı olaraq dəyişməsinə və hərəkətin həmin andakı istiqamətini xarakterizə edir.

Əgər t_0 anında radius vektor $\vec{r}_0$, t anında isə $\vec{r}$ -dirsə, onda $t-t_0=\Delta t$ müddətində yerdəyişmə $\vec{r} - \vec{r}_0 = \Delta \vec{r}$ olacaq. $\Delta \vec{r}$ yerdəyişməsinin bu dəyişməyə sərf olunan zamana (Δt) olan nisbətində hərəkətin orta sürəti deyilir. Yəni,

$$\vec{v}_{\text{op}} = \frac{\vec{r} - \vec{r}_0}{t - t_0} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \quad (1.1)$$

Orta sürətə belə tərif də vermək olar: *ədədi qiymətcə vahid zamandakı yerdəyişmə vektoruna bərabər olan kəmiyyətə orta sürət* deyilir.

(1.1.) ifadəsində Δt zamanını sıfıra yaxınlaşdırıb limitə keçsək anı sürəti tapa bilərik:

$$\vec{v}_{\text{anı}} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \right) = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (1.2)$$

Ani sürət- hərəkətin verilən andakı və ya trayektoriyanın verilmiş nöqtəsindəki sürətdir. Əgər yerdəyişmə yola bərabər olarsa, (düzxətli hərəkət) anı sürətin qiyməti aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta s}{\Delta t} \right) = \frac{ds}{dt} \quad (1.3)$$

Deməli, **ani sürət**- yolun zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir. (1.1.)-dən istifadə edərək sürətin vahidini təyin etmək olar. BS-də sürət vahidi $1 \frac{m}{s}$ -dir.

Düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə cismin sürəti həm qiymət, həm də istiqamətcə sabit olur. Əgər maddi nöqtə t_0 müddətində s_0 yolunu, t müddətində s yolunu qət edərsə, bu halda hərəkətin sürəti:

$$v = \frac{s - s_0}{t - t_0} = \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad (1.4)$$

Deməli, düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə sürət ədədi qiymətcə vahid zamanda gedilən yola bərabər olan kəmiyyətdir. Xüsusi halda $t_0=0$; $s_0=0$ olarsa,

$$v = \frac{s}{t} \quad (1.5)$$

yazmaq olar.

Burada gedilən yolun uzunluğu üçün belə alınır:

$$s = v \cdot t \quad (1.6)$$

Bərabərsürətli düzxətli hərəkətə nadir hallarda təsadüf olunur. Hərəkətlərin əksəriyyətində sürət vektoru həm qiymət, həm də istiqamətcə dəyişir. Düzxətli bərabərsürətli olmayan hərəkətdə sürətin dəyişməsinə xarakterizə etmək üçün **təcil** anlayışından istifadə edilir.

Bərabərsürətli düzxətli hərəkətə nadir hallarda təsadüf olunur. Hərəkətlərin əksəriyyətində sürət vektoru həm qiymət, həm də istiqamətcə dəyişir. Düzxətli bərabərsürətli olmayan hərəkətdə sürətin dəyişməsinə xarakterizə etmək üçün **təcil** anlayışından istifadə edilir.

Əgər başlanğıc sürət $\vec{v}_0$, t saniyədən sonrakı sürət $\vec{v}_t$ olarsa, **orta təcil** aşağıdakı şəkildə yazılar:

$$\vec{a}_{\text{opra}} = \frac{\vec{v}_t - \vec{v}_0}{t - t_0} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} \quad (1.7)$$

(1.7)-dən görünür ki, **təcil** - sürətin vahid zamanda dəyişməsi ilə ölçülən bir fiziki kəmiyyətdir. Təcil də sürət kimi vektor kəmiyyətdir. Bərabərdəyişən hərəkətdə gedilən yolu təyin etmək üçün

Səkil 1.2

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau + \Delta \vec{v}_n}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t} \quad M$$

olar.

Buradan görünür ki, dəyişən əyrixətli hərəkətdə təcil iki toplanandan ibarətdir. Burada $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t}$ ifadəsi sürətin istiqamətcə,

$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t}$ isə sürətin qiymətcə dəyişməsi hesabına yaranır.

Deməli,

$$\vec{a}_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t} \quad (1.12.)$$

normal təcili,

$$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t} \quad (1.13)$$

isə **tangensial təcili** göstərir.

$\Delta M_1 AS - \text{д} \Delta \vec{v}_n = \vec{v}_1 \cdot \Delta \alpha$ olduğunu yaza bilərik. Digər tərəfdən $M_1 M_2 = \Delta s = R \Delta \alpha$ olar. R -əyrilik radiusudur.

Bu ifadələrdən istifadə edərək yazmaq olar:

$$\Delta \vec{v}_n = \vec{v}_1 \cdot \frac{\Delta s}{R} \quad \text{в} \Delta \alpha = \frac{\Delta s}{R} \quad (1.14)$$

(1.14)-ü (1.12)-də nəzərə alsaq,

$$\vec{a}_n = \frac{\vec{v}_1}{R} \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{\vec{v}_1^2}{R}; \quad \vec{a}_n = \frac{\vec{v}_1^2}{R} \quad (1.15)$$

Bu ifadə **mərkəzəqaçma (normal) təcili**nin ifadəsidir. (1.13) ifadəsi sürətin qiymətcə dəyişməsi hesabına yaranır. Ona görə də (1.13) ifadəsini

$$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}_\tau}{dt} \quad (1.16)$$

şəklində yazmaq olar. Bu təcil əyriyə toxunan istiqamətdə yönəlir. Buna görə də $\vec{a}_\tau$ **tangensial (toxunan) təcil** adlanır.

İxtiyari əyrixətli hərəkətdə tam təcil

$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau \quad (1.17)$$

olur. Bu təcillər bir-birinə perpendikulyar olduqları üçün tam təcilin qiyməti:

$$|\vec{a}| = \sqrt{|\vec{a}_n|^2 + |\vec{a}_\tau|^2} = \sqrt{\left| \frac{\vec{v}^2}{R} \right|^2 + \left| \frac{d\vec{v}}{dt} \right|^2} \quad (1.18)$$

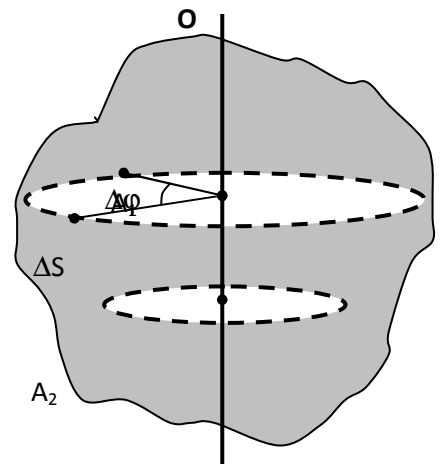
olar. Hərəkət düzxətli dəyişən olduqda $\vec{a}_n = 0$, ($R = \infty$) olur və $|\vec{a}| = \frac{dv}{dt}$ olar, əyrixətli

bərabərsürətli olduqda $\vec{a}_\tau = 0$ və $|\vec{a}| = |\vec{a}_n| = \frac{\vec{v}^2}{R}$ olur.

4. Bərk cismin fırlanma hərəkətinin kinematikası

Bərk cismin OO' oxu ətrafında fırlanması zamanı onun bütün nöqtələri mərkəzləri bu ox üzərində olan çevrələr cızarsa, belə hərəkət fırlanma hərəkəti adlanır (şəkil 1.4). OO' oxuna fırlanma oxu deyilir.

Tutaq ki, cisim Δt zaman fasiləsində OO' oxu ətrafında



$\Delta\varphi$ bucağı qədər dönməsi zamanı cisim üzərində hər hansı bir A_1 nöqtəsi bu müddətdə Δs yolunu qət etmiş və A_2 nöqtəsinə çatmışdır ($A_1A_2=\Delta s$).

Əgər $\Delta\varphi$ bucağı kifayət qədər kiçik və A_1 nöqtəsinin fırlanma oxundan olan məsafəsi r olarsa,

$$\Delta s = r \cdot \Delta\varphi \quad (1.19)$$

yazmaq olar. Hərəkət dəyişən olanda $\frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$ müxtəlif zaman fasilələrində müxtəlif qiymət alır və zaman fasiləsi azalaraq, sıfıra yaxınlaşanda bu nisbət hər hansı bir qiymət alır. Bu nisbət fırlanan cismin bucaq sürətini verir:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \omega$$

$\Delta\varphi$ –yə dönmə bucağı deyilir. Deməli, **bucaq sürəti** maddi nöqtənin vahid zamanda fırlanarkən cızdığı bucağa bərabər olan kəmiyyətə deyilir.

Əgər fırlanma hərəkəti bərabərsürətli olsa, onda sonlu t zamanda φ bucağı cızılır. Bu halda bucaq sürəti

$$\omega = \frac{\varphi}{t} \quad (1.20)$$

olar. $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$ ifadəsi $\frac{d\varphi}{dt}$ olduğundan, demək olar ki, **bucaq sürəti**, dönmə bucağının zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir:

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} \quad (1.21)$$

Bucaq sürəti $\frac{\text{rad}}{\text{c}}$ ilə ölçülür.

Fırlanma hərəkəti zamanı maddi nöqtənin tam bir dövr etməsi üçün sərf olunan zamana onun **periodu** (T) deyilir. Aydındır ki, $t = T$ zamanda $\varphi = 2\pi$ bucağı cızılır. Onda

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

olar. Burada $n = \frac{1}{T}$, bir saniyədəki dövrlərin sayı olub, **tezlik** adlanır.

Bucaq sürəti ilə xətti sürət arasında müəyyən bir münasibət vardır. Əgər (1.19) ifadəsinin hər tərəfini Δt -yə bölüb limitə keçsək,

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = r \cdot \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \quad \text{və ya} \quad v = r \cdot \omega \quad (1.22)$$

olduğunu alırıq.

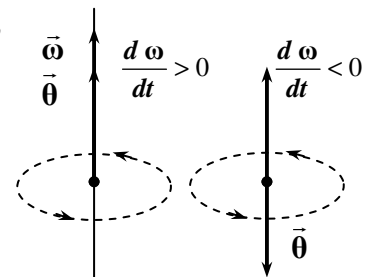
Tutaq ki, dəyişən hərəkətdə bucaq sürətinin Δt zaman fasiləsində dəyişməsi $\Delta\omega$ olmuşdur. Bu halda $\frac{\Delta\omega}{\Delta t}$ nisbəti Δt -dən asılı olaraq müxtəlif qiymətlər alacaqdır.

$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \bar{\omega} = \frac{d\omega}{dt}$ kəmiyyəti bucaq təcilinin ani qiymətini verir. Deməli, **bucaq təcili**, bucaq sürətinin zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir. Bucaq təcilinin vahidi $\frac{\text{rad}}{\text{san}^2}$ -dir.

$\bar{\omega} = \frac{d\omega}{dt}$ ifadəsini $\bar{\theta} = \frac{d\omega}{dt}$ -də nəzərə alsaq,

$$\bar{\theta} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (1.23)$$

alınar. Buradan görünür ki, **bucaq təcili** dönmə bucağının zamana görə ikinci tərtib törəməsinə bərabərdir.



Şəkil 1.5

Fərz edək ki, Δt zaman fasiləsində bucaq sürətinin dəyişməsi $\Delta\omega$ və ona uyğun olan xətti sürətin dəyişməsi Δv olmuşdur. Onda $\Delta v = r \cdot \Delta\omega$ yazmaq olar. Bu ifadənin hər tərəfini Δt –yə bölüb limitə keçsək,

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = r \cdot \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{\omega}}{\Delta t} \text{ olduğundan, alırıq:}$$

$$\vec{a}_\tau = \vec{r} \cdot \vec{\theta} \quad (1.24)$$

Bu ifadə xətti və bucaq təcilləri arasındakı əlaqəni göstərir.

Fırlanan nöqtənin normal təcilini belə ifadə etmək olar:

$$\vec{a}_n = \frac{v^2}{r} = \frac{r^2 \omega^2}{r} = \omega^2 \vec{r} \quad (1.25)$$

Bərabərartan fırlanma hərəkəti zamanı bucaq təcili $\vec{\theta} = \frac{\omega - \omega_0}{t}$ şəklində yazılır.

Bucaq təcili və bucaq sürəti vektorial kəmiyyətlərdir. Bu vektorların istiqaməti burğu qay dası adlanan qayda ilə təyin olunur. Burğunu elə tutular ki, onun dəstəyinin fırlanma hərəkətinin istiqaməti maddi nöqtənin fırlanma hərəkətinin istiqamətində olsun. Bu zaman burğunun irəliləmə hərəkətinin istiqaməti (şəkil 1.5) bucaq sürətinin istiqamətini göstərir. Hərəkət artan olduqda $\vec{\omega}$ və $\vec{\theta}$ vektorları eyni istiqamətdə, hərəkət azalan olduqda bir-birinin əksi istiqamətində yönəliirlər.

5. Nyutonun I qanunu. Cismın kütləsi və impulsu

Dinamika mexikanın, hərəkəti onu doğuran səbəblə birlikdə öyrənən hissəsidir. Dinamikanın əsas məsələsi bu və ya digər hesablama sistemində cisimlərin hərəkətini və bu hərəkətin baş vermə səbəblərini öyrənməkdir. Cisimlərin mexaniki hərəkət növləri müxtəlif olduğundan onların hansı şəraitdə düzxətli yaxud əyrixətli trayektoriya boyunca hərəkət etməsini müəyyən etmək lazımdır. Hər bir mexaniki hərəkət nisbi xarakter daşıdığı üçün bu hərəkətin xarakteri hesablama sisteminin seçilməsindən asılıdır. Ona görə də elə hesablama sistemi seçmək lazımdır ki, o sistemdə hərəkəti öyrənilən cisim, mexaniki hərəkətin ən sadə növü olan düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə iştirak etmiş olsun. Təcrübələr göstərir ki, heç bir cismin sürəti öz – özünə dəyişmir, yalnız qarşılıqlı təsirdə olan cisimlərin sürəti dəyişir. Cismın hərəkət sürətinin dəyişməsi üçün (qiymət və istiqamətcə) hökmən ona başqa cisimlər təsir etməlidir. Məsələn, Yerə nəzərən sükunətdə olan cisim heç vaxt özünün sürətini dəyişə bilməz, onun hərəkət etməsi üçün ona başqa cisimlər təsir etməlidir.

1632 – ci ildə İtalyan fiziki Qaliley təcrübə olaraq göstərdi ki, *cismə xarici təsir olmadıqda o nəinki nisbi sükunətini, hətta düzxətli bərabərsürətli hərəkət halını saxlaya bilər. Buna Qalileyin ətalət qanunu deyilir.*

Cismın öz əvvəlki sükunət və yaxud düzxətli bərabərsürətli halını saxlamasına ətalət deyilir.

İngilis alimi İsaak Nyuton Qalileydən 50 il sonra dinamikanın üç qanununu kəşf etdi. Bu qanunlar klassik mexikanın əsasını təşkil edir. Nyuton bu qanunları “Natural fəlsəfənin riyazi prinsipləri” əsərində 1687–ci ildə vermişdir. Nyuton Qalileyin təcrübə nəticələrini ümumiləşdirərək dinamikanın birinci qanununu belə ifadə etmişdir:

İstənilən cismə başqa cisimlər təsir etmədikdə o, əvvəlki sükunət və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkət qanununu saxlayır. Bu qanuna ətalət qanunu deyilir.

Nyutonun birinci qanununu təcrübədə yoxlamaq olmur. Təbiətdə olan bütün cisimlər bir – biri ilə qarşılıqlı təsirdə olduğundan, elə ideal şərait yaratmaq olmaz ki, baxılan cismə başqa cisimlər təsir etməsin. Buradan belə nəticə çıxarmaq olar ki, əgər cisim sükunət halındadırsa, deməli başqa cisimlərin ona təsiri bir – birini tarazlaşdırır. Cismə başqa cisimlər təsir etmirsə, belə cisimlər izolə edilmiş cisimlər adlanır. Yalnız belə nəticə çıxarmaq olur ki, ancaq izolə

edilmiş cisimlər öz əvvəlki hərəkət hallarını saxlaya bilər. Ona görə də Nyutonun birinci qanunu istənilən hesablama sisteminə ödənilə bilməz.

Nyutonun birinci qanunu ödənilən hesablama sisteminə ətalət hesablama sistemi deyilir. Belə hesablama sisteminə nəzərən düzxətli bərabərsürətli hərəkət edən ixtiyari hesablama sistemi də ətalət hesablama sistemi adlanır. Ona görə də Nyutonun birinci qanununu aşağıdakı kimi ifadə etmək daha əlverişlidir:

Elə hesablama sistemləri vardırki, cismə digər cisimlər təsir etmədikdə və ya onların təsirləri bir – birini kompensə etdikdə həmin sistemlərdə cisimlər öz əvvəlki sükunət və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkət halını saxlayır.

Yer şəraitində Nyutonun birinci qanunu təqribi ödənilir.

Cismi kütləsi ilə sürətini hasili bu cismin hərəkət miqdarı və ya impulsu adlanır:

$$\vec{P} = m \cdot \vec{v}.$$

6. Nyutonun II və III qanunu

Nyutonun ikinci qanunu üç fiziki kəmiyyət arasında əlaqə yaradır; təsir edən qüvvə - $\vec{F}$, cismin kütləsi - m və təcili - $\vec{a}$. Bu qanun təcrübi faktların ümumiləşməsi kimi müəyyən olunmuşdur.

Cismin aldığı təcil təsir edən qüvvə ilə düz, onun kütləsi ilə tərs mütənəsib olub, həmin qüvvənin təsiri istiqamətində yönəlir.

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad (2.1)$$

Bu Nyutonun ikinci qanunudur.

(2.1) ifadəsini aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (2.2)$$

Bu ifadədən istifadə edərək ikinci qanuna tərif vermək olar: cismə təsir edən qüvvə cismin kütləsi ilə təcilinin vurma hasilinə bərabərdir.

Klassik mexanikada kütlə sabit kəmiyyət olduğundan (2.2) – ni

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt}(m\vec{v}) \quad (2.3)$$

şəklində yazmaq olar.

Maddi nöqtənin kütləsinin onun sürətinə olan hasilini ($\vec{P} = m\vec{v}$) impuls və ya hərəkət miqdarı adlanır. Onda yazmaq olar:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt} \quad (2.4)$$

Hərəkət miqdarı (impuls) sürət vektoru istiqamətində yönəlmişdir. (2.4) ifadəsinə görə ikinci qanunu belə ifadə etmək olar:

İmpulsun zamana görə dəyişməsi təsir edən qüvvəyə bərabər olur. (2.4) – dən yazmaq olar:

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

Burada $\vec{F}dt$ hasilini qüvvə impulsu adlanır. Əgər qüvvənin təsirindən cisim öz sürətini v_1 - dən v_2 - yə qədər dəyişmiş olarsa, onda

$$\int_0^t \vec{F}dt = \int_{v_1}^{v_2} d(m\vec{v}) = m \int_{v_1}^{v_2} d\vec{v}$$

və buradan

$$\vec{F} \cdot t = m\vec{v}_2 - m\vec{v}_1 \quad (2.5)$$

olar. Bu ifadədən görünür ki, *cismin hərəkət miqdarının dəyişməsi qüvvə impulsuna bərabərdir*. (2.2) ifadəsindən istifadə edərək qüvvənin vahidlərini təyin etmək olar.

Əgər $m=1q$ və $a=1\frac{sm}{s^2}$ olarsa, onda $F=1q \cdot \frac{sm}{s^2}=1dm$ olar.

Əgər $m=1kq$; $a=1m/s^2$ olarsa, $\vec{F}=1N$ olar. BS – də qüvvə vahidi 1 Nyuton qəbul edilmişdir. Kütləsi $1kq$ olan cismə $1m$ yolda $1m/s^2$ təcil verən qüvvə 1 Nyuton adlanır. $1N=10^5$ dn-dır.

Texniki vahidlər sistemində qüvvə vahidi $1kQ$ – dır.

$1kQ=9,81N=9,81 \cdot 10^5$ dina . $1N=0,102kQ$ olar.

Qeyd etmək lazımdır ki, dinamikanın birinci və ikinci qanunları bir – birini tamamlayır. Belə ki, 1-ci qanun 2-ci qanunun xüsusi halı kimi özünü biruzə vüeir. Həqiqətən də əgər ikinci qanunda $\vec{F}=0$ olarsa, onda (2.2)–dən

$$m\vec{a}=0 \quad (2.6)$$

olar. Digər tərəfdən kütlənin sıfırdan fərqli olmasını nəzərə alsaq,

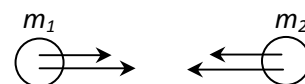
$$\vec{a}=\frac{0}{m}=0 \text{ və ya } \vec{a}=\frac{d\vec{v}}{dt}=0 \quad (2.7)$$

Burada təcilin sıfıra bərabər olması cismin sükunət və ya düz-xətli bərabərsürətli hərəkət halında olduğunu göstərir.

Yuxarıda qeyd etdiklərimizdən belə nəticə çıxır ki, cismə kənar cisimlər müəyyən qüvvə ilə təsir etdikdə cismin hərəkət halını dəyişə bilər, təsir edən qüvvələrin əvəzləyicisi $\vec{F}=0$ olanda cisim sükunətdə qalır və ya bərabərsürətli düzxətli hərəkət edir.

Cisimlərin bir - birinə hər hansı təsiri qarşılıqlı xarakter daşıyır.

Əgər M_1 cismi M_2 cisminə hər hansı bir $\vec{F}_{2,1}$ qüvvəsilə təsir göstərsə, onda M_2 cismi də öz növbəsində M_1 cisminə $\vec{F}_{1,2}$ qüvvəsilə təsir göstərəcəkdir (şəkil 2.1).



Şəkil 2.1

Bu fakt dinamikanın 3- cü qanununda öz ifadəsini tapmışdır: ***İki cismin qarşılıqlı təsiri həmişə qiymətcə bərabər və istiqamətcə əksdir.*** Başqa sözlə, təsir əks təsirə qiymətcə bərabərdir, yəni

$$\vec{F}_{1,2}=-\vec{F}_{2,1} \quad (2.8)$$

Təsir və əks təsir qüvvələri iki müxtəlif cismə tətbiq olduğundan bu qüvvələr bir – birini tarazlaşdırmır və cisimləri birləşdirən düzxətt boyunca yönəlirlər.

7. İmpulsun saxlanma qanunu.

Cismi kütləsi ilə sürətini hasili bu cismin hərəkət miqdarı və ya impulsu adlanır:

$$\vec{P}=m \cdot \vec{v}.$$

Nyutonun 2-ci və 3-cü qanunlarından istifadə edərək qapalı sistemin hərəkət miqdarının (impulsun) saxlanma qanununu almaq olar. ***Bir və ya bir – biri ilə qarşılıqlı təsirdə olan cisimlər qrupu sistem adlanır. Sistemi təşkil edən cisimlərin bir – biri ilə qarşılıqlı təsir qüvvələri daxili qüvvələr, sistemdən kənar cisimlərlə qarşılıqlı təsir qüvvələri isə xarici qüvvələr adlanır. Sistemə təsir edən xarici qüvvələr yoxdursa və ya bu qüvvələr bir – birini tarazlaşdırırsa, belə sistem qapalı sistem adlanır.***

Fərz edək ki, n cisimdən ibarət qapalı sistem verilmişdir. Bu cisimlərin kütlələri $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$ və sürətləri $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \vec{v}_3, \dots, \vec{v}_n$ olsun.

Nyutonun 2 – ci qanununa əsasən sistemə daxil olan bütün cisimlərin hərəkət tənliklərini yazmaq:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt}(m_1 \vec{v}_1) &= \vec{f}_{1_2} + \vec{f}_{1_3} + \dots + \vec{f}_{1_n} + \vec{F}_1 \\ \frac{d}{dt}(m_2 \vec{v}_2) &= \vec{f}_{2_1} + \vec{f}_{2_3} + \dots + \vec{f}_{2_n} + \vec{F}_2 \\ &\dots\dots\dots \\ \frac{d}{dt}(m_n \vec{v}_n) &= \vec{f}_{n_1} + \vec{f}_{n_2} + \dots + \vec{f}_{n_{(n-1)}} + \vec{F}_n \end{aligned} \right\} \quad (2.18)$$

Burada, $\vec{f}_{i_k}$ - daxili; $\vec{F}_i$ - xarici qüvvələrdir. Bu tənliklərə tərəf – tərəfə toplayaq:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n \frac{d}{dt}(m_i \vec{v}_i) &= (\vec{f}_{1_2} + \vec{f}_{2_1}) + (\vec{f}_{1_3} + \vec{f}_{3_1}) + \dots + \\ &+ (\vec{f}_{(n-1)_n} + \vec{f}_{n_{(n-1)}}) + (\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n) \end{aligned} \quad (2.19)$$

Nyutonun 3 – cü qanununa görə daxili qüvvələrin cəmi sıfıra bərabərdir. Buna nəzər salsaq, (2.19) düsturu

$$\sum_{i=1}^n \frac{d}{dt}(m_i \vec{v}_i) = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad (2.20)$$

şəklini alar. Sistem qapalı olduğu üçün $\sum_{i=1}^n \vec{F}_i = 0$ olmalıdır. Nəticə-də (2.20) düsturunu

$$\sum_{i=1}^n \frac{d}{dt}(m_i \vec{v}_i) = 0 \quad \text{və ya} \quad \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n (m_i \vec{v}_i) = 0$$

şəklində yazmaq olar. Burada $\sum_{i=1}^n (m_i \vec{v}_i) = \vec{P}$ bütün sistemin hərəkət miqdarının (impulsun)

cəmidir. Beləliklə,

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n (m_i \vec{v}_i) = 0 \quad \text{və ya} \quad \vec{P} = \sum_{i=1}^n (m_i \vec{v}_i) = \text{const} \quad (2.21)$$

olar. Deməli, **qapalı sistemi təşkil edən cisimlərin hərəkət miqdarlarının (impulsun) cəmi sabit qalır. Bu hərəkət miqdarının (impulsun) saxlanması qanunu adlanır.** Bu qanunun praktik tətbiqlərindən biri reaktiv hərəkətdir. Cismin hər hansı hissəsi ondan ayrılıb müəyyən sürətlə hərəkət etdiyi zaman cismin özünün hərəkətə gəlməsi reaktiv hərəkət adlanır.

Raket yanacaq sistemində yanacaq yandıqda əmələ gələn yüksək təzyiqli və temperaturlu qaz sürətlə xaricə çıxır. Bu zaman raket əks tərəfə hər hansı sürətlə hərəkət edir. Bu hərəkət başlayana qədər raket və qazın impulslarının cəmi, hərəkət başlayandan sonrakı impulsların cəminə bərabər olur. Hərəkət başlayana qədər sistemin impulslarının cəmi sıfıra bərabər olduğu üçün $m\vec{v}_1 + M\vec{v}_2 = 0$ olar. Burada m raketdən çıxan qazın kütləsi, $\vec{v}_1$ isə onun sürətidir. M – qalan yanacağın raketlə birlikdə kütləsi, $\vec{v}_2$ isə raket – yanacaq sisteminin sürətidir. Yuxarıda yazdığımız ifadədən $\vec{v}_2$ sürətini təyin etsək,

$$\vec{v}_2 = -\frac{m}{M} \cdot \vec{v}_1 \quad (2.22)$$

alarıq. Deməli, raketdən çıxan qazın kütləsini sistemin kütləsinə olan nisbəti böyüdükcə, raketin sürəti də bir o qədər böyük olur.

8. Ümumdünya cazibə qanunu

Nyuton belə bir nəticəyə gəlmişdir ki, təbiətdə olan bütün cisimlər bir – birini qarşılıqlı olaraq cəzb edirlər. Bu cəzb olunmanın tabe olduğu qanun birinci dəfə olaraq Nyuton tərəfindən 1667-ci ildə kəşf edilmişdir.

Bu qanuna əsasən, *ölçüləri onlar arasındakı məsafəyə nəzərən çox kiçik olan istənilən iki cismin arasındakı qarşılıq cazibə qüvvəsi o cisimlərin kütlələri hasilinə düz, aralarındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasibdir:*

$$F = \gamma \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} \quad (3.2)$$

Burada, F -cazibə qüvvəsi, r – cisimlər arasındakı məsafə, m_1 və m_2 cisimlərin kütlələri (cazibə və ya gravitasiya kütlələri), γ – cazibə sabitidir.

Cisimləri maddi nöqtə kimi qəbul etmək mümkün olmadıqda, onların hər birini maddi nöqtə kimi qəbul etmək mümkün olan Δm elementar kütlələrə ayıraraq, (3.2) düsturuna əsasən belə elementar kütlələr arasındakı cazibə qüvvəsini təyin edirlər.

$$F_{ij} = \gamma \frac{\Delta m_i \Delta m_j}{r_{ij}^2} \quad (3.3)$$

Onda, bu iki cisim arasındakı yekun cazibə qüvvəsi

$$F = \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} F_{ij} = \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} \gamma \frac{\Delta m_i \Delta m_j}{r_{ij}^2} \quad (3.4)$$

olar.

Yer səthində olan hər bir m kütləli cisim yer tərəfindən, onun mərkəzinə doğru yönəlmiş və

$$F = \gamma \frac{mM}{R^2} \quad (3.5)$$

bərabər qüvvə təsiri altında cəzb olunur. Burada M –yerin kütləsi, R -cisimdən yerin mərkəzinə qədər olan məsafədir (bu məsafə yer səthi yaxınlığında təqribi olaraq yerin radiusuna bərabərdir, yəni $R \approx R_y$).

İstənilən mühitdə müşahidə olunan və cazibə sahəsinin (gravitasiya sahəsinin) hesabına yaranan, bütün maddi cisimlərin qarşılıqlı cəzb olunmasına gravitasiya cəzb olunması deyilir. Bu sahə başqa fiziki sahələrlə və maddələrlə yanaşı materiyanın formalarından biridir.

İlk dəfə cazibə sabitini təcrübədə burulma tərəzisi vasitəsilə təyin edən Kevendiş olmuşdur. Hər birinin kütləsi təqribən 730 q olan iki qurğuşun kürə metal çubuğun uclarına bərkidilmiş və çubuq ortasından elastik sapla (kvars sap) asılmışdır (şəkil 3.1). Bu sistem kütlələri $M=158$ kq olan, simmetrik qoyulmuş başqa kütlələrin yaxınlığında yerləşdirilmişdir. Xüsusi qurğu vasitəsilə böyük kürələr kiçik kürələrə yaxınlaşdırılır. Cazibə qüvvəsi nəticəsində elastik sap burulur. Sapın burulma bucağını və elastikliyi bilərək, böyük və kiçik kürələr arasındakı cazibə qüvvəsi tapılır. $|\vec{F}|$ - i bilərək, M , m və r məlumatlarına əsasən (3.2) düsturundan γ hesablanır:

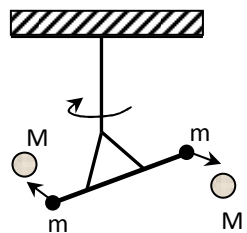
$$\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{N \cdot m^2}{kg^2}$$

Deməli, hər birinin kütləsi 1 kq, mərkəzləri arasındakı məsafə 1 m olan iki kürə bir-birini $6,67 \cdot 10^{-11}$ N qüvvə ilə cəzb edir.

Ümumdünya cazibə qanunundakı kütlə cazibə və ya gravitasiya kütləsi adlanır. $\vec{F} = m\vec{a}$ düsturundakı kütlə isə ətalət kütləsidir. Təcrübələr göstərir ki, ətalət kütləsi ilə cazibə kütləsi arasında çox – çox cüzi fərq vardır. Cismin çəkisi (P), cisimlə Yer kürəsi arasındakı cazibə qüvvəsidir, yəni

$$F = P = \gamma \frac{m \cdot M}{R^2} \quad (3.3)$$

Burada, m – cismin, M -Yer kürəsinin kütləsi, R isə -cism Yer səthində



Şəkil 3.1

olan hallarda Yer kürəsinin radiusudur.

$P = m \cdot g$ olduğunu nəzərə alsaq, o zaman yazı bilərik:

$$mg = \gamma \frac{m \cdot M}{R^2} \text{ və } g = \gamma \frac{M}{R^2} \quad (3.4)$$

9. İş, güc

Fərz edək ki, cisim hər hansı F qüvvəsinin təsiri nəticəsində S yolunu qət etmişdir. Bu zaman cismə tətbiq olunan həmin F qüvvəsi ya həmin cismin sürətini dəyişdirər, ya da həmin cismə təsir edən başqa qüvvələri kompensə edəcəkdir.

S yolunda F qüvvəsinin təsirini xarakterizə etmək üçün iş anlayışından istifadə olunur.

Mexaniki iş – qüvvə ilə yerdəyişmənin skalyar hasilinə bərabər olan fiziki kəmiyyətdir.

Cismə təsir edən qüvvə yerdəyişmə ilə α bucağı əmələ gətirərsə, görülən iş belə təyin olunur:

$$A = F_s \cdot S \quad (5.1)$$

Burada F_s – cismə təsir edən sabit qüvvənin yerdəyişmə istiqamətindəki proyeksiyasıdır (şəkil 5.1.). Şəkildən görünür ki, $F_s = F \cdot \cos \alpha$ kimi təyin olunur. Onda

$$A = |\vec{F}| \cdot |\vec{S}| \cdot \cos \alpha \quad (5.2)$$

ifadəsini alırıq. Bu da bildiyimiz kimi $\vec{F}$ qüvvəsilə $\vec{S}$ yerdəyişmə vektorlarının skalyar hasilidir. Bu işə işin skalyar olduğunu göstərir.

Bir neçə xüsusi hala baxaq:

1. Əgər $\alpha = 0$ olarsa, onda $\cos \alpha = 1$, görülən iş isə (5.2)–yə görə $A = |\vec{F}| \cdot |\vec{S}|$ olar.

2. $\alpha = 90^\circ$ olduqda, $\cos 90^\circ = 0$ və $A = 0$ olar. Deməli, yerdəyişməyə perpendikulyar olan qüvvənin təsiri ilə mexaniki iş görülməz.

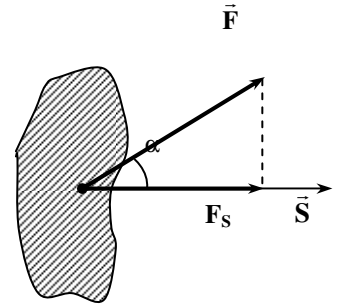
3. $\alpha = 180^\circ$ olarsa, (qüvvə yerdəyişmənin əksinə yönəlib) bu halda $\cos 180^\circ = -1$ olur. Görülən iş $A = -|\vec{F}| \cdot |\vec{S}|$ olur.

İndi isə fərz edək ki, cismə dəyişən qüvvə təsir edir. Tutaq ki, qüvvə hərəkət istiqamətində $1'2'$ trayektoriyası istiqamətində dəyişir (şəkil 5.2). Cismin hərəkəti zamanı qüvvənin yerdəyişmə istiqamətində proyeksiyası sabit qalmırsa, bu halda işi hesablamaq üçün S yolunu elementar ΔS hissələrinə bölürük. Bu hissələr o qədər kiçikdir ki, hər bir hissədə F_k qüvvəsi sabit hesab edilə bilsin. Onda ΔS_k hissəsində görülən elementar iş:

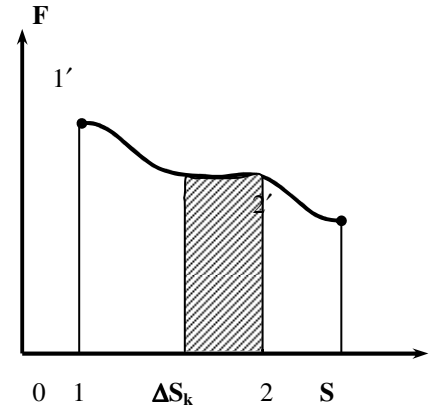
$$\Delta A_k = F_k \cdot \Delta S_k$$

Bu elementar iş ədədi qiymətə qrafikdə ştrixlənmiş fiqurun sahəsinə bərabərdir. Ümumi S yolunda görülən işi tapmaq üçün isə (5.2.) ifadəsini elementar hissələr üzrə cəmləmək lazımdır. Onda:

$$A = \sum_{k=1}^n \Delta A_k = \sum_{k=1}^n F_k \cdot \Delta S_k \quad \text{və ya} \quad A = \int_1^2 F \cdot dS \quad (5.3)$$



Şəkil 5.1



Şəkil 5.2

olar. Qrafikdən görünür ki, dəyişən qüvvənin gördüyü ümumi iş ədədi qiymətcə $1'122'$ fiqurunun sahəsinə bərabər olur. Əgər cismə eyni zamanda bir neçə qüvvə təsir edirsə, bu zaman görülən iş toplanan qüvvələrin gördükləri işlərin cəminə bərabərdir.

BS-də 1 N qüvvənin 1 m yolda gördüyü iş 1C adlanır.

$$1 C = 1 \text{ Nm}$$

$$\text{SQS-də } 1 \text{ erq} = 1 \text{ dn} \cdot \text{sm}.$$

Texniki vahidlər sistemində iş vahidi olaraq 1kQ qüvvənin 1m yola gördüyü (1kQm) iş götürülür. Coul, kQm və erq arasında asanlıqla əlaqə yarada bilərik.

$$1 C = 1 \text{ N} \cdot \text{m} = 10^5 \text{ dn} \cdot 10^2 \text{ sm} = 10^7 \text{ erq}$$

$$1 \text{ kQm} = 9.8 \text{ N} \cdot \text{m} = 9.8 \cdot 10^7 \text{ erq}$$

olar.

Çox vaxt fizikada işin görülmə yeyinliyini xarakterizə etmək üçün güc anlayışından istifadə edilir. **Güc vahid zamanda görülən işə bərabər olan kəmiyyətə deyilir.**

$$P = \frac{dA}{dt} \quad (5.4)$$

Sabit qüvvənin təsiri altında görülən iş $dA = F \cdot v dt$ olduğundan, onda

$$P = F \cdot v \quad (5.5)$$

olar. Deməli, qüvvənin sabit qiymətində sürəti artırmaq üçün mühərrikin gücünü artırmaq lazımdır.

BS-də güc vahidi 1 Vt götürülür. $1 \text{ Vt} = 1 \text{ C} / 1 \text{ san}.$

SQS-də 1 erq/san güc vahidindən istifadə edilir.

Texniki vahidlər sistemində güc vahidi 1 at qüvvəsi qəbul edilmişdir. $1 \text{ at qüv.} = 75 \text{ kQm/san} \approx 736 \text{ Vt}.$

10. Enerji. Kinetik və potensial enerji. Sistemin tam mexaniki enerjisi

Enerji cismin və ya cisimlər sisteminin işgörmə qabiliyyətini xarakterizə edir.

Mexanikada enerjini iki növə bölürlər: kinetik və potensial enerji.

Kinetik enerji - cisim və ya cisimlər sisteminin öz hərəkəti nəticəsində malik olduğu enerjiyə deyilir.

Potensial enerji – cismin ayrı-ayrı hissələri arasındakı qarşılıqlı təsiri və ya müxtəlif cisimlərin bir-biri ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində malik olduğu enerjiyə deyilir.

Bu enerjiləri ayrı-ayrılıqda öyrənək.

1. Kinetik enerji. Fərz edək ki, kütləsi m olan cisim sabit $\vec{F}$ qüvvəsinin təsirindən öz sürətini $\vec{v}_1$ -dən $\vec{v}_2$ -yə qədər dəyişdirir. Bu zaman kiçik dS yolunda dt zamanında $\vec{F}$ qüvvəsinin gördüyü elementar iş

$$dA = F dS \quad (5.6)$$

şəklində yazılır.

$$F = m \frac{dv}{dt} \quad (5.7)$$

və

$$dS = v dt \quad (5.8)$$

olduğunu nəzərə alsaq

$$dA = m v dv \quad (5.9)$$

olar. Cisim sürətini $\vec{v}_1$ -dən $\vec{v}_2$ -yə qədər dəyişdirdikdə görülən iş

$$A = \int_{v_1}^{v_2} m v dv = \frac{m v_2^2}{2} - \frac{m v_1^2}{2} \quad (5.10)$$

$$A = \frac{m v_2^2}{2} - \frac{m v_1^2}{2} \quad (5.11)$$

olar. Buradan görünür ki, cisimin öz sürətini $\bar{v}_1$ -dən $\bar{v}_2$ -yə qədər dəyişdirdikdə sabit $\vec{F}$ qüvvəsinin gördüyü iş $\frac{mv^2}{2}$ kəmiyyətinin artmasına bərabərdir. $\frac{mv^2}{2}$ kəmiyyəti cismin kinetik enerjisi adlanır. Kinetik enerjini E_k -ilə işarə etsək, onda

$$E_k = \frac{mv^2}{2} \quad (5.12)$$

olar. (5.11) bərabərliyini

$$A = E_{k_2} - E_{k_1} \quad (5.13)$$

kimi də yazmaq olar. Buradan görünür ki, hərəkət edən cismin gördüyü iş onun kinetik enerjisinin dəyişməsinə bərabər olur.

Sistemin kinetik enerjisi sistemi təşkil edən nöqtələrin (cisimlərin) kinetik enerjiləri cəminə bərabər olar, yəni

$$E_k = \sum_{i=1}^n \frac{mv_i^2}{2} \quad (5.14)$$

2. Potensial enerji. Sistemin potensial enerjisi onu təşkil edən cisimlərin qarışıqlıq vəziyyətindən asılı olub, sistem bir haldan başqa hala keçdikdə görülən işlə ölçülür. Kütləsi m olan cismin ağırlıq qüvvəsinin təsirindən hərəkəti zamanı görülən işi hesablayaq. Fərz edək ki, cisim ağırlıq qüvvəsinin təsirindən BD əyrisi üzrə düşür (şəkil 5.3). Bu yolda görülən işi hesablamaq üçün, BD əyrisini elə kiçik ΔS_i hissələrinə bölək ki, hər bir hissəyə düz xətt parçası kimi baxmaq mümkün olsun. ΔS_i elementar yolunda görülən iş

$$A_i = p \cdot \Delta S_i \cdot \cos \alpha_i \quad (5.15)$$

olar.

Şəkildən görünür ki, $\Delta S_i \cdot \cos \alpha_i = \Delta h_i$ olduğundan (5.15)-i aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$A_i = p \cdot \Delta h_i \quad (5.16)$$

BD yolunda görülən bütün iş ΔS_i yollarında görülən işlərin cəminə bərabər olar:

$$A = \sum_{i=1}^m \Delta A_i = \sum_{i=1}^m p \cdot \Delta h_i = p \sum_{i=1}^m \Delta h_i = ph \quad (5.17)$$

Əgər cisim BC yolu ilə getmiş olsaydı, yenə də iş ph hasilinə bərabər olardı. Yəni, **ağırlıq qüvvəsinin gördüyü iş, yolun formasından asılı olmayıb, yalnız cismin başlanğıc vəziyyətinin onun son vəziyyətindən hansı hündürlükdə yerləşməsindən asılıdır. Gördüyü iş yolun formasından asılı olmayan qüvvələr potensiallı qüvvələr və ya konservativ qüvvələr adlanır. Potensial qüvvələrin qapalı yolda gördüyü iş sıfıra bərabərdir.**

Potensial qüvvələrin gördüyü işi xarakterizə etmək üçün potensial enerji anlayışından istifadə edilir.

Cisim h_1 hündürlükdən h_2 hündürlüyə düşürsə, bu zaman görülən iş $A = p(h_1 - h_2) = ph_1 - ph_2$ olar. $p = mg$ olduğunu nəzərə alsaq

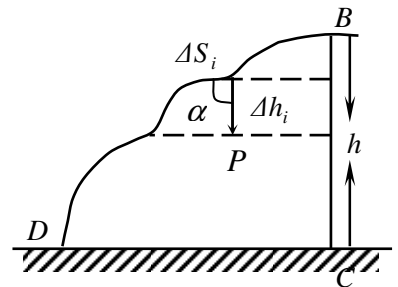
$$A = mgh_1 - mgh_2 \quad (5.18)$$

alırıq. Deməli, cisim h_1 -dən h_2 hündürlüyünə düşərkən görülən iş mgh kəmiyyətinin artımına bərabər olur. **Həmin bu mgh kəmiyyəti potensial enerji adlanır.** Yəni

$$E_p = mgh \quad (5.19)$$

Bunu nəzərə alsaq (5.16) ifadəsini

$$A = E_{p_1} - E_{p_2} = -(E_{p_2} - E_{p_1}) \quad (5.20)$$



Şəkil 5.3

şəklində yazmaq olar.

Deməli, ağırlıq qüvvəsinin təsirindən görülmüş iş cismin potensial enerjisinin dəyişməsinə bərabərdir:

$$A = -\Delta E_p \quad (5.21)$$

İndi isə deformasiya olunmuş yayın gördüyü işə baxaq. Bildiyimiz kimi, kiçik deformasiyalarda Hük qanununa əsasən əmələ gələn elastiki qüvvə mütləq deformasiya ilə düz mütənəsbdir (şəkil 5.4).

$$F_{el} = -kx$$

Yay dx qədər deformasiya edildikdə görülmüş iş şəkil 3.7-yə görə

$$dA = Fdx = -kxdx \quad (5.22)$$

kimi təyin olunur. Yay x_1 vəziyyətindən x_2 vəziyyətinə keçdiyindən, integrallama vasitəsilə ştrixlənmiş fiqurun sahəsi olaraq görülmüş işi təyin etmək olar:

$$A = -\int_{x_1}^{x_2} kxdx = \frac{kx_1^2}{2} - \frac{kx_2^2}{2} \quad (5.23)$$

(5.23) ifadəsindən aydın olur ki, sıxılmış yayın gördüyü iş $U = kx^2/2$ kimi təyin olunan kəmiyyətin əks işarə ilə dəyişməsinə bərabərdir. Burada da görülmüş iş yolun formasından asılı olmayıb yalnız başlanğıc (x_1) və son (x_2) vəziyyətləri ilə təyin olunduğundan, potensial enerji ilə xarakterizə oluna bilər. Beləliklə, **elastiki qüvvənin sahəsi də potensialdır və sıxılmış yay potensial enerjiyə malik olmaqla işgörmə qabiliyyətinə malikdir.**

Enerjinin vahidləri iş vahidləri kimidir.

Mexanikada enerjinin saxlanma və çevrilmə qanunu əsas qanunlardan biri olub, ixtiyari mexaniki sistemlər üçün doğrudur. İndi də bu qanunu aydınlaşdıraraq. Fərz edək ki, N sayda cisimdən ibarət olan qapalı sistem verilmişdir və sistemdəki cisimlər arasında yalnız konservativ qüvvələr təsir edir. Belə bir sistemi hər hansı 1 halından 2 halına keçirək. Bu halda sistemə təsir edən qüvvələr müəyyən iş görəcəkdir. Xarici qüvvələrin işi 0-a bərabər olduğu üçün (sistem qapalıdır) bu iş yalnız potensial və kinetik enerjilərin dəyişməsi hesabına görülmə bilər:

$$\left. \begin{aligned} A_{12} &= E_{p1} - E_{p2} \\ A_{12} &= E_{k1} - E_{k2} \end{aligned} \right\} \quad (5.24)$$

Buradan da alırıq ki,

$$E_{k2} - E_{k1} = E_{p1} - E_{p2}$$

və ya

$$E_{k1} + E_{p1} = E_{k2} + E_{p2} \quad (5.25)$$

Sistemin potensial və kinetik enerjilərinin cəmi bu sistemin tam enerjisi adlanır:

$$E_T = E_k + E_p \quad (5.26)$$

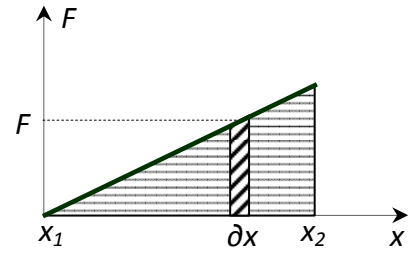
Bunu nəzərə alsaq, (5.25) ifadəsini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$E_{T1} = E_{T2} \quad (5.27)$$

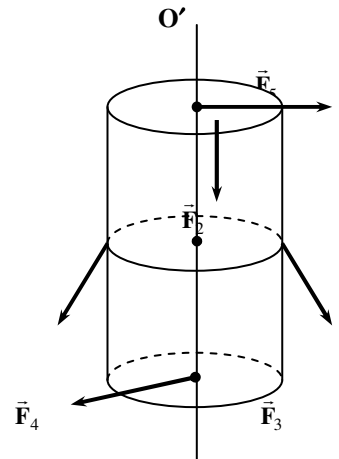
Deməli, sistemin 1-ci haldakı tam enerjisi 2-ci haldakı tam enerjisinə bərabərdir. Başqa sözlə, **sistemin tam enerjisi sabit qalır.**

$$E_T = \text{const} \quad (5.28)$$

11. Fırlanma hərəkətinin dinamikası



Şəkil 5.4



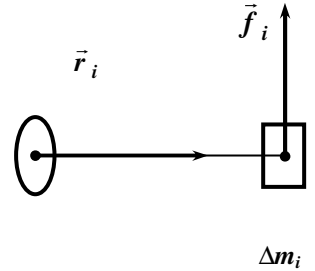
Tərpənməz ox ətrafında fırlanan cismin bütün nöqtələri çevrə üzrə hərəkət edirlər. Bu çevrələrin mərkəzləri bir ox üzərində yerləşir və bu oxa fırlanma oxu deyilir. Fırlanma oxu olan cismi fırlatmaq üçün, ona tətbiq olunan qüvvə fırlanma oxundan müəyyən məsafədə şəkil müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə təsir etməlidir. Şəkil 6.1-də göstərilən F_3 və F_4 qüvvələri cismi OO' oxu ətrafında fırlada bilər. Fırlanma oxundan müxtəlif məsafədə yerləşən cismin hissəciklərinin xətti sürət və təciləri müxtəlif olur, lakin bucaq sürətləri isə eyni olur.

Fırlanma hərəkətini xarakterizə edən əsas kəmiyyətlər: qüvvə momenti, ətalət momenti, impuls momenti və qüvvə momenti impulsdur.

Tutaq ki, bərk cismin Δm_i kütlə hissəsi fırlanma oxundan $\vec{r}_i$ məsafədədir (şəkil 6.2). Bu Δm_i -yə təsir edən daxili və xarici qüvvələrin əvəzləyicisini $\vec{f}_i$ ilə göstərək. Onda Nyutonun 2-ci qanununa əsasən yazsaq bilərik:

$$\Delta m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = \vec{f}_i \quad (6.1)$$

Bu tənliyin hər tərəfini vektorial olaraq r_i radius vektoruna vuraq:



Şəkil 6.2

$$\left[\vec{r}_i \Delta m_i \cdot \frac{d\vec{v}_i}{dt} \right] = [\vec{r}_i \cdot \vec{f}_i] \quad (6.2)$$

(6.2) düsturunun sağ tərəfi verilmiş cisim elementinə təsir edən **qüvvə momentini** verir. Yəni

$$\Delta \vec{M}_i = [\vec{r}_i \cdot \vec{f}_i] \quad (6.3)$$

(6.2)-ni aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$\left[\vec{r}_i \cdot \Delta m_i \cdot \frac{d\vec{v}_i}{dt} \right] = \frac{d}{dt} [\vec{r}_i \cdot (\Delta m_i \vec{v}_i)] = \left[\frac{d\vec{r}_i}{dt} \Delta m_i \vec{v}_i \right] = \Delta \vec{M}_i$$

Bu düsturda sağ tərəfdəki axırıncı ifadə iki kolleniar vektorların vektorial hasilı olduğundan 0-a bərabərdir. Yəni

$$\left[\frac{d\vec{r}_i}{dt} \Delta m_i \vec{v}_i \right] = [\vec{v}_i \cdot \Delta m_i \vec{v}_i] = 0$$

Onda,

$$\frac{d}{dt} [\vec{r}_i (\Delta m_i \vec{v}_i)] = \Delta \vec{M}_i \quad (6.4)$$

alırıq. Burada $[\vec{r}_i (\Delta m_i \vec{v}_i)]$ hasilı **impuls momentini** adlanır və $\Delta \vec{Z}_i$ ilə işarə olunur. Onda belə yazsaq bilərik:

$$\Delta \vec{Z}_i = [\vec{r}_i (\Delta m_i \vec{v}_i)] \quad (6.5)$$

Bu ifadədən görünür ki, **cisim elementinin impulsunun həmin elementin radius vektoruna hasilı impuls momentini verir**. Bunu nəzərə alsaq (6.4)-ü aşağıdakı kimi yazsaq bilərik:

$$\frac{d}{dt} (\Delta \vec{Z}_i) = \Delta \vec{M}_i \quad (6.6)$$

Deməli, **cisim elementinə təsir edən qüvvə momentini həmin elementin impuls momentinin zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir**.

(6.6)-nı bütün bərk cisim üçün yazsaq:

$$\frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n \Delta \vec{Z}_i = \sum_{i=1}^n \Delta \vec{M}_i \quad \text{və} \quad \sum_{i=1}^n \Delta \vec{Z}_i = \vec{Z}; \quad \sum_{i=1}^n \Delta \vec{M}_i = \vec{M}$$

olduğunu nəzərə alsaq;

$$\frac{d\vec{Z}}{dt} = \vec{M} \quad (6.7)$$

alınar. **Bu fırlanma hərəkəti dinamikasının əsas tənliyi adlanır.**

Fırlanma hərəkətinin kəmiyyətlərindən biri də ətalət momentidir. Ətalət momenti bərk cismin fırlanmasının ətalətliliyini xarakterizə edir: **Kütləsi m olan maddi nöqtənin oxa nəzərən ətalət momenti, həmin maddi nöqtənin kütləsi ilə fırlanma oxundan olan məsafənin kvadratı hasilinə deyilir və J hərfi ilə işarə edilir:**

$$J = mr^2 \quad (6.9)$$

Şəkil 6.3-də göstərilən cismin bütün elementar hissələrinin ətalət momentlərinin cəmi:

$$J = \Delta m_1 \cdot r_1^2 + \Delta m_2 \cdot r_2^2 + \dots + \Delta m_n \cdot r_n^2$$

$$J = \sum_{i=1}^n \Delta m_i r_i^2 \quad (6.10)$$

Cismin kütləsi kəsilməz paylanarsa ətalət momentini hesablamaq üçün integraldan istifadə olunur.

Misal üçün R -radiuslu silindrik səthin oxa nəzərən ətalət momenti: $J = \int dJ = \int r^2 dm = \int_0^R 2\pi\rho h r^3 dr = 2\pi h \rho \frac{R^4}{4}$ və

$m = \pi R^2 h \rho$ olduğunu nəzərə alsaq:

$$J = \frac{1}{2} m R^2 \quad (6.11)$$

olar.

Şteyner teoremindən istifadə edərək istənilən cismin ətalət mərkəzindən keçən oxa nəzərən ətalət momenti məlumdursa, bu oxa paralel olan oxa nəzərən ətalət momentini hesablamaq olar. Həmin teoremə görə $J = J_0 + mL^2$ olur. Burada, m - cismin kütləsi, L - oxlar arasındakı məsafədir.

Bəzi cisimlərin ətalət momentləri aşağıdakı düsturlarla təyin edilir:

1) Konusun ətalət momenti:

$$J = \frac{3}{10} m R^2;$$

2) Kürənin ətalət momenti:

$$J = \frac{2}{5} m R^2;$$

3) Nazik lövhənin ətalət momenti:

$$J = \frac{1}{4} m R^2;$$

Əgər cisim tərpənməz ox ətrafında sabit ω bucaq sürəti ilə fırlanırsa, onun kinetik enerjisi

$$E_k = \sum_{i=1}^n \Delta E_{ki} = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta m_i v_i^2}{2} = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta m_i (\omega^2 \cdot r_i^2)}{2} \quad (6.12)$$

olar. Burada $\sum \Delta m_i r_i^2 = J$ ətalət momentini verir. Bunu nəzərə alsaq,

$$E_k = \frac{J \omega^2}{2} \quad (6.13)$$

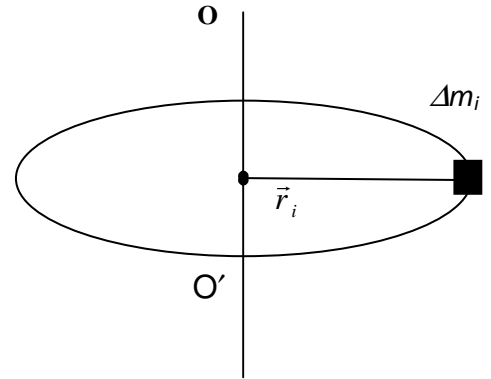
olar. Əgər cisim irəliləmə hərəkətində, həm də fırlanma hərəkətində iştirak etsə, bu cismin kinetik enerjisi

$$E_k = \frac{mv^2}{2} + \frac{J \omega^2}{2} \quad (6.14)$$

olar.

Fırlanma hərəkətində kütlə rolunu ətalət momenti oynayır.

12. İmpuls momenti və onun saxlanması qanunu.

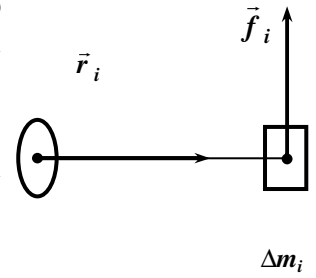


Şəkil 6.3

Fırlanma hərəkətini xarakterizə edən əsas kəmiyyətlər: qüvvə momenti, ətalət momenti, impuls momenti və qüvvə momenti impulsdur.

Tutaq ki, bərk cismin Δm_i kütlə hissəsi fırlanma oxundan $\vec{r}_i$ məsafədədir (şəkil 6.2). Bu Δm_i -yə təsir edən daxili və xarici qüvvələrin əvəzləyicisini $\vec{f}_i$ ilə göstərək. Onda Nyutonun 2-ci qanununa əsasən yaza bilərik:

$$\Delta m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = \vec{f}_i \quad (6.1)$$



Şəkil 6.2

Bu tənliyin hər tərəfini vektorial olaraq $\vec{r}_i$ radius vektoruna vuraq:

$$\left[\vec{r}_i \Delta m_i \cdot \frac{d\vec{v}_i}{dt} \right] = \left[\vec{r}_i \cdot \vec{f}_i \right] \quad (6.2)$$

(6.2) düsturunun sağ tərəfi verilmiş cisim elementinə təsir edən **qüvvə momentini** verir. Yəni

$$\Delta \vec{M}_i = \left[\vec{r}_i \cdot \vec{f}_i \right] \quad (6.3)$$

(6.2)-ni aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$\left[\vec{r}_i \cdot \Delta m_i \cdot \frac{d\vec{v}_i}{dt} \right] = \frac{d}{dt} \left[\vec{r}_i \cdot (\Delta m_i \vec{v}_i) \right] = \left[\frac{d\vec{r}_i}{dt} \Delta m_i \vec{v}_i \right] = \Delta \vec{M}_i$$

Bu düsturda sağ tərəfdəki axırıncı ifadə iki kolleniar vektorların vektorial hasili olduğundan 0-a bərabərdir. Yəni

$$\left[\frac{d\vec{r}_i}{dt} \Delta m_i \vec{v}_i \right] = [\vec{v}_i \cdot \Delta m_i \vec{v}_i] = 0$$

Onda,

$$\frac{d}{dt} \left[\vec{r}_i (\Delta m_i \vec{v}_i) \right] = \Delta \vec{M}_i \quad (6.4)$$

alırıq. Burada $[\vec{r}_i (\Delta m_i \vec{v}_i)]$ hasili **impuls momentini** adlanır və $\Delta \vec{Z}_i$ ilə işarə olunur. Onda belə yaza bilərik:

$$\Delta \vec{Z}_i = [\vec{r}_i (\Delta m_i \vec{v}_i)] \quad (6.5)$$

Bu ifadədən görünür ki, **cisim elementinin impulsunun həmin elementin radius vektoruna hasili impuls momentini verir**. Bunu nəzər alsaq (6.4)-ü aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$\frac{d}{dt} (\Delta \vec{Z}_i) = \Delta \vec{M}_i \quad (6.6)$$

Deməli, **cisim elementinə təsir edən qüvvə momentini həmin elementin impuls momentinin zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir**.

(6.6)-nı bütün bərk cisim üçün yazsaq:

$$\frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n \Delta \vec{Z}_i = \sum_{i=1}^n \Delta \vec{M}_i \quad \text{və} \quad \sum_{i=1}^n \Delta \vec{Z}_i = \vec{Z}; \quad \sum_{i=1}^n \Delta \vec{M}_i = \vec{M}$$

olduğunu nəzərə alsaq;

$$\frac{d\vec{Z}}{dt} = \vec{M} \quad (6.7)$$

alınar. **Bu fırlanma hərəkəti dinamikasının əsas tənliyi adlanır.**

Əgər xarici qüvvələrin momenti sıfıra bərabədirsə, yəni sistem qapalıdırsa,

$$\frac{d\vec{Z}}{dt} = 0, \quad \text{yaxud} \quad \vec{Z} = \text{const} \quad (6.8)$$

olar. (6.8) qapalı sistem üçün impuls momentinin saxlanma qanununu ifadə edir. **Qapalı sistem təşkil edən cisimlərin impuls momentləri cəmi sabit qalır.**

13. Fırlanma hərəkətinin kinetik enerjisi

Fırlanma hərəkətinin kinetik enerjisini tapmaq üçün, tərpənməz **oz** oxu ətrafında fırlanan bərk cismin hərəkətinə baxaq (şək.6). m_i elementar kütlənin xətti sürəti $v_i = \omega R_i$ -yə bərabər olduğundan, fırlanma oxundan R_i məsafədə olan, m_i elementar kütlənin kinetik enerjisi üçün alırıq:

$$W_k = \frac{m_i v_i^2}{2} = \frac{1}{2} m_i \omega^2 R_i^2 \dots (1)$$

Cismin kinetik enerjisi onun elementar hissələrinin kinetik enerjisindən ibarət olduğundan

$$W_k = \sum W_i = \frac{1}{2} \omega^2 \sum m_i R_i^2 \dots (2)$$

(şəkil 6 – da göstərilən $\vec{F}_i$ - xarici qüvvə, $\vec{f}_i$ isə daxili qüvvədir).

$m_i R_i^2 = J$ ətalət momenti olduğundan (2) mütənasibliyini aşağıdakı formada yazmaq olar:

$$W_k = \frac{1}{2} J \omega^2 \dots (3)$$

Əgər cisim irəliləmə hərəkətində, həm də fırlanma hərəkətində iştirak etsə, bu cismin kinetik enerjisi

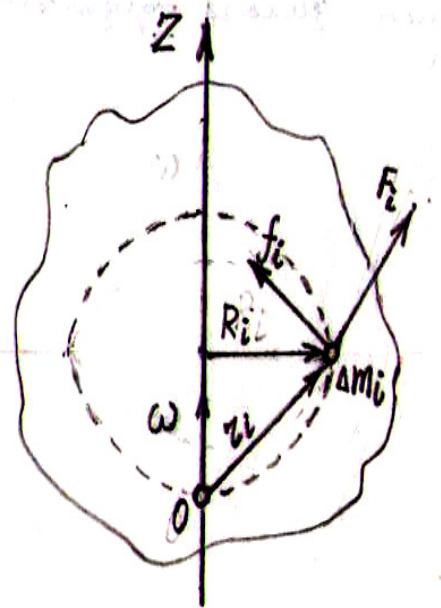
$$E_k = \frac{mv^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2}$$

olar.

Cismin fırlanması zamanı daxili qüvvələrin işi $A = 0$ olduğundan, xarici F_i qüvvənin işi üçün alırıq:

$$dA = \vec{N} \omega d\phi \dots, (4)$$

burada $\vec{N}$ - xarici qüvvələrin cəminin momentidir.



14. Mexaniki rəqslər və dalğalar

Harmonik rəqsi hərəkət elə hərəkətə deyilir ki, bu hərəkət zamanı cismin tarazlıq vəziyyətindən olan yerdəyişməsi sinus və ya kosinus qanununa tabe olur. Fərz edək ki, çevrə boyunca hər hansı bir B nöqtəsi bərabər sürətlə hərəkət edir. Bu zaman nöqtənin çevrənin CE diametri üzərindəki proyeksiyası (şəkil 8.1) O nöqtəsi ətrafında harmonik rəqs edir. O nöqtəsi rəqsi hərəkət edən nöqtənin tarazlıq mərkəzi adlanır. $OM=x$, *yəni tarazlıq mərkəzindən olan məsafə yerdəyişmə adlanır.*

Tarazlıq mərkəzindən ən çox uzaqlaşma məsafəsi, $OE=A$ rəqsin amplitudu adlanır. Nöqtənin (cismnin) bir tam rəqs etməsi üçün lazım olan zamana rəqsin periodu (T) deyilir.

Bir saniyədəki rəqslərin sayına rəqsin tezliyi (ν) deyilir. Tezlik və period arasındakı əlaqə $T = \frac{1}{\nu}$ və ya $\nu = \frac{1}{T}$ şəklindədir. Belə bir harmonik rəqsi hərəkətdə olan nöqtənin yerdəyişməsini, sürətini və təcilini hesablayaq (şəkil 8.1)

Fərz edək ki, çevrə üzrə hərəkət edən B nöqtəsi t zamanda B_t nöqtəsinə gəlmişdir. Bu müddətdə nöqtənin proyeksiyası O -dan M -ə gələcəkdir. Belə halda nöqtənin vəziyyəti φ bucağı ilə təyin olunacaqdır. OMB_t üçbucağından yazmaq olar:

$$\frac{OM}{OB_t} = \sin \varphi \quad (9.1)$$

Burada $OM = x$ və $OB_t = OC = A$ olduğundan, (9.1)-dən

$$x = A \sin \varphi \quad (9.2)$$

olar. Bir perioda bərabər olan zamanda ($t = T$), $\varphi = \frac{2\pi}{T}t = \omega t$ yazmaq olar. Bunu nəzərə alsaq, (9.2)-ni

$$x = A \sin \omega t \quad (9.3)$$

şəklində göstərmək olar. Burada $\omega = 2\pi/T$ –dir. (9.3) harmonik rəqsi hərəkətin tənliyidir.

Əgər rəqsi hərəkət müəyyən başlanğıc fazaya malik olarsa, (9.3) düsturu

$$x = A \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (9.4)$$

şəklini alar. Burada φ_0 –başlanğıc faza, ω isə **dairəvi tezlik** və ya **dövrü tezlik** adlanır.

Sadə halda $\varphi_0 = 0$ qəbul edilir. $x = A \sin \omega t$ tənliyindən istifadə edərək, rəqsi hərəkətdə olan nöqtənin sürətini və təcilini hesablayaq. Məlumdur ki, $v = \frac{dx}{dt}$ və $a = \frac{d^2x}{dt^2}$ –dir. Bunları nəzərə alsaq,

$$v = \frac{d(A \sin \omega t)}{dt} = A \omega \cdot \cos \omega t \quad (9.5)$$

və

$$a = \frac{dv}{dt} = -A \omega^2 \sin \omega t \quad (9.6)$$

alırıq. Burada $A \sin \omega t = x$ olduğu üçün

$$a = -\omega^2 x \quad (9.7)$$

yazmaq olar. Burada mənfi işarəsi təcilin yerdəyişmənin əksinə tarazlıq mərkəzinə doğru yönəldiyini göstərir. Harmonik rəqsi hərəkət **qaytarıcı qüvvənin** təsirindən baş verdiyindən, bu qüvvə

$$F = -kx \quad (9.8)$$

şəklində yerdəyişmə ilə mütənasibdir. Qaytarıcı qüvvə elastiki deformasiya zamanı meydana çıxan elastiki qüvvələrinə oxşadığından ona kvazielastiki qüvvə də deyirlər.

Nyutonun II qanununa görə

$$F = ma = m \frac{d^2x}{dt^2} \quad (9.9)$$

(9.8)-i (9.9)-da nəzərə alsaq,

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx \quad (9.10)$$

və ya

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + kx = 0 \quad (9.11)$$

alırıq. Axırını ifadənin hər tərəfini m -ə bölsək:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0 \quad (9.12)$$

alırıq. Burada $\frac{k}{m} = \omega_0^2$ qəbul etsək, (9.12)-ni aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (9.13)$$

(9.7) düsturunu (9.9)-da nəzərə alsaq,

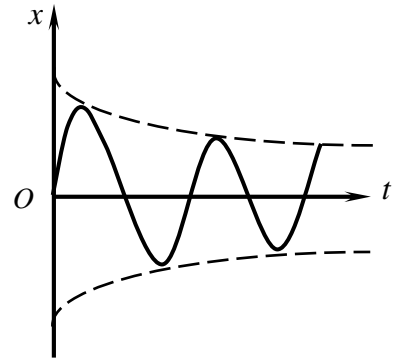
$$F = ma = -m\omega^2 x \quad (9.14)$$

şəklini alar.

Yuxarıda çıxardığımız düsturların müqayisəsindən aydın olur ki, rəqsi hərəkətdə olan maddi nöqtənin tarazlıq vəziyyətindən olan yerdəyişməsi, sürəti, təcili və fazası bir-biri ilə çox sıx əlaqədardır. Sürtünmə qüvvəsi olmadıqda kvazielastiki qüvvənin təsiri ilə hərəkət edən cismin hərəkəti (9.13) tənliyi ilə təsvir edilir. Bu tənliyin həlli

$x = A \cos(\omega t + \varphi)$ şəklində olur. Burada A -**rəqsin amplitudu**, $(\omega t + \varphi)$ - **rəqsin fazasıdır**.

Faza-rəqs başlayan andan periodun neçədə bir hissəsinin keçdiyini göstərən kəmiyyət olub, maddi nöqtənin rəqs halını xarakterizə edir. Harmonik rəqsi hərəkətə misal olaraq, rəq-qasların hərəkətini göstərmək olar.



Səkil 9.7

Zaman keçdikcə, müqavimət qüvvələrinin təsiri nəticəsində amplitudu kiçilən rəqslərə sönən rəqslər deyilir. Sönən rəqslərin amplitudunun azalma qanunu müqavimət qüvvələrinin xarakterindən asılıdır. Rəqqası tarazlıq vəziyyətindən çıxarılıb, sərbəst buraxsaq o, müəyyən müddətdən sonra dayanar. Rəqqasın bu cür rəqsləri **məxsusi (sərbəst) rəqslər**, onların tezliyi isə **məxsusi tezlik** adlanır.

Sönən rəqsin tənliyini çıxarmaq üçün rəqsi hərəkətin yaranmasına səbəb olan qüvvələri və müqavimət qüvvəsini yazıb cəmləmək lazımdır. Nisbətən kiçik sürətlərdə müqavimət qüvvəsi hərəkətin sürətilə mütənasib olur.

$$F_M = -r v = -r \frac{dx}{dt} \quad (9.45)$$

Burada, r - mühitin müqavimət əmsalıdır. Ətalət və kvazielastik qüvvələri də nəzərə almaqla rəqsi hərəkətin tənliyini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -r \frac{dx}{dt} - kx$$

və ya

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + kx = 0 \quad (9.46)$$

Bu ifadənin hər tərəfini m -ə bölsək:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{r}{m} \frac{dx}{dt} + \frac{k}{m} x = 0 \quad (9.47)$$

Əgər, $\frac{r}{m} = 2\beta$ və $\frac{k}{m} = \omega_0^2$ işarə etsək, alarıq:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0 \quad (9.48)$$

və ya

$$x'' + 2\beta x' + \omega_0^2 x = 0 \quad (9.49)$$

Bu tənlik sönən rəqsin tənliyidir. Burada, ω_0 - **rəqsin məxsusi tezliyi**, $\beta = \frac{r}{2m}$ kəmiyyəti isə - **rəqsi hərəkətin sönmə əmsalı** adlanır. (9.48) və ya (9.49) tənliyinin həllini

$$x = a_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (9.50)$$

şəklində axtarmaq lazımdır. $t=0$ olan halda $x_0 = a_0 \cos \varphi_0$ olur. Burada $x_0, t=0$ anında rəqsin başlanğıc amplitududur. (9.50) ifadəsində $a_0 e^{-\beta t}$ kəmiyyəti isə **sönən rəqsin amplitudu** adlanır. Deməli, zaman keçdikcə sönən rəqsin amplitudu eksponensial qanunla azalır. İndi də sönən rəqslərdə bir-birindən bir perioda bərabər müddət sonra baş verən rəqslərin amplitudları nisbətini hesablayaq. Aydındır ki, sönən rəqsin t -anında olan amplitudu

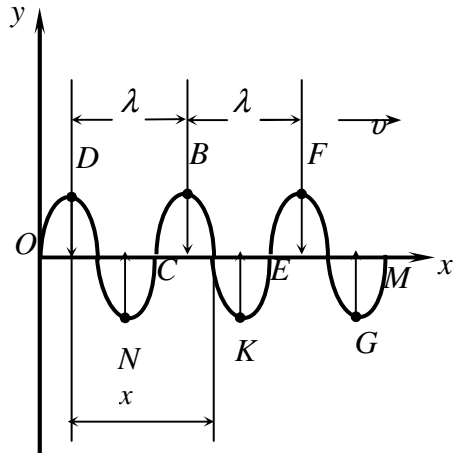
$A_t = a_0 e^{-\frac{r}{2m}t} = a_0 e^{-\beta t}$, $t+T$ anında isə $A_{(t+T)} = a_0 \cdot e^{-\beta(t+T)}$ olar. Bunların nisbəti isə,

$$\frac{A_t}{A_{(t+T)}} = e^{\beta T} = \text{const} \quad (9.51)$$

olar. Bu ifadənin loqarifmalasaq:

$$\ln \frac{A_t}{A_{(t+T)}} = \beta T \quad (9.52)$$

olar. (9.51) ifadəsi **sönmə dekrementi**, (9.52) ifadəsi isə **sönmənin loqarifmik dekrementi** adlanır.



Səkil 9.10

Rəqslərin elastiki mühitdə yayılması prosesi dalğa adlanır. Rəqsin yayılma istiqaməti dalğaların yayılma istiqaməti ilə eyni olarsa, belə dalğalar uzununa dalğalar, yox əgər dalğaların yayılma istiqamətinə perpendikulyar olarsa, bu cür dalğalar eninə dalğalar adlanır.

Tutaq ki, elastiki mühitdə yerləşən rəqs mənbəyi üç tam rəqs etmişdir və bu zaman üç dalğa (üç sinusoid) əmələ gələcəkdir (şəkil 9.10). Şəkildə oxlar ilə eyni anda nöqtələrin hansı istiqamətdə rəqsi hərəkət etdikləri göstərilmişdir. O, C, E, və M nöqtələrinin həmçinin D, B, F və N, K, G nöqtələrinin rəqs fazaları eynidir.

Fazaları eyni olan qonşu nöqtələr arasındakı məsafə dalğa uzunluğu adlanır. Sinusoidlərin OG oxu üzrə dəyişmə sürətinə **faza sürəti** deyilir. Bir periodda (T) yayılan dalğaların dalğa uzunluğu:

$$\lambda = vT \quad (9.56)$$

$T = \frac{\lambda}{v}$ olduğunu nəzərə alsaq, $\lambda v = v$ olar.

İndi də dalğa tənliyini müəyyən edək. Sadəlik üçün X oxu boyunca harmonik rəqsin yayılması halına baxaq. Nöqtənin tarazlıq vəziyyətinə görə (O nöqtəsi) yerdəyişməsinə u ilə işarə edək. Şəkildə göstərilən eninə dalğaların $t=0$ anında rəqs tənliyi $y_0(t) = A \sin \omega t$ olacaqdır. Çünki qeyd etdiyimiz kimi götürdüyümüz rəqs harmonikdir. Deməli mənbənin rəqsi sinusoidal qanun üzrə olur. Bu cür qanun üzrə hərəkətə başlayan mənbə onunla qonşu olan mühitin nöqtələrini də hərəkətə başlamağa məcbur edir. Çünki mühit elastikdir və hissəciklər bir-birilə əlaqədardır.

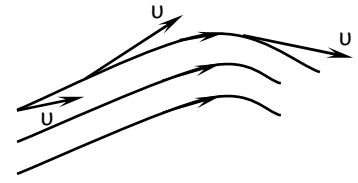
İxtiyari dalğa üçün

$$y = A \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right) = A \cdot \sin \left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi x}{vT} \right)$$

Bu tənlikdən görünür ki, dalğanın bütün nöqtələri eyni amplitud (A) və eyni periodla (T), lakin müxtəlif başlanğıc faza ilə rəqs edirlər. Belə ki, M nöqtəsinin rəqs fazası, koordinat başlanğıcında yerləşən O nöqtəsinin fazasından $\frac{2\pi x}{vT}$ qədər fərqli olur.

15. Mayelərin hərəkəti. Bernulli tənliyi

Hidrodinamika-sıxılmayan mayelərin hərəkətini və bu mayelərin bərk cisimlərlə qarşılıqlı təsirini öyrənən elmdir. Maye hərəkətini təsvir etmək üçün, mayenin hər bir hissəciyinin vəziyyətini zamanın funksiyası kimi vermək olar, başqa sözlə desək mayenin hərəkət halını fəzanın hər bir nöqtəsi üçün sürət vektorunu zamanın funksiyası kimi göstərməklə təyin etmək olar. Fəzanın bütün nöqtələri üçün təyin olunmuş $\vec{v}$ sürət vektorları çoxluğu **mayenin axın sahəsi** adlanır. **Cərəyan xətləri** mayenin axını istiqamətində bir-biri ilə kəsişməyən elə istiqamətlənmiş xətlərdir ki, istənilən nöqtədə çəkilən toxunan mayenin axın sürətinin istiqamətini, cərəyan xətlərinin sıxlığı isə ədədi qiymətini təyin edir. Hərəkətdə olan mayedə cərəyan xətlərini elə çəkək ki, hər bir nöqtədə onlara çəkilən toxunan $\vec{v}$ vektoru ilə üst-üstə düşsün. Cərəyan xətləri ilə hüdudlanmış fəza **axın və ya cərəyan borusu** adlanır (şəkil 8.1). Axın borusunda hərəkət edən maye borunu tərk etmir, boruya başqa maye hissəciyi daxil olmur. $\vec{v}$ vektorunun qiyməti və istiqaməti hər bir nöqtədə zamandan asılı olaraq dəyişə bildiyindən, axın xətlərinin mənzərəsi də fasiləsiz olaraq dəyişir.



Şəkil 8.1

Mayelərin hərəkətini öyrənərkən əsas üç şərt qəbul edilir: 1) maye sıxılmayandır; 2) maye ideal mayedir; 3) mayenin hərəkəti qərarlaşmış hərəkətdir.

Sıxılmayan maye dedikdə hərəkət zamanı sıxlığın bütün axın borusunda sabit qalma ($\rho = \text{const}$) başa düşülür. Həqiqi mayelər üçün bu şərt kifayət qədər dəqiqliklə ödənilir, çünki mayelər sıxılmaya qarşı güclü müqavimət göstərir. Əgər mayenin hərəkəti zamanı hərəkət sürəti səsin sürətindən çox-çox kiçikdirsə, belə maye və qaz praktik olaraq sıxılmayan maye və qaz kimi qəbul edilir. Yəni, $v_{\text{maye}} \ll v_{\text{ses}}$.

Maye o vaxt ideal maye kimi hesab edilə bilər ki, onun ayrı-ayrı təbəqələri bir-birinə nisbətən hərəkət etdikdə yaranan daxili sürtünmə nəzərə alınmır.

Qərarlaşmış hərəkətdə, mayenin hərəkət etməsinə səbəb olan xarici qüvvələr zamandan asılı olmur və bu zaman maye hissəciklərinin sürəti fəzanın hər bir verilmiş nöqtəsi üçün sabit olacaqdır.

1738 – ci il Bernulli, ideal və sıxılmayan mayelərin qərarlaşmış hərəkəti üçün çox vacib olan bir tənlik çıxarmışdır.

$$P_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 = P_2 + \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 \quad (8.5)$$

S_1 və S_2 kəsikləri ixtiyari seçilə bilər və ona görə də

$P + \frac{\rho v^2}{2} + \rho g h$ kəmiyyəti istənilən boru kəsiyi üçün sabit olur.

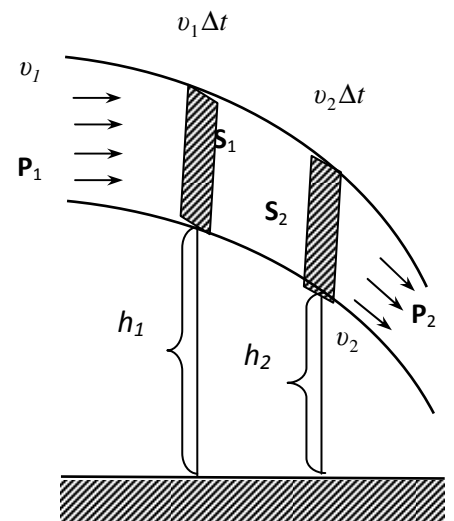
Yəni

$$P + \frac{\rho v^2}{2} + \rho g h = \text{const} \quad (7.6)$$

Bu tənlik **Bernulli tənliyi** adlanır. (8.6) – da P – **statistik təzyiq**, $\rho g h$ – **hidravlik təzyiq**, $\frac{\rho v^2}{2}$ – isə **dinamik təzyiq** adlanır.

Buradan görünür ki, tam təzyiq (maye hərəkət edərkən) sabit qalır

Axan maye daxilindəki təzyiq məlum olarsa, **Pito borusu** vasitəsilə mayenin axma sürətini təyin etmək olar (şəkil 8.1). Üfqi maye borusuna ($h_1 = h_2$) iki boru elə birləşdirilir ki, ikinci boruda maye hərəkətsiz qalır ($v_2 = 0$). Bu hala uyğun Bernulli tənliyi



Şəkil 8.1

$$P_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} = P_2 \quad (8.8)$$

olur və mayenin axın sürəti isə

$$v_1 = \sqrt{\frac{2(P_2 - P_1)}{\rho}} \quad (8.9)$$

düsturu vasitəsilə P_1 və P_2 -nin təcrübi qiymətlərinə əsasən təyin olunur.

16. Molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas müddəaları. Molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyi

MKN əsas ideyaları qaz halında olan maddələr üzərində aparılan təcrübi nəticələr əsasında formalaşmışdır. Bu faktların bəzilərinə nəzər salaq.

- Qazların yüksək sıxılma qabiliyyəti bərk və maye hallarına nisbətən onların molekullarının bir-birindən çox böyük məsafədə yerləşməsi ilə əlaqədardır.

- Qazların miqdardan asılı olmadan yerləşdiyi qabın bütün həcmi tutması onun molekulları arasında qarşılıqlı təsirin zəif olmasını sübuta yetirir.

- Qarışdırılan qazların və mayələrin asanlıqla birinin digərinə nüfuz etməsi (*diffuziya hadisəsi*) bir qazın molekullarının digər qazın «molekulları arasındakı boşluqlarda» hərəkət etdiyini nümayiş etdirir.

- Qazın yerləşdiyi qabda yaratdığı təzyiq, onun molekullarının qabın divarına endirdiyi zərbələr hesabına formalaşır. Qazın sıxlığının artması ilə təzyiqin artması, qabın divarına zərbə endirən molekulların sayının artmasının göstəricisidir.

Brown hərəkəti – kiçik hissəciklərin maye və qazlarda xaotik trayektoriya üzrə hərəkəti ona molekullar tərəfindən endirilən zərbələrin assimetriyası ilə əlaqədardır.

Bu təcrübi müşahidələr MKN üç əsas müddəasını formalaşdırmağa imkan yaratdı:

1. Bütün cisimlər ən kiçik maddə hissəciyi olan atom və ya molekullardan ibarətdir.

2. Atom və molekullar dayanmadan hərəkət edirlər, bu hərəkət xaotik (*qarma-qarışıq*) xarakterlidir və istilik hərəkəti adlanır.

3. Maddənin atom və molekulları qarşılıqlı təsirdədirlər. Molekullar arasında qarşılıqlı təsir molekulun tipindən və onlar arasında məsafədən asılıdır. Bu isə maddələrin müxtəlif aqrekat hallarının mövcudluğunu müəyyənləşdirir.

MKN əsasən qaz halında olan maddələrin xassələrini aydınlaşdırır. Qaz halında maddələrin molekulları arasında məsafə molekulların öz ölçülərinə nəzərən çox böyük olduğundan, molekullara qarşılıqlı təsirdə olmayan maddi nöqtələr kimi baxmaq olar. *Molekulların məxsusi ölçüləri və aralarında qarşılıqlı təsir nəzərə alınmayan maddələr ideal qaz adlanır.* Beləliklə, ideal qaz üçün molekulların potensial enerjisi və həcmi «0» götürülür ($E_p = 0$, $V_m = 0$). İdeal qazın molekulu 1 atomdan təşkil olunarsa, onun tam enerjisi yalnız atomların irəliləmə hərəkətinin ε kinetik enerjiləri cəmindən ibarət olacaqdır. Xaotik hərəkət sürəti v_i , molekullarının sayı N olan ideal qazın enerjisi

$$E = \sum_{i=1}^N \varepsilon_i = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N m v_i^2 = \frac{1}{2} m \sum_{i=1}^N v_i^2 \quad (5.1)$$

olar. Molekulların kütlələri eyni, sürətləri isə müxtəlifdir. Bir molekulaya düşən *orta enerji* bütün molekullar üçün eyni olmaqla,

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{2} m \overline{v^2} \quad (5.2)$$

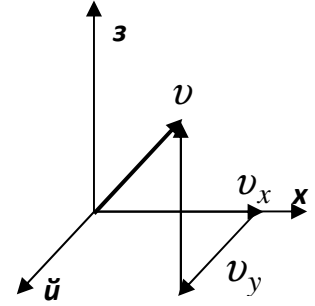
kimi təyin olunur. Burada $\sqrt{\overline{v^2}}$ - *orta kvadratik sürət* adlanır və

$$\overline{v^2} = \frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2}{N} \Rightarrow \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2}{N}} \quad (5.3)$$

ifadəsi ilə təyin olunaraq, sürətin hesabi orta qiymətindən fərqlənir. Molekulların *hesabi orta sürəti (sadəcə orta sürəti)*

$$\bar{v} = \frac{v_1 + v_2 + \dots + v_N}{N} \quad (5.4)$$

kimi təyin olunur. (5.4) və (5.3) ifadələrinin müqayisəsindən $\sqrt{\overline{v^2}} > \bar{v}$ olması aydınlaşır. İstənilən i -ci molekulun sürət vektoru koordinat oxları üzrə v_x , v_y , v_z toplananlarına ayırılabilir (Şəkil 5.1)



Şəkil 5.1

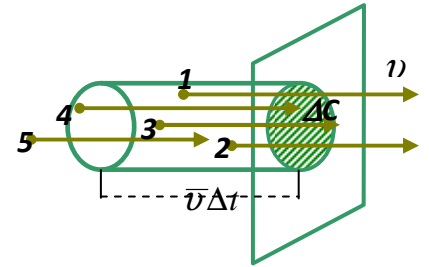
Sürət vektoru kvadratının orta qiymətini hesablayaq:

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \Rightarrow \overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2} \quad (5.5)$$

Xaotik hərəkət edən molekulun bütün istiqamətlərə hərəkəti eyni ehtimallı olduğundan, koordinat oxları üzrə proyeksiyalarının orta qiyməti bir-birinə bərabər götürülə bilər və

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2} = \frac{1}{3} \overline{v^2} \quad (5.6)$$

kimi hesablanır. Molekulların hərəkəti nəticəsində x - oxuna perpendikulyar ΔS en kəsiyindən keçən sayı hesablayaq: Qaz yerləşən qabda olan molekulların ümumi sayı N olarsa, onlardan $\frac{1}{3}N$ -i x - oxu boyunca, $\frac{1}{6}N$ -i isə x - oxunun



Şəkil 5.2

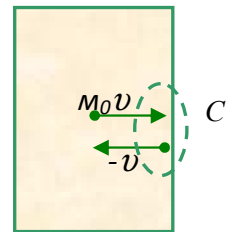
müsbət istiqamətində qoyulmuş ΔS səthinə doğru hərəkət edəcəkdir. Δt müddətində o molekullar ΔS səthinə keçəcəklər ki, onlar $\bar{v}$ sürətinə malik olmaqla, x - oxunun müsbət istiqamətində hərəkət edərək oturacağı ΔS , doğurarı $\bar{v} \cdot \Delta t$ olan silindrin daxilində yerləşinlər (Şəkil 5.2). Şəkiləki 1-4 molekulları ΔS səthinə keçir. Bu sərti ödəməyən 5 molekulu isə x - oxunun müsbət istiqamətində hərəkət etsə də, ΔS səthindən keçə bilmir. Göstərilən silindrik həcmdə olan molekulların sayı $N = n \Delta S \bar{v} \cdot \Delta t$, ΔS səthindən bu müddətdə keçənlərin sayı isə,

$$N_+ = \frac{1}{6} N = \frac{1}{6} n \Delta S \bar{v} \cdot \Delta t \quad (5.7)$$

olar. Burada n -vahid həcmdə olan molekulların sayı – *konsentrasiya*dır və $n = \frac{N}{V}$ kimi təyin olunur.

Fərz edək ki, qabda yerləşən qaz o dərəcədə seyrəkləşdirilib ki, molekullar bir-birindən asılı olmayaraq v sürəti ilə hərəkət edirlər.

Qazın təzyiqi onun molekullarının qabın divarına endirdiyi zərbələr nəticəsində yaranır. Şəkil 5.3- də m_0 kütləli molekulun qabın divarına zərbə endirərək əks olunması təsvir olunmuşdur. Molekulun kütləsi qabın kütləsindən çox kiçik olduğundan, molekulun qabın divarına elastiki zərbəsi nəticəsində onun modulca eyni v sürəti ilə geri sıçramasını qəbul edə bilərik (bax § 3.5, kürələrin mərkəzi zərbəsi). Zərbə nəticəsində molekulun qabın divarına verdiyi impuls



Şəkil 5.3

$$\Delta K = m_0 [v - (-v)] = 2m_0 v = F \cdot \Delta t \quad (5.9)$$

kimi qüvvə impulsuna bərabər olacaqdır. ΔN sayda molekulun divara zərbə vuraraq impuls verdiyindən, yaranan təzyiq qüvvəsi qazın P təzyiqi ilə S səthinin sahəsinin hasilinə bərabər olacaqdır. Bu mülahizələrdən istifadə edərək (5.7) və (5.9) ifadələr əsasında qazın təzyiqini təyin edək:

$$P \cdot S \cdot \Delta t = \Delta K \cdot \Delta N_+ = 2m_0 v \cdot \frac{1}{6} n S v \cdot \Delta t \quad (5.10)$$

$$P = \frac{1}{3} n m_0 \overline{v^2} = \frac{2}{3} n \overline{\varepsilon_{kin}}$$

Burada müxtəlif molekulların sürətlərinin müxtəlif ola bilməsi nəzərə alınaraq sürətinin kvadratı (v^2) orta kvadratik sürətilə ($\overline{v^2}$) əvəz edilmişdir. (5.10) ifadəsi ölçülə bilən makroskopik parametr təzyiqlə mikroskopik parametr olan molekulun sürəti (enerjisi) arasında əlaqə yaradır və buna görə də **MTN əsas tənliyi** adlanır. Bu tənliyin nəticələrinə baxaq:

V həcmində qaz molekullarının konsentrasiyası $n = \frac{N}{V}$ kimi təyin olunduğundan, (5.10) tənliyi uyğun çevrilmələrdən sonra

$$PV = \frac{2}{3} N \overline{\varepsilon_{kin}} = \frac{2}{3} E \quad (5.11)$$

şəklinə düşür. Burada E ideal qazın bütün molekullarının kinetik enerjiləri cəmi, yəni *ideal qazın enerjisi*dir.

Molekulyar fizikada $0,012\text{kg}$ karbonda yerləşən molekulların sayı N_A – *Avaqadro ədədi* adlanır. Bu sabit ədəd $N = 6,02 \cdot 10^{23} \text{mol}^{-1}$ qiymətinə malikdir. Avaqadro ədədi sayda molekulun kütləsi isə ($M = m_0 \cdot N_A$) *molyar kütlə* adlandırılır. M -in vahidi $\frac{\text{kg}}{\text{mol}}$ - dur. İstənilən m kütləsini təşkil edən molların sayı *maddə miqdarı* adlanır və

$$\nu = \frac{m}{M} = \frac{N}{N_A} \quad (5.12)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. ν -nin vahidi BS-də 7 əsas vahiddən biridir və **mol** adlanır. (5.12) ifadəsindən m kütləli maddədə molekulların sayı

$$N = \frac{m}{M} N_A \quad (5.13)$$

olar. Bu təyinatı (5.11)- də nəzərə alaq:

$$PV = \frac{2}{3} \frac{m}{M} N_A \overline{\varepsilon_{kin}} \quad (5.14)$$

Molekulun orta kinetik enerjisi ölçüsü olaraq molekulyar fizikada **temperatur** anlayışından istifadə olunur. Temperaturun ölçü vahidi BS-də əsas vahid götürülür və **Kelvin (K)** adlanır. Kelvinlə ölçülən orta kinetik enerji mütləq temperatur adlanır və T ilə işarə olunur. Belə təyinatda 1 sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji $\frac{1}{2} kT$ -yə bərabər götürülür. Burada Coulla ölçülən enerji ilə Kelvinlə ölçülən enerji arasında mütənasiblik əmsalı olan k -*Bolsman sabiti* adlanır. Bu sabitin qiyməti $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{C/K}$ -dir.

Biratomlu molekul kütlə mərkəzinin koordinatları kimi üç sərbəstlik dərəcəsinə malik olduğundan, molekulun orta kinetik enerjisini temperaturla

$$\overline{\varepsilon_{kin}} = \frac{3}{2} kT \quad (5.15)$$

şəklində əlaqələndirə bilərik. Bu ifadəni (5.14) də nəzərə alaq:

$$PV = \frac{m}{M} N_A \cdot kT = \frac{m}{M} RT \quad (5.16)$$

$R = N_A \cdot k$ *universal qaz sabiti* adlanır və qiyməti $R = 8,31 \frac{\text{C}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$ -dir. (5.16) ifadəsi *ideal*

qazın hal tənliyi – Mendeleyev-Klapeyron tənliyi adlanır. Bu tənlik ideal qazın üç makroskopik parametri olan təzyiq, həcm və temperaturu əlaqələndirir.

(5.16) ifadəsində (5.13)-ü nəzərə alıb təzyiqi tapsaq

$$P = \frac{N}{V} kT \Rightarrow P = nkT, \quad (5.17)$$

onun temperaturla mütənasib olmasını təyin edərik. Buradan çox vacib nəticə alınır. *Müxtəlif qazların molekulların kütləsi fərqlənsə də, eyni temperaturda bütün qazların molekulunun orta kinetik enerjisi eyni qiymətə malik olur.* (5.2) və (5.15) ifadələrini tutuşdursaq,

$$\sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad (5.18)$$

- orta kvadratik sürətin temperaturunun kvadrat kökü ilə mütənasib olmasını təyin edərik. (5.18) ifadəsindən istifadə edərək otaq temperaturunda ($\sim 300K$) müxtəlif qazlar üçün sürətin qiymətinin *bir neçə yüz (!) m/san* olduğunu müəyyənə bilərik. H_2 qazı üçün orta kvadratik sürət hətta 2000 m/san -yə çatır. Molekulların belə böyük sürətlə istilik hərəkətində olması Ştern tərəfindən aparılan təcrübələr vasitəsilə öz təsdiqini tapmışdır.

İdeal qazın hal tənliyi

İdeal qaz nədir?

Qarşılıqlı təsirdə olmayan maddi nöqtələr çoxluğunun malik olduğu xassələr malik olan qaz ideal qaz adlanır. Başqa sözlə abstrakt (müərrəd) məfhum olan ideal qaz dedikdə bu qazın molekulları arasında qarşılıqlı tə'sir qüvvələri və molekulların ölçüləri nəzərə alınmır. Çox da kiçik olmayan temperaturlarda və kifayət qədər kiçik təzyiqlərdə mövcud olan qazlar seyrəldilmiş qazlar öz xassələrinə görə ideal qaza yaxındırlar. Beləki otaq temperaturunda və aşağı təzyiqdə helium qazı kifayət qədər dəqiqliklə ideal qaz qanunlarına tabe olur. Qazın olduğu qabın divarlarına təzyiq göstərməsi onun əsas xassəsidir. Məhz bu xassəsinə görə əksər hallarda qazın varlığını aşkar etmək olur. Qazın halı təzyiqdən əlavə həcm və temperatur kimi kəmiyyətlərlə xarakterizə olunur. Boyle, Lyussak və Şarl bu kəmiyyətlərdən birini sabit saxlamaqla qalan iki kəmiyyətdən birinin dəyişilməsindən asılı olaraq digərinin necə dəyişilməsini izləməklə təcrübi qaz qanunlarını müəyyən etmişlər:

$$(2) \underset{\text{Boyle}}{PV = \text{const}} (T = \text{const}); \quad (3) \underset{\text{Lyussak}}{P/T = \text{const}} (V = \text{const}); \quad (4) \underset{\text{Şarl}}{\frac{V}{T} = \text{const}} (P = \text{const}).$$

(4) tənliyi göründüyü kimi $P = \text{const}$ olduqda doğrudur. Qazın həcmi isə əhəmiyyətli dərəcədə təzyiqdən və temperaturdan asılıdır. Buna görə də qazın həcmi, təzyiqi, temperaturu və qazın kütləsi arasında münasibəti müəyyən etmək lazımdır. Bu münasibət qazın hal tənliyi adlanır: (2), (3), (4)-ü birləşdirsək

$$PV \sim T \quad (5) \quad \text{alırıq.}$$

Bu tənlikdə temperatur, həcm və təzyiq sabit qaldıqda uyğun olaraq (2), (3) və (4)-ü alırıq.

Nəhayət qaz miqdarının (yaxud kütləsinin) tə'sirini nəzərə almaq lazımdır. Dəqiq təcrübələr göstərir ki, sabit temperatur və sabit təzyiqdə V həcmi qazın kütləsinə düz mütənasib olaraq artır:

$$PV \sim mT \quad (6)$$

Əgər qaz kütləsi əvəzinə maddə miqdarı (mol sayı) istifadə etsək mütənasiblik əmsalı bütün qazlar üçün eyni olar.

(6) – da ν maddə miqdarını daxil etsək

$$PV = \nu RT \quad (7) \quad \left(\nu = \frac{m}{\mu} = \frac{N}{N_A} \right)$$

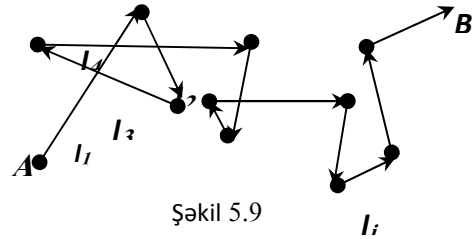
R-mütənasiblik əmsalı olub universal qaz sabiti adlanır: $R = 8,31 = \frac{\tau}{\text{mol} \cdot k} = 0,082$;

$$\frac{l \cdot \text{atm}}{\text{mol} \cdot k} = 1,99 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot k}$$

(7) tənliyi ideal qazın hal tənliyi- Mendeleyev-Klapeyron tənliyi adlanır.

17. Sərbəst yolun orta uzunluğu. Molekulların toqquşmalarının orta sayı

Molekulların xaosik hərəkəti və bir-birinə qarışmasının nəticəsi olaraq daşınma hadisələri – maddənin, implusun və enerjinin daşınması baş verir. Bu hadisələr uyğun olaraq diffuziya, daxili sürtünmə və istilikkeçirmə effektləri adlanır. Molekulların istilik sürətinin böyük olmasına baxmayaraq, bu hadisələr çox ləng gedir, baş vermə müddəti çox böyükdür. Belə ki, otağın bir tərəfindən kəskin iyli qazın digər tərəfdə hiss olunmasına, qızdırıcıdan istiliyin yayılmasına və s. kifayət qədər böyük zaman lazım gəlir. Belə əksliyi aradan qaldırmaq üçün fərz olunur ki, molekullar xaosik hərəkətləri zamanı külli miqdarda toqquşmalara məruz qalırlar. Kütlələri eyni olan molekulların bir-biri ilə toqquşması nəticəsi olaraq öz hərəkət istiqamətlərini daim dəyişirlər. Beləliklə, molekulun A nöqtəsindən B nöqtəsinə yerdəyişməsi çoxlu miqdarda sınıq xətlərdən ibarət olur. Sxematik olaraq belə sınıq xətt şəkil 5.9-da təsvir olunmuşdur.



Şəkil 5.9

Şəkildən göründüyü kimi ardıcıl toqquşmalar arasında molekul müəyyən l_i yolunu istilik sürəti ilə qət edir. Lakin növbəti toqquşma onun trayektoriyasını dəyişdirir və bu proses N sayda toqquşma nəticəsində molekulun B nöqtəsinə çatmasına gətirir. Bu səbəbdən molekul öz ilkin mövqeyindən çox kiçik sürətlə uzaqlaşır. Molekulun iki ardıcıl toqquşması arasında getdiyi l_i məsafəsinə **sərbəst yolun uzunluğu** deyilir. Toqquşmalar tam təsadüfi və xaosik baş verdiyindən, sərbəst yollar olan $l_1, l_2, \dots, l_i$ bir-birinə bərabər olurlar. Molekulların iki ardıcıl toqquşma arasında qət etdiyi məsafəni xarakterizə etmək üçün qaçış yollarının orta qiymətini

$$\bar{l} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N l_i \quad (5.33)$$

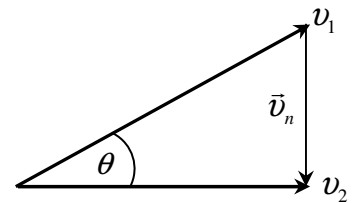
ifadəsi vasitəsilə hesablanan **sərbəst yolun orta uzunluğu** anlayışından istifadə olunur. Bu kəmiyyəti hesablamaq üçün qazın konkret modelindən istifadə olunmalı, molekulların ölçüsü nəzərə alınmalıdır.

Qaz molekullarına radiusu r , diametri d olan, yalnız bir-birinə toxunduqda qarşılıqlı təsirdə olan sərt – deformasiya olunmayan kürələr kimi baxaq. Baxılan molekul yalnız toxunduğu molekul ilə qarşılıqlı təsirdə olur, yerdə qalan $N - 2$ sayda molekul ilə isə qarşılıqlı təsir nəzərə alınmır. Belə qaz artıq ideal qazdan fərqlənir, çünki molekulun ölçüsü nəzərə alınır. Toqquşan iki molekulun hərəkət istiqamətləri arasında bucaq θ , sürətlərin modulu isə v_1 və v_2 olarsa (şəkil 5.10), onların bir-birinə nəzərən nisbi sürəti kosinuslar teoreminə görə

$$v_n^2 = v_1^2 + v_2^2 - 2v_1v_2 \cos \theta \quad (5.34)$$

kimi hesablanır. Nisbi sürət onu göstərir ki, sanki molekulardan biri sükunətdə olarsa, o biri molekul sükunətdəki molekulə nəzərən v_n sürəti ilə hərəkət edir. Molekulların toqquşması zamanı θ bucağı $0 \div \pi$

aralığında bütün qiymətləri ala bildiyindən, $\cos \theta$ -nin orta qiymətinin «0», $\overline{v_n^2} = \overline{v_1^2} = \overline{v_2^2}$ orta kvadratik sürətə bərabər olmasını nəzərə alaraq, (5.34) ifadəsinin orta qiymətini hesablayaq:



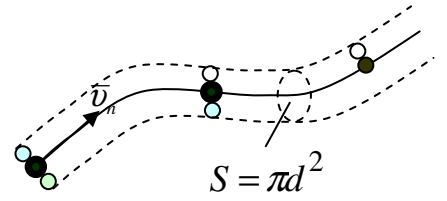
$$\vec{v}_1 - \vec{v}_2 = \vec{v}_n$$

Şəkil 5.10

$$\overline{v_n^2} = 2\overline{v^2} ; \quad \overline{v_n} = \sqrt{2}\sqrt{\overline{v^2}} \cong \sqrt{2}\overline{v} \quad (5.35).$$

Beləliklə, molekulaların nisbi sürəti orta kvadratik sürətdən $\sqrt{2}$ dəfə böyükdür.

Sərbəst yolun orta uzunluğunu hesablamaq üçün baxılan molekuldan başqa bütün molekulları sükunətdə götürək. Bu halda baxılan molekul $\overline{v_n}$ sürəti ilə sınıq xətt üzrə hərəkət edərək digər molekullarla toqquşur (Şəkil 5.11). Baxılan molekul hərəkəti zamanı $v_n \cdot t$ məsafəsinə qət edərək en kəsiyinin radiusu $2r = d$, doğurarı $v_n \cdot t$ olan sınıq xətti $V_s = 4\pi r^2 \cdot v_n \cdot t$ silindrik həcmdə yerləşən bütün molekullarla toqquşacaqdır.



Şəkil 5.11

Qaz molekullarının konsentrasiyası n olarsa, baxılan silindrik həcmdəki molekulların

$$N = n \cdot V_s = n \cdot 4\pi r^2 \cdot v_n \cdot t \quad (5.36)$$

sayı elə molekulun t müddətində toqquşmalarının sayını təyin edəcəkdir. Molekulun t müddətində qət etdiyi məsafə $\overline{v} \cdot t$ olduğundan iki ardıcıl toqquşma arasında məsafə

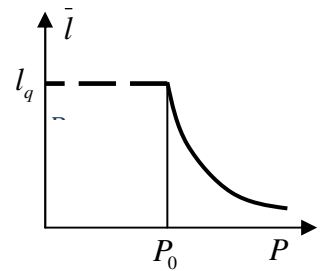
$$\bar{l} = \frac{\overline{v} \cdot t}{N} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot 4\pi r^2 \cdot n} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n} \quad (5.37)$$

olar. Konsentrasiyanın (5.17) ifadəsini nəzərə alsaq, molekulların orta sərbəst yolu üçün

$$\bar{l} = \frac{kT}{\sqrt{2} \cdot 4\pi r^2 \cdot P} \quad (5.38)$$

ifadəsini alırıq. Göründüyü kimi, baxılan temperaturda qaz molekullarının sərbəst yolunun orta uzunluğu təzyiqlə tərs mütənəsbdir. Bu kəmiyyəti qiymətləndirək. Otaq temperaturunda $P = 1 \text{ atm} = 10^5 \text{ Pa}$, $T = 300 \text{ K}$, $r \approx 10^{-10} \text{ m}$ olduğu nəzərə alınarsa, $\bar{l} \approx 10^{-7} \text{ m}$, toqquşmaların sayı isə $N = \frac{\overline{v}}{\bar{l}} = 10^{10} \text{ san}^{-1}$ alırıq. Beləliklə normal şəraitdə qaz molekulu hər saniyədə 10^{10} (*onmilyard!*) toqquşmaya məruz qalır və buna görə də onun orta sərbəst yolu mikronun hissələrinə bərabər olur.

Qazın təzyiqi azalarsa, sərbəst yolun uzunluğu artar və təzyiqin elə bir P_0 qiyməti alınır ki, $\bar{l}$ qazın yerləşdiyi qabın l_q ölçüsünə bərabər olar. Bu halda qaz molekulu toqquşmadan qabın bir divarından digər divarına uçar və təzyiqin sonrakı azalması $\bar{l}$ -nin qiymətinə təsir etməz. Şəkil 5.12-də bu asılılıq təsvir olunmuşdur. Qaz molekulunun sərbəst yolunun uzunluğunun qabın ölçüsünə bərabər olma halı *vakuum* adlanır. Beləliklə, vakuum mütləq boşluq olmayıb, qabın ölçülərindən asılı olan bir haldır. Qabın ölçüsü 1 mm olduqda vakuum halında qabın hər kub santimetrində 10^{12} sayda molekul olur.



Şəkil 5.12

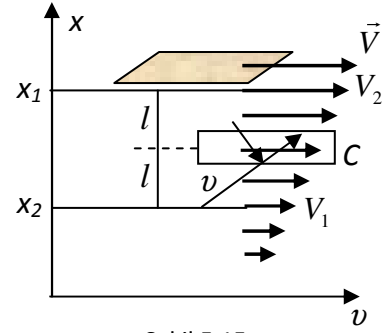
18. Daşınma hadisələri: diffuziya, istilikkeçirmə, daxili sürtünmə.

Qazlarda daxili sürtünmə. Real maye və qazın axını zamanı onun molekullarının xaosik hərəkəti və aralarında qarşılıqlı təsirin olması artıq bizə məlum olan (3.63) ifadəsi ilə təyin olunan daxili sürtünmə qüvvəsinin meydana çıxmasına səbəb olur. Qaz daxilində $\vec{V}$ sürəti ilə hərəkət edən lövhə ona bilavasitə yapışan molekulları həmin sürətlə aparır. Bu hərəkət qismən qonşu molekullara ötürülür və qaz sanki lövhədən uzaqlaşdıqca istiqamətlənmiş hərəkət sürəti

azalan laylar şəklində hərəkət edir (Şəkil 5.15). Əlbəttə, lövhənin hərəkət sürəti molekulların istilik hərəkəti sürətindən çox kiçikdir.

$$V \ll \bar{v} \quad (5.45)$$

Qaz molekulları lay daxilində $\bar{V}$ sürəti ilə hərəkət etmələri ilə yanaşı $\bar{v}$ sürəti ilə istilik (xaotik) hərəkətdə olurlar. İstilik hərəkəti xaotikdir və hərəkət sürəti vektorunun orta qiyməti «0» -dir ($\bar{\bar{v}} = 0$). İstilik hərəkəti nəticəsində molekullar bir laydan digərinə keçirlər. Qonşu laylarda



Şəkil 5.15

istiqamətlənmiş $\bar{V}$ sürəti fərqli olduğundan, istilik hərəkəti nəticəsində layını dəyişən molekul ya tormozlanır (şəkildə aşağı laya keçdikdə) ya da sürətlənir (aşağı laydan yuxarıya keçdikdə). Hər iki halda molekul təcil aldığından, ona əlavə qüvvə təsir edir ki, bu qüvvə də *daxili sürtünmə qüvvəsidir*.

Tutaq ki, S kəsiyindən molekulların orta sərbəst $\bar{l}$ yolu məsafəsində yerləşən qaz axını qatlarının istiqamətlənmiş sürətləri uyğun olaraq V_1 və V_2 -dir. Qazın temperaturu sabit olduğundan, müxtəlif laylarda həm istilik sürəti $\bar{v}$, həm də konsentrasiya n eyni qiymətə malikdirlər. V_1 sürətinə malik qatın molekullarının istilik hərəkəti nəticəsində toqquşmadan S kəsiyindən keçərək apardığı impuls

$$K_+ = m_0 V_1 \cdot \frac{1}{6} n S \bar{v} \cdot \Delta t \quad (5.46),$$

V_2 sürətinə malik qatın molekullarının toqquşmadan S kəsiyindən keçərək apardığı impuls isə

$$K_- = m_0 V_2 \cdot \frac{1}{6} n S \bar{v} \cdot \Delta t \quad (5.47)$$

olar. Onda S səthindən keçən impuls dəyişməsi qüvvə impulsuna bərabər olmalıdır.

$$F \cdot \Delta t = \frac{1}{6} m_0 n S \bar{v} \Delta t \cdot (V_1 - V_2) \quad (5.48)$$

Bu ifadəni $2l$ -ə vurub bölərək $\frac{V_2 - V_1}{2l} = \frac{\Delta V}{\Delta x}$ sürət qradienti olduğu nəzərə alınarsa, (3.63) ilə müqayisədən

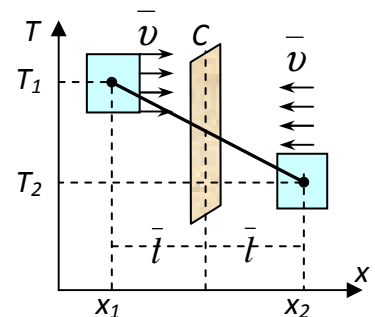
$$F = \frac{1}{3} \bar{l} m_0 n S \bar{v} \frac{\Delta V}{\Delta x} = \eta \frac{\Delta V}{\Delta x} \cdot S; \quad \eta = \frac{1}{3} n \bar{l} m_0 \bar{v} \quad (5.49)$$

şəklində qazın daxili sürtünmə əmsalının qazın parametrləri ilə təyin edərik. Beləliklə, qazın və ya mayenin özlülüyü onun sıxlığı ($\rho = n m_0$), molekullarının istilik sürəti $\bar{v}$ və sərbəst yolun uzunluğu $\bar{l}$ ilə mütənasibdir.

Qazların istilikkeçirməsi. Qaz molekullarının istilik hərəkəti nəticəsində enerji daşıma qabiliyyətinə malik olması *istilikkeçirmə* adlanır. Qaz yerləşən qabın temperaturu şəkil 5.16-

da təsvir olunan kimi koordinatdan asılı olarsa, $\frac{T_2 - T_1}{x_2 - x_1} = \frac{\Delta T}{\Delta x}$ -

ifadəsi *temperatur qradienti* adlanır və istilikkeçirmə qazın temperaturunun bərabərləşməsinə səbəb olur. Molekulların temperaturu müxtəlif olduğundan, xaotik hərəkət nəticəsində isti molekullar soyuq tərəfə düşdükdə artıq enerjini verərək soyuyacaq, soyuq molekullar isə əksinə isti tərəfə düşdükdə



Şəkil 5.16

enerji alaraq isinəcəkdir. Nəticədə xaosluq hərəkət səbəbindən istilik bir nöqtədən digər nöqtəyə daşınacaq və temperaturun tarazlaşması baş verəcəkdir. İstilikkeçirmədə molekul seli ilə temperatur qradienti arasında mütənəsnəlik əmsalı *istilikkeçirmə əmsalı* (χ) adlanır.

İstilikkeçirmə əmsalını qazın parametrləri ilə ifadə etmək üçün aşağıdakı doğru olmayan sadələşmələr qəbul edək:

- Qonşu laylarda yerləşən molekullar müxtəlif kinetik enerjiyə, lakin eyni istilik hərəkət sürəti $\bar{v}$ -ya malikdirlər.

- Qaz molekullarının konsentrasiyası qonşu laylarda eyni n qəymətinə malikdir, əslində temperatur dəyişdikdə konsentrasiya dəyişməli idi.

Hər iki sadələşdirmə eyni zamanda mövcudsa, bir-birini qismən kompensə edir və ümumi xəta 10%-i keçmir. Belə ki, temperatur böyük olan yerdə n kiçik, $\bar{v}$ isə böyükdür. T kiçik olan yerdə isə əksinə, konsentrasiya böyük, $\bar{v}$ - kiçik olur. Hər iki parametrin dəyişməz götürülməsi buraxılan səhvə azaldır.

Şəkil 5.16-da təsvir olunduğu kimi S səthindən sağa və sola keçən molekulların istilik sürətləri və sayı eyni olsa da, Δt müddətində apardıqları enerji fərqlənir və bu enerji fərqi

$$\Delta Q = \varepsilon_1 N_+ - \varepsilon_2 N_- = -\frac{1}{6} n \bar{v} S \Delta t (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \quad (5.50)$$

olacaqdır. $\varepsilon_1 = \frac{3}{2} k T_1$, $\varepsilon_2 = \frac{3}{2} k T_2$ olduğundan, S səthinin baxılan nöqtələrdən eyni $\bar{l}$ məsafədə, yəni $\Delta x = 2\bar{l}$ olması şərtində (5.50) ifadəsi

$$\Delta Q = \frac{1}{2} n \bar{v} k \bar{l} \left(\frac{\Delta T}{\Delta x} \right) \cdot S \cdot \Delta t \quad (5.51)$$

olar. Temperatur qradienti vahidə bərabər olduqda vahid zamanda vahid səthdən daşınan istilik enerjisi *istilikkeçirmə əmsalı* adlanır.

$$\chi = \frac{1}{2} n \bar{v} \bar{l} \cdot k \quad (5.52)$$

Belə işarələmədə (5.50) istilikkeçirmə qanunu

$$Q = -\chi \frac{\Delta T}{\Delta x} S \Delta t \quad (5.53)$$

kimi yazılar. Mənfi işarəsi istiliyin temperaturun az olan tərəfə daşınmasını nümayiş etdirir.

Kinetik əmsallar və onların təzyiqdən asılılığı. Diffuziya, daxili sürtünmə və istilikkeçirmə əmsalları ümumi adla - *kinetik əmsallar* adlanır.

$$D = \frac{1}{3} \bar{l} \bar{v}, \quad \eta = \frac{1}{3} \bar{l} \bar{v} \cdot m_0 \cdot n, \quad \chi = \frac{1}{2} n \bar{v} \bar{l} \cdot k \quad (5.54)$$

əmsallarının hər birində molekulların istilik hərəkəti sürəti və molekulların orta sərbəst yolu iştirak edir. Bu əmsallar arasında əlaqə də mövcuddur:

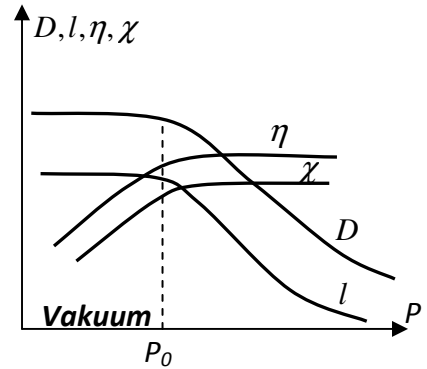
$$\eta = D \cdot \rho; \quad \chi = \frac{3}{2} D n k; \quad \chi = \frac{3}{2} \frac{k}{m} \cdot \eta$$

Kinetik əmsallarının birinin təcürbi təyini digərlərini hesablamağa imkan verir.

Kinetik hadisələrin eyni mövqedən izahı molekulyar kinetik nəzəriyyənin mühüm nəliyyəti sayılır. Müzakirə olunan hadisələrin təhlilindən bir sıra maraqlı elmi, texniki, praktiki nəticələr çıxır. Buna misal olaraq kinetik əmsalların təzyiqdən asılılığına nəzər yetirək. Şəkil 5.12-də molekulların orta sərbəst yolu $\bar{l}$ -in təzyiqdən asılılığının təhlilindən vakuuma qədər $\bar{l} \sim \frac{1}{p}$,

vakuumda isə $\bar{l}$ -in p -dən asılı olmaması qeyd olunmuşdu. $\bar{v}$ - təzyiqdən asılı deyildir, yalnız temperaturla təyin olunur. (5.54) ifadəsinə görə diffuziya əmsalı $\bar{l}$ -in təzyiqdən asılılığını təkrar edir. Yüksək təzyiqlərdə təzyiq azaldıqca diffuziya asanlaşır və diffuziya əmsalı artır, vakuuma

yaxınlaşdıqda diffuziya əmsalının dəyişməsində doyma baş verir (Şəkil 5.17). Özlülük əmsalı η -nin təzyiqdən asılılığını araşdıraraq. Təzyiq azaldıqca (5.17) ifadəsinə görə ρ azalır, $\bar{l}$ isə artır və nəticədə $\eta(P) = \text{const}$ olur. Təzyiq kiçik ($P \leq P_0$) olduqda isə $\bar{l}$ -in təzyiqdən asılılığı aradan qalxır, lakin sıxlığın təzyindən asılılığı dəyişməz qalır. Bu səbəblərdən $\eta(P)$ asılılığı şəkil 5.17 – da göstərilən kimi - kiçik təzyiqlərdə P artdıqca η xətti qanunla artır və böyük təzyiqlərdə doyma alınır. *Beləliklə normal təzyiqlərdə özlülük əmsalı təzyiqdən asılı olmur.* Bu şübhəli nəticə təcrübədə öz təsdiqini tapır. Hətta təzyiqin 1000 dəfə dəyişməsi η -nin sabit qalmasına mane ola bilmir.



Şəkil 5.17

İstilikkeçirmə əmsalının təzyiqdən asılılığı η -nin asılılığını təkrar edir: adi təzyiqlərdə $\chi = \text{const}$, vakuum oblastında isə $\chi \sim P$ kimi ifadə olunur. Vakuum oblastında χ və η -nin təzyiqdən asılı olması xüsusi növ manometrlər hazırlayaraq ifrat kiçik təzyiqləri ölçmək imkanı yaradır. Pirani manometri adlanan bu cihaz vakuumda yerləşdirilən və elektrik cərəyanı ilə qızan metal teldən ibarətdir. Vakuum yüksək olduqca, telin soyuması ləngiyir, bu isə qazın təzyiqini təyin etməyə imkan verir.

19. Molekulların sərbəstlik dərəcələrinin sayı. Sistemin daxili enerjisi.

Molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyindən bir nəticə olaraq çıxarmışdıq ki, qaz molekullarının irəliləmə istilik hərəkətinin orta kinetik enerjisi $\bar{E}_k = \frac{3}{2}kT$ -yə bərabərdir. İdeal qazın molekullarının qarşılıqlı potensial enerjisi olmadığından, onun daxili enerjisi

$$E_d = \bar{E}_k = \sum_i \bar{E}_{k_i} = \frac{3N}{2}kT$$

yəni onun ayrı - ayrı molekullarının irəliləmə hərəkətinin kinetik enerjisinin cəminə bərabər olacaqdır. Burada, N - molekulların sayıdır.

Molekulların kinetik enerjisi təkcə onun irəliləmə hərəkətinin kinetik enerjisindən ibarət deyildir. Ona görə də molekulun kinetik enerjisində, onun fırlanma və rəqsi hərəkətdə olduqları vaxt malik olduqları enerjiləri də nəzərə alınmalıdır. Molekulun hər üç hərəkət növünə düşən enerjisini müəyyən etmək üçün sərbəstlik dərəcəsinin sayı anlayışdan istifadə edilir.

Cismin fəzada vəziyyətini tam təyin edən sərbəst, asılı olmayan koordinatların sayına sərbəstlik dərəcəsinin sayı deyildir. Məsələn, maddi nöqtənin fəzada vəziyyəti üç X , Y , Z koordinatları ilə tam təyin edilir. Ona görə də maddi nöqtənin sərbəstlik dərəcəsinin sayı üçdür. Bir atomlu molekulun da fəzadakı vəziyyəti üç X , Y , Z koordinatları ilə təyin edilir. Deməli, *biratomlu molekulun da sərbəstlik dərəcəsinin sayı üçə bərabərdir. İkiatomlu molekulun (rabitə sərt olduqda) sərbəstlik dərəcəsinin sayı beşdir.* Bunlardan üçü molekulun irəliləmə hərəkətini, ikisi isə Y və Z oxları ətrafında fırlanma hərəkətini xarakterizə edir. *İkiatomlu molekulda (rabitə elastiki olduqda) sərbəstlik dərəcəsinin sayı yeddidir.* Əlavə koordinatın yaranması rəqsi hərəkətlə bağlıdır. Molekulun X - oxu ətrafında fırlanma hərəkətinin ətalət momenti və ona görə də kinetik enerjisi sıfıra bərabərdir. *Üçatomlu molekulun sərbəstlik dərəcəsinin sayı altıya bərabərdir* (əgər bu molekullar bir düz xətt üzrə yerdəyişməyibsə). Bunların üçü irəliləmə, üçü koordinat oxları ətrafında fırlanma hərəkətini xarakterizə edir. Əgər

molekulun atomları rəqsi hərəkətdə də iştirak etsələr, onda sərbəstlik dərəcəsinin sayı altıdan artıq olar.

Hərəkət növünün heç biri digəri üzərində üstünlük təşkil etmir. Ona görə də qaz molekulunun hər sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji bərabər olar. Bu qayda, enerjinin sərbəstlik dərəcələri arasında bərabər paylanma qanunu adlanır. Buna Bolsman paylanması da deyirlər.

Göstərdik ki, biratomlu molekulun irəliləmə hərəkətinin sərbəstlik dərəcəsinin sayı üçdür. Onda bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerji:

$$E_0 = \frac{1}{3} \overline{E_k} = \frac{1}{3} \cdot \frac{3}{2} kT = \frac{1}{2} kT$$

Qeyd etdik ki, Bolsman paylanmasına görə sərbəstlik dərəcəsinin sayından asılı olmayaraq istənilən qazın hər sərbəstlik dərəcəsinin sayına düşən enerji $\frac{1}{2} kT$ - dir.

Sərbəstlik dərəcəsinin sayını i - ilə işarə etsək, molekulun kinetik enerjisi

$$E_k = \frac{i}{2} kT \quad (10.35)$$

olar. Əgər götürdüyümüz qaz N sayda molekuldan təşkil edilmiş olsa, bu qazın daxili enerjisi

$$E_d = NE_k = \frac{i}{2} NkT \quad (10.36)$$

şəklində yazılar. Fərz edək ki, götürdüyümüz qaz 1 mol ideal qazdır. Bu halda $N=N_A$ (N_A - Avoqadro ədədidir) olduğundan, ideal qazın daxili enerjisi

$$E_d = \frac{i}{2} N_A kT \quad (10.37)$$

və ya $N_A \cdot k = R$ (universal sabit) olduğundan

$$E_d = \frac{i}{2} RT \quad (10.38)$$

olar. Buradan aydın olur ki, **ideal qazın daxili enerjisi qazın mütləq temperaturundan və molekulun sərbəstlik dərəcəsinin sayından asılıdır.**

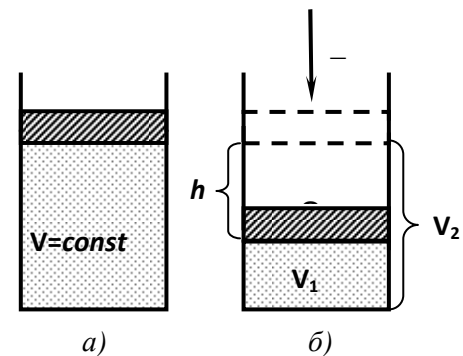
20. İstilik miqdarı. Qaz genişlənməkdə görülən iş. İstilik tutumları.

Cismin enerjisini iş görmədən, istilik vermək vasitəsilə də dəyişmək mümkündür. Buxar qazanlarında yanan qazlar öz enerjilərini qazanda olan suya verərək soyuyurlar, yəni istilik verirlər. Qazandan su istilik alaraq qızır, enerjisini artırır. Bu misalda qazlar və su iş görülmədən enerji mübadiləsi həyata keçirirlər. İş görmədən enerjinin ötürülməsinə **istilikvermə**, verilən enerjiyə isə **istilik miqdarı** deyilir və Q ilə işarə olunur. İş kimi istilik miqdarı da enerjinin xüsusi növü olmayıb yalnız molekulaların xaoslu hərəkət enerjisinin dəyişməsinə xarakterizə edir, cisimlərdə heç bir «istilik ehtiyatı» mövcud olmur.

Fərz edək ki, pörşənli silindrin içərisində 1 mol ideal qaz vardır (şəkil 10.7 a).

Qaz genişlənməkdə pörşeni h hündürlüyə qaldırmaq üçün $A = F \cdot h$ işini görmüşdür. Buradan $F = ps$ pörşenin qaza göstərdiyi təzyiq qüvvəsidir. Onda $A = psh$ yazmaq olar. Aydın ki, $sh = \Delta V$ qazın həcmində artımındır. Deməli, $A = p \Delta V$ olar. Klapeyron düsturuna görə qızdırılmamışdan əvvəl qazın həcmi $V_1 = \frac{RT}{p}$, qızdırıldıqdan sonra isə (1K qədər) $V_2 = \frac{R(T + 1)}{p}$ olar. Bura-

dan da



Şəkil 10.7

$$V_2 - V_1 = \Delta V = \frac{R}{p}(T+1) - \frac{R}{p}T = \frac{R}{p} \quad (10.45)$$

alınır. (10.45) ifadəsini $A=p \Delta V$ – də nəzərə alsaq:

$$A = p \cdot \frac{R}{p} = R \quad (10.46)$$

alırıq. Buradan görünür ki, **universal qaz sabiti, 1mol qazı sabit təzyiqdə 1K qızdırdıqda genişlənən qazın xarici qüvvələrə qarşı gördüyü işə bərabərdir.**

Hər hansı maddənin temperaturunu 1K artırmaq üçün lazım olan istilik miqdarına bu maddənin istilik tutumu deyilir. 1kq maddənin temperaturunu 1K artırmaq üçün lazım olan istilik miqdarına xüsusi istilik tutumu deyilir. Məlumdur ki, kütləsi m olan cismin temperaturunu T_1K -dan T_2K - ya kimi artırmaq üçün ona $Q=Cm(T_2 - T_1)=Cm \Delta T$ qədər istilik vermək lazımdır. Buradan xüsusi istilik tutumu

$$C = \frac{Q}{m \Delta T} \quad (10.39)$$

alınır. **1 mol qazı 1 K qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarına molyar istilik tutumu**

deyilir: $C' = \frac{\mu}{m} \frac{Q}{\Delta T}$

Molyar istilik tutumu ilə xüsusi istilik tutumu arasında

$$C' = \mu C$$

əlaqəsi vardır. Burada μ - qazın molekulyar çəkisidir.

Təcrübələr göstərir ki, qazın sabit həcmdə və sabit təzyiqdə 1K qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarı müxtəlif olur. Ona görə də qazın **sabit həcmdəki** C_V və **sabit təzyiqdəki** C_P **istilik tutumlarından** ayrıca danışmaq lazımdır.

Fərz edək ki, porşenli silindrin içərisində 1mol ideal qaz vardır (şəkil 10.7 a). Bu qazı həcmi sabit qalmaqla 1K qızdıraraq. Qızdırılmamışdan əvvəl qazın daxili enerjisi $E_1 = \frac{i}{2} RT$, qızdırıldıqdan sonra $E_2 = \frac{i}{2} R(T+1)$ olar. Qaz sabit həcmdə qızdırıldığı üçün verilən istiliyin hamısı qazın daxili enerjisinin artmasına sərf olur. Bu artım

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \frac{i}{2} R(T+1) - \frac{i}{2} RT = \frac{i}{2} R \quad (10.40)$$

olar. Götürdüyümüz qaz 1 mol olduğundan və 1K qızdırıldığından $\Delta E = C'_V$ olar. Yəni

$$C'_V = \frac{i}{2} \cdot R \quad (10.41)$$

olar. Bu sabit həcmdəki molyar istilik tutumunun ifadəsidir. Mə'umdur ki, 1 kal=4,18 C. Onda

$$R=8,31C/mol \cdot K^\circ \sim 2kal/mol \cdot K^\circ$$

olar. Bunu nəzərə alsaq, (10.41) ifadəsi

$$C'_V = \frac{i}{2} \cdot 2 = i \left(\frac{kal}{mol \cdot K} \right) \quad (10.42)$$

şəklini alar. Deməli, qazın sabit həcmdəki molyar istilik tutumu bu qazın molekulyarın sərbəstlik dərəcəsinin sayından asılıdır. $C' = \mu C$ düsturuna əsasən xüsusi istilik tutumunu

$$C_V = \frac{C'}{\mu} = \frac{i}{2} \frac{R}{\mu} = \frac{i}{\mu} \left(\frac{\text{kal}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \right) \quad (10.43)$$

şəklində ifadə etmək olar.

İndi fərz edək ki, silindrin içərisində 1 mol ideal qaz var və silindrin porşeni sürtünməsiz hərəkət edə bilər. (şəkil 10.7.b) Təzyiq sabit qalmaq şərtilə qazı 1K qızdırsaq, porşen h qədər qalxacaqdır. Deməli, qazı sabit təzyiqdə qızdırdıqda verilən istiliyin bir hissəsi daxili enerjinin artmasına, başqa hissəsi isə qaz genişlənərkən xarici qüvvələrə qarşı gördüyü işə sərf olunur. Buradan aydın olur ki, $C_p' > C_V'$.

Yəni

$$C_p' = C_V' + A \quad (10.44)$$

Deməli, sabit təzyiqdəki istilik tutumu, sabit həcmdəki istilik tutumundan xarici qüvvələrə qarşı görülən iş qədər artıq olur.

Qaz genişlənərkən porşeni h hündürlüyə qaldırmaq üçün $A = F \cdot h$ işini görmüşdür. Buradan $F = ps$ porşenin qaza göstərdiyi təzyiq qüvvəsidir. Onda $A = psh$ yazmaq olar. Aydındır ki, $sh = \Delta V$ qazın həcmnin artımıdır. Deməli, $A = p \Delta V$ olar. Klapeyron düsturuna görə qızdırılmamışdan əvvəl qazın həcmi $V_1 = \frac{RT}{p}$, qızdırıldıqdan sonra isə (1K qədər)

$V_2 = \frac{R(T+2)}{p}$ olar. Buradan da

$$V_2 - V_1 = \Delta V = \frac{R}{p}(T+1) - \frac{R}{p}T = \frac{R}{p} \quad (10.45)$$

alınır. (10.45) ifadəsini $A = p \Delta V$ – də nəzərə alsaq:

$$A = p \cdot \frac{R}{p} = R \quad (10.46)$$

alırıq. Buradan görünür ki, **universal qaz sabiti, 1mol qazı sabit təzyiqdə 1K qızdırdıqda genişlənən qazın xarici qüvvələrə qarşı gördüyü işə bərabərdir.** (10.46) - nı (10.44) - də nəzərə alsaq:

$$C_p' = C_V' + R \quad (10.47)$$

alırıq. (10.41) - i (10.47) - də nəzərə alsaq,

$$C_p' = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R \quad (10.48)$$

və ya

$$C_p' = (i+2) \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \quad (R \approx 2 \text{ olduqda}) \quad (10.49)$$

olar. Aydındır ki, sabit təzyiqdə xüsusi istilik tutumu

$$C_p = \frac{C_p'}{\mu} = \frac{i+2}{2} \cdot \frac{R}{\mu} \quad (10.50)$$

və ya

$$C_p = \frac{i+2}{\mu} \cdot \left(\frac{\text{kal}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \right) \quad (R \approx 2 \text{ olduqda}) \quad (10.51)$$

şəklində yazılar.

Çox vaxt təcrübədə xüsusi istilik tutumlarının nisbətindən istifadə edirlər.

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{C_p'}{C_V'} = \frac{i+2}{i} \quad (10.52)$$

Biratomlu molekul üçün $i=3$ olduğundan

$$i = 3 \begin{cases} C'_V = i = 3 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \\ C'_P = i + 2 = 5 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \\ \gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i + 2}{i} = \frac{5}{3} = 1,67 \end{cases} \quad (10.53)$$

21. Termodinamikanın birinci qanunu.

Termodinamik sistem elə makroskopik cismə (və ya cisimlər qrupuna) deyilir ki, onda istiliyin başqa enerji növlərinə çevrilməsi və ya əks proseslər baş verə bilsin. Sistemə daxil olmayan, ancaq ona təsir göstərə bilən bütün cisimlər **mühit** adlanır. Sistemin halını xarakterizə edən kəmiyyətlər **hal parametrləri** adlanırlar.

Sistemdə baş verən fiziki hadisələri, o sistemi təşkil edən zərrəciklərin quruluşunu və hərəkətlərini tədqiq etmədən də öyrənmək olar. Bunu sistemin enerjisi, enerjinin bir cisimdən başqasına ötürülməsi və enerjinin çevrilməsi qanunlarını bilməklə həyata keçirmək olar. **Fiziki hadisələri enerji nöqtəyi nəzərindən öyrənən bəhs termodinamika adlanır.**

Termodinamika, yunan sözündən əmələ gəlmişdir və mənası "istiliklə əlaqədar olan qüvvə haqqında elm"-deməkdir.

Termodinamikada istilik və iş anlayışları əsas yer tutur. Həm istilik, həm də iş enerjinin bir cisimdən digərinə verilmə formasıdır. Hər ikisi eyni vahidlərlə ölçülür. Bu oxşarlığa baxmayaraq bunlar arasında ciddi fərq vardır. **İş enerjinin bir cisimdən digərinə verilməsinin makroskopik formasıdır. İstilik isə enerjinin bir cisimdən digərinə verilməsinin mikroskopik formasıdır.** Termodinamikanın əsasını onun iki qanunu təşkil edir. Bu qanunlara termodinamikanın prinsipləri də deyilir.

Tutaq ki, baxdığımız sistem, silindr daxilində hərəkət edən porşen altında yerləşmiş, bir mol ideal qazdan ibarətdir. Bu qazın daxili enerjisi U_1 -dir.

Daxili enerji sistemi təşkil edən zərrəciklərin bütün hərəkət və qarşılıqlı tə'sir enerjilərinin cəminə bərabərdir.

İndi deyək ki, daxili enerjisi U_1 olan baxdığımız sistem (qaz) xaricdən Q qədər istilik alıb yeni hala keçərək, xarici qüvvələrə qarşı A işini görür. Bu sistemin daxili enerjisi dəyişib U_2 - olacaqdır. Həmişə **sistemin xarici qüvvələrə qarşı gördüyü iş müsbət** ($A > 0$), **sistem üzərində xarici qüvvələrin gördükləri iş mənfə** ($A < 0$) **qəbul olunur.** Buna uyğun olaraq **sistemin xaricdən aldığı istilik miqdarı müsbət** ($Q_1 > 0$), **onun ətraf mühitə verdiyi istilik miqdarı isə mənfə** ($Q_2 < 0$) **qəbul olunur.** Təcrübi yolla müəyyən edilmişdir ki, sistem birinci haldan ikinci hala istənilən yolla keçdikdə, bütün hallarda onun daxili enerjisinin dəyişməsi eyni olub, özü də sistemin aldığı Q istilik miqdarı ilə, xarici qüvvələrə qarşı gördüyü A işinin fərqinə bərabər olur:

$$U_2 - U_1 = Q - A \quad (12.1)$$

Bu **termodinamikanın birinci qanununun riyazi ifadəsidir.** Sözlə bu qanunu aşağıdakı kimi ifadə etmək olar:

Sistemə (qaza) verilən istilik miqdarının hamısı onun daxili enerjisinin artmasına və sistemin xarici qüvvələrə qarşı gördüyü işə sərf olunur.

Əgər sistemə Q qədər istilik miqdarı verilərsə və xarici qüvvələr onun üzərində A işini görsələr (sistem özü iş görmürsə) onda birinci qanun

$$U_2 - U_1 = Q + A \quad (12.2)$$

şəklində ifadə olunar.

(12.2)-düsturuna görə birinci qanuna belə tərif vermək olar:

Sistemin daxili enerjisinin artımı onun aldığı istilik miqdarı ilə xarici qüvvələrin sistem üzərində gördüyü işin cəminə bərabərdir.

Ancaq biz bundan sonra həmişə Q, A və U kəmiyyətlərinin eyni vahidlərlə ifadə olduqlarını fərz edərək, termodinamikanın birinci qanununu (12.2) şəklində yazacağıq. Elementar proseslər üçün (12.2)-i aşağıdakı kimi yazılır:

$$\Delta'Q = \Delta U + \Delta'A \quad (12.4)$$

Burada, $\Delta'Q$ - elementar istilik miqdarı, $\Delta'A$ - elementar iş, ΔU isə bu elementar proses zamanı sistemin daxili enerjisinin artımıdır. Xüsusi olaraq yadda saxlamaq lazımdır ki, $\Delta'Q$ və $\Delta'A$ kəmiyyətlərinə Q və A -nın artımları kimi baxmaq olmaz. Çünki sistemə verilən istilik miqdarı və sistemin gördüyü iş sistemin bir haldan başqa hala hansı yolla getməsindən asılıdır. Ona görə də nə Q ilə, nə də A ilə sistemin halını xarakterizə etmək olmaz. Bu səbəbdən də bu kəmiyyətlər tam diferensial deyildir. Daxili enerji isə sistemin bir haldan başqa hala hansı yolla keçməsindən asılı deyildir. Ona görə də **daxili enerji sistemin hal funksiyası adlanır** və tam diferensialdır.

Əgər sistem, sonsuz kiçik istilik miqdarı alıb, daxili enerjisini sonsuz kiçik dU qədər dəyişdirsə, onda onun gördüyü iş də sonsuz kiçik dA qədər olar. Bu halda **termodinamikanın birinci qanunu**

$$d'Q = dU + d'A \quad (12.5)$$

şəklində yazılar. Əgər söhbət sistemin halının sonlu dəyişməsindən gedirsə, yəni sistem 1 halından 2 halına keçirsə, (12.5) ifadəsini bütün 1-2 prosesi üçün integrallamaq lazımdır:

$$\int_1^2 d'Q = \int_1^2 dU + \int_1^2 d'A \quad (12.6)$$

Daxili enerjinin dəyişməsi prosesin keçdiyi yolun formasından yox, yalnız sistemin başlanğıc və son hallarından asılıdır. Ona görə də yazmaq olar:

$$\int_1^2 d'Q = U_1 - U_2 + \int_1^2 d'A \quad (12.7)$$

22. Termodinamikanın birinci qanununun izoproseslərə tətbiqi.

1. İzobarik proses. Sabit təzyiqdə ($p = \text{const}$) gedən proseslərə izobarik proses deyilir.

Fərz edək ki, götürdüyümüz sistem 1 mol ideal qazdır. Təzyiq sabit qaldıqda genişlənən qazın həcm artımı dV , görülən iş isə

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p(V_2 - V_1) \quad (12.29)$$

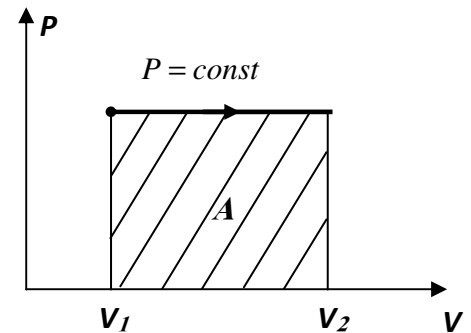
olar.

İzobarik proses üçün termodinamikanın I qanunu

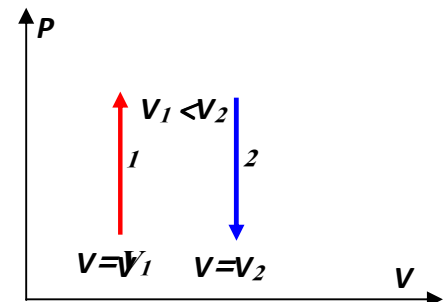
$$Q = \Delta U + P\Delta V \quad (12.30)$$

kimi yazılır. Belə proses zamanı **qaza verilən istilik qismən daxili enerjinin dəyişməsinə (qızmaya və ya soyumaya), digər hissəsi isə iş görülməsinə sərf olunur.**

İzobar genişlənmə zamanı görülən iş «müsbət» işarəyə malik olur (şəkil 12.2). Bu zaman qaz xarici qüvvələrin üzərində iş görür. Qaz xarici qüvvələr üzərində iş gördükdə onun daxili enerjisi azalır və qaz soyuyur. İzobar genişlənmə zamanı isə görülən iş «müsbət» işarəyə malik



Şəkil 12.2



Şəkil 12.3

olur. Bu zaman xarici qüvvələr qazın üzərində iş görür. Əgər xarici qüvvələrin işi A' ilə işarə olunarsa, $A' = -A$, yəni xarici qüvvələrin işi əks işarə ilə qazın gördüyü işə bərabərdir. Qaz üzərində iş görüldükdə onun daxili enerjisi artır və qaz qızır.

2. İzoxorik proses. Sabit həcmdə ($V = \text{const}$) gedən proseslərə izoxorik proses deyilir.

Proses sabit həcmdə getdiyindən $\Delta V = 0$ və ya $V_2 - V_1 = 0$ olur. Ona görə də görülmüş iş $A = 0$ olur.

Belə proses $P(V)$ diaqramında həcmə müxtəlif qiymətləri üçün təzyiq oxuna paralel xətlər kimi göstərilir (şəkil 12.3). 1-izoxor qızmaya, 2-izoxor soyumaya uyğundur. Hər iki halda $A = 0$ olur və termodinamikanın I qanunu izoxor proses üçün

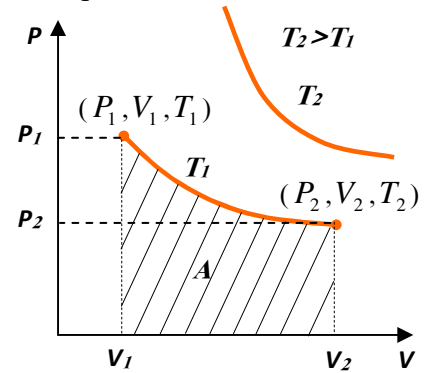
$$\Delta U = Q \quad (12.31)$$

şəklini alır. ***İzoxor prosesdə verilən istilik tamamilə qazın daxili enerjisinin dəyişməsinə gedir.*** Belə proseslər texniki cəhətdən əlverişlidir və cisimlərin itkisiz qızdırılmasında istifadə olunur

3. İzotermik proses. Sabit temperaturda gedən ($T = \text{const}$) proseslərə izotermik proses deyilir.

Fərz edək ki, izotermik genişlənmə qazın həcmi V_1 -dən V_2 -yə qədər dəyişir. Belə proses zamanı qazın daxili enerjisi dəyişməz qalır ($\Delta U = 0 \Rightarrow U = \text{const}$). İzotermik proses üçün qazın hal tənliyindən təzyiq ilə həcmə tərs mütənasib olması səbəbindən, belə prosesin $P(V)$ diaqramında qrafiki hiperbolaya uyğun gəlir (şəkil 12.4).

İzotermik proses üçün termodinamikanın I qanunu



Şəkil 12.4

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV \quad (12.32)$$

şəklində ifadə olunur. Kalpeyron tənliyinə görə $p = \frac{RT}{V}$ olduğundan

$$A = \int_{V_1}^{V_2} \frac{RT dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (12.33)$$

olar. İstənilən miqdarda qaz üçün

$$A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (12.34)$$

İzotermik proseslər istiliyin itkisiz işə çevrilməsi məsələləri üçün olduqca aktualdır. ***İzotermik prosesdə qaza verilən istilik bütövlükdə iş görülməsinə sərf olunur.***

Müəyyən T temperaturunda izotermik prosesin baş verməsi qaza nisbətən böyük daxili enerjiyə malik eyni temperaturlu xarici mühitin olmasını tələb edir. Xarici mühit tərəfindən kiçik enerji itkisi və ya qazancının temperaturunu dəyişə bilmir. Lakin bu proseslər çox kiçik sürətlə (ləng) getməlidir ki, zamanın hər bir anında xarici mühitlə işçi qaz tarazlığa gəlsin.

4. Adibatik proses. Ətraf mühitlə istilik mübadiləsi olmadan ($Q = \text{const}$) gedən proseslərə adiabatik proses deyilir.

Yenə də fərz edək ki, adiabatik genişlənmə qaz 1 mol qazdır. Bu qazın həcmi V_1 -dən V_2 -yə dəyişdikdə, onun temperaturu T_1 -dən T_2 -yə dəyişir. Bu müddətdə görülmüş iş, $dQ = 0$ olduğu üçün $dA = -c_V \cdot dT$ və ya

$$A = - \int_{T_1}^{T_2} C_V dT = C_V \cdot (T_1 - T_2) \quad (12.35)$$

olar. Bu ifadənin şəklini dəyişək. Onda

$$A = C_V T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \quad (12.36)$$

alırıq. Burada, $C_V = R \cdot \frac{C_V}{R} = R \cdot \frac{C_V}{C_p - C_V} = \frac{R}{\gamma - 1}$ yazmaq olar. Onda,

$$A = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \cdot \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \quad (12.37)$$

olar. Bu ifadəni $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1}$ düsturunda nəzərə alsaq,

$$A = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \cdot \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] \quad (12.38)$$

alınar. Bu - **adiabatik genişlənən qazın gördüyü işin ifadəsidir**. Burada, $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ adiabatik prosesin göstəricisi adlanır.

23. Adiabatik proses. Puasson tənliyi

Xarici mühitlə heç bir istilik mübadiləsi baş verməyən qazda gedən prosesə adiabatik proses deyilir. Bu halda $dQ = 0$ olur və termodinamikanın I qanunu

$$dU + dA = 0 \quad (12.13)$$

şəklində yazılır. Buradan $dA = -dU$ olur.

Sistem adiabatik genişləndikdə soyuyur, adiabatik sıxıldıqda isə qızır.

İndi adiabatik genişlənən qazın həcmi ilə təzyiqi arasında əlaqə yaradaq. Bu məqsədlə termodinamikanın I qanununun

$$C_V dT + p dV = 0 \quad (12.14)$$

ifadəsindən istifadə edək. 1 mol ideal qaz üçün yazılmış Klapayron-Mendeleyev tənliyini diferensiallayaq

$$p dV + V dp = R dT \quad (12.15)$$

Buradan

$$dT = \frac{p dV + V dp}{R} \quad (12.16)$$

alınır. (12.16) ifadəsini (12.14)-də nəzərə alıb, bəzi əməliyyatlar aparsaq

$$\frac{dp}{p} + \frac{C_p}{C_V} \frac{dV}{V} = 0 \quad (12.17)$$

alırıq. $\frac{C_p}{C_V} = \gamma$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$\frac{dp}{p} + \gamma \frac{dV}{V} = 0 \quad (12.18)$$

olar. Bu tənliyi inteqrallasaq

$$\ln p + \gamma \ln V = \ln c, \quad p V^\gamma = c \quad (12.19)$$

alınar. Bu ifadə **Puasson tənliyi** adlanır.

İndi də adiabatik genişlənən qazın həcmi ilə temperaturu arasında əlaqə yaradaq.

$$p = \frac{RT}{V} \quad (12.20)$$

tənliyini $C_V dT + p dV = 0$ ifadəsində nəzərə alıb, bəzi riyazi əməliyyatlardan sonra,

$$\frac{R \cdot dV}{C_V \cdot V} = -\frac{dT}{T} \quad (12.21)$$

alırıq. Buradan

$$\frac{R}{C_V} = \frac{C_p - C_V}{C_V} = \frac{C_p}{C_V} - 1 = \gamma - 1 \quad (12.22)$$

olduğundan

$$(\gamma - 1) \frac{dV}{V} = -\frac{dT}{T} \quad (12.23)$$

yazmaq olar. Əgər qazın həcmi V_1 -dən V_2 -yə qədər dəyişirsə, onda temperatur T_1 -dən T_2 -yə qədər dəyişər. Bu şərt daxilində (12.23)-ü integrallayaq.

$$\int_{V_1}^{V_2} (\gamma - 1) \frac{dV}{V} = - \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} \quad (12.24)$$

Buradan da

$$(\gamma - 1) \ln \frac{V_2}{V_1} = \ln \frac{T_1}{T_2} \quad (12.25)$$

və ya

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1} \quad (12.26)$$

Bunu

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \quad (12.27)$$

kimi yazmaq olar. Bu tənlik ideal qazda gedən adiabatik proses üçün Puasson tənliyidir. Deməli, ***Puasson tənliyinə görə, qazın temperaturu adiabatik genişləmə prosesində azalır, sıxılma prosesində isə yüksəlir.***

(12.26)-nı aşağıdakı kimi də yazmaq olar:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1}$$

Politrop proses elə proseslərə deyilir ki, bu zaman jismnin istilik tutumu sabit qalır. Beləliklə, politrop prosesdə

$$C = \text{const} . \quad (2.1)$$

İdeal qaz üçün politrop prosesin hal tənliyini tapaq. Bunun üçün bir mol ideal qaz üçün termodinamikanın birinci qanununu aşağıdakı kimi yazaq.

$$\begin{aligned} dQ &= dU + pdV \\ CdT &= C_V dT + pdV \end{aligned} \quad (2.2)$$

$pV = RT$ ifadəsini differensiallasaq,

$$pdV + Vdp = RdT \quad (2.3)$$

$$(C - C_V - R)pdV + (C - C_V)Vdp = 0 \quad (2.4)$$

Mayer tənliyindən ($R = C_p - C_V$) istifadə edərək, (2.4)-ü pV -yə bölsək alırıq ki,

$$(C - C_p) \frac{dV}{V} + (C - C_V) \frac{dp}{p} = 0 \quad (2.5)$$

(5) ifadəsini integrallasaq,

$$(C - C_p) \ln V + (C - C_V) \ln p = \text{const} \quad (2.6)$$

Bu ifadəni $J-J_V$ -yə bölsək və potensillasaq

$$pV^n = \text{const} , \quad (2.7)$$

alırıq, burada $n = \frac{C - C_p}{C - C_v}$ (2.8) politrop əmsalı adlanır.

(2.7) ifadəsi $C \neq C_v$ halı üçün ideal qazın politrop ifadəsinin yazılışdır.

$C = C_v$ olduqda, bu tənlik $(C - C_p) \ln V = \text{const}$ şəklində olur ki, buradan da alınır ki, $V = \text{const}$. Deməli, $C = C_v$ olduqda politrop proses elə izoxorik prosesdir. Bunu əvvəljədən də demək olar, çünki $C_v = \text{const}$ olur, bu isə sabit həjmdə, yəni izoxorik prosesdə istilik tutumudur. Bu prosesdə $n = \infty$.

Digər proseslər də politrop proseslərə aiddir. İzobarik prosesdə $C = C_p$, $n = 0$, izotermik prosesdə $n = 1$, adiabatik prosesdə isə $n = \gamma$ olur.

(2.8) ifadəsini J-yə nəzərən həll etsək, politrop prosesdə ideal qazın istilik tutumu üçün düstur alırıq

$$C = \frac{nC_v - C_p}{n - 1}. \quad (2.9)$$

24. Termodinamikanın ikinci qanunu. Dairəvi proses. Dönən və dönməyən proseslər

Termodinamikanın I qanunu təbiətin ən mühüm qanunlarından biri olan enerjinin saxlanması qanununun xüsusi halı olub, özü də istilik enerjisi ilə mexaniki iş arasındakı ekvivalentliyi müəyyən edir.

Ancaq termodinamikanın I qanunu nə prosesin getdiyi istiqaməti, nə də başlanğıc şərtlərini müəyyən edə bilmədiyindən məhduddur. Bu çətinlikləri termodinamikanın II qanunu həll edir.

Termodinamikanın II qanununa müxtəlif təriflər verilmişdir:

İstilik öz-özünə həmişə temperaturu yüksək olan cisimdən temperaturu aşağı olan cismə axar (Klauzius).

İstilik yüksək temperaturlu cismədən aşağı temperaturlu cismə keçdikdə iş görə bilər (Karno).

Yeganə nəticəsi istiliyin işə çevrilməsindən ibarət olan proses mümkün deyildir (Plank).

Sistemə daxil olan cisimlərdən ən soyuğunun istiliyini işə çevirə bilən maşın qurmaq mümkün deyildir (Kelvin).

Bunu izah edək. Fərz edək ki, qızdırıcıdan və işçi cismədən ibarət olan istilik maşını var. Qızdırıcı Q_1 istiliyi verir və bu istilik tamamilə A işinə çevrilir. 2-ci qanuna görə belə istilik maşını mümkün deyildir. Real istilik maşınlarında qızdırıcıdan başqa mütləq soyuducu da olmalıdır. (şəkil 12.5). Belə istilik maşınlarında qızdırıcıdan alınan Q_1 istiliyinin müəyyən Q_2 qədər səmərəsiz olaraq soyuducuya verilir. İşə çevrilən istilik $A = Q_1 - Q_2$ olur. Ona görə də istilik maşınlarının faydalı iş əmsalı

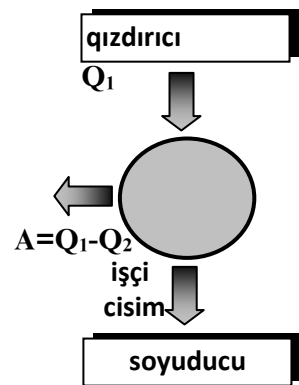
$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (12.39)$$

olur.

Əgər okean sularından istilik alıb işə çevirməklə bu suyun temperaturunun 0,1 dərəcədə azaltmaq mümkün olsaydı, onda yer üzündə olan bütün maşın və mexanizmlərin 1500 il müddətində enerji ilə təmin edib işlətmək olardı. Belə maşın daimi mühərrik olardı.

Soyuducuya ehtiyacı olmadan qızdırıcıdan aldığı istiliyin hamısını tamamilə işə çevirən bilən maşınlara ikinci növ daimi mühərriklər deyilir. Bundan istifadə edərək termodinamikanın II qanununa belə də tərif verirlər:

İkinci növ daimi mühərrik qurmaq mümkün deyildir (Osvald).



Şəkil 12.5

Termodinamikanın I qanunu həm makroskopik cisimlər üçün, həm də atom və molekullar üçün ödənilir. Termodinamikanın II qanunu isə yalnız makroskopik cisimlər üçün tətbiq oluna bilər. II qanuna görə *təbiətdə bütün proseslər dönməyəndirlər*. Bu II qanunun fiziki mənasını ifadə edir. İkinci qanuna verilən təriflərin ümumi cəhəti ondan ibarətdir ki, *istilik öz-özünə istənilən istiqamətdə deyil, yalnız yüksək temperaturlu cisimdən alçaq temperaturlu cismə doğru axar*. İstiliyin işə çevrilməsi ancaq bu cür prosesdə əmələ gəlir.

Termodinamik proseslər *dönən* və *dönməyən* olmaqla iki yerə ayrılır. *Sistem bir haldan digər hala keçib, yenidən əvvəlki vəziyyətinə qayıdırsa və bu zaman nə sistemdə və nə də ətraf mühətdə heç bir dəyişiklik baş vermirsə, belə proses dönən adlanır*. Buna misal sürtünməsiz hərəkət edən rəqqasın hərəkətini göstərmək olar.

Əgər sistem bir haldan digər hala keçib, yenidən əvvəlki halına qayıdırsa və bu zaman ya sistemdə və ya da ətraf mühətdə hər hansı dəyişiklik baş verirsə belə proses dönməyən proses adlanır.

Təbiətdə baş verən bütün real proseslər dönməyəndirlər. Termodinamik sistemin dönən olması üçün əsas şərt prosesin tarazlıqda olmasıdır; yəni zaman keçdicə halını xarakterizə edən parametrlər (P, V, T) dəyişmirsə sistem tarazlıqda olur.

Termodinamik proseslər *dönən* və *dönməyən* olmaqla iki yerə ayrılır. *Sistem bir haldan digər hala keçib, yenidən əvvəlki vəziyyətinə qayıdırsa və bu zaman nə sistemdə və nə də ətraf mühətdə heç bir dəyişiklik baş vermirsə, belə proses dönən adlanır*. Buna misal sürtünməsiz hərəkət edən rəqqasın hərəkətini göstərmək olar.

Əgər sistem bir haldan digər hala keçib, yenidən əvvəlki halına qayıdırsa və bu zaman ya sistemdə və ya da ətraf mühətdə hər hansı dəyişiklik baş verirsə belə proses dönməyən proses adlanır.

Təbiətdə baş verən bütün real proseslər dönməyəndirlər. Termodinamik sistemin dönən olması üçün əsas şərt prosesin tarazlıqda olmasıdır; yəni zaman keçdicə halını xarakterizə edən parametrlər (P, V, T) dəyişmirsə sistem tarazlıqda olur.

Karno dövrü

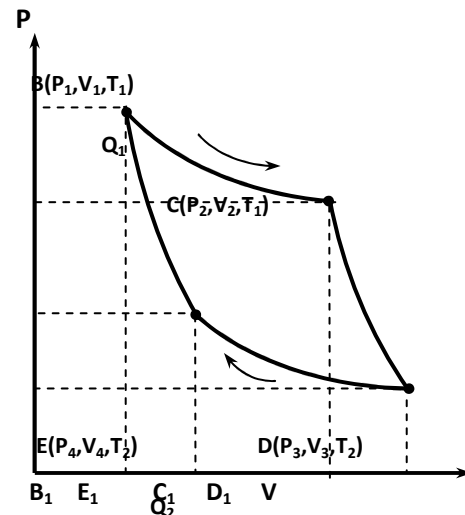
İstilik maşının iş prinsipini ilk dəfə Fransız mühəndisi Sadi Karno öyrənmişdir. O, 1824-cü ildə çap etdiyi "Atəşin mexaniki qüvvəsi haqqında düşüncələr" adlı əsərində göstərirdi ki, qaz adiabatik və izotermik genişlənilib-sıxılaraq qapalı proses yaradırsa, istiliyin isti cisimdən soyuq cismə axmasının qarşısını almaq qeyri-mümkündür.

Dönən dairəvi proseslər içərsində mühüm nəzəri əhəmiyyətə malik olan Karno dövrünü öyrənək.

Karno dövrü bir-birinin ardınca gələn iki izotermik və iki adiabatik prosesdən ibarətdir.

Karno dövrü ideal istilik maşınında baş verir. Fərz edək ki, belə maşın silindir içərsində olan 1mol ideal qazdır. Maşının qızdırıcısı və soyuducusu böyük istilik tutumuna malik olmalıdır. Bu ona görə lazımdır ki, qızdırıcı və soyuducu bir qədər istilik aldıqda və ya verdikdə onların temperaturu dəyişməsin.

Tutaq ki, qaz ilk halda parametrləri P_1, V_1, T_1 olan B halındadır. (şəkil 12.6). Bu qazı izotermik olaraq genişləndir-məklə $C(P_2, V_2, T_1)$ halına gətirək. Bu halda qaz soyumasın deyə xaricdən ona Q_1 istiliyi verilir və bu zaman qaz üzərində A_1 işi görülür.



Şəkil 12.6

İndi bu qazı adiabatik genişləndirək və $D(P_3, V_3, T_2)$ halına gətirək. Yenidən qazı izotermik sıxaraq $E(P_4, V_4, T_2)$ halına gətirək. Bu halda qaz qızmasının deyə xaricə Q_2 istiliyi verilir və A_2 işi görülür. İndi qazı adiabatik olaraq elə sıxaraq ki, qaz əvvəlki $B(P_1, V_1, T_1)$ halına gəlsin. Əvvəlki halına qaytarılmış qaz bütün dövr ərzində qızdırıcıdan Q_1 istiliyini alır və soyuducuya Q_2 istiliyini verir.

Bu zaman ədədi qiymətcə $BCDEB$ fiqurunun sahəsinə bərabər olan iş görülür.

Aydınır ki, izotermik genişlənmə və sıxılma zamanı görülən işlər aşağıdakı kimi olacaqdır:

$$Q_1 = A_1 = RT_1 \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (12.40)$$

və

$$Q_2 = A_2 = RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} \quad (12.41)$$

Dövrün faydalı iş əmsalı, məlumdur ki,

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (12.42)$$

şəklində ifadə olunur. Bu düsturda (12.40) və (12.41)-i nəzərə alsaq, onda:

$$\eta = \frac{T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - T_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} \quad (12.43)$$

olar. Bilirik ki, adiabatik genişlənmə qazın həcmi ilə temperaturu arasında $T_1 \cdot V_1^{\gamma-1} = T_2 \cdot V_2^{\gamma-1}$ əlaqəsi vardır. Bunu Karno dövrü üçün tətbiq etsək,

$$T_1 \cdot V_2^{\gamma-1} = T_2 \cdot V_3^{\gamma-1} \quad \text{və} \quad T_1 \cdot V_1^{\gamma-1} = T_2 \cdot V_4^{\gamma-1} \quad (12.44)$$

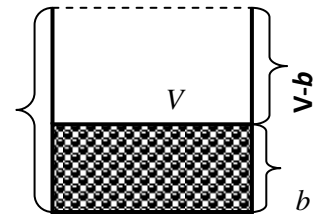
olduğunu yazı bilərik. Buradan da

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \quad (12.45)$$

alınar. Bunu (12.43)-də nəzərə alsaq,

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (12.46)$$

olar. Burada, T_1 – qızdırıcının, T_2 – soyuducunun temperaturudur. Bu ifadədən görünür ki, Karno dövrü ilə işləyən maşının F.İ.Ə. işçi cismin cinsindən asılı olmayıb, yalnız maşının qızdırıcı və soyuducusunun mütləq temperaturundan asılıdır.



şəkil 13.1

25. Real qazlar. Van-der-Vaals tənliyi. Van-der-Vaals əyriləri.

Real qazlar ideal qaz qanunlarına təqribi tabe olurlar. Ona görə də ideal qazın hal tənliyi olan Mendeleyev-Klapeyron tənliyi real qazlara eyni ilə tətbiq edilə bilməz. Buna səbəb: a) real qaz molekullarının arasında ilişmə qüvvəsinin olmasıdır; b) real qaz molekullarının özlərinin müəyyən həcmərə, ölçülərə malik olmasıdır.

Real qazın hal tənliyini yazmaq üçün bu səbəbləri nəzərə almaq şərti ilə Mendeleyev-Klapeyron tənliyinə müəyyən əlavələr (düzəliş-lər) etmək lazımdır. Klapeyron tənliyinə bu cür əlavələr edən alimlər çox olmuşdur. Bunların içərisində Van-der-Vaals xüsusi yer tutur. Van-der-Vaals Klapeyron tənliyinə iki kəmiyyət əlavə etmişdir. O kəmiyyət-yətlərdən biri həcmə, digəri isə təzyiqə aiddir.

İdeal qaz molekullarının həcmi nəzərə alınmadığından Klapeyron tənliyinə daxil olan V – həcmi elə qazın yerləşdiyi qabın həcmidir. Real qazlarda isə molekullar müəyyən həcmə

malikdirlər və ona görə də yerləşdiyi qabın həcmnin müəyyən hissəsini bu molekullar tutur (şəkil 13.1). Bu hissənin həcmi b ilə işarə etsək, onda b molekulların özlərinin tutduqları həcmdir. Buna ***məxsusi həcm*** deyilir. $(V - b)$ -isə ***sərbəst həcm*** adlanır. Bu həcmi nəzərə alsaq, 1 mol qaz üçün Klapeyron tənliyi

$$P(V - b) = RT \quad (13.1)$$

şəklində ifadə olunur.

Real qaz molekulları arasında ilişmə qüvvələri olduğundan, onlar arasında əlavə təzyiqin əmələ gəlməsinə səbəb olur. Bu təzyiq ***daxili və ya molekulyar təzyiq*** adlanır. Bu təzyiq real qazın sıxılmasını asanlaşdırır. Onda real qaz üçün, Klapeyron tənliyinə daxil olan P – xarici təzyiqin üzərinə P_1 – molekulyar təzyiqi əlavə olunmalıdır. Bunu nəzərə alsaq (13.1) tənliyi

$$(P + P_1)(V - b) = RT \quad (13.2)$$

şəklində yazılır.

Qaz daxilində iki təbəqədə olan molekullar arasında ilişmə qüvvəsinin olması (şəkil 13.2) nəticəsində yaranan daxili molekulyar təzyiqi bu təbəqələrdən olan molekulların n_1 , n_2 sayları ilə düz mütənəsb olur - $P_1 = \alpha n_1 n_2$. Əgər $n_1 = n_2$ olarsa, $P_1 = \alpha n^2$ olar. Burada, α – mütənəsblik əmsəlidir.

Məlumdur ki, molekulların sayı qazın sıxlığı ilə düz, həcmi ilə tərs mütənəsbdir. Yəni $n \sim \frac{\rho}{V}$. Bunu nəzərə alsaq,

$$P_1 = \alpha n^2 = \beta \rho^2 = \frac{a}{V^2} \quad \text{və ya} \quad P_1 = \frac{a}{V^2} \quad (13.3)$$

Bunu (13.2)-də nəzərə alsaq,

$$(P + P_1)(V - b) = RT = \left(P + \frac{a}{V^2} \right) (V - b) = RT$$

və ya

$$\left(P + \frac{a}{V^2} \right) (V - b) = RT \quad (13.4)$$

olar. ***Bu tənlik 1mol real qazın hal tənliyidir və Van-der Vaals tənliyi adlanır.***

İstənilən miqdar qaz üçün real qazın hal tənliyi

$$\left(P + \frac{m^2}{\mu^2} \frac{a}{V^2} \right) \left(V - \frac{m}{\mu} b \right) = \frac{m}{\mu} RT \quad (13.5)$$

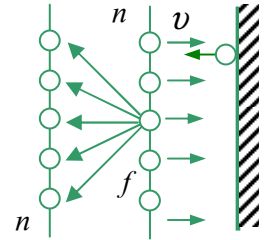
şəklində yazılır. Burada, a və b kəmiyyətləri Van-der-Vaals sabitləri adlanır.

$a = I \frac{\text{HM}^4}{\text{мол}^2}$; $b = 1 \frac{\text{M}^3}{\text{мол}}$ ilə ölçülür.

Əgər molekulların tutmuş olduqları həcm nəzərə alınmazsa, ideal qaz üçün $\frac{a}{V^2}$ və b sıfır olar və tənlik ideal qaz üçün Klapeyron tənliyinə ($PV = RT$) çevrilir. Deməli, xüsusi bir halda real qaz halının tənliyi ideal qaz halının tənliyinə çevrilir.

Van-der-Vaals izotermələri. Maddənin böhran halı

Van-der-Vaals tənliyi həcmə görə üç dərəcəli tənlikdir. Burada təzyiqin hər bir qiymətinə həcm üç qiyməti uyğun gəlir. Əgər (13.4)-ə əsasən p –nin V –dən asılılıq qrafikini müxtəlif temperaturalar üçün qursaq, şəkil 12.2.-dəki əyriləri alırıq. ***Bu əyrilərə Van-der Vaals izotermələri deyilir. Hər bir əyri müəyyən temperatura uyğun gəlir.*** Yüksək temperaturalarda Van-der-Vaals

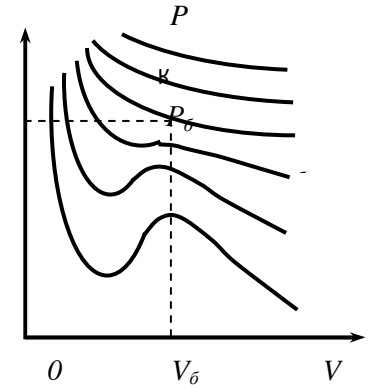


Şəkil 13.2

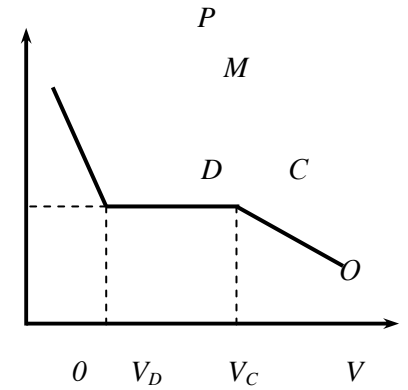
izotermnləri Boyl-Moriott izotermnlərinə çevrilir. Şəkildə göründüyü kimi T_6 böhran temperaturuna uyğun gələn əyri çökük və qabarığı olan əyriyə, qabarıq və çöküklüyü olmayan əyridən ayırır. Bu izotermə uyğun gələn həcm böhran həcmi - V_6 , təzyiq böhran təzyiqi - P_6 və temperatur böhran temperaturu - T_6 adlanır. Bu kəmiyyətlərə **böhran kəmiyyətləri** deyilir.

Böhran izotermi üzərindəki K-nöqtəsi dönüş nöqtəsidir və **böhran nöqtəsi** adlanır.

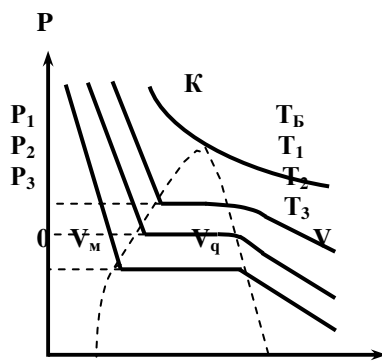
Van-der-Vaals izotermnlərini təcrübə ilə almaq üçün porşeni olan silindr daxilində 1 mol qaz götürək. Bu qazı $T = \text{const}$ olmaq şərtilə sıxsaq, onun təzyiqi artdıqca həcmi kiçilər (şəkil 13.3). Şəkildə əyrinin OC hissəsi bunu göstərir. Təcrübə böhran temperaturundan aşağı temperaturda aparılır. Həcmi V_c qiymətindən başlayaraq, qazın sıxılmasından asılı olmayaraq təzyiq dəyişmir (CD-hissəsi). Həcmi V_D -qiymətindən başlayaraq, çox kiçik sıxılma təzyiqin kəskin artmasına səbəb olur (DM-hissəsi). Burada, həcmi V_c -qiymətindən başlayaraq qaz mayeləşməyə başlayır. Qaz V_D qiymətində tamamilə maye halında olur. Maye halında çox kiçik sıxılma təzyiqin sürətlə artmasına səbəb olur. Deməli, əyrinin OC-hissəsi qaza, CD-hissəsi maye və qaza, DM-hissəsi isə maye halına uyğun gəlir. Buradan görünür ki, əyrinin OC və DM hissələri maddənin bir fazalı, CD hissəsi isə ikifazalı halına uyğundur. Təcrübə əyriyə, ancaq birfazalı halında nəzəri əyriyə uyğun gəlir. Əyrinin düzxətt olan hissəsində (CD) maddənin qaz və maye fazaları arasında tarazlıq əmələ gəlir. **Öz mayesi ilə tarazlıqda olan qaz (buxar) doymuş buxar adlanır.** Şəkil 13.4-dən görünür ki, temperatur artdıqca doymuş buxarın təzyiqi artır və böhran temperaturunda P_6 -na bərabər olur. Şəkildə qırıq-qırıq xətlərlə göstərilən hissə ikifazalı hala uyğundur. Böhran temperaturundan yüksək temperaturda istənilən təzyiq altında maddə birfazalı olur. İstənilən qazı mayeləşdirmək üçün əvvəlcə bu qazı böhran temperaturuna qədər soyutmaq və sonra sıxmaq lazımdır.



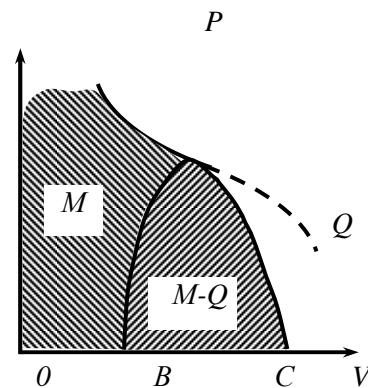
Şəkil 13.2



Şəkil 13.3



Şəkil 13.4



Şəkil 13.5

Şəkil 13.4-dən görünür ki, temperatur artdıqca, doymuş buxarın təzyiqi artır və böhran qiymətinə çatır.

Şəkil 13.5-də gümbəz şəkilli əyri diaqramı üç hissəyə bölür.

Burada (M-Q)-maye və qaz, M-maye və Q-qaz halını göstərir. Buxarlanma, kondensasiya, kristallaşma və ərimə birinci növ faza keçidləri adlanır. Bu zaman ya istilik udulur, ya da istilik ayrılır. İkinci növ faza keçidləri zamanı nə istilik ayrılması və nə də udulması baş vermir. 2-ci faza keçidlərində istilik tutumu sıçrayışla dəyişir. İndi də böhran

kəmiyyətlərini təyin edək. Bir mol qaz üçün Van-der-Vaals tənliyi

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT \quad (13.6)$$

şəklində yazılır. Bu tənliyi V –həcmə görə həll etsək

$$V^3 + \left(\frac{RT}{P} + b\right)V^2 - \frac{a}{P}V - \frac{ab}{P} = 0 \quad (13.7)$$

alarlıq. Tutaq ki, tənliyin kökləri həqiqi və V_1, V_2, V_3 –ə bərabərdir. Onda,

$$(V - V_1)(V - V_2)(V - V_3) = 0 \quad (13.8)$$

yazmaq olar. Böhran temperaturunda $V_1 = V_2 = V_3 = V_6$ olduğundan, yuxarıdakını belə yazmaq olar:

$$(V - V_6)^3 = 0 \quad (13.9)$$

və ya

$$V^3 - 3V_6V^2 + 3V_6^2V - V_6^3 = 0 \quad (13.10)$$

şəklində olar.

(13.7) düsturunu böhran parametrləri üçün yazmaq:

$$V^3 - \left(\frac{RT_6}{P_6} + b\right)V^2 + \frac{a}{P_6}V - \frac{ab}{P_6} = 0 \quad (13.11)$$

(13.10) və (13.11) tənlikləri eyni bir halı xarakterizə etdiklərindən eyniyyət təşkil etməlidirlər. Onda bu tənliklərdə uyğun əmsallar bərabər olmalıdır. Deməli,

$$\left. \begin{aligned} 3V_b &= \frac{RT_b}{P_b} + b \\ 3V_b^2 &= \frac{a}{P_b} \\ V_b^3 &= \frac{ab}{P_b} \end{aligned} \right\} \quad (13.12)$$

Bu tənlikləri birlikdə həll etsək,

$$V_b = 3b; \quad P_b = \frac{a}{27b^2}; \quad T_b = \frac{8 \cdot a}{27bR} \quad (13.13)$$

Beləliklə, V_b, P_b və T_b kəmiyyətləri bilavasitə Van-der-Vaalsın a və b düzəlişləri ilə ifadə olunur.

26.Real qazın enerjisi. Coul-Tomson effekti

Qazların molekulyar kinetik nəzəriyyəindən bir nəticə olaraq çıxarmışdıq ki, qazın daxili enerjisi onun molekullarının nizamsız istilik hərəkətlərinin kinetik enerjilərinin cəmidir. Bu enerji qazın həcmindən asılı olmayıb ancaq onun temperaturundan asılı olan bir kəmiyyətdir.

Bir mol ideal qazın daxili enerjisi :

$$U = \frac{i}{2} RT = C_v T \quad (13.14)$$

Real qazın molekulları arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsi olduğundan əlavə olaraq potensial enerjiyə də malikdir. Yəni **real qazın daxili enerjisi potensial və kinetik enerjilərin cəminə bərabər olur.**

$$U_{\text{daxil}} = U_k + U_p \quad (13.15)$$

Aytdır ki, real qazlar üçün də $U_k = C_V T$ –dir.

Real qaz genişləndikdə və ya sıxıldıqda molekullar arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələrinə qarşı iş görülür. Daxili qüvvələrə qarşı görülən iş qazın potensial enerjisinin artmasına sərf olunur və

$$dA = P_1 dV = \frac{a}{V^2} dV \quad (13.16)$$

şəklində yazılır. Bu iş qazın potensial enerjisinin dəyişməsinə bərabərdir.

$$dA = dU_p = \frac{a}{V^2} dV \quad (13.17)$$

Bu ifadəni integrallasaq

$$U_p = \int \frac{a}{V^2} dV = -a \frac{1}{V} + C = -\frac{a}{V} + C \quad (13.18)$$

alırıq. Burada, C-integral sabiti sonsuz genişlənmiş qazın enerjisini göstərir və belə qaz üçün C=0 olur. Deməli, $U_p = -\frac{a}{V}$ olar.

U_k və U_p qiymətlərini (13.15)-də nəzərə alsaq,

$$U_{\text{peal}} = C_V T + \left(-\frac{a}{V}\right) = C_V T - \frac{a}{V}$$

olar. Buradan görünür ki, real qazın daxili enerjisi qazın mütləq temperaturundan başqa onun həcmindən də asılıdır.

Real qazın daxili enerjisinin onun həcmindən asılı olmasını təcrübədə müşahidə edən Coul və Thomson olmuşdur. Təcrübənin mahiyyəti aşağıdakı kimidir.

Hər tərəfdən istiliyi pis keçirən maddə ilə örtülmüş V borusunun içərsində, borunu iki hissəyə ayıran A tıxacı var. Bu tıxac məsaməlidir. Məsaməli tıxacda borunun bir tərəfindən digər tərəfə keçən qaz, adiabatik genişlənir. O, xaricə istilik mübadiləsində olmur. Bu zaman tıxacın hər iki tərəfində qoyulmuş t_1 və t_2 termometrləri genişlənən qazın temperaturunun dəyişdiyini göstərir (şəkil 13.6).

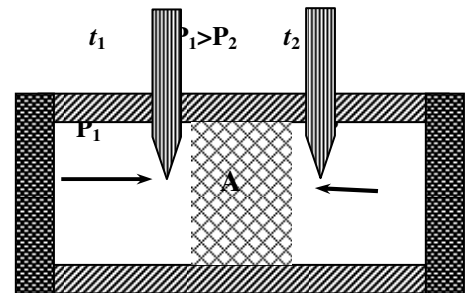
Başlangıç təzyiq və temperaturdan asılı olaraq, temperaturun dəyişməsinin işarəsi müsbət və mənfi ola bilər.

Qaz adiabatik genişlənərkən temperaturunun dəyişməsinə Coul-Tomson effekti deyilir. Əgər qazın temperaturu aşağı düşürsə ($\Delta T < 0$), effekt müsbət, əgər qaz qızırsa, effekt mənfi hesab edilir ($\Delta T > 0$).

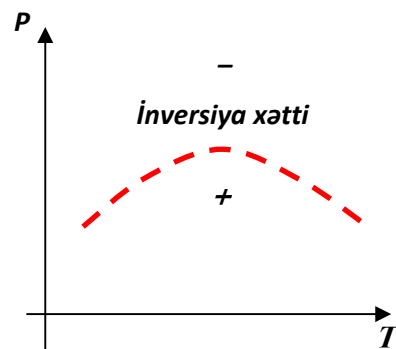
$P(T)$ diaqramında Coul-Tomson effektinin işarəsi şəkil 13.6-daki kimi təsvir oluna bilər. Burada, qırıq xətlə təsvir olunan inversiya üzrə effekt «0»-a bərabərdir.

Coul-Tomson təcrübəsində qaz adiabatik genişləndiyi üçün ($Q=0$) enerjinin saxlama qanununa görə yazmaq olar:

$$U_1 + A_1 = U_2 + A_2$$



Şəkil 13.6



Şəkil 13.6

Burada, U_1 və U_2 , təzyiq P_1 və P_2 olan hissədəki daxili enerji, A_1 və A_2 isə görülən işlərdir. Borunun təzyiqi P_1 hissəsində yerləşən V_1 həcmli qazı tıxacın məsamələri arasından itələyib o biri tərəfə keçirmək üçün qaz üzərində görülən iş $A_1 = P_1 V_1$ olar. O biri tərəfdə isə qazın özünün gördüyü iş $A_2 = P_2 V_2$ olar. Bunları (13.19)-də nəzər salaq:

$$U_1 + P_1 V_1 = U_2 + P_2 V_2$$

və ya

$$\Delta U = U_2 - U_1 = P_1 V_1 - P_2 V_2 \quad (13.20)$$

İndi də tıxacdan keçən qazın hansı hallarda soyuyub, hansı hallarda qızdığını izah edək.

Bunun üçün bəzi ideallaşdırılmış hallara baxaq.

a) Tutaq ki, tıxacdan keçirdiyimiz qazın molekulları arasında olan ilişmə qüvvələri yox dərəcəsindədir, yəni çox-çox azdır, lakin molekulların müəyyən həcmi vardır. Onda Van-der Vaals tənliyi $P(V-b) = RT$ və ya $PV = Pb + RT$ şəklində olar. Bu şərt daxilində daxili enerji artımı,

$$\Delta U = P_1 V_1 - P_2 V_2 = (P_1 - P_2)b + (T_1 - T_2)R \quad (12.21)$$

şəklində yazıla bilər. Burada $P_1 > P_2$ olduğundan $\Delta U > 0$ olacaqdır. Yəni qazın daxili enerjisi artır və ona görə də qazın temperaturu artır. Deməli, qaz molekulları arasında ilişmə qüvvəsi olmadığı, məsaməli tıxacdan keçərək genişlənən qaz qızmalıdır.

b) İndi də fərz edək ki, müşahidə apardığımız qazın molekulları arasında müəyyən ilişmə qüvvələri var, lakin molekulların ölçüləri çox kiçik olduğundan onun məxsusi həcmi nəzərə alınmaya bilər. Onda Van-der-Vaals tənliyi

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)V = RT \quad \text{və ya} \quad PV = RT - \frac{a}{V}$$

şəklində yazırlar. Bu halda qazın daxili enerjisi

$$\Delta U = RT - \frac{a}{V_1} - RT + \frac{a}{V_2} = a \left(\frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_1} \right) \quad (12.22)$$

qədər dəyişmiş olar. $V_2 > V_1$ olduğundan $\Delta U < 0$ olar, bu da qazın daxili enerjisinin azalması deməkdir. Yəni məsaməli tıxacdan keçən qaz soyuyur.

Real qazlar üçün ilişmə qüvvəsi və molekulların həcmi nəzərə alındığı üçün bu soyuma və qızma yanaşı gedir.

$$\text{Coul və Tosmon genişlənən qazın temperaturunun düşməsi üçün} \quad T_1 - T_2 = \alpha(P_1 - P_2) \left(\frac{273}{T_1} \right)^2$$

şəklində düstur vermişlər. Burada α -qazın növündən asılı kəmiyyətdir.

Dyuar və Linda, qazları soyutmaq üçün Coul-Tomson effektindən istifadə etmişlər. Bu məqsədə nail olmaq üçün orta temperaturda mənfi Coul-Tomson effekti verən qazları hər hansı vasitə ilə inversiya temperaturundan aşağı temperatura qədər soyutmaq, sonra isə boşluğa genişləndirmək prosesinə məcbur etmək lazımdır.

27. Mayelərin əsas xassələri. Səthi gərilmə qüvvəsi. İslatma.

Mayelər bir çox cəhətlərinə görə qazlara və bəzi cəhətlərinə görə bərk cisimlərə yaxındır. Mayelər də qazlar kimi olduqları qabın formasını alır, bərk cisimlər kimi az sıxılırlar. Van-der-Vaals nəzəriyyəsinə görə məlumdur ki, böhran halında maye və qaz fazaları biri-birinə keçir. Ona görə də normal şəraitdə olan mayeyə minimum həcmə qədər sıxılmış qaz kimi baxmaq olar. Lakin qazlardan fərqli olaraq mayelər sərbəst səthə malik olurlar və bu səth üzərində mayenin öz buxarları və hava molekulları olur. Maddənin maye fazası temperatur və təzyiqdən asılı olaraq həm qazlara, həm də bərk cisimlərə oxşayır. Mayenin xassələri yüksək temperaturlarda qazlara, mayelərin bərkimə temperaturuna yaxınlaşdıqca isə onların xassələri bərk cisimlərə daha çox

oxşayır. Bərk cisimin molekulları yalnız öz tarazlıq vəziyyətləri ətrafında rəqsi hərəkət edirlər. Maye molekulları isə həm rəqsi, həm də irəliləmə hərəkətində olurlar. Bundan başqa maye molekulları hər hansı bir tarazlıq vəziyyəti ətrafında müəyyən müddət rəqsi hərəkət etdikdən sonra sıçrayışla başqa bir vəziyyətə (yerə) keçir və yeni yerdə rəqsi hərəkətini davam etdirir.

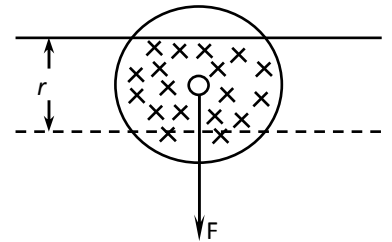
Tarazlıq vəziyyəti ətrafında maye molekulunun rəqsi hərəkət etdiyi müddətə relaksasiya müddəti deyirlər.

Relaksasiya müddəti temperatur və təzyiqdən asılı olaraq dəyişir. Relaksasiya müddəti nə qədər çox olsa molekulların eyni bir orta vəziyyət ətrafında rəqsi də stabil olur və maye bu cəhətdən bərk cismə daha çox oxşayır. Həm mayelər və həm də bərk cisimlər axıcılığa malikdirlər.

Mayelərdə molekulların yerləşməsi "*yaxın tərtib*" düzülüşü qanununa tabedir. Bu o deməkdir ki, maye molekulu yalnız onu əhatə edən və çox da uzaqda olmayan molekullarla qarşılıqlı təsirdə olur.

Mayelərin sərbəst səthi

Maddənin maye halı üçün axıcılıq, sıxılmamazlıq və sərbəst səthə malik olma xarakterikdir. Mayelərdə molekullar arasındakı orta məsafə, qaz molekulları arasındakı orta məsafəyə nisbətən, nəzərə alınacaq dərəcədə azdır. Ona görə də molekullar arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi mayelərdə əhəmiyyətli rol oynayır. Mayenin səth layı öz xassələrinə görə mayenin daxili hissələrinin xassələrindən fərqlənir ki, bu da molekulyar hadisələrlə əlaqədardır. Maye daxilindəki molekul onu əhatə edən molekullarla qarşılıqlı təsirdə olur. Qarşılıqlı təsir qüvvəsi statistik simmetrik olduğundan, sonda yekun qarşılıqlı təsir sıfıra bərabər olar. Məsafənin artması ilə qarşılıqlı təsir kəskin azaldığından, müəyyən məsafədən sonra molekullar arasındakı cazibə qüvvəsini nəzərə almamaq olar. Bu məsafəyə *r molekulyar təsir radiusu*, *r* radiuslu sferaya isə *molekulyar təsir sferası* deyilir. Deməli, *iki molekul arasında qarşılıqlı təsirin özünü göstərən bildiyi ən böyük məsafə molekulyar təsir radiusu, bu radiusla əhatə olunan sfera molekulyar təsir sferası adlanır*. Molekulyar təsir radiusu bir neçə molekulun effektiv diametrinin qiyməti tərtibindədir. Hər bir molekul, mərkəzi verilmiş molekul üst-üstə düşən, molekulyar təsir sferası məsafəsində yerləşən və onunla qonşu olan bütün molekullar tərəfindən cəzb olunur. Məlumdur ki, maye səthindən *r* məsafədən uzaqda yerləşən molekul eyni təsir göstərən bütün bu qüvvələr orta hesabla sıfıra bərabər olar (şəkil 14.1).



Şəkil 14.1

Maye buxarının sıxlığı mayenin sıxlığından bir neçə dəfə az olduğundan, maye səthindən kənarda qalan molekulyar təsir sferası hissəsindəki molekulların sayı, sferanın maye səthindən altı qalan hissəsindəkindən az olar. Nəticədə *r* qalınlıqlı maye səthindəki hər bir molekul, mayenin daxilinə yönəlmiş qüvvə təsir edir. Bu qüvvənin qiyməti daxili maye layından xarici maye layına doğru yönəlmiş istiqamətdə artır. Deməli, səth təbəsinin mayenin daxilinə doğru təzyiqi yaranacaqdır. Bu təzyiq *molekulyar təzyiq* adlanır. Molekulun maye dərinliyindən səth layına keçdi, səth layı qüvvələrinə qarşı görülən işlə əlaqədardır. Bu iş molekul tərəfindən onun malik olduğu ehtiyat kinetik enerji hesabına görülür və molekulun potensial enerjisinin artmasına sərf olunur.

Beləliklə, molekul səth layında əlavə potensial enerjiyə malik olur. Tarazlıq halı minimum potensial enerjiyə malik olur. Tarazlıq halı minimum potensial enerjiyə uyğun gəldiyindən maye ən kiçik səthə malik forma, yəni kürə formasını alır. Maye səthi enerjiyə malik olduğundan öz səthini kiçiltməyə çalışır, özünü sıxılmağa çalışan, gərilmiş elastiki pərdə kimi aparır.

Deməli, maye layının bütün molekulları mayenin qalan hissəsindəki, yaxud həcmindəki molekullardan artıq enerjiyə malikdir. Buna görə də mayenin səth layında bu səth boyunca təsir edən molekullar arasında cazibə qüvvəsi yaranır. Maye səth layının sıxılmasına, yaxud azalmasına cəhd göstərən bu qüvvəyə *səthi gərilmə qüvvəsi* deyilir. Qüvvə sahəsinin təsir etdiyi səth layının qalınlığı bir neçə molekullararası məsafə tərtibində, yəni $\sim 10^{-7}$ sm olur.

Mayelərin səthi gərilmə qüvvəsi

Vahid maye səthinin yaranması üçün sərbəst enerji ölçüsü olan müəyyən qədər işin görülməsi tələb olunur. Bu iş xüsusi səth enerjisini, yaxud səthi gərilmə əmsalını təyin edir.

Maye səthinin izotermik yaranması zamanı görülmən ΔA işinin, bu səthin ΔS sahəsinə olan nisbətində bərabər olan kəmiyyətə *səthi gərilmə əmsalı* deyilir və α ilə işarə edilir:

$$\alpha = \frac{\Delta A}{\Delta S} \quad (14.7)$$

İndi isə fərz edək ki, AE tərəfi sərbəst olaraq yerini dəyişə bilən $ABDE$ düzbucaqlı çərçivəyə nazik maye təbəqə, yaxud maye pərdə çəkilmişdir (şək.97.1). Maye pərdənin başlanğıc vəziyyəti A_1E_1 vəziyyətinə uyğun gəlir. Maye səthinin azalması zamanı çərçivə üzərində maye pərdəsi yerini h məsafəsi qədər dəyişir. Maye pərdəsini tarazlıqda saxlamaq üçün səthi gərilmə qüvvəsinə bərabər $\vec{F}$ qüvvəsi tətbiq etmək lazımdır. Bu zaman sərbəst enerjinin dəyişməsi hesabına

$$\Delta A = Fh \quad (14.8)$$

iş görülür. Təcrübənin izotermik şəraitdə getdiyi fərz edildiyindən, $F = \text{const}$ olar. Əgər pərdənin AE tərəfinin uzunluğu l -ə bərabər olarsa, onda pərdənin sahəsinin dəyişməsi (nəzərə alsaq ki, maye pərdəsi çərçivədə iki tərəfə malikdir), yəni azalması

$$\Delta S = 2h \cdot l$$

olar.

Maye səthinin sərbəst enerjisinin dəyişməsi ədədi qiymətə molekulyar qüvvələrin işinə bərabər olduğundan, (14.8) düsturundan alırıq:

$$\Delta A = \alpha \cdot \Delta S = \alpha \cdot 2h \cdot l \quad (14.9)$$

Bu bərabərliyin (14.8) ilə müqayisəsindən alırıq:

$$\alpha \cdot 2hl = \vec{F}h$$

Buradan isə

$$\alpha = \frac{\vec{F}}{2l} \quad (14.10)$$

Alırıq. Burada, $\vec{F}$ -*səthi gərilmə qüvvəsidir*. Deməli, *səthi gərilmə əmsalı ədədi qiymətə maye səthindəki sərhəd xəttinin vahid uzunluğuna düşən səthi gərilmə qüvvəsinə bərabərdir*.

Səthi gərilmə qüvvəsi səth üzrə istənilən xətt elementinə normal və maye səthinə toxunan istiqamət üzrə yönəlir.

BS-də səthi gərilmə əmsalı N/m-lə ölçülür.

Səthi gərilmə əmsalı mayelərin kimyəvi tərkibindən və temperaturundan asılıdır.

Qeyd etdiyimiz kimi səthi gərilmə əmsalı temperaturdan asılıdır:

$$\alpha_T = \alpha_0 \left(1 - \frac{T}{T_\sigma} \right) \quad (14.11)$$

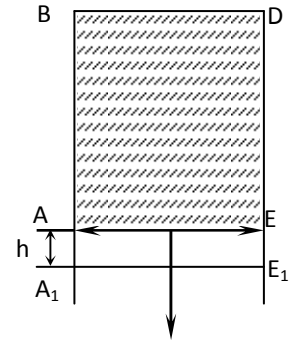
Burada, T_σ - mayenin böhran temperaturudur. $T_0 = T_\sigma$ olanda $\alpha = 0$ olar.

Deməli, *mayenin səthi gərilmə əmsalının sıfıra bərabər olduğu temperatura böhran temperaturu deyilir*.

Bərk cisimlə maye sərhəddində baş verən hadisələr. İslatma

Müxtəlif mühitlərin toxunma sərhədlərində baş verən hadisələri öyrənərkən nəzərə almaq lazımdır ki, mayenin yaxud bərk cismin səth enerjisi yalnız verilmiş mayenin yaxud bərk cismin xassəsindən asılı olmayıb, həmçinin onların həmsərhəd olduqları maddənin xassəsindən də asılıdır. Daha dəqiq desək, bir-biri ilə həmsərhəd olan, yaxud toxunan iki maddənin səth enerjisinə ayrı-ayrı səth enerjilərinin cəmi kimi baxmaq lazımdır.

Mayelər bərk cisimlərə nəzərən *isladan* və *islatmayan* olmaqla iki yerə bölünür.



Şəkil 14.2

Məsələn, şüşəyə və platinə nəzərən su isladan, parafinə nəzərən isə islatmayan mayedir. Səth təbəqəsində olan maye molekulaları bərk cismin səthindən uzaqda olduq-da onlar mayenin aşağı laylarının molekulaları və maye üzərindəki su buxarı molekulaları ilə qarşılıqlı təsirdə olurlar.

Bərk cisim səthi yaxınlığında, məsələn, qabın divarı yaxınlığında maye səthi əyilir (şəkil 14.5 a,b). Qabda maye səthinin aldığı forma *menisk* (hilal) adlanır. Şəkil 14.5 a-da *çökük menisk* (məsələn, şüşə qabdakı su səthi), şəkil 14.5 b -də isə *qabarıq menisk* (məsələn, şüşə qabdakı civə səthi) təsvir edilmişdir. Qabın divarına çox yaxın olan, yaxud ona toxunan maye molekulaları mayenin başqa molekulaları ilə yanaşı, həmçinin qabın divarının molekulaları ilə də qarşılıqlı təsirdə olurlar. İndi isə maye molekulunun qabın divarı yaxınlığındakı C nöqtəsində olduğunu fərz edək. Əgər maye molekulaları arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsi qabın divarının molekulaları ilə maye molekulaları arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsinə nisbətən az olarsa, onda sabit $\vec{F}$ qüvvəsi qabın divarına doğru, əks halda isə mayenin daxilində doğru yönəlir (şəkil 14.5). Maye səthi tarazlıqda olduqda, $\vec{F}$ qüvvəsi səthə perpendikulyar istiqamətdə yönəlir. Şəkil 14.5 a-da maye səthinin divar boyunca yuxarı qalxması, bərk cismin maye tərəfindən islatmasına, şəkil 14.5 b-də isə maye səthinin divar boyunca aşağı enməsi islatmamasına uyğun gəlir. İslatmanın (və ya islatmamamanın) kəmiyyətə qiymətini bərk cisimlə maye səthinin toxunduqları nöqtədəki *kənar bucağının* (θ) köməyi ilə təyin etmək olar.

Maye səthinin divarla kəsişdiyi nöqtədən çəkilmiş və maye səthinə toxunanla divarın yaratdığı bucağa *θ -kənar bucağı* deyilir. O, maye daxilindən hesablanır.

Deyilənlərdən belə nəticəyə gəlmək olar ki, bərk cismin maye tərəfindən isladan olması zamanı sərhəd bucağı $0 \leq \theta \leq \pi/2$ intervalında olur. $\theta = 0$ olduqda isə tam islanma baş verir.

Maye isladan olmadıqda kənar bucağı $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ intervalında olur. $\theta = \pi$ olduqda isə ümumiyyətlə islatma baş vermir.

28. Mayenin əyilmiş səthi altında təzyiq. Kapillyarlıq

Əyilmiş maye səthi altındakı təzyiq. Laplas düsturu

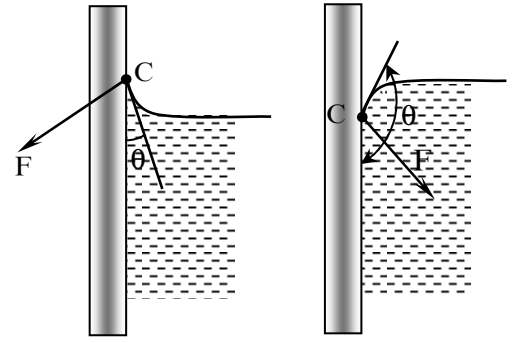
Müstəvi maye səthi malik olduğu həcmi kiçiltməyə çalışır. Maye səthinin müstəviliyi pozulduqda, yəni səthin əyriliyi zamanı (qabarıqlığı və çöküklüyü) maye səthi altında əlavə təzyiq yaranır. Daha doğrusu, müstəvi səth altındakı molekulyar təzyiqə nisbətən əlavə təzyiq yaranır (şəkil 14.3). Maye səthi qabarıq olduqda, əlavə təzyiq müsbət (şəkil 14.3, a), çökük olduqda isə əlavə təzyiq mənfi olur (şəkil 14.3, b). Axırncı halda səth layı həcmi kiçiltməyə çalışarkən, mayeni gərir. Bu zaman yaranan əlavə təzyiqin qiyməti məlumdur ki, α səthi gərilmə əmsalının və səth əyriliyinin artması ilə artır. İndi isə sferik maye səthinə düşən əlavə təzyiqi hesablayaq. Bu məqsədlə sferik maye damcısını diametr müstəvisi üzrə fikrən iki yarım kürəyə ayıraraq (şəkil 14.4). Səthi gərilmə hesabına hər iki yarım kürə bir-birlərini bərabər qüvvə ilə qarşılıqlı olaraq cəzb edəcəklər:

$$\vec{F} = l\alpha = 2\pi R\alpha$$

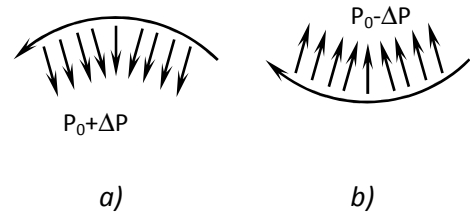
Bu qüvvə hər iki yarım kürəni $S = \pi R^2$ səthi üzrə bir-birinə sıxdığına görə,

$$\Delta P = \frac{F}{S} = \frac{2\pi R\alpha}{\pi R^2} = \frac{2\alpha}{R}$$

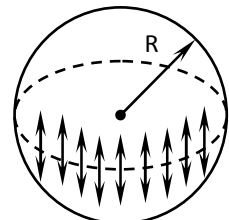
şəklində əlavə təzyiq yaranar.



Şəkil 14.5



Şəkil 14.3



Şəkil 14.4

Sferik səthin əyriliyi hər bir nöqtədə eynidir və sferanın radiusu ilə təyin edilir. Məlumdur ki, R kiçik olduqca, sferik səthin əyriliyi bir o qədər böyük olar.

İxtiyari səth altındakı əlavə təzyiq

$$\Delta P = \alpha \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (14.12)$$

düsturu ilə hesablanır və **Laplas düsturu** adlanır. Burada α -səthi gərilmə əmsalı, $\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$ - verilən nöqtədəki səth əyriliyini təyin edən ifadədir. R_1 və R_2 - əyrilik radiuslarıdır.

Əlavə təzyiq nazik borularda (kapilyarlarda) mayenin səviyyəsini dəyişə bildiyindən, onu bəzən kapilyar təzyiq adlandırırlar.

Kapilyarlıq hadisəsi

Əvvəlki paraqraflardan öyrəndiyimiz kimi, θ **kənar** bucağının mövcud olması, qabın divarı yaxınlığında maye səthinin əyilməsinə səbəb olur. Nazik boruda (kapilyarlarda), yaxud iki divar arasındakı ensiz aralıqda maye səthi bütövlükdə əyilmiş olur. Maye yerləşdiyi qabın divarını islatdıqda səth **çökük**, islatmadıqda isə **qabarıq** formada olur (şəkil 14.6).

Qeyd etdiyimiz kimi, bu formada əyilmiş maye səthinə menisk (hilal) deyilir. Əgər kapilyarların bir tərəfini geniş qaba tökülmüş mayeyə batırısaq bu zaman kapilyarlarda əyilmiş səth altında yaranan təzyiq geniş qabdakı müstəvi səth altındakı təzyiqdən ΔP qədər fərqlənəcəkdir. Nəticədə kapilyarın islanması zamanı onda olan maye səviyyəsinin hündürlüyü qabdakına nisbətən yuxarı, kapilyar islanmadıqda isə aşağı olacaqdır. Səthi gərilmə qüvvəsinin təsiri ilə kiçik diametrlı borularda maye sütununun hündürlüyündə dəyişmələr baş verir. Bu hadisə **kapilyarlıq** adlanır. Geniş mənada kapilyarlıq hadisəsi dedikdə mövcud səthi gərilmənin malik olduğu bütün hadisələr başa düşülür. O cümlədən səthi gərilmənin yaratdığı təzyiq qeyd olunduğu kimi **kapilyar təzyiq** adlanır.

Borudakı maye səthində yaranan əlavə təzyiq maye sütununun h hündürlüyünü yaradaraq onun hidrostatik təzyiqi ilə tarazlaşır:

$$\rho gh = \frac{2\alpha}{R} \quad (14.13)$$

(14.13) düsturunda α -maye-qaz sərhəddindəki səthi gərilmə, R -meniskin əyrilik radiusudur. Qeyd edək ki, meniskin əyrilik radiusu R -i kənar bucağı- θ və kapilyar borunun radiusu - r ilə ifadə etmək olar. Şəkil 14.6 - dan göründüyü kimi

$$R = r / \cos \theta$$

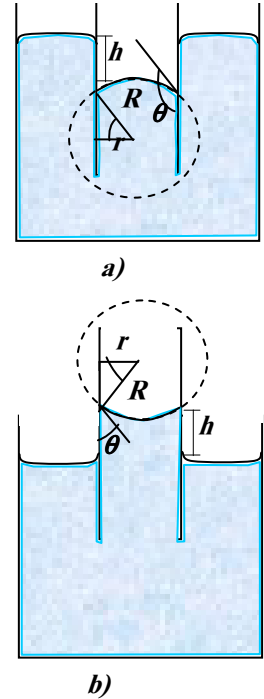
olar. Bu ifadəni (14.13) -də nəzərə alsaq və alınan düsturu h -a görə həll etsək, aşağıdakı yekun düsturu alırıq:

$$h = \frac{2\alpha \cos \theta}{\rho gr} \quad (14.14)$$

Göründüyü kimi, $\theta < \pi/2$ ($\cos \theta > 0$) olduqda, düsturda h müsbət olur, yəni maye kapilyar boyunca qalxır, $\theta > \pi/2$ ($\cos \theta < 0$) olduqda isə, düsturda h mənfi olur, yəni maye kapilyar boyunca enir. Maye tam isladan olduqda, yəni $\theta = 0$ mayenin kapilyar boruda qalxma hündürlüyü aşağıdakı kimi olar:

$$h = \frac{2\alpha}{\rho gr} \quad (14.15)$$

Deməli, **kapilyar boruda qalxan mayenin hündürlüyü borunun radiusu ilə tərs mütənəsbidir. Bu qanun, Juren qanunu adlanır.**



Şəkil 14.6

29. Bərk cisimlərin istilik tutumu. Bərk cisimlərin əriməsi və

kristallaşması. Amorf

Bərk və maye halında olan cisimlərin istidən genişlənmə əmsalları qazlarınkına nisbətən çox kiçik olduğundan onların sabit həcmdəki və sabit təzyiqdəki istilik tutumları bir-birindən az fərqlənirlər. Ona görə də onlardan birini öyrənməklə kifayətlənmək olar.

Fərz edək ki, götürdüyümüz cisim atomar fəza qəfəsinə malikdir. Belə qəfəsdə hər bir atom bir-birinə perpendikulyar üç istiqamətdə rəqsi hərəkət edə bilər. Yəni hər bir atomun sərbəstlik dərəcəsinin sayı üçə bərabərdir. Onda atomun bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən tam enerji (kinetik və potensial enerjilərin cəmi),

$$E_0 = \frac{1}{2}kT + \frac{1}{2}kT = kT \quad (14.20)$$

olar. Burada $E_k = E_p$ –dir (rəqsi hərəkətdə bu enerjilər eynidir). Bir atomun tam enerjisi isə

$$E_1 = 3E_0 = 3kT \quad (14.21)$$

şəklində olar. Götürdüyümüz bərk cisim 1 mol olsa, onun daxili enerjisi

$$E = N_A E_1 = 3N_A kT = 3RT \quad (14.22)$$

şəklində olar. Onda bərk cisimin qram-atom istilik tutumu

$$C = \frac{dE}{dT} = 3R \quad (14.23)$$

kimi ifadə olunur. Əgər $R \approx 2 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{dər}} \text{ dr}$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$C = 6 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{dər}} \quad (14.24)$$

olar. Deməli, bütün kimyəvi bəsit bərk cisimlərin atom istilik tutumu kifayət qədər yüksək temperaturda $6 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{dər}} \text{ olur.}$

Bu qanun **Dülonq və Pti qanunu** adlanır. Bu qanunda görünür ki, bərk cisimlərin istilik tutumu temperaturdan asılı deyildir.

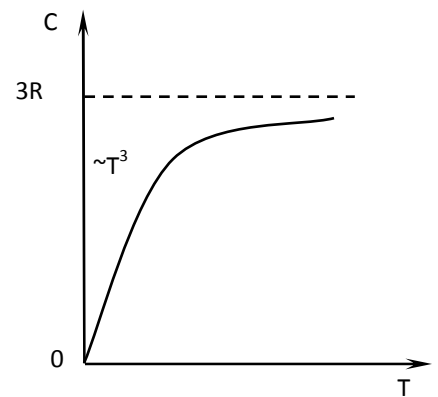
Bu qanunun bir çox maddələr üçün otaq temperaturunda çox yaxşı ödənilir (almazdan başqa). Lakin təcrübə göstərir ki, temperatur azaldıqca istilik tutumu da azalır və mütləq sıfırda sıfıra bərabər olur. Bu asılılığın xarakteri şəkil 14.25-də göstərilən formada. Mütləq sıfıra yaxın temperaturlarda bütün cisimlərin istilik tutumu T^3 -ə mütənasibdir və yalnız hər bir maddə üçün xarakterik olan, kifayət qədər yüksək temperaturda (14.23) düsturu ödənilir. Bunun səbəbi onunla izah olunur ki, enerjinin sərbəstlik dərəcələri arasında bərabər paylanma qanununu alçaq temperaturlarda rəqsi hərəkətə tətbiq etmək olmaz. Bu isə öz növbəsində istilik tutumunun klassik nəzəriyyəsinin məhdudluğunu göstərir.

Qeyd edək ki, $3R$ qiymətinə otaq temperaturunda əksər maddələr, almaz isə 1000°C -yə yaxın temperaturda çatır.

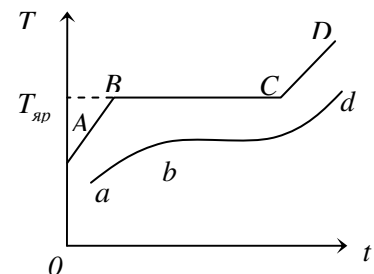
Ərimə və bərkimə

Maddənin bərk haldan maye hala keçməsi prosesinə ərimə deyilir. Ərimə prosesi baş verdikdə maddənin temperaturu sabit qalır və bu temperatur **ərimə temperaturu** adlanır.

Ərimə hadisəsi kristal və amorf cisimlərdə eyni qaydada baş vermir. Şəkil 4.26-dan göründüyü kimi ərimə prosesində temperaturun zamandan asılılığı qrafikindən kristalın ərimə əyrisi $ABCD$ formasında olduğu halda, amorf cismin ərimə əyrisi $abcd$ formasında olur və kristal bərk cismin sabit təzyiq altında müəyyən ərimə temperaturu (B nöqtəsi) olduğu halda, amorf bərk cisimlər də maye və bərk fazalarını biri-birindən kəskin şəkildə fərqləndirən belə bir temperatur yoxdur.



Şəkil 14.25



Şəkil 14.26

Kristal qızdırmağa başladığında verilən istilik miqdarı hesabına temperatur AB xətti boyunca artır. B nöqtəsinə çatdıqda kristal əriməyə başlayır və C nöqtəsinə qədər bu temperatur sabit qalır. C nöqtəsindən maddə tamamilə maye halına keçir. BC parçasında temperaturun dəyişmə-məsinə səbəb udulan istilik miqdarının kristal qəfəslərinin dağılmasına sərf olunmasıdır.

Ərimə temperaturu xarici təzyiqdən asılıdır və bu asılılıq Klapeyron–Klauzius tənliyi ilə ifadə olunur.

$$\frac{dT}{dP} = T(V_2 - V_1)/q \quad (14.25)$$

Burada, V_1 və V_2 – uyğun olaraq maddənin bərk maye fazalarının xüsusi həcmli, T – ərimə temperaturu, q isə xüsusi ərimə istiliyidir.

Xüsusi ərimə istiliyi ərimə temperaturunda vahid kütləli bərk maddənin maye halına keçirmək üçün lazım olan istiliyə deyilir.

Maddənin maye fazasından bərk fazaya keçməsi prosesi isə bərkimə adlanır. Bərkimə prosesi ərimə prosesinin əksinə olan prosesdir. Mayeni kristallaşdırmaq üçün onu yavaş–yavaş soyutmaq lazımdır. Bu zaman verilən təzyiqdə maddənin maye və bərk fazaları tarazlıqda olmalıdırlar. Yuxarıda deyilənlərdən aydın olur ki, hər bir maddənin sabit təzyiqdə ərimə və bərkimə temperaturları, eləcə də ərimə zamanı həmin maddənin udduğu istilik miqdarı ilə bərkimə zamanı ayrılan istilik miqdarı da biri–birinə bərabər olurlar.

30. Elektrik yüklərinin qarşılıqlı təsiri. Ölçü vahidləri. Kulon qanunu

Elektriklənmə maddənin xüsusi halıdır. Sürtünmə nəticəsində cisimlərin elektriklənməsi qədimdən məlum olsa da, elektrik haqqında təlimin əsası keçən əsrin əvvəllərində qoyulmuşdur. O dövrdən keçən vaxt ərzində bu təlim çox sür'ətlə inkişaf etmiş və müasir sivilizasiyanın atributlarından birinə çevrilmişdir.

Təbiətdə elektriklə bağlı olmayan hadisə tapmaq çətindir. Çünki bütün maddələrin əsasını təşkil edən atom və molekulların özləri əks işarəli elektrik yüklərindən təşkil olunub. Elektrik yüklərinin müasir elm tərəfindən müəyyən edilmiş əsas xassələri ilə tanış olaq.

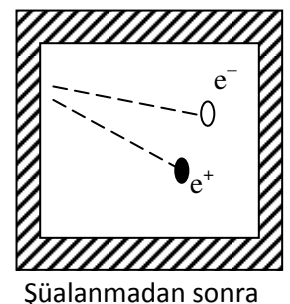
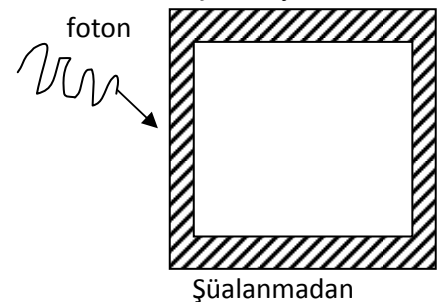
Elektrik yükünün başlıca, fundamental xassəsi onun iki formada mövcud olmasıdır. Şərti olaraq onları **müsbət və mənfi yüklər** adlandırırlar. Təcrübədən məlumdur ki, **eyni adlı yüklər bir-birini itələyir, əks işarəli yüklər isə biri-birini cəzb edirlər**. Əks işarəli yüklərin mövcud olmasının səbəbi məlum olmasa da, bir şey aydındır ki, Kainat müsbət və mənfi elektrik yüklərinin tarazlığı sayəsində mövcuddur.

Elektrik yükünün ikinci fundamental xassəsi onun kvantlanması və ya diskret quruluşa malik olmasıdır. Məlum olduğu kimi atom müsbət yüklü nüvədən və onun ətrafında hərəkət edən mənfi yüklü elektronlardan ibarətdir.

Elektronun yükü təbiətdə müşahidə olunan ən kiçik yüküdür: $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl., kütləsi isə $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kq-dır. Ona görə də elektronun yükünə ümumiyyətlə, elektrik yükünün elementar kvantı kimi baxılır. İxtiyari makroskopik yük tam sayda elektronun yükündən ibarətdir: $q = \pm ne$

Burada $n = 1, 2, 3, \dots$ tam qiymətlər qəbul edir. Buna **yükün diskretliyi və ya kvantlanması** deyilir. Yükün diskretliyi ilk dəfə Milligen təcrübələrində təsdiq olunub.

Qeyd etmək lazımdır ki, təbiətdə bu vaxta qədər kəşf olunmuş elementar hissəciklərin hamısının yükü ədədi qiymətcə elektronun yükünə bərabərdir. Məsələn,



protonun, pozitronun, π - və k - mezonların və s. hissəciklərin yükünün işarəsinin müsbət olmasına baxmayaraq ədədi qiyməti elektronun yükü e -yə bərabərdir. Elementar hissəciklərin kütlələrinin elektronun kütləsindən bir neçə tərtib intervalında böyük olmasına baxmayaraq, yüklərinin eyni olmasının səbəbi məlum deyil. Sağlam düşüncəyə görə hər bir elementar yükü daha kiçik elementar hissələrdən ibarət hesab etmək olar. Belə olan halda nə üçün elektron, proton və başqa yüklü hissəciklər parçalanmır? Bu sual təbiətin sirri olaraq qalır.

Əksər hallarda təcrübədə alınan və ya rast gəlinən elektrik yükü miqdarca böyük olduğu üçün onun diskretliyini müşahidə etmək çətindir. Odur ki, bir çox hallarda elektrik yükünün paylanması kəsilməz qəbul olunur. Yükün diskretliyi o vaxt müşahidə oluna bilər ki, onun dəyişməsi çox kiçik olsun. Məsələn, fotoeffektdə, atom və molekulların ionlaşması zamanı və s.

Elektrik yükünün üçüncü fundamental xassəsi onun saxlanmasıdır. Kainat yaranandan ondakı müsbət və mənfi yüklərin miqdarı eynidir. Bütövlükdə Kainat və ondakı hər bir cisim, kənar təsirlər yoxdursa, elektrik baxımından neytraldır. Odur ki, yalnız bir işarəli yük almaq mümkün deyil. Əgər bir cisim müsbət yüklənibsə, deməli, başqa bir cisim eyni miqdarda mənfi yük əldə edib. **Əks işarəli elektrik yükləri bərabər miqdarda yaranır və bərabər miqdarda yox olur. Buna elektrik yükünün saxlanması qanunu deyilir.** Əks işarəli yüklərin bərabər olması təbiətin universal simmetriklilik xassəsinin təzahürlərindən biridir.

Fərz edək ki, izolə olunmuş qabdakı fəzada havadan asılı vəziyyətdə müxtəlif tozcuqlar var (şəkil 5.1). Kənardan qaba yüklü hissəcik daxil ola bilməz və qabdan kənara çıxma bilməz. Qabdakı fəzanı rentgen şüaları ilə şüalandıranda tozcuqlar elektornlarını itirərək müsbət yüklənəcəkdir. Yaranmış müsbət və mənfi yüklərin miqdarı eyni olacaqdır. Elə ki, şüalanmanın təsiri kəsilir, elektronlar tozcuqlara qonaraq onların yükünü neytrallaşdırır. Qab əvvəldən neytral idisə, şüalanma kəsildikdən sonra da bu halda qalır, elektrik yükü var idisə, onun miqdarı dəyişməz qalır.

Beləliklə, **qapalı (izolə, təcrid olunmuş) sistemdəki elektrik yükünün miqdarı sabit kəmiyyətdir.** Xüsusi halda əks işarəli yüklərin miqdarı bərabərsə, sistem elektrik baxımından neytral olur. Buradan elektrik yükünün additivliyi bir nəticə kimi alınır. Yəni **ixtiyari sistemin tam yükü ona təsir edən hissəciklərin yükləri cəminə bərabərdir.** Məsələn, ionun yükü onun nüvəsi ilə elektronların yükləri cəmindən ibarətdir.

Elektrik yükünün maraqlı xassələrindən biri də onun ədədi qiymətinin hesablama sisteminin seçilməsindən asılı olmamasıdır. Odur ki, yükün qiyməti onun hərəkət edib, etməməsindən asılı deyil və müxtəlif hesablama sistemlərinə nəzərən invariantdır.

Elektrik yükünün qiyməti onun hərəkət sürətindən asılı olsaydı, atomda nüvəyə nəzərən çox böyük sürətlə hərəkət edən elektronların yükü dəyişərdi və atom özbaşına neytrallığını itirərdi. Çox dəqiq təcrübələr göstərir ki, müxtəlif atomlar elektrik yükü baxımından neytraldır. Həmişə **cisim daxilində olan elektrik yüklərinin cəmi sabit qalır.** Bu elektrik yüklərinin saxlanması qanunu adlanır.

Bu qanun riyazi olaraq: $Q = \sum_{i=1}^n q_i = \text{const}$ şəklində ifadə olunur.

Təcrübə göstərir ki, elektrik yükləri bir-birinə qarşılıqlı təsir edirlər. Məlum olmuşdur ki, **eyni adlı yüklər bir-birini dəf, müxtəlif adlı yüklər isə bir-birini cəzb edirlər.**

Elektrik yükləri arasındakı qarşılıqlı təsiri ilk dəfə kəmiyyətcə xarakterizə edən 1873-ci ildə fransız fiziki Ş.Kulon olmuşdur. Elektriklənmiş cisimlərin qarşılıqlı təsiri onların şəkil və ölçülərindən asılıdır. Ona görə də nöqtəvi yük anlayışından istifadə edirlər. **Nöqtəvi yüklər elə yüklərə deyilir ki, onların ölçüləri aralarındakı məsafəyə nəzərən çox kiçik olsun.** İstənilən yüklənmiş cismi çoxlu sayda nöqtəvi yüklərin cəmi kimi təsəvvür etmək olar.

Kulon müəyyən etmişdir ki: iki nöqtəvi yük arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi bu yüklərin hasili ilə düz, aralarındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənəsisib olub, bu yükləri birləşdirən düz xətt üzrə yönəlir.

Kulon qanunu:

$$F = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \quad (15.1)$$

şəklində yazılır. Burada q_1 və q_2 – qarşılıqlı təsirdə olan elektrik yükləri; r – onlar arasındakı məsafədir. Müəyyən edilmişdir ki, yüklər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi bu yüklərin yerləşdikləri mühitin xassələrindən asılıdır. Bu o deməkdir ki, (15.1) düsturuna daxil olan k əmsali həm ölçü sisteminin seçilməsindən, həm də mühitin xassələrindən asılıdır. Ona görə də $k = \frac{K}{\epsilon_m}$ götürmək daha məqsədə uyğundur. Burada K – yalnız ölçü sisteminin seçilməsindən

asılıdır. ϵ_m – kəmiyyəti yüklər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsinin mühitdən asılılığını xarakterizə edir və **mühitin mütləq dielektrik nüfuzluğu** adlanır.

$$\begin{aligned} \text{Mütləq dielektrik nüfuzluğu } \epsilon_m - \text{ i} \\ \epsilon_m = \epsilon_0 \epsilon \end{aligned} \quad (15.2)$$

şəklində ifadə edirlər. Burada, ϵ_0 – **elektrik sabiti** adlanır. Onun qiyməti və vahidi yalnız ölçü sisteminin seçilməsi ilə təyin edilir. ϵ_0 – mühitdən asılı deyildir. ϵ – **mühitin nisbi dielektrik nüfuzluğu adlanır və boşluqda götürülmüş elektrik yükləri arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsinin bu yüklər mühitdə götürüldükdə aralarındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsindən neçə dəfə böyük olduğunu göstərir.**

(15.2) ifadəsini nəzərə alsaq, Kulon qanunu

$$F = K \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon_m r^2} \quad (15.3)$$

və ya

$$F = K \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon \epsilon_0 r^2} \quad (15.4)$$

şəklində yazılır.

SQSE – vahidlər sistemində $K = 1$, $\epsilon_0 = 1$ götürülür və bu sistemdə Kulon qanunu

$$F = \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon r^2} \quad (15.5)$$

şəklini alır.

BS – də $K = \frac{1}{4\pi}$ olduğundan, bu sistemdə Kulon qanunu

$$F = \frac{1}{4\pi \epsilon \epsilon_0} \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \quad (15.6)$$

şəklində yazılır.

SQSE – də – elektrik yükünün vahidi **1 SQSE yük vahidi** qəbul edilir.

1 SQSE yük vahidi olaraq elə yük götürülür ki, bu yük boşluqda ondan 1 sm məsafədə götürülmüş özünə bərabər yükə 1 дн qüvvə ilə tə'sir etsin.

BS – də yük vahidi olaraq 1 Кл qəbul olunur. 1 kulon (Кл) olaraq elə yük miqdarı qəbul edilir ki, bu yük 1s müddətində naqilin en kəsiyindən keçdikdə naqildən axan cərəyanın şiddəti 1 А olsun.

$$1 \text{ Кл} = 1 \text{ А} \cdot \text{san}$$

$$1 \text{ Кл} = 3 \cdot 10^9 \text{ SQSE yük vahidi.}$$

Elektrik sabiti ϵ_0 – ın qiymətini hesablayaq. Onun üçün fərz edək ki, hər biri 1 Кл olan iki nöqtəvi yük boşluqda bir-birindən 1m məsafədə yerləşmişdir. Bu yüklər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi ($\epsilon = 1$) SQSE – də

$$F = \frac{q^2}{r^2} = \frac{(3 \cdot 10^9 \text{ SQSE yük.vah})^2}{(10^2)^2 \text{ sm}^2} = 9 \cdot 10^{14} \text{ дн} = 9 \cdot 10^9 \text{ N}$$

BS – də isə

$$F = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{q^2}{r^2} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{\text{Кл}^2}{\text{м}^2}$$

olar. Aydındır ki, bu ifadələr bərabərdirlər. Onda

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{K\Lambda^2}{m^2} = 9 \cdot 10^9 \text{ H}$$

Buradan da

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{K\Lambda^2}{\text{H} \cdot \text{m}^2} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{K\Lambda^2}{\text{H} \cdot \text{m}^2}$$

alırıq. Deməli,

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{K\Lambda^2}{\text{H} \cdot \text{m}^2}$$

Sonralar görəcəyik ki, $1 \frac{K\Lambda^2}{\text{H} \cdot \text{m}^2} = 1 \frac{\Phi}{\text{m}}$ -dir.

Boşluq üçün $\epsilon=1$ olduğundan, boşluqda SQSE-də Kulon qanunu

$$F_0 = \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (15.7)$$

şəklində yazılar.

(15.5) və (15.7) ifadələrindən istifadə etməklə

$$\epsilon = \frac{F}{F_0} \quad (15.8)$$

olduğunu alırıq. Buradan görünür ki, ϵ –mühitin nisbi dielektrik nüfuzluğu adsız ədəddir.

31. Elektrik sahəsinin potensialı və intensivliyi

Hər bir cisim öz ətrafında cazibə sahəsi yaratdığı kimi hər bir elektrik yükü də öz ətrafında elektrik sahəsi yaradır.

Sükunətdə olan yüklərin yaratdığı sahə elektrostatik sahə adlanır. Elektrik sahəsi sonsuzluğa kimi davam edir. Elektrik sahəsi obyektiv reallıq olub, materiyanın xüsusi növüdür. Elektrik yüklərinin qarşılıqlı təsiri onların yaratdıqları sahə vasitəsilə verilir. Elektrik sahəsi bu sahəyə gətirilmiş yükə təsir etməklə özünü büruzə verir.

Əgər sahəyə müxtəlif $q_1, q_2, \dots, q_n$ yükləri yerləşdirilsə, sahə bu yüklərin hər birinə müxtəlif $f_1, f_2, \dots, f_n$ qüvvələri ilə təsir edər. Lakin həmişə $\frac{f_1}{q_1}, \frac{f_2}{q_2}, \dots, \frac{f_n}{q_n}$ nisbətləri bir–birinə bərabər olur.

Deməli,

$$\frac{f_1}{q_1} = \frac{f_2}{q_2} = \frac{f_3}{q_3} = \dots = \frac{f_n}{q_n} = \text{const} \quad (15.9)$$

Ona görə də elektrik sahəsini $\frac{f}{q}$ nisbəti ilə xarakterizə etmək olar. Həmin bu $\frac{f}{q}$ nisbəti **elektrik sahəsinin intensivliyi** adlanır. Deməli,

$$\vec{E} = \frac{\vec{f}}{q} \quad (15.10)$$

Burada, q –sahəyə gətirilmiş yükün miqdarı, $\vec{f}$ –sahənin yükə etdiyi təsir qüvvəsi; $\vec{E}$ –sahə intensivliyidir.

(15.10) düsturundan görünür ki, $q=+1$ olsa, $\vec{E} = \vec{f}$ olar. Deməli, elektrostatik sahənin intensivi bu sahəyə gətirilmiş müsbət vahid yükə sahənin etdiyi təsir qüvvəsinə bərabər olan kəmiyyətə deyilir.

(15.10) düsturundan istifadə edərək intensivliyə vahid təyin etmək olar.

BS-də $f=1$ N və $q=1$ Kl ilə ölçüldüyündən bu sistemdə intensivlik $E=1 \frac{\text{N}}{\text{Kl}}$ ilə ölçülür.

Fərz edək ki, q yükünün sahəsinə q_0 –yükü gətirilib. Bu yüklər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi, aydındır ki, SQSE-də, boşluqda

$$F = \frac{qq_0}{r^2} \quad (15.11)$$

şəklində ifadə olunur. Bu ifadənin hər tərəfini q_0 -a bölək. Onda, alırıq

$$\frac{F}{q_0} = \frac{q}{r^2} \quad (15.12)$$

Burada $\frac{F}{q_0}$ – sahənin müsbət vahid yükə etdiyi təsir qüvvəsidir. Yəni sahə intensivliyidir. Ona görə də $\frac{F}{q_0} = E$

olduğunu nəzərə alsaq

$$E = \frac{q}{r^2} \quad (15.13)$$

alırıq. (15.13) düsturu SQSE-də, boşluqda götürülmüş nöqtəvi yükün özündən r məsafədə yaratdığı sahə intensivliyinin ifadəsidir.

Bu ifadə BS-də istənilən mühit üçün

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (15.14)$$

şəklində yazılar. (15.14) düsturunu boşluq üçün yazdıqda

$$E_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (15.15)$$

alınar.

(15.14) və (15.15) düsturlarını tərəf-tərəfə böldükdə

$$\epsilon = \frac{E_0}{E} \quad (15.16)$$

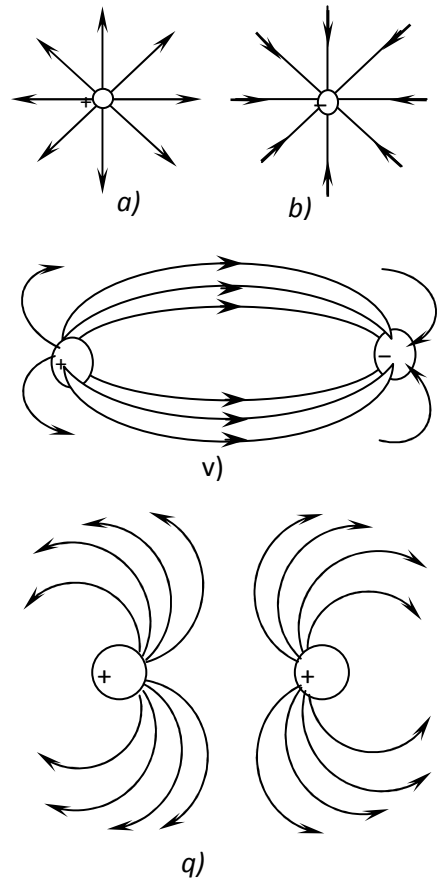
alınar. Buradan aydın olur ki, mühitin nisbi dielektrik nüfuzluğu hər hansı yükün boşluqda yaratdığı sahə intensivliyinin həmin yükün mühidə yaratdığı sahə intensivliyindən neçə dəfə böyük olduğunu göstərir.

Əgər elektrik sahəsi çoxlu sayda: $q_1, q_2, \dots$ yükləri tərəfindən yaradılmış olsa, onda sahənin hər hansı nöqtəsində intensivliyin qiyməti hər bir yükün həmin nöqtədə yaratdığı sahələrin intensivlikləri cəminə bərabər olar. Bu **elektrik sahəsinin superpozisiyası (toplanması) prinsipi** adlanır. Yəni,

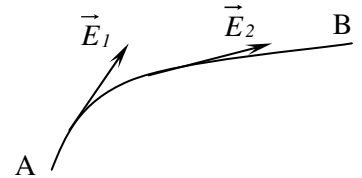
$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_n = \sum_{i=1}^n E_i \quad (15.17)$$

Sahə intensivliyi vektor kəmiyyətdir və sahəni qüvvə cəhətdən xarakterizə edir. Bundan istifadə **edərək elektrik sahəsinin intensivlik xətləri və ya qüvvə xətləri** adlanan xətlər vasitəsilə qrafiki təsvir etmək olar.

İntensivlik xətti elə xəttə deyilir ki, onun hər bir nöqtəsinə çəkilən toxunan bu nöqtədə intensivlik vektorunun istiqamətini göstərsin. 15.2-ci şəkildə AB intensivlik və ya qüvvə xətti, $\vec{E}_1$ və $\vec{E}_2$ intensivlik vektorudur. Qəbul edilmişdir ki, müsbət yükün intensivlik xətləri bu yükə çıxan, mənfi yükün intensivlik xətləri isə bu yükə daxil olan xətlərdən ibarətdir (şəkil 15.3 a,b).



Şəkil 15.3



Şəkil 15.2

Müxtəlif adlı yüklərin intensivlik xətləri müsbət yükədən başlayır, mənfi yükə qurtarır (şəkil 15.3 v) və ya da sonsuzluğa kimi davam edir. Eyni adlı yüklərin qüvvə xətləri heç vaxt görüşmürlər (şəkil 15.3, q).

Elektrik sahəsini ədədi qiymətcə qüvvə xətlərinin sıxlığı ilə xarakterizə etmək mümkündür. Intensivlik xətlərini qüvvətli sahələrdə sıx, zəif sahələrdə isə seyrək çəkirlər. Bunu nəzərə alıqda, *sahə intensivliyi ədədi qiymətcə intensivlik xətlərinə perpendikulyar qoyulmuş vahid sahədən keçən intensivlik xətlərinin sayına bərabər olar*. Yəni

$$E = \frac{\Delta N}{\Delta S} \quad (15.18)$$

Buradan

$$\Delta N = E \cdot \Delta S \quad (15.19)$$

olar. ΔN intensivlik seli adlanır və qüvvə xətlərinə perpendikulyar qoyulmuş ΔS səthindən keçən intensivlik xətlərinin tam sayını göstərir.

Əgər ΔS səthinə çəkilən normal intensivlik vektoru ilə α bucağı təşkil etmiş olsa, onda intensivlik seli $\Delta N = E \Delta S \cos \alpha$ şəklində olar. 15.4-cü şəkildən görünür ki,

$$E \cos \alpha = E_n \quad (15.20)$$

Bunu nəzərə alsaq,

$$\Delta N = E_n \Delta S \quad (15.21)_a$$

olar. Sahə bircinsli olsa, yəni fəzanın istənilən yerlərində qüvvə xətləri bir-birinə paralel və sıxlıqları eyni olsa intensivlik seli

$$N = ES \quad (15.22)$$

şəklində yazılar.

Əgər sahə bircinsli olmasa, onu elə kiçik hissələrə ayırmaq lazımdır ki, hər bir hissəyə bircins sahə kimi baxmaq mümkün olsun. Onda belə hissədən keçən intensivlik xətlərinin sayı

$$dN = E dS \cos \alpha = E_n dS$$

şəklində ifadə olunur. Bütün S səthindən keçən intensivlik xətlərinin sayı isə

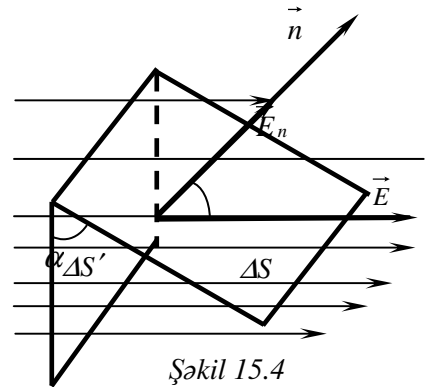
$$N = \int_{(S)} E_n dS \quad (15.23)$$

olar.

Əgər səth qapalı olarsa, ondan keçən qüvvə xətlərinin tam sayı

$$N = \oint E_n ds \quad (15.24)$$

şəklində ifadə olunur.

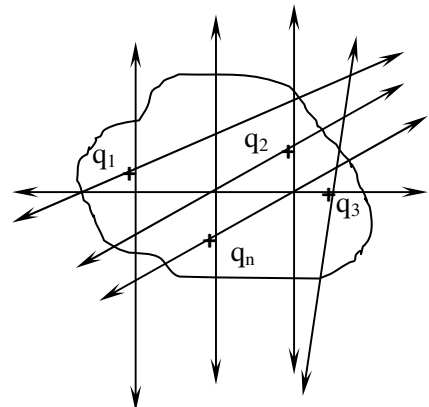


Şəkil 15.4

32. İnduksiya seli. Qauss teoremi

Elektrik sahəsini hesablamaq üçün Kulon qanunu və intensivliyin toplanması qaydası olan $\vec{E} = \sum \vec{E}_i$ (elektrik sahəsinin superpozisiyası prinsipi) ifadəsindən istifadə etmək olar. Lakin sahə bircinsli olmayanda və yüklər bu sahədə qeyri-müntəzəm paylandıqda $\vec{E} = \sum \vec{E}_i$ ifadəsindəki cəmləməni inteqrallama ilə əvəz etmək lazım gəlir. Bu isə öz növbəsində çox böyük riyazi çətinliklərə gətirir. Ona görə də sahə intensivliyini hesablamaq üçün çox vaxt köməkçi üsullardan istifadə edirlər. Belə üsullardan biri və geniş yayılmış **Qauss teoremi** adlanan üsuldur.

Qauss teoremi qapalı səth daxilində olan yükün miqdarı ilə bu səthdən çıxan qüvvə xətləri arasında əlaqə yaradır. Sadə olsun deyə fərz edək ki, radiusu r olan sferanın



Şəkil 15.6

mərkəzində $+q$ yükü yerləşir. Aydındır ki, bu yükün qüvvə xətləri sferanın səthinə normal istiqamətdə radius boyunca sferadan çıxan düz xətlərdən ibarət olacaqdır (şəkil 15.5).

§15.3-də göstərdik ki, belə yükədən çıxan intensivlik xətlərinin tam sayı, yəni sferanın səthinin əhatə etdiyi intensivlik seli

$$N = ES \quad (15.25)$$

olar. Burada, $S = 4\pi r^2$ - sferanın tam səthidir. Digər tərəfdən (15.13) düsturuna görə nöqtəvi yükün boşluqda özündən r məsafədə yaratdığı sahənin intensivliyi SQSE-də

$$E = \frac{q}{r^2} \quad (15.26)$$

şəklində ifadə olunur. Bunları nəzərə alsaq, sferadan çıxan intensivlik xətlərinin sayı

$$N = ES = \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = 4\pi q \quad (15.27)$$

olar. Buradan görünür ki, daxilində elektrik yükü olan qapalı səthdən çıxan qüvvə xətlərinin tam sayı bu yükün miqdarı ilə 4π -nin hasilinə bərabərdir. Bu Gauss teoremi adlanır. (15.27) düsturuna səthin ölçüləri daxil olmadığından bu ifadə istənilən formalı qapalı səth üçün də doğrudur.

Ola bilsin ki, elektrik yükü qapalı səthin xaricində yerləşmiş olsun. Bu halda yükün qüvvə xətləri səthi iki dəfə kəsmiş olur: səthə daxil olanda və səthdən çıxanda. Əgər qüvvə xətləri səthə daxil olanda intensivlik selini mənfi, səthdən çıxanda isə müsbət qəbul etsək, onda bu səthin əhatə etdiyi tam intensivlik seli

$$N = (-4\pi q) + 4\pi q = 0$$

olar.

Dediklərimizdən aydın olur ki,

$$N = \begin{cases} 4\pi q, & \\ 0, & \end{cases}$$

İndi fərz edək ki, hər hansı qapalı səthin daxilində bir deyil çoxlu sayda $q_1, q_2, \dots, q_n$ yükləri yerləşmişdir (şəkil 15.6). Aydındır ki, bu halda qapalı səthdən çıxan intensivlik xətlərinin tam sayı hər bir yükün bu səthdən çıxan intensivlik xətlərinin cəminə bərabər olar, yəni

$$\begin{aligned} N &= N_1 + N_2 + \dots + N_n = 4\pi q_1 + 4\pi q_2 + \dots + 4\pi q_n = \\ &= 4\pi (q_1 + q_2 + \dots + q_n) = 4\pi \sum_{i=1}^n q_i \end{aligned}$$

alınır. Yəni

$$N = 4\pi \sum_{i=1}^n q_i \quad (15.28)$$

Deməli, daxilində çoxlu sayda elektrik yükləri olan qapalı səthdən çıxan intensivlik xətlərinin tam sayı və ya intensivlik seli 4π ilə bu səth daxilindəki yüklərin cəbri cəmi hasilinə bərabərdir. Bu Gauss teoreminin daha ümumi şəklində ifadəsidir.

Nöqtəvi yükün özündən r -məsafədə yaratdığı sahənin intensivliyi hər hansı mühit üçün BS-də

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (15.29)$$

şəklində yazıldığından (15.27) və (15.28) ifadələri

$$N = \frac{q}{\epsilon_0\epsilon} \quad (15.30)$$

və

$$N = \frac{1}{\epsilon_0\epsilon} \cdot \sum_{i=1}^n q_i \quad (15.31)$$

şəklini alar.

1. Bərabər yüklənmiş sferik səthin sahə intesivliyi.

Fərz edək ki, radiusu R olan sfera q yükü ilə bərabər yüklənib. Bu o deməkdir ki, sferanın hər bir nöqtəsində yükün səth sıxlığı σ –eynidir. Bu sferanın mərkəzindən r məsafədə ($r > R$) A nöqtəsi götürək. A nöqtəsindən ikinci bir sfera çəkək (şəkil 15.7).

Məlumdur ki, S_2 səthinin əhatə etdiyi intensivlik seli aşağıdakı kimi olar.

$$N = \int_{S_2} E_n dS = ES = E \cdot 4\pi r^2$$

Digər tərəfdən Qauss teoreminə görə S_2 səthindən çıxan intensivlik seli, $SQSE$ -də boşluqda $N = 4\pi q$ -yə bərabərdir.

Bu son ifadələrin müqayisəsindən $E \cdot 4\pi r^2 = 4\pi q$ və ya

$$E = \frac{q}{r^2} \quad (15.41)$$

olduğu alınır.

(15.41) ifadəsi BS -də mühitdə

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (15.42)$$

şəklində yazılar.

(15.41) və (15.42) ifadələrindən aydın olur ki, bərabər yüklənmiş sferik səthin öz xaricində əmələ gətirdiyi sahənin intensivliyi, həmin yük onun mərkəzində yerləşmiş olduğu halda əmələ gətirdiyi sahənin intensivliyinin eynidir.

Ona görə də R radiuslu sferanın səthində hər bir nöqtədə yaranan sahə intesivliyi $SQSE$ -də

$$E = \frac{q}{\epsilon R^2} \quad (15.43)$$

BS -də isə,

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{R^2} \quad (15.44)$$

şəklində ifadə olunur.

İndi bu R radiuslu sferanın daxilində B nöqtəsi götürək. Bu nöqtədən r' radiuslu ($r' < R$) sfera çəkək. Bu r' radiuslu sferanın daxilində elektrik yükü olmadığından ($q=0$ olduğundan) Qauss teoreminə görə bu səthdən çıxan intensivlik xətlərinin sayı $N=0$ olar. Ona görə də yüklənmiş sferanın daxilində $E=0$ olar.

2. Yüklənmiş sonsuz uzun nazik telin sahə intesivliyi.

Fərz edək ki, q -yükü ilə yüklənmiş sonsuz uzun tel r radiuslu silindrin oxu boyunca yerləşdirilmişdir (şəkil 15.8). Telin uzunluğunu l qəbul edək. Telin yükü $q = \tau \cdot l$ olar. Burada τ – yükün xətti sıxlığıdır. Bu telin özündən r məsafədə yaratdığı sahə intesivliyini hesablamaq üçün teldən hər tərəfə çıxan $N = 4\pi q$ qədər qüvvə xətti çəkilmişdir.

Vahid səthdən çıxan qüvvə xətlərinin sayı qiymətcə sahə intesivliyinə bərabər olduğundan telin yaratdığı sahənin intensivliyi

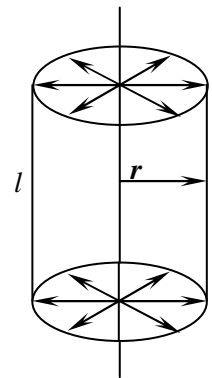
$$E = \frac{N}{S} = \frac{4\pi q}{2\pi r l} = \frac{2q}{rl} = \frac{2\tau}{r \cdot l} = \frac{2\tau}{r}.$$

$$E = \frac{2\tau}{r} \quad (15.45)$$

Bu ifadə $SQSE$ -də boşluqda yüklənmiş telin özündən r məsafədə yaratdığı sahə intesivliyini göstərir. (15.45) ifadəsi BS -də

$$E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon r} \quad (15.46)$$

şəklində yazılar.



Şəkil 15.8

33. Naqillərin elektrik tutumu. Kondensatorlar və onların elektrik tutumu. Elektrik sahəsinin enerjisi

Elektrik tutumu naqilin əsas xarakteristikalarından biridir. Belə ki, ixtiyari naqilin səthində sahənin potensialı onun yükündən aslıdır. Yük artdıqca potensial da artır. Lakin naqilin yükünü sonsuz artırmaq mümkün deyil. Onun potensialının elə qiyməti var ki, bu zaman yük naqili əhatə edən ətraf mühitə axacaq.

Təklənmiş naqilin yükünün onun potensialına olan nisbəti elektrik tutumu adlanır.

$$C = \frac{q}{\varphi} \quad (16.29)$$

$q = 1\text{Kl}$ və $\varphi = 1\text{V}$ olduqda, BS sistemində elektrik tutumunun vahidi $1\text{F} = 1\text{Kl/V}$ alınır. Buna-Farad deyilir.

Farad böyük olduğu üçün praktikada mikrofara (mkf) və pikofaraddan (pf) istifadə olunur.

$$1\text{mkF} = 10^{-6}\text{F} ; \quad 1\text{pF} = 10^{-12}\text{F}$$

Radiusu r olan kürə şəklində naqilin səthində potensial $\varphi = kq/r$ olduğuna görə onun elektrik tutumu üçün

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{q}{kq/r} = \frac{r}{k} = 4\pi\epsilon_0 r \quad (16.30)$$

alınır.

Buradan görünür ki, radiusu $r = 1\text{m}$ olan kürə şəklində naqilin elektrik tutumu $C = \frac{1}{9 \cdot 10^9}\text{F}$ –dir. Yer kürəsinə naqil kimi baxılsa (Yerin radiusu $r = 6,4 \cdot 10^6\text{ m}$ -dir) onun

elektrik tutumu üçün $C = \frac{6,4 \cdot 10^6}{9 \cdot 10^9}\text{F} \approx 0,7 \cdot 10^{-3}\text{F} \approx 700\text{mkF}$ alınır.

Yerin elektrik tutumunun çox böyük olması torpaqlama (yerləbirləşdirmə) hadisəsinin əsasında durur. Fərz edək ki, təklənmiş naqilə q yükü verilib və onun potensialı φ –dir. Bu naqili Yerlə birləşdirək, torpaqlayaq. Yer potensialı şərti olaraq $\varphi_J = 0$ olsun. Onda yük naqildən Yerə o vaxta qədər axacaq ki, hər ikisinin potensialı bərabərləşsin

$$\varphi' = q'/C = q''/C_J$$

q' – naqildə qalan yük, q'' – isə yerə keçən yüküdür. $q = q' + q''$

Beləliklə $q'/q'' = C/C_J \ll 1$ $q' \ll q'' \approx q$.

Odur ki, tutumu kiçik olan naqilləri torpaqlayanda onların yükü Yerə keçir. Yer isə tutumu çox böyük olduğu üçün onun potensialı demək olar ki, dəyişmir. Müxtəlif yüklü naqilləri torpaqlamaqla onların potensialını Yer potensialına bərabər edirlər.

Elektrik tutumu naqilin ölçülərindən; formasından, əhatəsindəki başqa naqillərdən və dielektrik mühitdən aslıdır. Tutumları müxtəlif olan naqillərə eyni miqdarda yük verdikdə tutumu kiçik olan naqilin potensialı daha böyük olur. Potensialları eyni olan naqillərdən tutumu böyük olanın yükü də çoxdur.

Elektrik tutumu naqilin ölçülərindən; formasından, əhatəsindəki başqa naqillərdən və dielektrik mühitdən aslıdır. Tutumları müxtəlif olan naqillərə eyni miqdarda yük verdikdə tutumu kiçik olan naqilin potensialı daha böyük olur. Potensialları eyni olan naqillərdən tutumu böyük olanın yükü də çoxdur.

Ayrı-ayrı naqillərin elektrik tutumu və deməli, yükü və ya elektrik enerjisini saxlamaq imkanı kiçikdir. Odur ki, praktikada elektrik sxemlərinin əsas elementlərindən biri olan kondensatorlardan istifadə olunur. **Kondensator elektrik yükünü yığıb saxlamaq üçün istifadə olunan bir qurğudur.** Formasından və yerləşməyindən asılı olmayaraq ixtiyari cüt naqilləri kondensator kimi qəbul etmək olar. Praktikada müstəvi kondensatordan daha geniş istifadə olunur. Müstəvi kondensator bir-birindən d məsafədə yerləşmiş iki müstəvi lövhədən ibarətdir (şəkil

16.10). Lövhələrin yükü qiymətcə bərabər, işarəcə əksdir. Məlumdur ki, iki cismi bir-birinə sürtəndə onlardan biri müsbət digəri mənfi yüklənir. Yükləndəndən sonra yan-yanə qoyulmuş, belə cisimlərə kondensator kimi baxmaq olar. Praktikada kondensatoru yükləmək üçün onun lövhələrini e.h.q.-si mənbəyinə qoşurlar. Bu zaman lövhələr tezliklə eyni miqdarda əks işarəli yük əldə edir. Mənbədən açılan yüklü kondensator uzun müddət yükünü saxlayır. Kondensatordakı yükün miqdarı onun tutumundan asılıdır. Təcrübi olaraq kondensatorun tutumunu ölçmək çətin deyil. Bunun üçün lövhələrdəki yükü və onlar arasındakı potensiallar fərqinin ölçüb (16.29)-ə əsasən C -ni hesablamaq lazımdır. Düzgün həndəsi formalı kondensatorun tutumunu isə nəzəri də hesablamaq mümkündür. Məsələn, müstəvi kondensatorun tutumunu hesablayaq.

Müstəvi kondensator hər birinin sahəsi S , aralarındakı məsafə d , potensialları φ_1 və φ_2 olan iki lövhədən ibarətdir. Bir qayda olaraq lövhələrin ölçüləri d -yə nisbətən çox-çox böyük olur.

Əks işarəli yükə malik iki lövhə arasındakı elektrik sahəsinin intensivliyi üçün $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon_0 \cdot S}$, potensiallar fərqi üçün isə

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int E dl = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{q}{S} \cdot \int dl = \frac{qd}{\epsilon_0 \cdot S} \quad (16.31)$$

alırıq.

Buradan

$$C_0 = \frac{q}{(\varphi_1 - \varphi_2)} = \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \quad (16.32)$$

alınır. Bu ifadəni başa düşmək çətin deyil. Lövhələrin sahəsi böyük olduqca yüklər daha "sərbəst" yerləşir, aralarındakı itələmə qüvvəsi kiçik olur və hər bir lövhə daha çox yük qəbul edə bilir. d böyük olduqca isə lövhələrdəki yüklərin cəzb-etmə qüvvəsi azalır və lövhələrə e.h.q.-si mənbəyindən daha az yük daxil olur.

Fərz edək ki, kondensatorun lövhələri arasındakı fəzada dielektrik təbəqəsi var (şəkil 16.11). Dielektrikin müsbət lövhə tərəfdəki üzündə mənfi yüklər, mənfi lövhə tərəfdəki üzündə isə müsbət yüklər yaranır. Nəticədə kondensatorun sahəsi zəifləyir, potensial aşağı düşür. Lövhələrdəki yükün qiyməti dəyişmədiyi üçün kondensatorun tutumu artır. Lövhələr arasında dielektrik mühit olduqda kondensatorun tutumu boşluq olan hala nəzərən ϵ dəfə artır.

$$C = \epsilon C_0 = \frac{\epsilon_0 \epsilon S'}{d} \quad (16.33)$$

Elektrik tutumuna dielektrik mühitin bu cür təsiri həcmi kiçik, tutumu böyük olan kondensatorlar düzəltməyə imkan verir. Kondensatorun sahəsi lövhələr arasında toplandığı üçün onun tutumu ətrafında başqa naqıl və dielektriklərin olub-olmamasından asılı deyil.

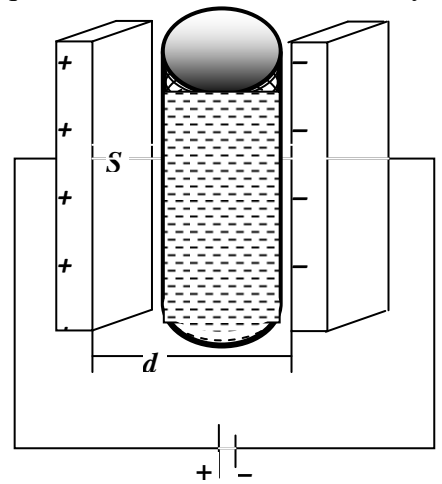
Kondensatorun lövhələri arasındakı d məsafəsini azaltdıqca dielektrikdə sahə intensivliyi

$E = \frac{U}{d}$ artır. Çox güclü sahələrdə ($\sim 10^7 \text{ V/m}$) dielektrik izolyasiya xassələrini itirir və o adi keçiriciyə çevrilir. Bu hadisə dielektrikin deşilməsi adlanır. Hər bir dielektrikin deşilməsi sahəsi vardır ki, bu da onun elektrik möhkəmliyi dərəcəsini göstərir.

Elektrostatik məsələnin yeganəliyi prinsipinə görə yüklərin paylanması məlum olduqda potensialı və onun vasitəsilə də sahəni, potensialları məlum olduqda isə yükün paylanmasını tapmaq olar.

İndi müxtəlif formalı kondensatorların elektrik tutumunun ifadə-lərilə tanış olaq.

a) **müstəvi kondensatorun** tutum düsturu ilə biz artıq



Şəkil 16.11

yuxarıda tanış olduğ:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S'}{d} \quad (16.39)$$

b) **kürə şəkilli kondensator** radiusu R_1 olan daxili və radiusu R_2 olan xarici sferadan ibarətdir (şəkil 16.15). Onlar arasındakı potensiallar fərqi

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{kq}{\epsilon} \cdot \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right),$$

kondensatorun tutumu isə

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{\epsilon}{k} \cdot \frac{R_1 \cdot R_2}{R_2 - R_1}$$

şəklində ifadə olunacaq.

$$d = R_2 - R_1 \ll R_1, R_2 \quad \text{olduqda,}$$

$$R_1 \approx R_2, R_1 \cdot R_2 \approx R^2$$

Qəbul etmək olar. Onda kondensatorun tutumu üçün

$$C = \frac{\epsilon}{k} \cdot \frac{R^2}{d} = \frac{\epsilon \cdot 4\pi\epsilon_0 R^2}{d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \quad (16.40)$$

alınır. Burada, $S = 4\pi R^2$ bir kürəvi lövhənin sahəsidir.

v) iki koaksial (eyni oxlu) silindrik lövhədən ibarət sistem **silindrik kondensator** əmələ gətirir. Silindrik lövhələr dielektrik təbəqələr vasitəsilə ayrılıb (şəkil 16.16). a və b daxili və xarici lövhələrin radiusları, l isə silindrin uzunluğu olsun. Silindrik kondensatorun tutumu

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0 \epsilon \cdot l}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (16.41)$$

düsturu ilə hesablanır.

Elektrik yüklərini yaratmaq üçün iş görmək lazımdır. Bu iş yüklər sisteminin enerjisinə çevrilir.

İki yükədən ibarət sistemin enerjisinin hesablayaq.

Fəzanın ixtiyari nöqtəsindəki q_1 yükündən r məsafədəki nöqtədə sahənin potensialı

$$\varphi_1 = \frac{kq_1}{r} \quad (16.43)$$

olduğu üçün bu nöqtəyə başqa bir q_2 yükü gətirmək üçün sahə qüvvələrinə qarşı

$$A = q_2 \varphi_1 = k \cdot \frac{q_1 q_2}{r} \quad (16.44)$$

işini görmək lazımdır. Bu iş iki yükün qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisinə çevrilir. Onu

$$W = k \cdot \frac{q_1 q_2}{r} = \frac{1}{2} k \cdot \frac{q_2}{r} \cdot q_1 + \frac{1}{2} k \cdot \frac{q_1}{r} \cdot q_2 \quad (16.45)$$

şəklində yazaq. Buradakı $\varphi_1 = k \cdot \frac{q_2}{r}$, q_2 yükü sahəsinin C nöqtəsindəki, $\varphi_2 = \frac{kq_1}{r}$ isə q_1 yükünün D nöqtəsindəki sahənin potensialıdır (şəkil 16.17). Onda

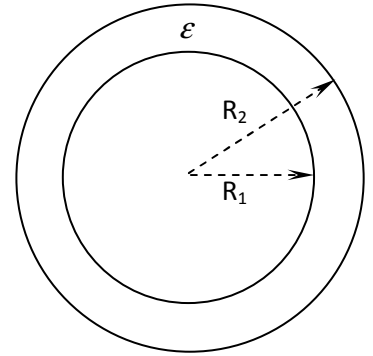
$$W = \frac{1}{2} q_1 \varphi_1 + \frac{1}{2} q_2 \varphi_2 \quad (16.46)$$

alınır. Əgər sistem n dənə yükədən ibarətdirsə, onların qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisi üçün

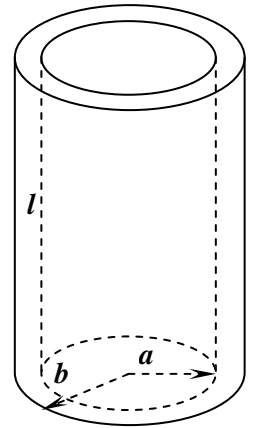
$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i \varphi_i \quad (16.47)$$

yaza bilərik.

Burada $1/2$ əmsli ona görə yazılır ki, cəmləmə zamanı hər cüt yükün potensial enerjisi iki dəfə nəzərə alınır. Üç yükədən ibarət sistemin potensial enerjisi üçün



Şəkil 16.15



Şəkil 16.16

$$W = k \frac{q_1 q_2}{r_{12}} + k \frac{q_1 q_3}{r_{13}} + k \frac{q_2 q_3}{r_{23}} \quad (16.48)$$

alınır.

Yüklər sisteminin enjisi potensial enerji xarakteri daşıyır və bu səbəbdən də yüklərin yerdəyişməsindən asılıdır. Eyni sayda yüklərin müxtəlif konfigurasiyasına müxtəlif də potensial enerji uyğun gəlir.

İndi də təklənmiş yüklü naqıl götürək. Onun yükü q , potensialı isə φ olsun. Naqilin yükünü dq qədər artırmaq üçün sahə qüvvələrinə qarşı

$$dA = dq \cdot \varphi = C d\varphi \cdot \varphi \quad (16.49)$$

iş görməliyik. Bu iş yüklü naqilin potensial enerjisinə çevrilir.

$$W = A = C \cdot \int_0^{\varphi} \varphi d\varphi = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{(C\varphi)^2}{2C} = \frac{q^2}{2C} \quad (16.50)$$

Yük baxımından neytral iki metal lövhə götürək. Yaxın qoyulmuş bu lövhələrin birindən digərinə q yükü köçürdükdə yükü köçürülən lövhə müsbət, digəri isə mənfi yüklənəcək. Belə lövhələr kondensator əmələ gətirir. Yüku bir lövhədən digərinə köçürmək üçün görülmə iş isə lövhələrdəki yüklərin potensial enerjisinə çevrilir. Təcrübədə kondensatoru e. h. q. mənbəyinə qoşmaqla belə yükləyirlər. Kondensatorun tutumu C , lövhələrdəki potensiallar fərqi $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ olarsa, onun enerjisi üçün

$$W = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2} = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C} \quad (16.51)$$

yaza bilərik.

Kondensatorun lövhələri əks adlı yüklərə malik olduğu üçün onlar arasında cazibə qüvvəsi yaranır. Bu qüvvələrə pondermator qüvvələr deyilir.

Fərz edək ki, lövhələr arasındakı məsafə $d=x$ -dir. Onda müstəvi kondensatorun enerjisi üçün

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{q^2 \cdot x}{2\varepsilon_0 \varepsilon S} \quad (16.52)$$

yazmaq olar. Potensial enerji ilə qüvvə arasında əlaqə düsturuna görə cazibə qüvvəsi üçün

$$F_x = -\frac{\partial W}{\partial x} = -\frac{q^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon S} \quad (16.53)$$

alınır.

Mənfi işarəsi bu qüvvənin cəzətmə qüvvəsi olduğunu göstərir. Kondensatorun elektrik sahəsi onun lövhələri arasında toplanıb. Ona görə də kondensatorun enerjisini bu sahəni xarakterizə edən kəmiyyətlərlə də ifadə etmək olar.

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} \cdot (Ed)^2 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon E^2 Sd = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon E^2 V$$

Bu ifadə müstəvi kondensatorun enerjisidir.

Elektrostatik sahənin enerjisi intensivliyin kvadratı ilə mütənasibdir. Son ifadənin hər tərəfini lövhələr arasındakı fəzanın həcminə $-V$ həcminə bölərək sahənin enerji sıxlığı üçün

$$w = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon E \cdot E = \frac{ED}{2} \quad (16.54)$$

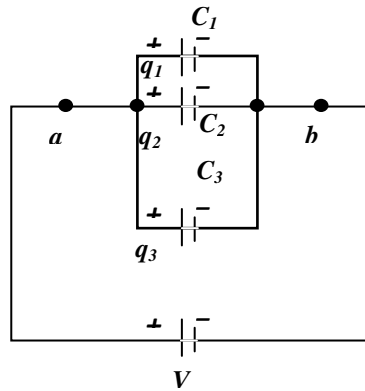
alırıq. Burada, $D = \varepsilon_0 \varepsilon E$ - elektrostatik induksiya vektorudur.

34. Kondensatorların ardıcıl və paralel birləşməsi

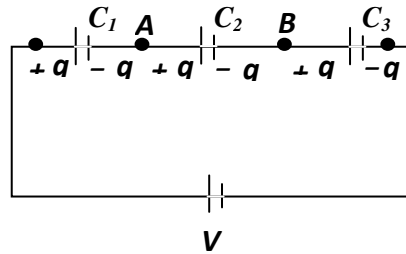
İstənilən tutumu almaq üçün bir kondensatorun imkanı məhduddur. Böyük elektrik tutumu almaq üçün kondensatorları paralel birləşdirirlər (şəkil 16.12). Buna kondensatorlar batareyası deyilir. Paralel birləşən 3 kondensatorun tutumları C_1, C_2, C_3 , yükləri isə q_1, q_2, q_3 olsun.

Batareyaya tətbiq edilmiş gərginlik hər üçü üçün eynidir. Onda hər bir kondensator üçün

$$q_1 = S_1 U, q_2 = S_2 U, q_3 = S_3 U$$



Şəkil 16.12



Şəkil 16.13

Bunları tərəf-tərəfə toplayaq:

$$q = q_1 + q_2 + q_3 = (S_1 + S_2 + S_3) U$$

q – sistemin tam yüküdür. Odur ki, paralel birləşmiş kondensatorların yekun tutumu üçün

$$C_{par} = C_1 + C_2 + C_3 \quad (16.34)$$

və n sayda kondensatorları paralel birləşdirdikdə

$$C_{nap} = C_1 + C_2 + \dots + C_n = \sum_{i=1}^n C_i \quad (16.35)$$

olar.

İndi də üç kondensatoru ardıcıl birləşdirək (şəkil 16.13). Kənar lövhələri mənbəyin qütblərinə qoşsaq, onlar $\pm q$ yükü alacaqlar. Ara lövhələr isə induksiya nəticəsində eyni $\pm q$ ilə yüklənəcəklər. Hər bir kondensatordakı gərginlik

$$U_1 = \frac{q}{C_1}, U_2 = \frac{q}{C_2}, U_3 = \frac{q}{C_3}$$

tam gərginlik isə

$$U = U_1 + U_2 + U_3 = q \cdot \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right)$$

olacaq.

Buradan

$$\frac{1}{C_{ard}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \quad (16.36)$$

alınır. n sayda kondensatorları ardıcıl birləşdirdikdə

$$\frac{1}{C_{ard}} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i} \quad (16.37)$$

olar. Kondensatoların ardıcıl birləşdirməklə onların dəşilməsi-nin qarşısını almaq mümkündür.

İndi də iki naqilin qarşılıqlı elektrik tutumunu tapan:

Elektrostatik məsələnin yeganəliyi prinsipinə görə yüklərin paylanması məlum olduqda potensialı və onun vasitəsilə də sahəni, potensialları məlum olduqda isə yükün paylanmasını tapmaq olar.

Elektrik yüklərini yaratmaq üçün iş görmək lazımdır. Bu iş yüklər sisteminin enerjisinə çevrilir.

İki yükədən ibarət sistemin enerjisinin hesablayaq.

Fəzanın ixtiyari nöqtəsindəki q_1 yükündən r məsafədəki nöqtədə sahənin potensialı

$$\varphi_1 = \frac{kq_1}{r} \quad (16.43)$$

olduğu üçün bu nöqtəyə başqa bir q_2 yükü gətirmək üçün sahə qüvvələrinə qarşı

$$A = q_2 \varphi_1 = k \cdot \frac{q_1 q_2}{r} \quad (16.44)$$

işini görmək lazımdır. Bu iş iki yükün qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisinə çevrilir. Onu

$$W = k \cdot \frac{q_1 q_2}{r} = \frac{1}{2} k \cdot \frac{q_2}{r} \cdot q_1 + \frac{1}{2} k \cdot \frac{q_1}{r} \cdot q_2 \quad (16.45)$$

şəklində yazaq. Buradakı $\varphi_1 = k \cdot \frac{q_2}{r}$, q_2 yükü sahəsinin C nöqtəsindəki, $\varphi_2 = \frac{k q_1}{r}$ isə q_1 yükünün D nöqtəsindəki sahənin potensialıdır (şəkil 16.17). Onda

$$W = \frac{1}{2} q_1 \varphi_1 + \frac{1}{2} q_2 \varphi_2 \quad (16.46)$$

alınır. Əgər sistem n dənə yükəndən ibarətdirsə, onların qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisi üçün

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i \varphi_i \quad (16.47)$$

yaza bilərik.

Burada $1/2$ əmsli ona görə yazılır ki, cəmləmə zamanı hər cüt yükün potensial enerjisi iki dəfə nəzərə alınır. Üç yükəndən ibarət sistemin potensial enerjisi üçün

$$W = k \frac{q_1 q_2}{r_{12}} + k \frac{q_1 q_3}{r_{13}} + k \frac{q_2 q_3}{r_{23}} \quad (16.48)$$

alınır.

Yüklər sisteminin enerjisi potensial enerji xarakteri daşıyır və bu səbəbdən də yüklərin yerdəyişməsindən asılıdır. Eyni sayda yüklərin müxtəlif konfigurasiyasına müxtəlif də potensial enerji uyğun gəlir.

İndi də təklənmiş yüklü naqıl götürək. Onun yükü q , potensialı isə φ olsun. Naqılın yükünü dq qədər artırmaq üçün sahə qüvvələrinə qarşı

$$dA = dq \cdot \varphi = C d\varphi \cdot \varphi \quad (16.49)$$

iş görməliyik. Bu iş yüklü naqılın potensial enerjisinə çevrilir.

$$W = A = C \cdot \int_0^{\varphi} \varphi d\varphi = \frac{C \varphi^2}{2} = \frac{(C \varphi)^2}{2C} = \frac{q^2}{2C} \quad (16.50)$$

Yük baxımından neytral iki metal lövhə götürək. Yaxın qoyulmuş bu lövhələrin birindən digərinə q yükü köçürdükdə yükü köçürülən lövhə müsbət, digəri isə mənfi yüklənəcək. Belə lövhələr kondensator əmələ gətirir. Yüğü bir lövhədən digərinə köçürmək üçün görülən iş isə lövhələrdəki yüklərin potensial enerjisində çevrilir. Təcrübədə kondensatoru e. h. q. mənbəyinə qoşmaqla belə yükləyirlər. Kondensatorun tutumu C , lövhələrdəki potensiallar fərqi $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ – olarsa, onun enerjisi üçün

$$W = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2} = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C} \quad (16.51)$$

yaza bilərik.

Kondensatorun lövhələri əks adlı yüklərə malik olduğu üçün onlar arasında cazibə qüvvəsi yaranır. Bu qüvvələrə pondermator qüvvələr deyilir.

Fərz edək ki, lövhələr arasındakı məsafə $d=x$ -dir. Onda müstəvi kondensatorun enerjisi üçün

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{q^2 \cdot x}{2\epsilon_0 \epsilon S} \quad (16.52)$$

yazmaq olar. Potensial enerji ilə qüvvə arasında əlaqə düsturuna görə cazibə qüvvəsi üçün

$$F_x = -\frac{\partial W}{\partial x} = -\frac{q^2}{2\epsilon_0 \epsilon S} \quad (16.53)$$

alınır.

Mənfi işarəsi bu qüvvənin cəzibmə qüvvəsi olduğunu göstərir. Kondensatorun elektrik sahəsi onun lövhələri arasında toplanıb. Ona görə də kondensatorun enerjisini bu sahəni

xarakterizə edən kəmiyyətlərlə də ifadə etmək olar.

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \cdot (Ed)^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 Sd = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 V$$

Bu ifadə müstəvi kondensatorun enerjisidir.

Elektrostatik sahənin enerjisi intensivliyin kvadratı ilə mütənasibdir. Son ifadənin hər tərəfini lövhələr arasındakı fəzanın həcminə $-V$ həcminə bölərək sahənin enerji sıxlığı üçün

$$w = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E \cdot E = \frac{ED}{2} \quad (16.54)$$

alırıq. Burada, $D = \epsilon_0 \epsilon E$ - elektrostatik induksiya vektorudur.

35. Sabit elektrik cərəyanı və onu xarakterizə edən parametrlər. Om qanunu. Naqillərin elektrik müqaviməti

Yüklü zərrəciklərin istiqamətlənmiş hərəkəti **elektrik cərəyanı** adlanır. Cərəyanın əsas xarakteristikası olaraq vahid zamanda baxılan en kəsikdən keçən yükün miqdarı -- **cərəyan şiddəti** qəbul olunmuşdur:

$$i = \frac{dq}{dt} \quad (10.1)$$

Elektrik cərəyanı həm «+», həm də «-» yüklərin hərəkəti ilə yaranır. Elektrik sahəsində «+» və «-» yüklər qarşı-qarşıya hərəkət etdiyindən, «-» yükün daşınması əks istiqamətdə «+» yükün daşınması kimi təyin oluna bilər. Bu səbəbdən də, əgər cərəyan axan mühitdə eyni zamanda «+» və «-» yüklər mövcuddursa, cərəyan şiddəti

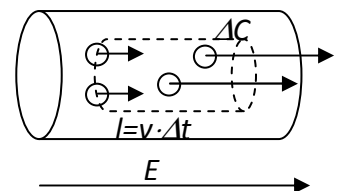
$$i = \frac{dq^+}{dt} + \frac{dq^-}{dt} \quad (10.2)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Mühitdə olan yükdaşıyıcılar elektrik sahəsi olmadıqda belə hərəkətdə olurlar, onlar xaotik istilik hərəkəti icra edirlər. Lakin yükdaşıyıcıların istilik hərəkətinin orta sürəti ilə baxılan en kəsikdən sağa və sola keçən yük bərabər miqdarda olduğundan, $i = 0$ olur. Mütəhərrik yüklərə malik mühiti elektrik sahəsinə qoşduqda sahənin istiqamətləndirici təsiri yükdaşıyıcıları istiqamətlənmiş hərəkətə məcbur edir. İstiqamətlənmiş hərəkətin $\vec{V}$ sürəti ilə istilik hərəkəti sürəti $\vec{v}_{or}$ toplanaraq yükdaşıyıcının yekun sürətini formalaşdırır:

$$\vec{v}_y = \vec{V} + \vec{v}_{or} = \vec{V}, \quad (10.3)$$

Nəzərə alınmışdır ki, istilik hərəkəti xaotik olduğundan, **istilik sürəti vektorunun orta qiyməti «0» olur**. Bu halda S en kəsiyindən Δt zamanında keçən elektrik yükü oturacağı sahəsi S , doğruları $\vec{V}\Delta t$ olan silindrik həcmdəki bütün yükdaşıyıcıların yüklərinin cəmi kimi təyin olunur (Şəkil 10.1).

$$\Delta q = q_0 n S V \cdot \Delta t \quad (10.4)$$



Şəkil 10.1

Burada q_0 yükdaşıyıcının yükü, n -vahid həcmdə yükdaşıyıcıların miqdarı – konsentrasiyasıdır. (10.1) ifadəsinə görə cərəyan şiddəti

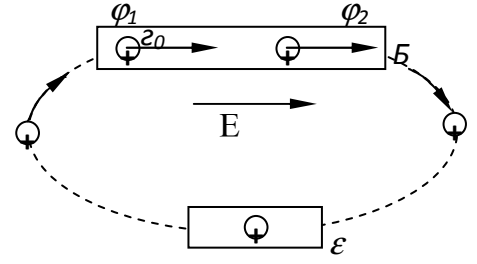
$$i = q_0 n S V \quad (10.5)$$

+ +

kimi təyin olunacaqdır. Cərəyan şiddəti skalyar, cəbri kəmiyyətdir. Cərəyanın vektoru kəmiyyəti olaraq **cərəyan sıxlığı** - vahid səthə düşən cərəyan təyin olunur:

$$j = \frac{\Delta i}{\Delta S} = \frac{di}{dS} \Rightarrow \vec{j} = en\vec{V}. \quad (10.6)$$

Cərəyan sıxlığı, müsbət yükdaşıyıcının hərəkət istiqamətində vektordur. Cərəyan axan mühitin verilmiş nöqtəsində cərəyan sıxlığı, bütün en kəsiyində isə cərəyan şiddəti təyin olunur. BS vahidlər sistemində cərəyan şiddəti vahidi **Ampere** (A) əsas vahidlərdən biridir. Cərəyan şiddəti vahidi cərəyanlı naqillərin qarşılıqlı təsirindən təyin olunur və belə təyinat XII fəsildə verilmişdir. Bu sistemdə elektrik yükü vahidi törəmə vahid olub, (10.1) ifadəsinə görə IX fəsildə göstəriləyi kimi $1 \text{ Kl} = 1A \cdot 1\text{san}$ kimi təyin olunur. Beləliklə, cərəyan şiddəti $1 A$ olduqda naqilin en kəsiyindən 1 san müddətində keçən yükün miqdarı 1 Kl qəbul olunmuşdur. Cərəyan sıxlığı j -nin vahidi A/m^2 -dir.



Səkil 10.2

Elektrik cərəyanının mövcud olması üçün 2 şərt lazımdır. Elektrik yükünə malik mühərrik zərrəciklər və bu yükdaşıyıcıların istiqamətlənmiş hərəkətinə nail olmaq üçün A və B nöqtələri arasında elektrik sahəsi, yəni potensiallar fərqi yaratmaq. Lakin elektrik sahəsinin təsiri ilə mütəhərrik yüklər A nöqtəsini tərk etdiyindən, bu nöqtənin potensialının sabit qalması üçün həmin yükün yeri «doldurulmalıdır». Eyni mülahizə B nöqtəsi üçün deyilə bilər. Bu nöqtəni tərk edən yükdaşıyıcı hərəkətini davam etdirərək həmin nöqtənin potensialının sabit qalmasını təmin etməlidir. Başqa sözlə naqilin AB hissəsində sabit elektrik cərəyanının mövcud olması üçün yükdaşıyıcılar daimi olaraq qapalı trayektoriya üzrə dövr etməlidirlər. Elektrostatik sahənin qapalı kontur üzrə sirkulyasiyası (9.38) ifadəsinə görə «0»-a bərabər olduğundan, yükdaşıyıcıların qapalı trayektoriyasında elektrostatik xarakterə malik olmayan qüvvələr iştirak etməlidir. **Kənar qüvvələr** adlanan belə qüvvələr yüklü zərrəcikə təsir etmək xüsusiyyəti ilə yanaşı, yükdaşıyıcıları elektrostatik qüvvənin əksinə hərəkət etdirməyə, yəni müsbət yükü potensialı kiçik olan nöqtəyə gəlməyə məcbur etdirməlidir. Belə qüvvələrin təsiri ilə yüklü zərrəciyin hərəkət trayektoriyası şəkil 10.2-də qırıq xətlə təsvir olunmuşdur. Beləliklə, sabit cərəyan axmasının mövcud olması üçün elektrostatik sahə ilə yanaşı kənar qüvvələr sahəsi də mövcud olmalıdır və ümumi sahə

$$\vec{E} = \vec{E}_e + \vec{E}_k^* \quad (10.7)$$

Burada $\vec{E}_k^*$ - elektrostatik sahəyə analogi olaraq kənar qüvvələrin sahə intensivliyi adlandırılır. Kənar qüvvələr elektrostatikdən başqa istənilən təbiətli kimyəvi, maqnit, diffuziya və s. ola bilərlər. Kənar qüvvələrə malik obyekt cərəyan mənbəyi adlandırılır. Cərəyan mənbəyinin əsas parametri **elektrik hərəkət qüvvəsi** ($e.h.q.$) - $\mathcal{E}$ -dur. Kənar qüvvələr yükdaşıyıcıyı hərəkət etdirərək iş gördüyündən, mənbəyin $e.h.q.$ vahid yükün üzərində görülən iş kimi təyin oluna bilər.

$$\mathcal{E} = \frac{A}{q} \quad (10.8)$$

Göründüyü kimi $e.h.q.$ - $\mathcal{E}$ -un vahidi *Voltdur* və potensiallar fərqi vahidi ilə üst-üstə düşür. Bu səbəbdən də kənar qüvvələri də sahə intensivliyi ilə xarakterizə etmək mümkündür.

$$\vec{f}_{kan} = q \cdot \vec{E}_k^*; \quad A_k = \oint f dl = q \oint E_k^* \cdot dl \quad (10.9)$$

(10.8) və (10.9) ifadələrinin müqayisəsindən kənar qüvvələrin sahə intensivliyinin sirkulyasiyası üçün

$$\oint E_k^* dl = \varepsilon \quad (10.10)$$

alarıq. Beləliklə, kənar qüvvələrin sahə intensivliyinin qapalı kontur üzrə sirkulyasiyası sıfır yox, *e.h.q.*-nə bərabərdir. Kənar qüvvələr **potensialsız qüvvələrdir**. Hər hansı dövrə hissəsində kənar qüvvə mövcud olarsa, *e.h.q.*

$$\varepsilon_{12} = \int_1^2 E^* dl \quad (10.11)$$

ifadəsi ilə təyin olunur

Georq Om təcrübi olaraq bircinsli naqildə axan cərəyanın onun uclarındakı gərginliklə mütənasib olması qanununu kəşf etmişdir. Cərəyan ilə gərginlik arasında mütənasiblik əmsalı naqilin keçiriciliyi (Λ), onun tərs qiyməti isə naqilin müqaviməti (R) adlanır. Belə işarələmələrdə Om qanunu

$$J = U \cdot \Lambda; \quad J = \frac{U}{R} \quad (10.12)$$

kimi yazılır. Naqilin müqaviməti dövrədəki cərəyan şiddətindən və gərginlikdən asılı olmayıb, onun həndəsi ölçüləri və hazırlandığı material ilə təyin olunur. Təcrübələr göstərir ki, naqilin müqaviməti onun uzunluğu (l) artdıqca artır, en kəsiyinin sahəsi (S) artdıqca azalır:

$$R = \rho \frac{l}{S} = \frac{1}{\sigma} \frac{l}{S}. \quad (10.13)$$

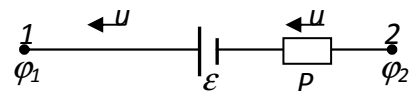
Burada ρ -naqilin **xüsusi müqaviməti**, $\sigma = \frac{1}{\rho}$ isə **xüsusi keçiriciliyi** adlanır. Naqilin xüsusi müqaviməti ondakı yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından və temperaturdan asılıdır. (10.12) və (10.13) ifadələri müqavimət və keçiriciliyin ölçü vahidlərini təyin edir. Müqavimət vahidi olaraq BS-də **Om** qəbul olunmuşdur. Uclarında potensiallar fərqi 1 V olduqda naqildən 1 A cərəyan axarsa, onun müqaviməti 1 Om qəbul olunur: $1 \text{ Om} = \frac{1 \text{ V}}{1 \text{ A}}$. Belə təyinatda xüsusi müqavimətin vahidi $[\rho] = \text{Om} \cdot m$ olur. Naqilin uzunluğu m -lərlə, en kəsiyinin sahəsi mm^2 ilə ifadə olunarsa, ρ -nun sistemdən kənar praktiki vahidi kimi $\frac{\text{Om} \cdot mm^2}{m}$ istifadə olunur. Bu vahidlər arasında $1 \frac{\text{Om} \cdot mm^2}{m} = 10^{-6} \text{Om} \cdot m$ əlaqəsi mövcuddur.

Qeyri- bircins dövrə üçün Om qanunu

Cərəyan dövrəsində elektrik hərəkət qüvvəsi (cərəyan mənbəyi) iştirak edərsə, belə dövrələr qeyri-bircins adlanır. (10.14) ifadəsi bircins dövrələr, yəni cərəyan mənbəyi iştirak etməyən dövrə hissəsi üçün ödənilir. Cərəyan axan dövrədə həm elektrostatik, həm də kənar qüvvələr mövcud olarsa (şəkil 10.4), cərəyan axması nəticəsində ayrılan istilik, enerjinin saxlanması və çevrilməsi qanununa görə elektrostatik və kənar qüvvələrin işləri cəmi kimi təyin olunur:

$$dA_{12} = dq \cdot \varepsilon_{12} + dq(\varphi_1 - \varphi_2) = dQ. \quad (10.20)$$

Ayrılın istiliyin (10.16) ifadəsini və $dq = i \cdot dt$ olduğunu nəzərə alsaq,



Şəkil10.4

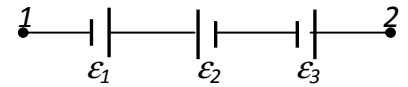
$$i \cdot R^* = (\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12} = U_{12} \quad (10.21)$$

alırıq. Burada R^* dövrənin 1 və 2 nöqtələri arasında müqavimətdir. Elektrostatik və kənar qüvvələr mövcud olduqda vahid yükün iki nöqtə arasında yerdəyişməsi zamanı görülmə iş *gərginlik düşgüsü* adlanır və U_{12} ilə işarə olunur. Bircins dövrədə ($\varepsilon = 0$) gərginlik düşgüsü potensiallar fərqi, qapalı dövrədə isə cərəyan mənbəyinin qütblərində gərginliyə (ε - e.h.q-nə) bərabər olur. (10.21) ifadəsindən cərəyanı təyin edək:

$$i = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12}}{R^*} \quad (10.22)$$

Bu ifadə **qeyri- bircins dövrə üçün Om qanunu** adlanır. Əgər $\varepsilon_{12} = 0$ olarsa, (10.22) ifadəsi dövrə hissəsi üçün (10.12) Om qanununa çevrilir. Qapalı dövrədə R müqaviməti və daxili müqaviməti r olan cərəyan mənbəyi iştirak edərsə ($\varphi_1 = \varphi_2$), $R^* = R + r$ olduğundan, (10.22)

$$i = \frac{\varepsilon_{12}}{R + r} \quad (10.23)$$



Səkil 10.4 a

şəklini alar. Qeyd edək ki, dövrədə axan cərəyan və mənbəyin e.h.q.-si cəbri kəmiyyət kimi təyin olunur. Şəkil 10.4-də göstəriləndiyi kimi mənbəyin müsbət qütbündən çıxan, mənfi qütbə daxil olan cərəyan müsbət işarəli qəbul olunur. Mənbəyin müsbət qütbündən mənfi qütbünə keçdikdə e.h.q. müsbət götürülür. Şəkil 10.4-də e.h.q. “mənfi” işarəyə malikdir. Dövrədə bir neçə gərginlik mənbəyi olarsa (şəkil 10.4,a), 1 və 2 nöqtələri arasında e.h.q.

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_3 - \varepsilon_2 \quad (10.24)$$

kimi təyin olunur. Qeyri-bircins dövrələr üçün Om qanununun differensial şəkl

$$j = \sigma(E + E_k^*) \quad (10.25)$$

olar. Burada E_k^* (10.9) ifadəsində göstəriləndiyi kimi, kənar qüvvələrin sahə intensivliyidir.

Qapalı dövrə halında xarici müqavimət R -də gərginlik düşgüsü

$$U = iR = \frac{\varepsilon}{R + r} \cdot R \quad (10.26)$$

vahid zamanda ayrılan istilik isə

$$Q_x = A_x = i \cdot U = \frac{\varepsilon^2 R}{(R + r)^2} \quad (10.27)$$

olar. Mənbəyin r daxili müqavimətindən də cərəyan axdığından, ayrılan ümumi istilik daxili və xarici dövrədə istiliklər cəmi kimi təyin olunur:

$$Q = Q_x + Q_d = \frac{\varepsilon^2}{R + r} \quad (10.28)$$

Qapalı dövrədə naqıl qızdırıcı kimi fəaliyyət göstərsə, xarici dövrədəki ayrılan istilik faydalı işi təşkil edəcəkdir. Belə təyinatda **dövrənin faydalı iş əmsalı**

$$\eta = \frac{Q_x}{Q} \cdot 100\% = \frac{R}{R + r} \cdot 100\% \quad (10.29)$$

olar. Mənbəyin daxili müqaviməti kiçik olduqca, dövrənin f.i.ə. böyük olur. Xüsusi halda xarici müqavimət «0» olarsa, dövrədə cərəyan şiddəti (10.24) ifadəsinə görə

$$i = \frac{\varepsilon}{r} = i_{qq} \quad (10.30)$$

kimi təyin olunur və cərəyan mənbəyinin *qısaqapanma cərəyanı* adlanır.

36.İfratkeçiricilik. Coul-Lens və Videman-Frans qanunları

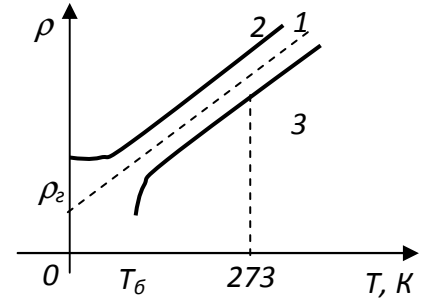
Om qanununun (10.12) ifadəsi naqilin en kəsiyindən keçən yükün miqdarını təyin edir, verilmiş nöqtədəki yükdaşıyıcıların hərəkəti haqda məlumat vermir. Verilmiş nöqtədə yükdaşıyıcının hərəkəti (10.6) ifadəsinə görə cərəyan sıxlığı vektoru ilə təyin olunur və sonuncu ilə elektrik sahə intensivliyi arasında vektoru münasibət

differensial şəkildə Om qanunu adlanır. Om qanununa daxil olan parametrləri $di = jds$, $dU = Edl$, $R = \frac{1}{\rho} \frac{dl}{dS}$ kimi təyin edərək

(10.14) ifadəsində nəzərə alsaq,

$$jdS = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dS}{dl} \cdot E \cdot dl \Rightarrow j = \frac{1}{\rho} E \Rightarrow \vec{j} = \sigma \vec{E}$$

(10.14)



Şəkil 10.3

Om qanununun differensial şəklini alırıq. Burada ρ -xüsusi müqavimət, σ isə xüsusi keçiricilikdir. Bu kəmiyyətlər materialın cərəyankeçirmə qabiliyyətini xarakterizə edir, maddənin kimyəvi tərkibindən, xarici amillərdən, məsələn temperaturdan, asılı olur. Metallar üçün xüsusi müqavimətin temperaturdan xətti asılılığı müşahidə olunur:

$$\rho = \rho_0 \alpha T. \quad (10.15)$$

Burada $\alpha \approx \frac{1}{273}$ -ə bərabər mütənasiblik əmsalı, T - mütləq temperatur, ρ_0 - 0°C -də (273K)

xüsusi müqavimətin qiymətidir. Xüsusi müqavimətin temperaturdan asılılığının (10.15) ifadəsinə görə və təcrübə ayrılırları (2,3) şəkil 10.3-də təsvir olunmuşdur.

Aşağı temperaturlarda $\rho(T)$ asılılığında xəttilik pozulur və «0»K-ə ρ_q -qalıq müqaviməti uyğun gəlir. Təcrübələr göstərir ki, ρ_q -qiyməti materialın təmizliyi və onda qalıq mexaniki gərginliklərin olması ilə əlaqədardır. Xüsusi təmiz materiallar üçün $\rho_q = 0$ olmalıdır. Bəzi metallar və ərintilərin xüsusi müqaviməti temperaturun $T < 20\text{K}$ qiymətlərində sıçrayışla «0»-a qədər azalır. İlk dəfə 1911-ci ildə civədə müşahidə olunan bu hadisə **ifratkeçiricilik** adlanır. Metalın normal keçiricilikdən ifrat keçirici hala keçid temperaturu T_b *böhran temperaturu* adlanır. XX əsrin 80-cı illərində keramika tərkibli mürəkkəb quruluşlu materiallarda ifratkeçiricilik hadisəsi nisbətən yüksək temperaturlarda ($T \approx 100\text{K}$) müşahidə olunmuşdur. Keçiricinin ifratkeçirici halında cərəyanın axması ilə istilik ayrılır. Sonuncu texnikada geniş tətbiqlərə malikdir.

Normal halda olan naqildən elektrik cərəyanı axdıqda istilik ayrılır. İstiliyin ayrılmasına səbəb elektrik sahəsinin yüklü zərrəciyin hərəkəti zamanı gördüyü işdir. Om qanunundan istifadə edərək bu işi

$$dQ = dA = dq \cdot U = iUdt = i^2 Rdt \quad (10.16)$$

kimi təyin edirik. Bu Coul-Lents qanunu adlanır: *Naqildən cərəyan keçərkən ayrılan istilik cərəyan şiddətinin kvadratı ilə düz mütənasibdir.* (10.16) ifadəsi bütövlükdə R müqavimətli naqildə ayrılan istiliyi təyin edir. Cərəyanın axdığı yerlərdə ayrılan istiliyi təyin etmək üçün Coul-Lents qanunu differensial şəkildə yazılmalıdır. Cərəyan axan naqilin vahid həcmindən vahid zamanda ayrılan istilik cərəyanının məxsusi gücü adlanır.

$$\varpi = \frac{dQ}{dV \cdot dt} \quad (10.17)$$

Coul Lents qanununun integral ifadəsi olan (10.16) ifadəsini, həmçinin $di = j \cdot dS$; $R = \rho \frac{dl}{dS}$; $dV = dS \cdot dl$ olduğu nəzərə alınarsa,

$$\varpi = \rho \cdot j^2 \quad (10.18)$$

olar. Bu ifadədə (10.14) differensial şəkildə Om qanunu nəzərə alınarsa,

$$\varpi = \sigma \cdot E^2 \quad (10.19)$$

kimi Coul-Lents qanununun differensial şəklini alırıq.

Metallar həm elektriki, həm də istiliyi yaxşı, dielektriklər isə hər ikisini pis keçirir. Buradan belə qənaətə gəlmək olar ki, metalların elektirik və istilik keçirməsində əsas rol oynayan sərbəst elektronlardır. Ona görə də istilik və elektrikkeçirmə əmsalları arasında əlaqə olmalıdır.

Qazların xüsusi istilikkeçirmə əmsalı üçün $\chi = \frac{1}{3} \rho \bar{u} \bar{\lambda} C_V$ almışdıq. Metallar üçün bu ifadənin şəklini dəyişək. Metalın sıxlığı, atomların konsentrasiyası, molyar kütləsi, Avoqadro ədədi arasındakı əlaqə bizə məlumdur.

$$\rho = \frac{nm}{N_A}$$

Digər tərəfdən, sabit həcmdə xüsusi istilik tutumu üçün $C_V = \frac{i}{2} \frac{R}{M}$ yazı bilərik. Bərk cisimlər üçün $C_p = C_V$ və elektronun sərbəstlik dərəcələrinin sayının $i = 3$ olduğunu nəzərə aldıqda, metalın istilikkeçirmə əmsalı üçün

$$\chi = \frac{1}{3} \frac{nM}{N_A} \bar{u} \bar{\lambda} \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{M} = \frac{1}{2} \frac{R}{N_A} \cdot n \bar{u} \bar{\lambda} = \frac{1}{2} k n \bar{u} \bar{\lambda} \quad (17.28)$$

alırıq. Metalların elektrikkeçirmə əmsalı

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{e^2 n}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}}$$

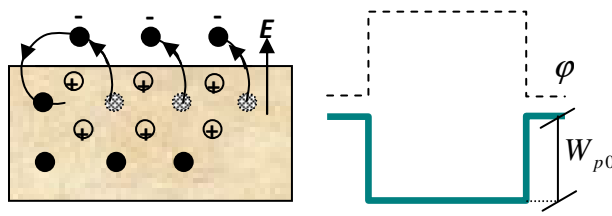
olduğu üçün, onların nisbəti

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{k}{e^2} \cdot m \bar{u}^2 = \frac{2k}{e^2} \cdot \frac{m \bar{u}^2}{2} = \frac{2k}{e^2} \cdot \frac{3}{2} kT = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 \cdot T \quad (17.29)$$

olur. Burada, $\frac{m \bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2} kT$ - elektronun istilik hərəkətinin kinetik enerjisidir. Beləliklə, **metalların istilik və elektrikkeçirmə əmsallarının nisbəti yalnız mütləq temperaturun funksiyasıdır**. Buna **Videman-Frans qanunu** deyilir. Klassik elektron nəzəriyyəsi Om, Coul-Lens və Videman-Frans qanunlarını kefiyyət və kəmiyyət baxımından kifayət qədər dəqiq izah etsə də, təcrübə faktlarla müqayisədə bir sıra ziddiyyətlərlə qarşılaşır.

37. Elektronların metaldan çıxış işi. Kontakt potensiallar fərqi

Metallarda elektronlar sərbəst hərəkət etsələr də, onu tərk edə bilmirlər. Əks halda metallar artıq müsbət yükə malik olardılar. Deməli keçirici elektronlar metaldə sanki dərinliyi W_{p0} olan qutu daxilində yerləşirlər ki, bu da **potensial çuxur** adlanır (şəkil 11.9). Yalnız enerjisi potensial çuxurun W_{p0} dərinliyindən böyük olan elektronlar metalı tərk edə bilirlər. Təsadüfi xarakter daşıyan belə elektronlar şəkil 11.9-də təsvir olunan kimi Kulon qarşılıqlı təsirinə məruz qalaraq yenidən metalın həcminə qayıdırlar. Müəyyən müddətdən sonra metalı tərk edən elektronların sayı ilə ona qayıdan elektronların sayı bərabərləşir, yəni dinamik tarazlıq yaranır. Bu səbəbdən metalın səthində nazik elektron buludu əmələ gəlir. Şəkildə təsvir olunduğu kimi xarici qatdakı müsbət ionlarla elektron buludu *ikili* E sahə intensivlikli elektrik sahəsi yaradaraq həcmdəki elektronların səthə çıxmasına əngəl törədirlər. Elektron bu elektrik sahəsini dəf etmək üçün əlavə

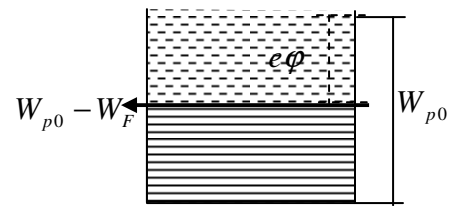


Şəkil 11.9

iş görməlidir və bu səbəbdən səthə çıxan elektronların potensial enerjisi artacaqdır. Beləliklə, metalın daxilindəki valent elektronlarının potensial enerjisi səthdəki valent elektronların enerjisindən W_{p0} potensial çuxurun dərinliyi qədər kiçik olacaqdır.

Potensial enerjinin sıçrayışı atomlararası məsafə tərtibində məsafədə ($10^{-9} m$) baş verdiyindən, enerji təsvirində potensial çuxurun divarları şəkil 11.9-da təsvir olunduğu kimi şaquli xətlərlə göstərilə bilər. Elektronun yükü mənfi olduğundan, onun potensial enerjisi ilə nöqtənin potensialı bir-birinə əks işarəyə malik olmalıdır ($W_p = -e\phi$). Bu səbəbdən metal daxilində elektrik sahəsinin potensialı onun səthinə nəzərən $\frac{W_{p0}}{q}$ qədər kiçik olacaqdır.

Metaldakı elektronun tam enerjisi potensial və kinetik enerjilərin cəmi ilə təyin olunur. Əvvəlki mövzuda göstəriləndiyi kimi elektronların kinetik enerjisi 0 ilə $W_{\max}$ (W_F) Fermi səviyyəsi arasında olur. Bu halda tutulan səviyyələr üfiqi bütöv, boş səviyyələr isə qırıq xətlərlə olmaqla 0K üçün enerji diaqramı şəkil 11.10-da təsvir olunmuşdur. Göründüyü kimi, müxtəlif valent elektronlarını metaldan qoparmaq üçün qeyri bərabər enerji sərf olunmalıdır. Bu enerji $W_{p0} \div W_{p0} - W_F$ aralığına uyğun gəlir.



Şəkil 11.10

Elektronu metaldan qopararaq vakuuma çıxarmaq üçün lazım olan minimal enerjiyə **çıxış işi** deyilir. Şəkildə 0K temperaturu üçün bu enerji $A = e\phi$ ilə işarə olunmuşdur:

$$A = e\phi = W_{p0} - W_F \quad (11.25)$$

Temperatur mütləq «0» –dan fərqləndikdə də çıxış işi eyni ifadə ilə təyin təyin olunur, çünki istilik hərəkətinin enerjisi W_F Fermi enerjisindən çox kiçikdir. Bu səbəbdən də metallarda çıxış işi demək olar ki, temperaturdan asılı olmur. Zəif asılılıq temperaturun artması ilə atomlararası məsafənin dəyişməsinin W_{p0} -ın qiymətinə təsirinin nəticəsidir. Çıxış işinin qiyməti materialın növündən və onun səthinin təmizliyindən asılıdır. Səthdə müxtəlif oksidlər yaratmaqla çıxış işini xeyli azaltmaq mümkündür. Qeyd edək ki, çıxış işinin qiyməti bir sıra fotoqəbuledicilərin həssaslıq oblastını təyin edir və müasir optoelektronikanın vacib problemlərini həll etməyə imkan verir.

Təcrübə göstərir ki, iki müxtəlif metalı bir-birinə toxundurduqda onların arasında potensiallar fərqi əmələ gəlir. **Bu potensiallar fərqi kontakt potensiallar fərqi adlanır.** Kohtakt potensiallar fərqi qiyaməti toxunan metalların nə formasından, nə də ölçüsündən asılı olmayıb yalnız onların cinsi və toxunma yerinin temperaturundan asılıdır. Kohtakt potensiallar fərqi əmələ gəlməsi iki səbəbdən baş verir:

- 1) toxunan metalların çıxış işlərinin müxtəlif olması;
- 2) bu metallarda sərbəst elektronların konsentrasiyasının müxtəlif olması.

1	2
---	---

Şəkil 19.8

Fərz edək ki, çıxış işləri A_1 və A_2 , sərbəst elektronlarının konsentrasiyası n_1 və n_2 olan iki müxtəlif metal bir-biri ilə kohtakta gətiriliblər (şəkil 19.8).

Aydın ki, çıxış işləri müxtəlif olduğundan elektronlar metalın birindən asan çıxdıqları halda o birindən çətin çıxırlar. Bunun nəticəsində metalın birində elektron artıqlığı, o birində elektron çatışmazlığı yaranar. Bu da metalın birinin mənfi, o birinin müsbət yüklənməsinə səbəb olar. Digər tərəfdən, metallarda sərbəst elektronların konsentrasiyasının müxtəlif olması nəticəsində metalın birindən o birinə keçən (diffuziya edən) elektronların sayı əks istiqamətdə keçən (diffuziya edən) elektronların sayından artıq olur. Bunun da nəticəsində metalın biri mənfi,

o birisi isə ona bərabər müsbət yüklə yüklənir. Bu da o deməkdir ki, metalların toxunma sərhəddində müəyyən $(\varphi_1 - \varphi_2)$ potensiallar fərqi yaranar. Kohtakt potensiallar fərqi yaranandan sonra elektronların bir metaldan o biri metala keçməsinə bu potensiallar fərqi mane olur. Nəhayət, elə bir an gəlir ki, metalların birindən o birinə keçən elektronlar arasında tarazlıq yaranır. Tarazlıq halında metalların birindən o birinə keçən elektronların potensial enerjiləri arasındakı fərq

$$\Delta W = A_1 - A_2 + e(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (19.4)$$

şəklində ifadə olunur.

Məlumdur ki, metal daxilində elektron qazı Bolsman paylanmasına tabe olur. Yəni

$$n_2 = n_1 e^{-\frac{\Delta W}{kT}} \quad (19.5)$$

Buradan da

$$\Delta W = kT \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (19.6)$$

olar. (19.6) ifadəsini (19.5)-də nəzərə alıb bəzi sadə əməliyyatlar aparılsa kohtakt potensiallar fərqi üçün

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (19.7)$$

alınar. (19.7) ifadəsindən görünür ki, kohtakt potensiallar fərqi iki hissədən ibarətdir. Bunlardan biri $\frac{A_2 - A_1}{e}$ çıxış işlərinin müxtəlifliyi hesabına yaranan toxunma potensiallar fərqidir. Buna

xarici potensiallar fərqi deyilir. Müxtəlif metallar üçün $\frac{A_2 - A_1}{e} = (2 \div 3)V$ tərtibində olur. O biri

hissə, $\frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}$ - elektronların diffuziyası hesabına yaranan potensiallar fərqidir və **daxili**

potensiallar fərqi adlanır. Müxtəlif metallar üçün $\frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \sim 0,03B$ tərtibində olur. Buradan

aydın olur ki, kohtakt potensiallar fərqi yaranmasında əsas rolu xarici potensiallar fərqi oynayır.

Toxunan iki müxtəlif metalın toxunma sərhəddində potensiallar fərqi əmələ gəlməsini hələ 1795-ci ildə Volta təcrübə olaraq müəyyən etmişdir. Metallar üçün Volta iki

1	2	3	4
---	---	---	---

qa-

nun kəşf etmişdir.
1. Kohtakt potensiallar fərqi yalnız toxunan metalların cinsindən və toxunma yerinin temperaturundan asılıdır.

$\varphi_{1,2}$ $\varphi_{2,3}$ $\varphi_{3,4}$

2. Çoxlu sayda müxtəlif metalların toxunmasından təşkil olunmuş açıq dövredə toxunma yerlərinin temperaturları eyni olduqda, yaranan potensiallar fərqi elə birinci və sonuncu metalların toxunması zamanı yaranan potensiallar fərqi ilə bərabər olur, yəni aradakı metalların heç bir rolu olmur. Bunu sübut edək. Onun üçün çıxış işləri A_1, A_2, A_3 və A_4 , elektron konsentrasiyaları n_1, n_2, n_3 və n_4 olan dörd metalı bir-birinə toxunduraraq (şəkil 19.9). Bu məqsədlə (19.7) düsturunu hər bir toxunma yeri üçün yazaq.

Şəkil 19.9

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 - \varphi_2 &= \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \\ \varphi_2 - \varphi_3 &= \frac{A_3 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_3} \\ \varphi_3 - \varphi_4 &= \frac{A_4 - A_3}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_3}{n_4} \end{aligned} \right\}$$

Bu ifadələri tərəf-tərəfə topladıqda

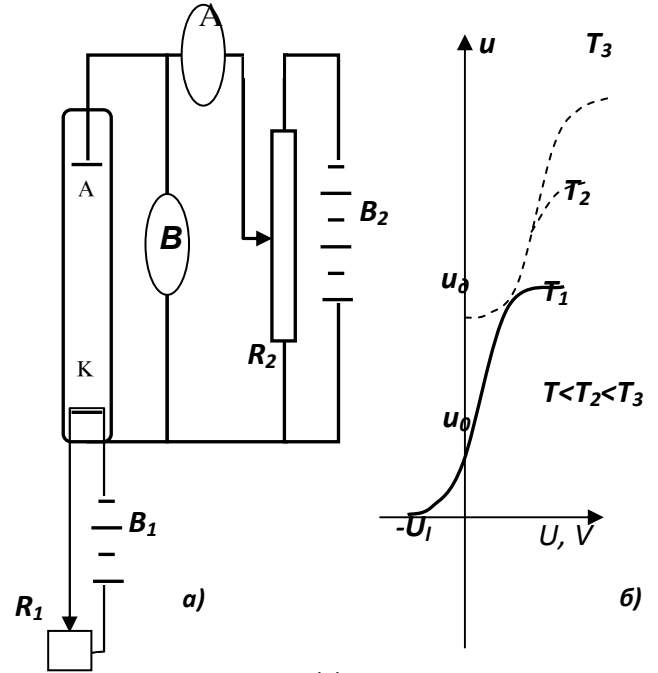
$$\varphi_1 - \varphi_4 = \frac{A_4 - A_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_4} \quad (19.8)$$

alınar. Bu da Voltanın ikinci qanundur.

Asanlıqla göstərmək olar ki, 19.9-cu şəkildəki metallardan qapalı dövrə düzəldilsə, toxunma yerlərinin temperaturları eyni olan halda, əmələ gələn kohtakt potensiallar fərqi cəmi, yəni dövredə əmələ gələn e.h.q.-si sıfıra bərabər olar. Başqa sözlə

$$E = \varphi_{1,2} + \varphi_{2,3} + \varphi_{3,4} + \varphi_{4,1} = 0 \quad (19.9)$$

olur.



Şəkil 11.11

38. Termoelektron emissiyası

Qızdırılmış cismin özündən elektronları buraxması **termoelektron emissiyası** adlanır. Termoemissiya - elektronların sürətlərə görə paylanma qanununa görə bir sıra elektronların orta istilik enerjindən xeyli böyük enerjiyə malik olmaları səbəbindən metaldakı potensial çuxuru tərk etməsi ilə izah olunur. Temperaturun yüksəlməsi ilə belə elektronların sayının xeyli artması baş verir və onları asanlıqla qeydə almaq mümkün olur. Bu məqsədlə vakuum lampalarından istifadə olunur. İçərisində K katodu və A anodu olan silindrik şüşə qabın havası çıxarılaraq vakuum yaradılır. Katodu B₁ batareyası ilə qızdırdıqda qopan elektronların miqdarını təyin etmək üçün şəkil 11.11-də təsvir olunan elektrik sxemi yığılır. Katodun temperaturu R₁ reostatı vasitəsilə axan cərəyanı dəyişməklə tənzimlənir. K katodu və A anodu arasına gərginlik B₂ mənbəyindən R₂ potensiometri ilə verilir və V voltmetri ilə ölçülür. Anod dövrəsindən keçən cərəyan A ampermetri ilə təyin olunur və onun gərginlikdən asılılığı – **volt-amper xarakteristikası** -qurulur. Katodun müxtəlif qızma temperaturlarında voltamper xarakteristikaları şəkil 11.11, b –də təsvir olunmuşdur. Gərginliyin U = 0 qiymətində katoddan buxarlanan elektronlar onun yaxınlığında mənfə yüklü «bulud» əmələ gətirir ki, bu da katoddan yeni elektronların çıxmasını məhdudlaşdırır. Yalnız kiçik miqdarda elektron anoda çataraq i₀ cərəyanını yaradır.

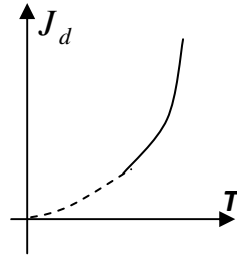
Tətbiq olunan gərginliyin kiçik qiymətlərində voltamper xarakteristikası qüvvət funksiyası ilə xarakterizə olunur ($J \sim U_a^{3/2}$ - Buqoslavski-Lənqmur qanunu). Axan cərəyanın artması elektrik sahəsinin təsiri ilə elektron buludunun dağılaraq anoda çatmasını təmin edir. Gərginliyin müəyyən qiymətində elektron buludundakı elektronların hamısı anoda çatır və axan cərəyanın doyması baş verir. Doyma cərəyanının sıxlığı

$$j_d = N \cdot e$$

kimi təyin olunaraq vahid zamanda katoddan qopan termoelektronların N sayını təyin edir. Temperatur artdıqca ($T_3 > T_2 > T_1$) qopan termoelektronların sayı artdığından anod cərəyanı da artır. Doyma cərəyanının, yəni termoelektronların sayının temperaturdan asılılığı xeyli güclüdür və şəkil 11.12-də təsvir olunmuşdur. Kvant nəzəriyyəsi doyma cərəyanının temperaturdan asılılığı üçün

$$j_d = BT^2 e^{\frac{A}{kT}} \quad (11.26)$$

düsturunu təyin edir. Burada A – katod materialı üçün çıxış işi, B qiyməti $\sim 1,2 \cdot 10^6 \frac{A}{m^2 \cdot K^2}$ tərtibində olan və katod materialından asılı olan sabitdir. (11.26) ifadəsi Riçardson düsturu adlanır. Göründüyü kimi qopan elektronların sayı temperaturdan və katodun çıxış işindən çox güclü asılıdır. Otaq temperaturunda $\Delta T = 5K$ artdıqda $T^2 \sim 2\%$, eksponensial hədd isə 300% artır. Bu səbəbdən demək olar ki, doyma cərəyanı temperaturdan eksponensial asılıdır. Eyni temperaturda çıxış işi A -nın qiyməti $3eV$ -dan $1eV$ -a (cəmi 3 dəfə) dəyişdikdə qopan elektronların sayı $5 \cdot 10^8$ dəfə (!) artır.



Şəkil 11.12

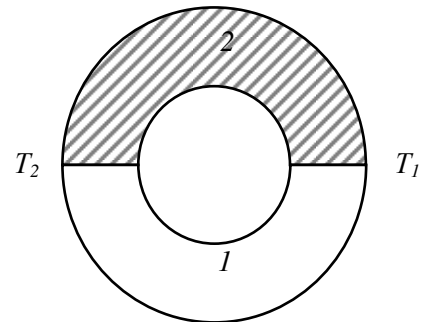
Əgər şəkil 11.11-də anoda mənfi potensial verilərsə, gərginliyin U_a qiymətində anod cərəyanı «0»-a qədər azalar, yəni cərəyanın axması dayanar. Bu nəticə vakuum lampasının birtərəfli keçiriciliyinə malik olmasına, yəni dəyişən cərəyanı sabit cərəyanı çevirən cihaz kimi işlədilməsinə şərait yaradır. Geniş tətbiq sahəsinə malik olan vakuum lampalarını müasir optoelektronikada naziktəbəqəli yarımkeçirici diodlar əvəz edir.

39. Termoelektrik effektlər.

Müxtəlif metalların toxunmasından yaranmış qapalı dövrədə toxunma yerlərinin temperaturları eyni olduqda əmələ gələn e.h.q.-si sıfıra bərabər olur. 1821-ci ildə Zeebek müəyyən etmişdir ki, iki müxtəlif metalın toxunmasından əmələ gələn qapalı dövrədə toxunma yerlərinin temperaturları müxtəlif olduqda e.h.q.-si əmələ gəlir:

Toxunma yerlərinin temperaturlarının müxtəlif olması nəticəsində iki müxtəlif metalın əmələ gətirdiyi qapalı dövrədə e.h.q.-si yaranması hadisəsi termoelektrik effekti adlanır.

Bu hadisəni Zeebek kəşf etdiyindən ona **Zeebek effekti** də deyilir. Burada əmələ gələn e.h.q.-si termoelektrik hərəkət qüvvəsi adlanır. Çıxış işləri A_1 və A_2 , sərbəst elektronlarının konsentrasiyası n_1 və n_2 olan iki metaldan qapalı dövrə düzəldək (şəkil 19.10). Toxunma yerlərinin temperaturları T_1 və T_2 olsun. Deyək ki, $T_1 > T_2$ -dir. (19.7) düsturunu hər bir toxunma yerinə tətbiq etsək, alarıq



Şəkil 19.10

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{1,2} = \varphi_1 - \varphi_2 &= \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \\ \varphi_{2,1} = \varphi_2 - \varphi_1 &= \frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} \end{aligned} \right\} \quad (19.10)$$

Bu ifadələri tərəf-tərəfə toplayaq:

$$\begin{aligned} \varphi_{1,2} + \varphi_{2,1} &= E = \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} = \\ &= \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} - \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} = (T_1 - T_2) \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \end{aligned}$$

yəni

$$\dot{A} = (T_1 - T_2) \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (19.11)$$

alınar. Burada, $\frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} = \alpha$ –sabit kəmiyyət olub **termoelektrik**

əmsalı adlanır. Deməli, termoelektrik hərəkət qüvvəsi

$$E = \alpha (T_1 - T_2) \quad (19.12)$$

olur. Buradan görünür ki, termoelektrik hərəkət qüvvəsi toxunma yerlərinin temperaturları fərqi ilə düz mütənasibdir.

(19.12) düsturundan görünür ki, termoelektrik əmsalı

$$\alpha = \frac{E}{T_1 - T_2} = \frac{E}{\Delta T} \quad (19.13)$$

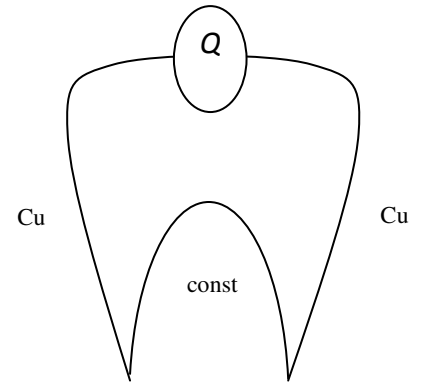
şəklində ifadə edilir. Buradan görünür ki, $\Delta T = 1K$ olarsa, $\alpha = E$ olar. Deməli, termoelektrik əmsalı toxunma yerlərinin temperaturları fərqi 1K olanda əmələ gələn termoelektrik hərəkət qüvvəsinə bərabər olan kəmiyyətə deyilir.

(19.13) düsturundan görünür ki, $\alpha = 1 \frac{V}{K}$ ilə ölçülür. (19.12)

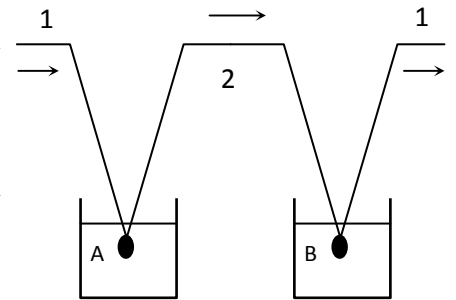
düsturundan görünür ki, termoelektrik hərəkət qüvvəsi məlum olduqda temperatur fərqi, temperatur məlum olduqda isə termo e.h.q.-ni təyin etmək olar. Bundan istifadə edərək temperaturu ölçmək üçün **termocüt** adlanan cihaz düzəldirlər. Termocüt, termoelektrik əmsalı α məlum olan iki müxtəlif metal naqildən düzəldilir. 19.11-ci şəkildə mis konstantan naqilərindən düzəldilmiş termocüt göstərilmişdir. Lehim nöqtələrindən biri sabit temperaturda (adətən əriməkdə olan buzun içərsində) saxlanılır, o biri lehim nöqtəsi isə temperaturu təyin ediləcək yerə qoyulur. Termocüt əvvəlcədən dərəcələnilir.

Termocütlər böyük həssaslığa malikdirlər və ona görə də ən kiçik temperatur fərqi ölçə bilirlər.

Çox vaxt termocütün həssaslığını artırmaq üçün onları termobatareyalar şəklində birləşdirirlər.



Şəkil 19.11



Şəkil 19.12

Peltie effekti

1834-cü ildə Peltie müəyyən etmişdir ki, iki müxtəlif metalın lehimlənməsindən ibarət dövrədən cərəyan keçərkən Coul-Lens istiliyindən əlavə lehim nöqtələrinin birində istilik ayrılır, o birində istilik udulur. Bu hadisə Peltie effekti adlanır. Əgər dövrədə cərəyanın istiqaməti dəyişsə Peltie effektinin işarəsi dəyişir. Yəni əvvəlcə qızan lehim soyuyur, soyuyan lehim isə qızır.

Peltie effektini 19.12-ci şəkildəki sxem üzrə müşahidə etmək olar. 1 və 2 metallarının ucları lehimlənməmiş və bu sistem-dən cərəyan buraxılmışdır. Əgər A -nöqtəsində istilik ayrılırsa, B -nöqtəsində istilik udulur. Ayrılan və ya udulan Peltie istili-yini təyin etmək üçün lehim nöqtələri içərsində su olan kalorimetrlə qoyulur. Temperaturu təyin etmək üçün kalorimetrlərə həssas termometr salınır.

A nöqtəsində ayrılan istiliyin miqdarı

$$Q_A = I^2 R t + Q_p \quad (19.14)$$

B -nöqtəsində udulan istiliyin miqdarı isə

$$Q_B = I^2 R t - Q_p \quad (19.15)$$

Buradan

$$Q_A - Q_B = 2Q_p \quad (19.16)$$

olar.

Təcrübə göstərir ki, Peltje istiliyi naqildən keçən yükün miqdarı ilə düz mütənasibdir.

$$Q_p = P \cdot q \quad (19.17)$$

Burada, P -Peltje əmsalı adlanır.

(19.17) düsturundan görünür ki, $P = 1 \frac{C}{Kl}$ ilə ölçülür. Müxtəlif metal cütləri üçün $P \sim (10^{-2} \div 10^{-3})V$ tərtibində olur.

$$q = It \quad (19.18)$$

olduğunu nəzərə alsaq

$$Q_p = PIt \quad (19.19)$$

olar.

Peltje və Coul-Lens istilikləri arasında ciddi fərq vardır.

Coul-Lens istiliyi cərəyanın istiqamətindən asılı olmadığı halda Peltje istiliyi cərəyanın istiqamətindən asılıdır. Coul-Lens istiliyi cərəyan şiddətinin kvadratı ilə düz mütənasibdir. Lakin, Peltje istiliyi cərəyan şiddətinin birinci dərəcəsi ilə düz mütənasibdir.

Coul-Lens istiliyi naqilin müqavimətindən asılıdır. Lakin, Peltje istiliyi naqilin müqavimətindən asılı deyildir.

Peltje effekti aşağıdakı kimi izah edilir: Lehimin müxtəlif tərəflərində yükdaşıyıcılar (elektronlar və müsbət ionlar) müxtəlif kinetik enerjiyə malik olurlar. Əgər bir metaldan o birinə keçən elektron öz enerjisini artırarsa bu lehimdən istilik udulur, əgər elektron öz enerjisini azaldarsa (elektron öz artıq enerjisini metalın qəfəsinə verir) bu lehimdə istilik ayrılır.

Peltje istiliyini elektron nəzəriyyəsi əsasında hesablamaq olar. 19.2-ci paragrafda göstərmişdik ki, bir metaldan o birinə keçən elektronun enerjisinin dəyişməsi,

$$\Delta W = kT \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (19.20)$$

düsturu ilə hesablanır. Əgər bir metaldan o birinə n -qədər elektron keçmiş olsa, onda bu elektronların hamısının enerjisinin dəyişməsi

$$W = n\Delta W = nkT \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (19.21)$$

olar. Bu ifadə də sağ tərəfi elektronun yükü olan e -yə vuraq və bölək. Onda

$$W = ne \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (19.22)$$

olar. $ne = q$ bir metaldan o birinə daşınan elektrik yükünün miqdarıdır.

$$W = q \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (\tilde{N}) \quad (19.23)$$

$T_b = 0,24k_{a\lambda}$ olduğunu nəzərə alsaq, lehim nöqtəsində ayrılan və ya udulan Peltje istiliyi

$$Q = 0,24 \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \cdot q \quad (\hat{a}l) \quad (19.24)$$

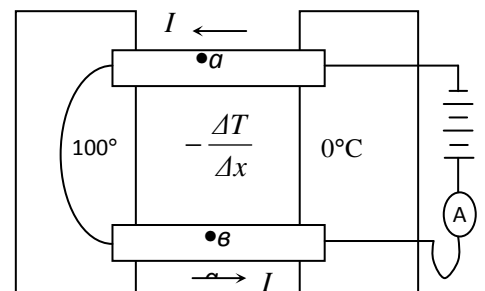
olar. Burada

$$0,24 \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} = P \quad (19.25)$$

Peltje əmsalıdır. Onda

$$Q = Pq \quad (19.26)$$

alınar. Göründüyü kimi Peltje əmsalı toxunma potensiallar fərqinin elektronların diffuziyası payına düşən hissəsi ilə təyin edilir.



Tomson effekti

1856-cı ildə Tomson müəyyən etmişdir ki, qeyri-bərabər qızdırılmış eyni bir metaldan da cərəyan keçdikdə cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq bu metalda Coul-Lens istiliyindən əlavə ya istilik ayrılır, ya da istilik udulur. Bu hadisə Tomson effekti adlanır. Tomson effektini müşahidə etmək üçün iki eyni metal çubuqdan dövrə düzəldilir. Metal çubuqların uclarında müxtəlif temperatur; 100°C və 0°C yaradılır. Dövrədə cərəyan olmayanda a və b nöqtələrinin temperaturları eyni olur (şəkil 19.13). Bunu, ucları a və b nöqtələrinə yerləşdirilmiş termocüt göstərir.

Dövrədən cərəyan keçdikdə a və b nöqtələrinin temperaturları müxtəlif olur. Bu onu göstərir ki, bu nöqtələrdən birində istilik ayrılır, o birində isə istilik udulur. Tomson effekti qeyri-bərabər qızdırılan metalın xassələrinin dəyişməsi ilə izah edilir.

Metalın ΔV həcmindən τ zamanda ayrılan Tomson istiliyinin miqdarı $\frac{\Delta T}{\Delta x}$ temperatur qradientindən və keçən cərəyanın i sıxlığından asılıdır. Bu asılılıq

$$\frac{Q}{\Delta V \cdot \tau} = \sigma \frac{\Delta T}{\Delta x} i \quad (19.27)$$

şəklində ifadə olunur. $i = \frac{I}{S}$, $\Delta V = S \Delta x$ olduğunu nəzərə alsaq

$$Q = \sigma \Delta T I \tau \quad (19.28)$$

olar. **Bu Tomson qanununun diferensial şəklidir.** σ – Tomson əmsalı adlanır və müxtəlif metallar üçün müxtəlifdir. Bismut üçün $\sigma \sim 10^{-5} \frac{\text{B}}{\text{K}}$ tərtibindədir.

Tomson və Peltie effektləri arasındakı əsas fərq ondan ibarətdir ki, Peltie effektində qeyri-bircinslilik müxtəlif metalların birləşməsi nəticəsində, Tomson effektində isə eyni bir metalın qeyri-bərabər

40. Metallarda elektrik cərəyanı

Metalların elektrikkeçirmə mexanizminin tədqiqi uzun bir tarixə malikdir. Təcrübədə müşahidə olunan belə bir fakt təəccüb doğururdu ki, daxilindən uzun müddət cərəyan keçən naqılın kütləsində heç bir dəyişiklik baş vermir. 1901-ci ildə Rikke ucları cilalanmış iki mis silindrin arasına alüminium silindri kip yerləşdirmiş və onlardan bir il ərzində $3,5 \cdot 10^6 \text{ KJ}$ yük buraxmışdı. Ayırı-ayrı silindrlərin təcrübədən qabaqkı və sonrakı çəkirləri arasındakı fərq alınmamışdı. Metalların keçiciliyində maraqlı doğuran ikinci cəhət budur ki, çox zəif elektrik sahələri (potesiallar fərqi) metallarda cərəyan yarada bilir. Bu onu göstərir ki, metalda yükdaşıyıcılar kifayət qədər sərbəstdir.

Hazırda metalların keçiriciliyinin aşağıdakı şərh olunan mexanizmi külli miqdarda təcrübələrdə təsdiq və elm tərəfindən qəbul olunmuşdur.

Ayrı-ayrı metal atomlarının birləşib kristal qəfəsi əmələ gətirməsi üçün onlardan enerji ayrılmalıdır. Ayrılan enerji atomlardan valent elektronlarını qoparmaq üçün kifayət edir. Qəfəsin düyünlərində valent elektronlarını itirmiş atomlar, müsbət ionlar yerləşir. Qopan elektronlar isə metal daxilində sərbəstdir. Onlar metalın bir ucundan digər ucuna hərəkət edə bilər, amma metalı tərk edə bilməz. Buna müsbət ionların sahəsi maneçilik edir. Öz atomlarından qopmuş elektronlar elektron "buludu" əmələ gətirir, müsbət ionlar isə sanki bu buludun içində "üzürlər".

Sərbəst elektronların sayı haqqında onu demək olar ki, bir valentli metallarda onların sayı yəqin ki, atomların sayına bərabər olmalıdır. Metalın vahid həcmindəki atomların sayı $n = \rho N_A / M$ (ρ – sıxlıq, M – molyar kütlə, N_A -Avoqadro ədədidir) olduğu üçün bir valentli metallarda elektronların konsentrasiyası da bu tərtibdə olacaqdır:

$$n = (10^{28} \div 10^{29}) \text{ m}^{-3}$$

Onda iki valentli metallarda elektronların konsentrasiyası atomların konsentrasiyasından iki

dəfə, üç valentli metallarda isə üç dəfə çox olar.

Sərbəst elektronlar metal daxilində istilik hərəkətindədir və bu zaman öz aralarında və qəfəsin düyünlərindəki müsbət ionlarla toqquşur. Odur ki, metaldakı sərbəst elektron qazına ideal qazın bir sıra xassələrini aid etmək olur. Məsələn, elektronun orta sürəti qaz molekulunun orta sürət düsturu ilə hesablanı bilər.

$$\bar{u} = \sqrt{8kT/m\pi}$$

Burada, $T = 300^\circ K$ qəbul edib, elektronun kütləsinin

($m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$) və Bolsman sabitinin ($k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ C/k}$) qiymətlərini yazsaq, xaotik hərəkət sürəti üçün $\bar{u} \approx 10^5 \text{ m/s}$ alırıq.

Metallarda sərbəst elektron nəzəriyyəsi doğrudursa, belə bir təcrübə müsbət nəticə verməlidir. Metal parçasını sürətlə hərəkətə gətirdikdə onunla birlikdə daxiləki sərbəst elektronlar da həmin istiqamətdə hərəkət edəcək. Metalı ani olaraq ($-a$) təcili ilə tormozlasaq elektronlar inersiya qüvvəsinin təsiri altında ona nəzərən ($+a$) təcili ilə hərəkətini davam etdirəcək və bu zaman naqildə yükün yerdəyişməsi baş verir, yəni cərəyan keçir. Qısaca desək, metallarda sərbəst elektronlar varsa, onların mexaniki hərəkəti cərəyan doğrumalıdır.

Elektrona a təclini $F = ma$ ətalət qüvvəsi verir. Əgər bu təcili elektrik sahəsi versəydi $F = eE$ yazı bilərdik. Bunların bərabərliyindən

$$eE = ma \quad (17.11)$$

alınır. Naqilin uzunluğu ℓ , uclarında potensiallar fərqi $\varphi_1 - \varphi_2$ olduqda, $E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\ell} = \frac{IR}{\ell}$ olar.

Naqilin hərəkəti sür'əti v_0 , onun tormozlanmasından dayanana kimi keçən müddət t olarsa, $a = v_0 / t$ yazmaq olar. Bu ifadələri (17.11)-də yazsaq:

$$e \frac{IR}{\ell} = m \frac{v_0}{t} \quad (17.12)$$

Kiçik dəyişiklikdən sonra bu ifadə

$$q = It = \frac{m}{e} \frac{\ell v_0}{R} \quad (17.13)$$

şəklini alır.

Bu ifadəyə daxili olan q, ℓ, v_0, R kəmiyyətləri təcrübədə ölçülə bilər. Ona görə də elektronun xüsusi yükünü e/m -i hesablamaq olar.

Belə bir təcrübəni Stüart və Tolmen 1916-cı ildə aparmışdır. Onlar 500 m uzunluğunda məftili makaraya sarıyaraq onu 300m/s sürətlə fırlatmış və ani olaraq tormozlamışlar. Bu zaman makaradan keçən yükü onun uclarına bağlanmış ballistik qlavanometrlə ölçmüşlər. Bu təcrübədən

$\frac{e}{m}$ üçün alınan qiymət başqa üsullarla alınan qiymətlərlə üst-üstə düşür.

41. Elektrolitlərdə elektrik cərəyanı

Məhlulları və ərintiləri elektrik cərəyanı keçirən maddələrə elektrolitlər deyilir.

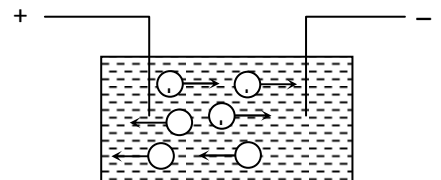
Elektrolitlərə misal olaraq qələvilərin, duzların, turşuların məhlullarını göstərmək olar.

Elektrolitləri suda və ya digər polyar mayelərdə həll etdikdə maddənin əksər molekulları müsbət və mənfi ionlara parçalanır. Bu hadisə **dissosiasiya hadisəsi** adlanır. Deməli, ***həllədicilərin təsiri ilə maddəni təşkil edən molekulların müsbət və mənfi ionlara parçalanmasına dissosiasiya deyilir.***

Ümumilikdə məhlul elektrik baxımından neytraldır. Yəni, mənfi və müsbət ionların konsentrasiyası biri birinə bərabərdir. Müsbət ionların konsentrasiyasını n_+ , mənfi ionların konsentrasiyasını n_- ilə işarə edək.

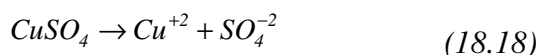
$$n_+ = n_- = n$$

$$(18.17)$$



Şəkil 18.8

Tutaq ki, göy daşını ($CuSO_4$) suda həll etmişik. Dissosiasiya nəticəsində bu maddə n_+ sayda Cu^{+2} ionlarına, n_- sayda isə SO_4^{-2} ionlarına parçalanıb.



İndi göydaş məhlulu olan qaba (elektrolitik vannaya) iki elektrod daxil edək (şəkil 18.9) və bu elektrodları cərəyan mənbəyinin qütblərinə birləşdirək. Bu zaman məhlulda E intensivlikli elektrik sahəsi yaranacaq və bu sahənin təsiri ilə müsbət ionlar sahə istiqamətində, mənfi ionlar isə əks istiqamətdə hərəkət edəcəklər. Daha doğrusu, yükdaşıyıcıların istiqamətlənmiş hərəkəti nəticəsində məhlulda elektrik cərəyanı yaranacaqdır. Yəni müsbət ionların (**kationların**) mənfi elektroda (**katoda**) doğru və əksinə, mənfi ionların (**anionların**) müsbət elektroda (**anoda**) doğru hərəkəti baş verəcəkdir.

Elektrolitlərdə temperatur artdıqca ionlaşma dərəcəsi artır, yəni müsbət və mənfi ionların konsentrasiyası artır. Bu isə elektrik keçiriciliyinin artması (əksinə müqavimətin isə azalması) deməkdir.

Maddə molekllarının ionlara parçalanması və elektrodlara doğru hərəkəti maddə daşınması ilə nəticələnir.

Cərəyanın təsiri ilə maddənin tərkib hissəsinə ayrılmasına elektroliz hadisəsi deyilir.

Bu zaman ayrılan maddə elektrod üzərində toplanır. Bu hadisənin kəmiyyət qanunları təcrübi yolla M.Faradey tərəfindən öyrənilmişdir (1836–cı il).

Faradeyin I qanunu:

Tutaq ki, t zaman müddətində valentliyi z olan N sayda ion elektroda doğru hərəkət edir. Aydındır ki, bu yükün miqdarı

$$q = Nez \quad (18.19)$$

olar. Bu ionlar elektrod üzərinə çökərək

$$M = Nm_i \quad (18.20)$$

qədər maddə kütləsi təşkil edəcəkdir. Burada, m_i –bir ionun kütləsidir. (18.20)–ni (18.19)–a bölsək,

$$\frac{M}{q} = \frac{m_i}{ez} = k \quad (18.21)$$

Buradan

$$M = kq = kIt \quad (18.22)$$

(18.22) ***ifadəsi Faradeyin I qanununun riyazi ifadəsidir.***

Bu qanuna görə elektrod üzərində ayrılan maddənin kütləsi elektrolitdən keçən q yükünün miqdarı ilə düz mütənasibdir.

Burada, k mütənasiblik əmsalı olub, **elektrokimyəvi ekvivalent** adlanır. $q = 1\text{ Kl}$ olduqda, $M = k$ olur.

Deməli, **elektrokimyəvi ekvivalent ədədi qiymətcə elektrolitdən 1 Kl yük keçdikdə elektrod üzərində ayrılan maddənin kütləsinə bərabərdir**. BS–də elektrokimyəvi ekvivalent kq/Kl –la ölçülür.

Faradeyin II qanunu:

Bu qanun maddənin elektrokimyəvi ekvivalenti (k) ilə kimyəvi ekvivalenti (x) arasında əlaqə yaradır:

Elementin atom çəkisinin (A) onun valentliyinə (p) olan nisbətində bərabər olan kəmiyyətə kimyəvi ekvivalent deyilir:

$$x = \frac{A}{n} \quad (18.23)$$

Faradeyin II qanunu belə ifadə edilir:

Maddənin elektrokimyəvi ekvivalenti onun kimyəvi ekvivalenti ilə düz mütənasibdir:

$$k = c \cdot x \quad (18.24)$$

(18.23) düsturunu burada nəzərə alsaq,

$$k = c \cdot \frac{A}{n} \quad (18.25)$$

alınar. Burada, c - mütənasiblik əmsalıdır. (18.24)–dən $c = \frac{k}{x}$ olar ki, buda bütün maddələr üçün sabit kəmiyyətdir.

Faradeyin hər iki qanununun birləşmiş ifadəsi:

$$M = kq = c \cdot \frac{A}{n} q$$

şəklində olar. $\frac{I}{c} = F$ **Faradey ədədi** adlanır. Onun ədədi qiyməti $F \approx 96500 \frac{\text{Kl}}{\text{qr} \cdot \text{ekv}}$.

Faradey ədədini nəzərə alsaq onda birləşmiş qanun

$$M = \frac{I}{F} \cdot \frac{A}{n} q$$

şəklində ifadə olunur.

42. Qazlarda elektrik cərəyanı

Hər cür kənar qarışıqlardan təmizlənmiş qazlar elektriki keçirmirlər. Qaz molekulları elektrik baxımından neytraldır. **Molekulların neytral haldan yükdaşıyıcıya çevrilməsi prosesi ionlaşma adlanır.** Molekulları ionlaşdırmaq üçün onlardan bir və ya bir neçə elektronu qoparmaq lazımdır. Bu zaman elektronlarını itirmiş molekullar birqat, ikiqat və s. müsbət yüklənmiş ionlara çevrilir. Sərbəst elektronların bir hissəsi neytral molekullara birləşərək onları mənfi iona çevirir, digər hissəsi isə sərbəst halda qalır. Beləliklə, qazda müsbət və mənfi ionlar və sərbəst elektronlar kimi yükdaşıyıcılar yaranır. **Qazda yükdaşıyıcı yaranan xarici təsirlər ionlaşdırıcı adlanır.** Yüksək temperatur, rentgen, ultrabənövşəyi radioaktiv, kosmik şüalar, sürətli elektronlar və başqa hissəciklər ionlaşdırıcı ola bilər.

İonlaşma ilə yanaşı qazda onun əksi olan daha bir proses gedir. Xaotik hərəkət edən müsbət ion və sərbəst elektron rastlaşdıqda elektron iona birləşərək onu neytral molekula çevirir. Bu proses **rekombinasiya** adlanır.

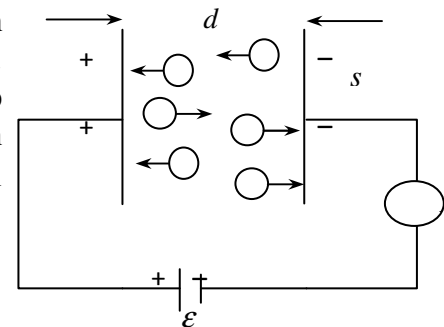
Zəif elektrik sahələrində ionlaşdırıcının təsiri kəsildəndən sonra cərəyan yox olur, qaz ionları neytral molekullara çevrilir. Buna **qeyri-sərbəst keçiricilik** deyilir. Qabaqda görəcəyimiz kimi güclü elektrik sahələrində qazda bir dəfə yaranan keçiricilik öz-özünə davam etdirilir, ionlaşdırıcının təsirinə ehtiyac qalmır. Bu halda ona **sərbəst qaz keçiriciliyi** deyilir.

Fərz edək ki, sahəsi S , aralarındakı məsafə d olan kondensatorun lövhələri arasında qaz var (şəkil 18.1). İonlaşdırıcının təsiri ilə qazın vahid həcmində, vahid zamanda α cüt ion yaranır. α – ionlaşma əmsalı adlanır. Onda kondensatorun $S \cdot d$ həcmində vahid zamanda $\alpha \cdot S \cdot d$ cüt ion yaranacaq. Qazda hər iki işarədən olan ionların konsentrasiyası n_+ və n_- olsun. Əks işarəli yüklər eyni miqdarda yaranır və eyni miqdarda da yox olur:

$$n_+ = n_- = n$$

Onda, vahid zamanda vahid həcmdə rekombinasiya olunan ionların sayı müsbət və mənfi ionların sayı ilə mütənasib olacaq:

$$\beta n_+ n_- = \beta n^2$$



Şəkil 18.1

β – rekombinasiya əmsalı adlanır. $S \cdot d$ həcmində rekombinasiya olunan yüklərin sayı $\beta n^2 Sd$ olar. İonlar nəinki qazın həcmində, həm də elektrodlarda rekombinasiya olunur. Həm cərəyanla elektroda çatan (məsələn, müsbət yük lövhənin mənfi yükü ilə birləşib onu neytrallaşdırır) sərbəst yük yox olur, həm də lövhənin yükü azalır.

Lövhələrdə rekombinasiya olunan yüklərin miqdarını belə tapa bilərik. Qazdan keçən cərəyanın şiddəti $I = i \cdot S$ olsun. Onda $I/e = iS/e$ nisbəti vahid zamanda lövhələrə çatan və rekombinasiya olunan yüklərin sayını verir. Lövhələr arasındakı fəzanın Sd həcmindəki yük cütlərinin sayı nSd , onun zamana görə dəyişməsi $Sd \frac{dn}{dt}$ olsun. Yuxarıda gördüyümüz kimi bu dəyişmə ionlaşma, qazın həcmində və elektrodlarda rekombinasiya hesabına ola bilər.

$$Sd \frac{dn}{dt} = \alpha S d - \beta n^2 Sd - \frac{iS}{e} \quad (18.1)$$

İonlaşma və rekombinasiya bir-birinə əks proses olduğu üçün son iki həddin qarşısında mənfi işarəsi yazılıb.

(18.1) *qazda yüklərin sayının balans tənliyidir*. Onun hər tərəfini Sd həcminə bölək.

$$\frac{dn}{dt} = \alpha - \beta n^2 - \frac{i}{ed} \quad (18.2)$$

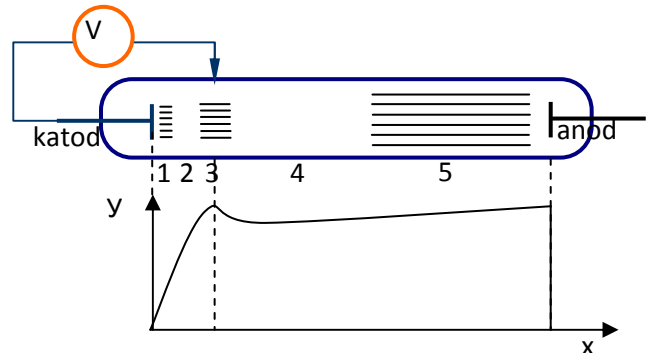
İndiyə kimi nəzərdə tutulurdu ki, qazda yükdaşıyıcılar ancaq ionlaşdırıcının təsiri ilə yaranır. Güclü elektrik sahələrində qazdakı sərbəst elektronlar və müsbət ionlar da yeni elektronlar və ionlar yaradır. Elektrik sahəsində sərbəst yol boyunca elektron $mv^2/2 = eEl$ enerjisi qazanır. l – elektronun sərbəst yolunun uzunluğudur. Zəif sahələrdə bu enerji də kiçikdir və elektronun atom və molekul ilə toqquşması elastiki xarakter daşıyır, yalnız elektron hərəkət istiqamətini dəyişir. Sahə gücləndikcə elektronun kinetik enerjisi də artır, toqquşmalar qeyri-elastiki xarakter daşıyır, elektron sahədə qazandığı enerjini atoma və ya molekula verir. Əgər bu enerji atomun və molekulun E_i ionlaşma enerjisindən çoxdursa, yeni sərbəst elektron və müsbət ion alınır. ***Bu hadisə zərbə ilə ionlaşma adlanır.*** Elektronlar sahə tərəfindən yenidən sürətlənir, yenidən zərbə ilə ionlaşma baş verir və i. a. Anoda yaxınlaşdıqca sərbəst elektronların sayı sel kimi artır. Qeyd edək ki, katoda yaxınlaşan müsbət ionlar da zərbə ilə ionlaşma yaradır. Lakin ionların kütləsi elektronun kütləsinə nisbətən çox-çox böyük olduğu üçün eyni sahədə ionun qazandığı sürət kiçik olur. Güclü sahələrdə katodun səthinə zərbə ilə dəyən müsbət ionlar oradan yeni elektronlar qoparır. ***Bu hadisə ikinci elektron emissiyası adlanır. Xatırladaq ki, qızdırılan zaman katoddan elektron çıxması hadisəsi birinci elektron emissiyası adlanır.***

Zərbə ilə ionlaşmanın sürəti artdıqca rekombinasiya prosesləri yükdaşıyıcıların sayının sabitliyini təmin edə bilmir. Qazda ***dəşilmə*** baş verir. Dəşilmə baş verən sahənin qiyməti qazın kimyəvi təbiətindən, onun halından, qazda yerləşdirilmiş elektrodların formasından və qarşılıqlı vəziyyətindən asılıdır.

Sərbəst elektron atom və molekul ilə toqquşduqda sonuncuları həcəyanlanmış hala keçirir (bu zaman atom və molekula verilən enerji, E_i ionlaşma enerjisindən kiçikdir). Normal hala qayıdarkən onlar özlərindən işıq buraxır. Cərəyan keçərkən qazların işıqlanması bu hadisəyə əsaslanıb (gündüz işığı lampaları, qütb parıltıları və i.a.). Qazların elektrik keçirməsi qaz boşalmaları da adlanır. Onların müxtəlif növləri var: ***səyriyən (alovsuz) boşalma, qığılmalı boşalma, təcili boşalma, qövs boşalması*** və s.

Səyriyən boşalma uzunluğu $\sim 0,5 m$ olan

borularda kiçik təzyiqlərə qədər seyrəkləşdirilmiş qaza yüksək ($\sim 1000V$) gərginlik tətbiq



Şəkil 18.4

olunduqda yaranır. Qazın təzyiqi 50 mm Hg olduqda işıqlanan telciklər katodla anodu birləşdirir. Təzyiqin sonrakı azalması telciklərin yoğunlaş-masına səbəb olur və $\sim 5\text{ mm Hg}$ təzyiqində boru bütövlükdə işıqlanaraq səyriyən boşalmanı yaradır. Boşalma sütununun əsas hissələri və tətbiq olunmuş gərginliyin boru üzrə paylan-ması şəkil 18.4-də təsvir olunmuşdur. Tətbiq olunmuş gərginlik əsasən 1 katodyanı qat ilə 3 səyriyən işıqlanma arasında 2 katod qaranlığına düşür. Bu üç qat boşalmanın katod hissəsi ad-lanır. Səyriyən işıqlanma (3) ilə 5 işıqlanan anod sütunu arasında 4 Faradey qaranlıq fəzası yerləşir. Borunun əksər hissəsi işıqlanan müsbət anod sütunu ilə dolur. Müstəqil qaz boşalmasına səbəb olan hər iki amil- ikinci elektron emissiyası və zərbə ionlaşması katodətrafı fəzada baş verir. Boruda təzyiq çox kiçik ($\sim 0,001\text{ mm Hg}$) həddə qədər azaldıqda (2) katod qaranlıq fəzası genişlənərək bütün borunu tutur.

Katod ətrafında işıqlanmaların səbəbi nisbətən az enerji yığan elektronların qaz molekulları ilə toqquşaraq onları həyəcanlaşdırması və bu molekuların əsas hala qayıdaraq şüaburaxmasıdır. Elektronların yığdığı enerji böyük olduqda toqquşmada ionlaşdırma ehtimalı daha böyük olur və işıqlanma aradan qalxır. Burada çoxlu sayda müsbət ion yığılaraq fəza yükü əmələ gəltirməsi gərginliyin şəkil 18.4-də göstərilən kimi paylanmasını təmin edir. Səyriyən boşalma qatı çoxlu miqdarda müsbət ionlar və mənfi yüklü elektronlarla dolsa da, yekun yük sıfır olur. Elektrik cəhətdən neytral müsbət və mənfi sərbəst yüklərin məcmusu **plazma** adlanır. Bu hissədə işıqlanma rekombinasiya nəticəsində baş verir. Elektronlarla müsbət ionların rekombinasiyasıda ayrılan eneji fotonlar şəklində şüalanır.

Səyriyən boşalmadan qazboşalma borucuqları kimi küçə reklamlarında istifadə olunur. *Ne* - qırmızı, *Ar* -göy-yaşıl və s. rənglər verməsi reklamın əlvan rəngini təmin edir. Səyriyən boşalma həmçinin katod şüaları (elektron seli), katodoluminessensiya - elektronların təsiri ilə maddələrin işıqlanması, kanal şüaları (müsbət ionlar seli) almağa imkan yaradır.

Qövs boşalması. Bu növ qaz boşalmasını ilk dəfə 1802-ci ildə rus fiziki V.Petrov iki birləşmiş kömür elektrodu dövrəyə qoşduqdan sonra bir qədər aralayaraq onlar arasında gözqamaşdırıcı parlaq işıqlanma müşahidə etmişdir. Üfqı elektrodlar arasında işıqlanma bir qədər əyilərək qövs forması aldığından, elektrik qövsü adlanır. Qövsdə cərəyan şiddəti $\sim 10^4\text{ A}$ tərtibində olur. Qövs boşalması həm alçaq ($\sim 0,01\text{ Atm.}$), həm də yüksək ($\sim 10^3\text{ Atm.}$) təzyiqlərdə baş verə bilər. Boşalmanın səbəbi qızmış katoddan termoelektron emissiyası ilə elektronların qopması və elektrodlararası qazın yüksək temperatura qədər qızmasıdır. Elektrodlar arası yüksəktemperatrlu plazma ilə dolur, yüksəktəzyiqli qövsdə hətta 10000 K alına bilər. Yüksəkenerjili ionların katoda çırpılması onu $\sim 3500\text{ K}$ -ə qədər qızdırır. Elektronlar daha böyük enerjiyə malik olduqlarından anod daha şiddətli qızmaya məruz qalır. Bu səbəbdən anod buxarlanır və onun səthində dərinləşmiş çuxur –krater əmələ gəlir. Kraterdə qövsün ən parlaq işıqlanması baş verir.

Qığılmalı boşalma tətbiq olunan elektrik sahə intensivliyi verilmiş qaz üçün deşilmə sahəsinə (E_d) bərabər olduqda yaranır. Deşilmə sahəsi qazın təzyiqindən asılıdır, hava üçün normal şəraitdə $\sim 10^4\text{ V/sm}$ tərtibindədir. Paşen qanununa görə deşilmə sahəsi qazın təzyiqi artdıqca xətti qanunla artır ($E_d/P = \text{const}$). Qığılmalı boşalma parlaq işıq verən əyri xətlərdən və budaqlardan ibarət olur. Belə boşalmaya ən yaxşı misal ildırımdır. Kanalın uzunluğu $\sim 10\text{ km}$, diametri $\sim 50\text{ sm}$, davam etmə müddəti $\sim 10^{-4}\text{ san}$ olmaqla milyonlarla Amper cərəyan axması ilə müşayət olunur. İldırım ~ 100 təkrarlanan impulsdan ibarət olduğundan bütün proses $5 \div 6\text{ san}$ davam edir. Qığılma kanalında qazın temperaturu 10000 K və daha yüksək ola bilər. Yüksək temperatur qazın təzyiqinin güclü artmasına və zərbə dalğası ilə müşayət olunan güclü səs (göy gurultusunun) yaranmasına səbəb olur.

Tac boşalması elektrodlardan biri və ya hər ikisi sivri və ya itiuculu olarsa, o qədər də böyük olmayan elektrik sahələrində yaranır. Tac boşalmasında qazın ionlaşması və həyəcanlaşması bütün həcmdə baş vermir, yalnız iti ucun ətrafında, elektrik qüvvə xətlərinin sıxlaştığı yerdə əmələ gəlir. İşıqlanma sivri uclu elektrodu əhatə edərək taca bənzəyir. Tac

boşalması qazın tam olmayan - qismən boşalmasıdır və tətbiq olunan gərginlik artdıqda qığılcımlı boşalmaya və ya elektrik qövsünə keçir. İşıqlanmanın katod və ya anod ətrafında yaranmasından asılı olaraq müsbət və mənfi tac boşalmaları fərqləndirilir. Mənfi tac halında katod yaxınlığında işıqlanma səyriyən boşalmaya bənzəyir.

43.Yarımkeçiricilərdə elektrik cərəyanı

Yarımkeçiricilər özlərinin xüsusi elektrik keçiriciliyinin qiymətinə görə metallardan və dielektriklərdən fərqlənir. Onlar dielektriklərlə metallar arasında aralıq hal təşkil edir. Belə ki, dielektrik üçün $10^{-20} < \sigma < 10^{-12} \text{ Om}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ və metallar üçün $10^4 < \sigma < 10^{12} \text{ Om}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ –dirsə, yarımkeçiricilər üçün isə bu qiymət $10^{-12} < \sigma < 10^4 \text{ Om}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ –dir.

Yarımkeçiriciləri metallardan fərqləndirən digər cəhət, onların xüsusi keçiriciliyinin temperatur artdıqca eksponensial olaraq artmasıdır. Bu artma aşağıdakı şəkildə verilir.

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{b}{T}} \quad (18.16)$$

Burada, b - sabit kəmiyyət olub, yarımkeçiricinin növündən asılıdır. T -mütləq temperatur, σ_0 - isə 0°C –dəki xüsusi keçiricilikdir. Temperatur artdıqca yarımkeçiricinin xüsusi elektrikkeçiriciliyinin qiyməti metallara yaxınlaşır, çox alçaq temperaturlarda isə onlar özlərini dielektriklər kimi aparırlar.

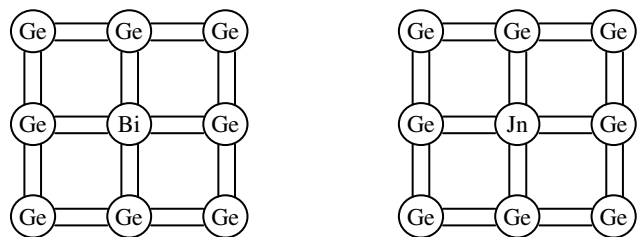
Yarımkeçiricilərdə temperatur artdıqca onun vahid həcmdəki sərbəst elektronlarının sayının artması aşqar yarımkeçiricilərdə özünü daha çox büruzə verir.

Elektronu valent zonasından keçirici zonaya keçirmək üçün lazım olan enerjiyə aktivləşmə enerjisi deyilir. Bu iki keçid arasında qalan zonaya qadağan olmuş zonanın eni deyilir. Təmiz yarımkeçiricilərdə bu enerjinin qiyməti aşqar yarımkeçiricilərə nisbətən böyükdür. Odur ki, yarımkeçiricilərdə məxsusi və aşqar keçiriciliyi bir-birindən fərqləndirmək vacibdir.

Metalları, dielektrikləri və yarımkeçiriciləri bir-birindən fərqləndirən bir başlıca cəhət də onlarda olan qadağan olunmuş zonanın eninə uyğun gələn aktivləşmə enerjisinin müxtəlif olmasıdır. Məsələn, metallarda qadağan olunmuş zonanın eni yoxdur. Bu onu bir daha sübut edir ki, metallarda sərbəst elektronlar ən alçaq temperaturlarda belə valent zonasından, artıq keçirici zonaya keçmişlər. Çox alçaq temperaturlarda metalların keçiricilik qabiliyyətinə malik olması məhz bununla izah olunur. Lakin dielektriklərdə qadağan olunmuş zonanın eni, təqribən 6 eV-a qədər olursa, yarımkeçiricilərdə isə bu enə uyğun gələn enerji təqribən 0,1-3 eV intervalında olur.

Yarımkeçiricilər sinfinə Mendeleyev cədvəlinin 4-cü, 5-ci və 6-cı qrupunda yerləşən elementlərdən $B, C, Si, Se, Sn, S, P, Ge, Te$ və s. göstərmək olar. Yarımkeçiricilər qrupuna həmçinin bir çox metalların kükürlü, selenli və bir çox başqa birləşmələri də daxildir. Elə birləşmələr də vardır ki, onlar yalnız xüsusi hallarda və xüsusi şəraitdə alındıqda özlərini yarımkeçirici kimi aparırlar. Məsələn, almazla karbonun birləşməsi özünü izolyator kimi aparırsa, karbonun qrafitlə birləşməsi isə onların əmələ gətirdiyi kristal oxu istiqamətinin cərəyanın istiqamətinə nəzərən vəziyyətindən asılı olaraq, yarımkeçirici və yaxud metal kimi aparır.

Yarımkeçiricilərdə iki növ keçiriciliyin mexanizmini də bir-birindən fərqləndirmək lazımdır. Bunlardan biri elektron, digəri isə dəşik növü keçiricilikdir. Yarımkeçiricinin elektron və ya dəşik keçiriciliyinə malik olması hansı aşqar birləşmədən təşkil olunmasından asılıdır. Əgər birləşmə Mendeleyev cədvəlinin 4-cü və 5-ci qrup elementlərindən, məsələn, uyğun olaraq Ge və Bi -dan təşkil olunmuşsa (4-cü qrup elementlərin -4 , 5-ci qrup elementlərin isə -5 valent elektronu vardır),



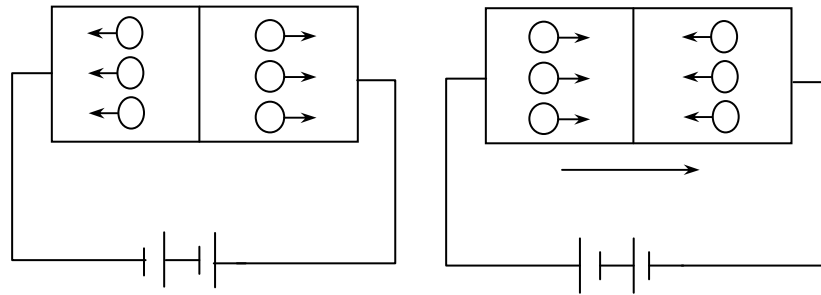
Şəkil 18.7

onda bu elementlərin kovalent birləşməsi zamanı 5-ci qrup elementinin hər bir atomunun artıq elektronu bu birləşmə ilə çox zəif şəkildə bağlı olur. Odur ki, bu zəif bağlı elektronları hətta infraqırmızı şüalar vasitəsilə belə valent zonasından keçirici zonaya (sərbəst hala) keçirmək olar (şəkil 18.7). Bu cür aşqar yarımkeçiricilərə **elektron tipli** və ya **donor tipli yarımkeçiricilər** deyilir. **Donor tipli keçiricilər n -lə işarə olunur və elektron tipli yarımkeçiricilər adlanır.** Əgər aşqar 4-cü və 3-cü qrup məsələn, In və Ge elementlərindən təşkil olunmuşsa, onda bu elementlərin kovalent birləşməsi zamanı 3-cü qrup elementinin hər bir atomunda 3-valent elektronu olduğundan, kovalent birləşmədə elektronların bu boş qalmış yerlərində "deşiklər" yaranır. Bu "deşiklər" özlərini müsbət yüklü hissəciklər kimi apararaq xarici elektrik sahəsində elektronların əks istiqamətində yerlərini dəyişirlər. **Bu cür birləşməli yarımkeçiricilər, "deşik" keçiricilər və ya akseptorlar adlanır. Akseptorlar p ilə işarə olunur vədeşik-tipli yarımkeçiricilər adlanır.** Təmiz yarımkeçiricilərdə isə bağlı elektronlar xarici təsir nəticəsində sərbəst hala keçdikdə, onların yeri müsbət yüklü deşiyə çevrilir. Belə yarımkeçirici xarici elektrik sahəsinə gətirildikdə deşiklər bu sahə istiqamətində, sərbəst elektronlar isə onun əks istiqamətində hərəkətdə olacaqdır. Odur ki, belə keçiricilik məxsusi keçiricilik adlanır.

Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, yarımkeçiricilərin elektrik keçiriciliyinin qiyməti temperaturun dəyişməsi ilə kəskin olaraq dəyişdiyindən, onların həmçinin müqavimətləri də dəyişmiş olur. Müqavimətin dəyişməsinə əsaslanaraq temperaturun dəyişməsinə tapmaq olur, temperaturun dəyişməsinə əsaslanaraq isə müqavimətin dəyişməsinə tapmaq olur.

Temperatura həssas olan belə yarımkeçiricilərə **termistorlar** deyilir. Belə termistorlar vasitəsilə temperaturu 0,0005 dəqiqliklə ölçmək mümkün olur.

Yarımkeçiricilərdən həmçinin cərəyan və gərginliyin tənzimlənməsində, dəyişən



Şəkil 18.8

cərəyanın düzləndirilməsində və s. yerlərdə istifadə olunur.

$p-n$ -keçiddən ibarət yarımkeçiricini cərəyan mənbəyinə qoşaq. Tutaq ki, xarici elektrik sahəsinin istiqaməti n -dən p -yə doğru yönəlmişdir (şəkil 18.8). Bu halda p -tip yarımkeçiricinin yükləri sahə istiqamətində, n -tip yarımkeçiricinin yükləri isə sahənin əks istiqamətində hərəkət etdiklərindən, dövrədə əsas daşıyıcılar hesabına cərəyan yaranmayacaqdır. Lakin xarici sahənin istiqaməti p -dən n -ə yönəldikdə (şəkil 18.8 b) isə dövrədə əsas yükdaşıyıcılar hesabına cərəyan yaranmış olacaqdır. Odur ki, belə dövrədə dəyişən cərəyanın birinci yarımperiodunda cərəyan keçirsə, ikinci yarımperiodunda cərəyan keçməyəcəkdir. Onların bu xassəsinə əsaslanaraq $p-n$ keçiddən ibarət yarımkeçiricilərdən dəyişən cərəyan düzləndiricisi kimi istifadə olunur.

44. Maqnit sahəsi və onun xarakteristikaları. Bio-Savar-Laplas qanunu

Elektrostatikadan danışanda göstərdik ki, sükunətdə olan hər bir elektrik yükü öz ətrafında elektrk sahəsi yaradır.

Təcrübə göstərir ki, hərəkət edən hər bir elektrik yükü öz ətrafında elektrik sahəsi yaratmaqdan başqa maqnit sahəsi də yaradır.

Məlumdur ki, elektrik yüklərinin sahənin təsirindən istiqamətlənmiş hərəkəti elektrik cərəyanı adlanır. Buradan belə çıxır ki, cərəyan axan hər bir naqıl öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır. Cərəyanlı naqilin öz ətrafında maqnit sahəsi yaratmasını 1820-ci ildə Ersted kəşf etmişdir. O, müəyyən etmişdir ki, cərəyanlı naqilin yaxınlığında qoyulmuş maqnit əqrəbi meyl edir (şəkil 20.1,a). Bu onu göstərir ki, cərəyanlı naqıl öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır.

Cərəyanlı naqilin yaratdığı maqnit sahəsi də elektrik sahəsi kimi materiyanın bir növüdür. Maqnit sahəsi müəyyən fiziki xassələrə malikdir. Məsələn, maqnit sahəsi ətalət xassəsinə malikdir və enerji ilə xarakterizə olunur.

Maqnit sahəsi bu sahəyə gətirilmiş cərəyanlı naqilə təsir edir. Elektrik sahəsini öyrənmək üçün bu sahəyə nöqtəvi yük gətirilir və elektrik sahəsinin bu yükə təsiri öyrənilirdi.

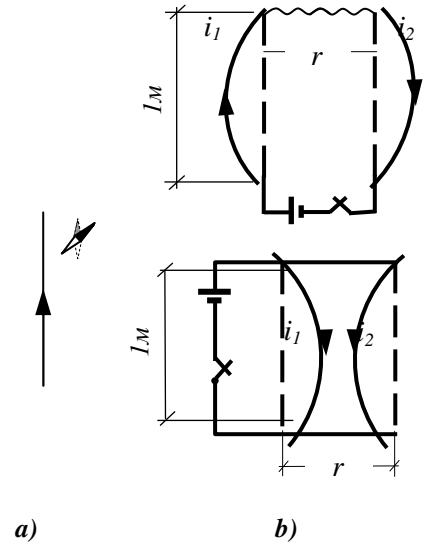
Cərəyanların qarşılıqlı təsiri onların yaratdıqları maqnit sahələri vasitəsilə baş verir. İki paralel naqildən eyni istiqamətdə elektrik cərəyanı axdıqda onlar arasında cazibə, əks istiqamətdə cərəyan axdıqda isə dəfətmə qüvvəsinin yarandığı aşkara çıxarıldı. Təcrübi faktlar əsasında (şəkil 20.1,b) göstərildi ki, **iki sonsuz uzun və biri- birinə paralel cərəyanlı naqillərin vahid uzunluqları arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsinin qiyməti, bu naqillərdən axan cərəyan şiddəti ilə düz, onların arasındakı məsafə ilə tərs mütənasibdir:**

$$f = k \frac{2i_1 i_2}{r} \quad (20.1)$$

Bu Amper qanunu adlanır. Burada, i_1 və i_2 - naqillərdən axan cərəyan şiddəti, r - naqillər arasında məsafə, k - ifadəyə daxil olan elektrik və mexaniki kəmiyyətlərin ölçü vahidlərini əlaqələndirən mütənasiblik əmsalıdır.

Bu ifadədə k - mütənasiblik əmsalını cərəyan şiddətinin ölçü vahidini seçməklə 1-ə bərabər etmək olar. Belə seçilmiş vahid i_{CQSM} **cərəyan şiddəti vahidi** adlanır və vakuumda 1 sm məsafədə yerləşən sonsuz uzun paralel naqillərin hər santimetrinə düşən qarşılıqlı təsir qüvvəsinin qiymətinin 2 *dina* olduğunu müəyyən edir. Lakin CQSE və BS vahidlər sistemində k ölçü vahidinə malik olmaqla, 1 -dən fərqli ədəddir.

(20.1) ifadəsi vasitəsilə Beynəlxalq Vahidlər Sistemində (BS) elektrik kəmiyyətlərinin əsas vahidi olan **Amper** təyin olunur. Aralarındakı məsafə $r=1 m$ olduqda, $f = 2 \cdot 10^{-7} N/m$ qiymətini alarsa, $i_1 = i_2 = 1 A$ olar. Beləliklə, **vakuumda yerləşən və aralarındakı məsafə 1 metr olan iki sonsuz uzun düz naqildən cərəyan axdıqda onların hər 1 metr uzunluğuna düşən qarşılıqlı təsir qüvvəsi $2 \cdot 10^{-7} N$ olarsa, bu naqillərin hər birindən 1 Amper cərəyan axır.** BS-də elektrik yükünün ölçüsü **kulon** törəmə vahiddir və $1 kl = 1 A \cdot 1 san$ kimi təyin olunur. (20.1) ifadəsinə daxil olan k mütənasiblik əmsalı BS-də adlı kəmiyyət olub, $k = 10^{-7} N \cdot A^{-2}$ ölçü vahidinə malikdir. Bəzən $k = \mu_0 / 4\pi$ kimi işarələmə ilə (20.1) tənliyini rasionallaşıdırırlar:



Şəkil 20.1

$$f = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2i_1 i_2}{r} \quad (20.2)$$

Burada, μ_0 - **maqnit sabiti** adlanır, ədədi qiyməti $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Hn} / \text{m}$ olub, heç nədən asılı olmayan univesial sabitdir .

Beləliklə, sükunətdə olan yüklər elektrik, hərəkətdə olan yüklər isə maqnit sahəsi yaradır.

Oxşar xassələri ilə bərabər elektrik və maqnit sahələri arasında əsaslı fərqlər də var. Belə ki, əks işarəli yükləri bir-birindən ayırmaq olur, bir qütblü maqnit almaq isə indiyə kimi mümkün olmayıb. Səbəb odur ki, elektrik qüvvə xətlərinin mənbələri – elektrik yükləri mövcudur, xüsusi maqnit yükləri isə yoxdur. Maqnit sahələrini qapalı cərəyanlar yaradır.

Sükunətdə olan q yükünə elektrik sahəsində $\vec{F}_{en} = q\vec{E}$ qüvvəsi təsir edir və onun qiyməti yükün hərəkət edib-etməməsindən asılı deyil.

$\vec{E} = \vec{F}_{en} / q$ nisbəti elektrik sahəsini xarakterizə edən əsas kəmiyyətdir. Külli miqdarda təcrübələr göstərir ki, maqnit sahəsində hərəkət edən yükə maqnit qüvvəsi təsir edir. Onun maksimum qiyməti $F_{max} = qBv$ düsturu ilə hesablanır. Elektrik sahəsinin intensivliyi $\vec{E}$ -yə oxşar maqnit sahəsinin əsas xarakteristikası olan maqnit induksiya maqnit qüvvəsinin $q\vec{v}$ -yə nisbəti kimi təyin olunur. Xüsusi qeyd etmək lazımdır ki, **maqnit sahəsi yalnız hərəkət edən yükə təsir edir**.

Maqnit induksiyanı təyin etmək üçün başqa üsullar da vardır.

Məlumdur ki, cərəyanın maqnit sahəsində maqnit əqrəbi o vaxt fırlanır ki, qüvvə xətlərinə paralel olsun. Buna oxşar olaraq maqnit sahəsinə cərəyanlı çərçivə gətirilir və sahənin bu cərəyanlı çərçivəyə təsiri öyrənilir (şəkil 20.2).

Konturun sahəsi ilə ondan keçən cərəyanın hasilı maqnit momenti adlanır:

$$P_m = I \cdot S \quad (20.3)$$

maqnit momenti ilə kontura xarici tərəfdən çəkilən normalın istiqamətləri üst-üstə düşür. Bu normalın ucundan baxdıqda cərəyan saat əqrəbinin əksinə istiqamətdə axır. Baxılan cərəyanlı kontura maqnit sahəsində cüt qüvvələr təsir edir, kontur o vaxta qədər fırlanır ki, onun maqnit momenti maqnit induksiya vektoruna paralel yönəlmiş olsun. Maqnit sahəsində cərəyanlı kontura təsir edən fırladıcı momentin maksimum qiyməti

$$M_{max} = P_m B = I \cdot S \cdot B \quad (20.4)$$

ilə təyin olunur. Buradan maqnit induksiya

$$B = M_{max} / P_m \quad (20.5)$$

konturun vahid maqnit momentinə təsir edən qüvvə momenti kimi də tərif etmək olur. Son ifadədən induksiya üçün BS - də

$$B = 1 \frac{\text{Nm}}{\text{A} \cdot \text{m}^2} = 1 \frac{\text{N}}{\text{m} \cdot \text{A}} = 1 \text{ Tl} \text{ vahidi alınır. Buna Tesla (Tl) deyilir.}$$

Maqnit induksiyanı maqnit sahəsində cərəyanlı naqilə təsir edən Amper qüvvəsinə görə də təyin etmək olar. Bu qüvvənin maksimum qiyməti

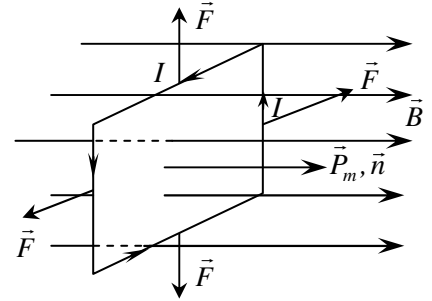
$$F_A = IBl \quad (20.6)$$

düsturu ilə hesablanır. Buradan maqnit induksiyanı təyin etmək olar:

$$B = F / Il \quad (20.7)$$

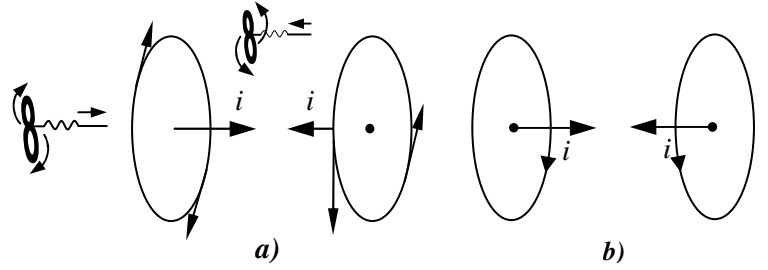
yəni, maqnit induksiya IA cərəyan axan naqilin vahid uzunluğuna təsir edən qüvvə kimi baxmaq olar.

SQS-də $V=1$ Qs (Qauss) ilə ölçülür. $1 \text{ Tl} = 10^4 \text{ Qs}$.



Şəkil 20.2

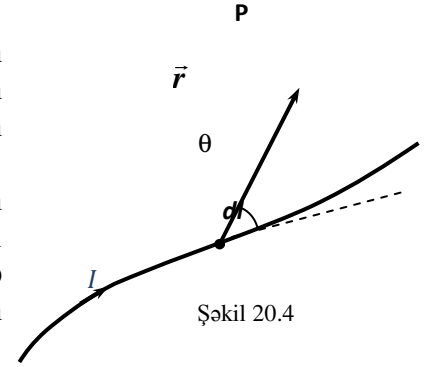
Maqnit induksiya xətləri və ya maqnit qüvvə xətlərinin istiqaməti burğu qaydası ilə təyin edilir. Onun üçün burğunu elə tuturlar ki, burğunun irəliləmə hərəkəti cərəyanın axdığı istiqamətdə olsun. Bu zaman burğu dəstəyinin fırlanma hərəkətinin istiqaməti induksiya xətlərinin istiqamətini göstərir (şəkil 20.3). Şəkil 20.3-də düz və çevrəvi cərəyanlar halında cərəyanın axma istiqaməti ilə B vektorunun qarşılıqlı yönəlməsi təsvir olunmuşdur.



Şəkil 20.3.

Bio-Savar-Laplas qanunu

Cərəyanın maqnit sahəsinin $\vec{B}$ induksiya həm cərəyan şiddətindən, həm də baxılan nöqtənin naqildən olan məsafəsindən asılıdır. Buna inanmaq üçün maqnit əqrəbini naqildən müəyyən nöqtədə yerləşdirib ondan keçən cərəyanı dəyişmək kifayətdir. Təcrübə göstərir ki, cərəyan artdıqca maqnit əqrəbinə təsir edən fırladıcı moment də böyük olur: $B \sim I$. Naqildən keçən cərəyanı sabit saxlayıb, maqnit əqrəbini ondan müxtəlif məsafələrdə yerləşdirdikdə məlum olur ki, maqnit induksiya məsafənin kvadratı ilə tərs mütənəsibdir: $B \sim 1/r^2$



Şəkil 20.4

Cərəyan axan naqilin ayrı-ayrı hissələrinin yartdığı maqnit sahələrini hesablamaq çətinidir, bəlkə də mümkün deyil. Amma fəzanın bu və ya digər nöqtəsində ölçülən yekun maqnit sahəsinə, ayrı-ayrı cərəyan elementlərinin maqnit sahələrinin vektoru cəmi, superpoziyası hesab etmək olar. Bütün bu fikirlər Bio-Savar-Laplas qanununda ümumiləşdirilib: ***İxtiyari formalı naqildən axan cərəyanı sonsuz kiçik $Id\vec{l}$ cərəyan elementlərinə bölmək mümkündür.*** Bu cərəyan elementinin fəzanın ixtiyari P nöqtəsində yaratdığı (şəkil 20.4) maqnit sahəsinin $d\vec{B}$ induksiya

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I[d\vec{l} \cdot \vec{r}]}{r^3} \quad (20.12)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada, $\vec{r}$ – $d\vec{l}$ elementindən P -yə çəkilən radius-vektordur. Son ifadəni açıq yazsaq

$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl}{r^2} \cdot \sin\theta = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{i \cdot Sdl}{r^2} \sin\theta = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{idV}{r^2} \sin\theta \quad (20.13)$$

şəklini alar. Burada, θ – $d\vec{l}$ ilə $\vec{r}$ arasındakı bucaq, i – cərəyanın sıxlığı, dV – naqilin həcm elementidir.

P nöqtəsində maqnit sahəsinin induksiya (20.13) ifadəsini bütün cərəyan elementlərinə görə integrallamaqla (cəmləməklə) tapmaq olar.

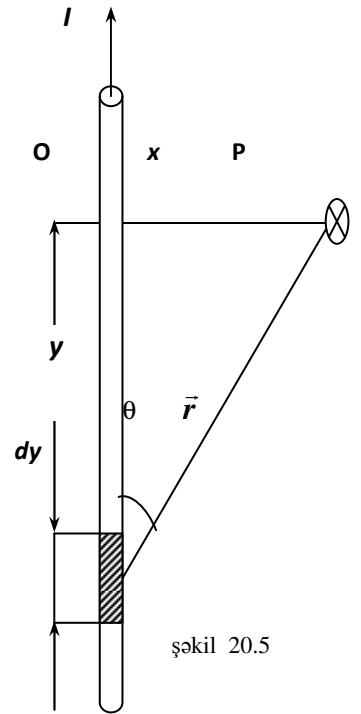
$$\vec{B} = \int d\vec{B} \quad (20.14)$$

İndi də Bio-Savar-Laplas qanununun tətbiqlərinə baxaq:

1) Düz cərəyanın maqnit sahəsi. Cərəyan axan, çox uzun düz naqil götürək. Onun $dl = dy$ elementindən r məsafədəki P nöqtəsində yaratdığı maqnit induksiya B olsun (şəkil 20.5). (Qalan kəmiyyətlər şəkildə göstərilib):

Bu elementin r məsafədə yaratdığı maqnit induksiya

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} I \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy \sin\theta}{r^2} \quad (20.15)$$



şəkil 20.5

Burada, $r^2 = x^2 + y^2$ - dir. İnteqrallama naqilin uzunluğu $l = y$ ilə aparılır, x isə sabit kəmiyyətdir. İnteqral altında iki dəyişən var: y və θ . Onlar bir-birindən asılıdır:

$$y = x/\operatorname{tg} \theta \quad (20.16)$$

Burada,

$$dy = x \operatorname{cosec}^2 \theta d\theta = (x/\sin^2 \theta) d\theta = x d\theta / (x/r)^2 = r^2 d\theta / x \quad (20.17)$$

Beləliklə,

$$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{x} \int_{\theta=0}^{\pi} \sin \theta d\theta = -\frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{x} \cos \theta \Big|_0^{\pi} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{x} \quad (20.18)$$

Deməli, düz cərəyanın maqnit sahəsinin induksiyası məsafə ilə tərs mütənasib azalır.

2) Hərəkət edən yükün maqnit sahəsi. Cərəyanın ətrafında yaranan maqnit sahəsi nizamlı hərəkət edən yüklərin maqnit sahələrinin superpozisiyasıdır. Idl cərəyan elementinin özündən r məsafədə yaratdığı maqnit sahəsinin dB induksiyası

$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl}{r^2} \sin \theta \quad (20.26)$$

düsturu ilə hesablanır. Cərəyan elementini isə

$$Idl = iSdl = envSdl = evndV = evdN \quad (20.27)$$

şəklində ifadə etmək olar. Burada, S – naqilin en kəsiyinin sahəsi, n – elektronların konsentrasiyası, dV – naqilin həcmi, dN isə bu həcmdəki elektronların ümumi sayıdır. Onda

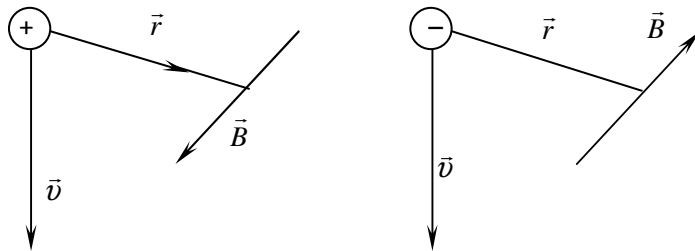
$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{evdN}{r^2} \cdot \sin \theta \quad (20.28)$$

alırıq. Bu ifadənin hər tərəfini dN – ə bölək:

$$B = \frac{dB}{dN} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{ev}{r^2} \sin \theta \quad (20.29)$$

$$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{e[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{r^3} \quad (20.30)$$

Son ifadə sabit v sürəti ilə hərəkət edən yükün maqnit sahəsini təyin edir. Onun da istiqaməti burğu qaydası ilə təyin olunur: müsbət yük burğunun irəliləmə istiqamətində hərəkət edərsə, bu zaman dəstəyin fırlanma istiqaməti $\vec{B}$ –nin istiqamətini göstərir (şəkil 20.7). Mənfi yük



Şəkil 20.7

halında $\vec{B}$ istiqamətini əksinə dəyişir.

Hərəkət edən yükün elektrik və maqnit sahələri arasında əlaqə olacağını gözləmək təbii olardı. Sükunətdə olan elektrik yükü yalnız elektrostatik sahə, hərəkət edən yük isə həm elektrik, həm də maqnit sahələri yaradır. (20.30) ifadəsinin şəklini aşağıdakı kimi dəyişək:

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot 4\pi\epsilon\epsilon_0 \cdot \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{e}{r^2} v \sin \theta = \epsilon\epsilon_0 \mu\mu_0 E v \sin \theta \quad (20.31)$$

Vakuum üçün $\epsilon = 1$ və $\mu = 1$ olduğunu nəzərə alsaq, onda axırıncı ifadə

$$\vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 [\vec{v} \cdot \vec{E}] \quad (20.32)$$

şəklində olar. Burada, $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e}{r^2}$ - hərəkət edən yükün özündən r məsafədə yaratdığı

elektrik sahəsinin intensivliyidir.

$$\epsilon_0 \mu_0 = \frac{10^{-9}}{2\pi \cdot 9} \cdot 4\pi^{-7} = \frac{1}{(3 \cdot 10^8)^2} = \frac{1}{c^2} \quad (20.33)$$

və $c = 3 \cdot 10^8$ m/c işığın boşluqda yayılma sürəti olduğunu nəzərə alaq. Onda

$$\vec{B} = \frac{1}{c^2} [\vec{v} \cdot \vec{E}] \quad (20.34)$$

Son ifadəni belə oxumaq olar: v sürəti ilə hərəkət edən elektrik sahəsi maqnit sahəsi doğurur.

Beləliklə, elektrik və maqnit sahələri bir-biri ilə bağlıdır. v/c^2 əmsalı isə göstərir ki, eyni bir yükün yaratdığı maqnit sahəsinin induksiya elektrik sahəsi intensivliyinin v/c^2 hissəsini təşkil edir. Bu səbəbdən elektromaqnit sahəsinin maddə ilə qarışıqlı təsirini nəzərə almırırlar.

Elektrik yükünün sabit sürətlə hərəkəti və ya sükunəti nisbidir, hesablama sisteminin seçilməsindən asılıdır. Yüklə bağlı hesablama sistemində yük sükunətdədir və maqnit sahəsi də yoxdur ($B = 0$). Yükdən kənardakı hesablama sisteminə nəzərən yük həm elektrik, həm də maqnit sahələri yaradır. Hərəkət edən yükün maqnit sahəsinin hesablama sisteminin seçilməsindən asılı olması göstərir ki, sahənin elektrik və ya maqnit olması nisbidir.

45. Amper qüvvəsi və Lorens qüvvəsi

Cərəyanlı naqilin maqnit əqrəbinə və sabit maqnitin cərəyanlı naqilə təsir edə bilməsi ilk dəfə Ersted tərəfindən müşahidə olunub.

Cərəyanlı naqilin yaxınlığında yerləşmiş maqnit əqrəbi o vaxta qədər dönür ki, əqrəb qüvvə xətlərinə paralel yerləşmiş olsun. Sabit maqnitin qütbləri arasında yerləşmiş cərəyanlı naqil isə həm maqnit qüvvə xətlərinə, həm də naqilə perpendikulyar istiqamətdə meyl edir. Bu hadisələr sübut edir ki, maqnit sahəsində cərəyana qüvvə təsir edir. Ona **Amper qüvvəsi** deyilir. **Amper qüvvəsinin qiyməti maqnit sahəsinin induksiyaşından, cərəyan şiddətindən və naqilin maqnit sahəsindəki uzunluğundan asılıdır:**

$$F_A = IBl \sin \theta \quad (20.47)$$

və ya

$$\vec{F}_A = I [\vec{l} \cdot \vec{B}]$$

$Il = isl = iV$ olduğunu nəzərə alsaq, Amper qüvvəsini

$$F_A = iBV \sin \theta \quad (20.48)$$

kimi də ifadə edə bilərik.

Vektorial hasilin tərəfinə görə $\vec{F}_A$, $\vec{l}$ və $\vec{B}$ vektorları yerləşən müstəviyə perpendikulyardır. θ isə maqnit induksiya xətləri ilə cərəyanın istiqaməti arasındakı bucağıdır (şəkil 20.9). Göründüyü kimi, cərəyan induksiya xətlərinə normal istiqamətdə axdıqda, $I \perp B$, $\theta = \pi/2$ və $F_A = F_{\max} = IBl$, paralel axdıqda $\theta = 0$ və $F_A = 0$ olur.

Müqayisə üçün yadıma salaq ki, elektrik yükü intensivlik xətlərinə paralel hərəkət etdikdə təsir edən qüvvə maksimum, perpendikulyar istiqamətdə hərəkət etdikdə isə sıfır olur.

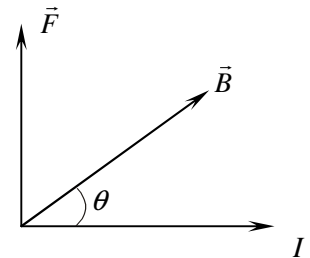
Maqnit sahəsi bircinsli olmadıqda və ya naqilin induksiya xətlərilə əmələ gətirdiyi bucaq dəyişən olduqda Amper qanunu

$$d\vec{F} = I [d\vec{l} \cdot \vec{B}] \quad (20.49)$$

şəklində yazılır.

Amper qüvvəsinin istiqaməti sol əl qaydası ilə təyin olunur. Sol əl elə tutulur ki, maqnit induksiya xətləri ovcun içinə daxil olsun, cərəyan dörd barmaq istiqamətində axsın. Bu zaman 90° açılmış baş barmaq F_A -nın istiqamətini göstərəcək (şəkil 20.8).

Cərəyan nizamlı hərəkət edən sərbəst yüklərdən ibarət olduğu üçün ona maqnit sahəsində



Şəkil 20.9

təsir edən qüvvə də ayrı-ayrı yüklərə təsir edən qüvvələrin vektoru cəmidir. Odur ki, maqnit sahəsində hərəkət edən bir yükə təsir edən qüvvəni hesablaya bilərik. Amper qüvvəsinə görə

$$F = IB\Delta l \sin \theta \quad I\Delta l = is\Delta l = envs\Delta l = env\Delta V = e v N$$

olduğu üçün

$$F = e v N B \sin \theta$$

alırıq. Burada, N - naqilin ΔV həcmindəki yüklərin ümumi sayıdır. Son ifadənin hər tərəfini N -ə bölsək, bir yükə təsir edən qüvvəni alırıq:

$$F_L = \frac{F}{N} = e v B \sin \theta \quad (20.50)$$

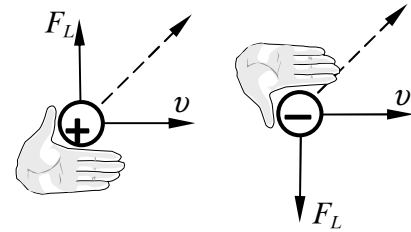
və ya

$$\vec{F}_L = e[\vec{v} \vec{B}] \quad (20.51)$$

Buna Lorens qüvvəsi deyilir. Sükunətdəki yükə ($\vec{v} = 0$) maqnit sahəsi təsir etmir. Göründüyü kimi $\vec{F}_L$ vektoru $\vec{v}$ və $\vec{B}$ vektorları yerləşən müstəviyə perpendikulyardır. θ isə $\vec{v}$ və $\vec{B}$ vektorları arasındakı bucaqdır.

Yük induksiya xətlərinə paralel hərəkət etdikdə $\theta = 0$ və $F_L = 0$, perpendikulyar istiqamətdə hərəkət etdikdə isə $\theta = \pi/2$ və $F_L = F_{\max} = e v B$ olur. Yadırmıza salaq ki, yük elektrik intensivlik xətlərinə paralel hərəkət etdikdə qüvvə maksimum, perpendikulyar hərəkət etdikdə isə sıfır olur.

$\vec{F}_L$ -in də istiqaməti sol əl qaydası ilə təyin olunur. Bu halda sol əlin dörd barmağı müsbət yüklərin hərəkəti istiqamətində yönəlsə və induksiya xətləri ovcun içində daxil olursa, 90° altında açılmış dörd barmaq $\vec{F}_L$ istiqamətini göstərir (şəkil 20.10). Mənfi yüklər halında $\vec{F}_L$ istiqamətini əksinə dəyişir.



Şəkil 20.10

46. Maqnit induksiya vektorunun seli.

Elektrostatikada intensivlik selinə uyğun olaraq maqnit sahəsi üçün də maqnit sahəsinin induksiya seli anlayışı daxil edilir: **Maqnit induksiya seli induksiya xətlərinə perpendikulyar qoyulmuş səthdən keçən xətlərin sayına bərabər olan kəmiyyətə deyilir.** Yəni

$$\Phi = B \cdot S \quad (20.72)$$

Əgər S səthinə çəkilən normal induksiya vektorunun istiqaməti ilə α bucağı təşkil etmiş olsa, induksiya seli

$$\Phi = B \cdot S \cos \alpha \quad (20.73)$$

şəkilində yazılır.

Bircinsli olmayan maqnit sahəsində induksiya selini hesablamaq üçün bu sahəni elə kiçik dS hissələrə ayırılır ki, hər bir hissəyə bircinsli sahə kimi baxmaq mümkün olsun. Bu halda dS səthinin əhatə etdiyi induksiya seli

$$d\Phi = B \cdot dS \cos \alpha = B_n dS \quad (20.74)$$

olar. Burada, B_n , $\vec{B}$ vektorunun normal üzərindəki proyeksiyasıdır. Bunu nəzərə alsaq, sonlu S səthi üzrə maqnit induksiya seli

$$\Phi = \int_{(S)} B_n dS \quad (20.75)$$

şəkilində ifadə olunur. (20.74) ifadəsində integrallama S səthinin bütün sahəsi üzrə aparılır.

Əgər səth qapalı olsa, belə səthin əhatə etdiyi tam maqnit seli

$$\Phi = \oint_{(S)} B_n dS = 0 \quad (20.76)$$

olar. *Bu ifadə maqnit sahəsi üçün Qauss teoremini ifadə edir.*

47. Cərəyanlı naqilin maqnit sahəsində hərəkəti zamanı görülən iş

Maqnit sahəsinə gətirilmiş cərəyanlı naqilə bu sahə Amper qüvvəsi ilə təsir edir. Əgər bu qüvvənin təsirindən naqil öz yerini dəyişsə maqnit sahəsi iş görmüş olar. Bu işi hesablayaq.

Onun üçün iki CD və MN naqillərini cərəyan mənbəyinə birləşdirək. Bu naqillərin üzərinə hərəkət edə bilən ab -naqili qoyaq (şəkil 20.15). Bu dövrə induksiya vektoru $\vec{B}$ şəkil müstəvisinə doğru yönəlmiş bircinsli maqnit sahəsində yerləşdirilir. Amper qüvvəsinin təsirindən ab naqili a_1b_1 vəziyyətini alar. Bu zaman görülən iş

$$A = F \cdot bb_1 \quad (20.64)$$

olar. Burada,

$$F = kBIab \quad (20.65)$$

Amper qüvvəsidir. $B \perp I$ olduğundan $\alpha = \frac{\pi}{2}$ və $\sin \alpha = 1$ olar. Bunu nəzərə alsaq, cərəyanlı naqilin maqnit sahəsində yerdəyişməsi zamanı görülən iş

$$A = kIBab \cdot bb_1 \quad (20.66)$$

olar. Göründüyü kimi, $ab \cdot bb_1 = \Delta S$, $abbb_1$ düzbucaqlısının sahəsidir. Ona görə də

$$A = kIB\Delta S \quad (20.67)$$

olar. Burada,

$$B\Delta S = \Delta \Phi = \Phi_1 - \Phi_2 \quad (20.68)$$

maqnit induksiya selinin dəyişməsidir. Bunu da nəzərə alsaq

$$A = kI\Delta \Phi = kI(\Phi_1 - \Phi_2) \quad (20.69)$$

olar. (20.70) ifadəsi maqnit sahəsində cərəyanlı naqilin hərəkəti zamanı görülən işi göstərir. Əgər sahə bircinsli olmasa, onu elə kiçik dS hissələrə ayırırlar ki, bir hissəyə bircinsli sahə kimi baxmaq mümkün olsun. Onda sahənin gördüyü iş hər bir elementar hissənin gördüyü işlərin cəminə bərabər olar. Yəni

$$dA = kId\Phi \quad (20.70)$$

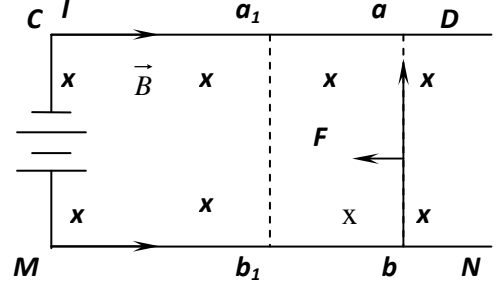
və

$$A = \int_{\Phi_1}^{\Phi_2} kId\Phi = kI(\Phi_1 - \Phi_2) \quad (20.71)$$

olar. Buradan görünür ki, *maqnit sahəsində cərəyanlı naqilin yerdəyişməsi zamanı görülən iş maqnit induksiya selinin dəyişməsi ilə düz mütənasibdir.*

48. Elektromaqnit induksiya qanunu. Naqilin induktivliyi .Öz-özünə induksiya.

Hər bir cərəyan öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır. Buradan belə bir sual çıxır. Görəsən maqnit sahəsi də cərəyan yaradırmı? Bu məsələ 1831-ci ildə Faradey tərəfindən müsbət həll edilmişdir. Faradey müəyyən etmişdir ki, qapalı keçirici konturu kəsən maqnit induksiya selinin qiyməti dəyişdikdə həmin konturda cərəyan yaranır. *Maqnit sahəsinin dəyişməsi nəticəsində elektrik cərəyanı yaranması hadisəsi elektromaqnit induksiya, bu zaman əmələ gələn elektrik hərəkət qüvvəsi induksiya e.h.q.-si adlanır.*



Şəkil 20.15

Elektromaqnit induksiyası hadisəsini aşağıdakı təcrübənin köməyi ilə müşahidə etmək olar. İki K_1 və K_2 makaraları götürülür. Bunlardan biri K_1 -elektrik mənbəyinə, o biri, K_2 -isə qalvanometrə birləşdirilir (şəkil 21.1). K_1 makarasını K_2 makarasına yaxınlaşdıranda K_2 makarasında induksiya cərəyanı əmələ gəlir və bu cərəyanı qalvanometr göstərir. K_1 makarasını K_2 makarasından uzaqlaşdıranda da K_2 makarasında cərəyan əmələ gəlir. Lakin bu halda əmələ gələn cərəyanın istiqaməti əvvəlki haldakının əksinə olur. Əgər hər iki makara bir-birinə nəzərən sükunətdə olsa və K_1 makarasında cərəyan dəyişdirilsə, yenə də K_2 -makarasında cərəyan əmələ gəlir. Bu və buna oxşar bir çox təcrübələrin nəticəsində Faradey müəyyən etmişdir ki, induksiya cərəyanının əmələ gəlməsinə səbəb K_2 -makarasına daxil olan maqnit sahəsinin dəyişməsidir. Om qanununa görə dövrdə o zaman cərəyan axar ki, bu dövrə də e.h.q.-si təsir göstərsin. Buna uyğun olaraq, Faradey göstərmişdir ki, induksiya cərəyanının yaranmasına səbəb isə dəyişən maqnit sahəsində yerləşən makarada induksiya e.h.q.-sinin əmələ gəlməsidir.

Təcrübə göstərir ki, K_1 -makarasının hərəkət sürəti böyük olduqca K_2 -makarasında yaranan cərəyanın qiyməti də böyük olur. Bütün bu təcrübələrin nəticəsində Faradey müəyyən etmişdir ki, **konturda əmələ gələn induksiya e.h.q.-si bu konturun əhatə etdiyi maqnit induksiya selinin dəyişmə sürəti $\frac{d\Phi}{dt}$ ilə mütənasibdir**. Yəni

$$\dot{A}_i = k \frac{d\Phi}{dt} \quad (21.1)$$

Burada, k -ölçü sisteminin seçilməsindən asılı olan mütənasiblik əmsalıdır, BS-də $k = 1$ götürülür. **(21.1) ifadəsi elektromaqnit induksiyası üçün Faradey qanunu adlanır.**

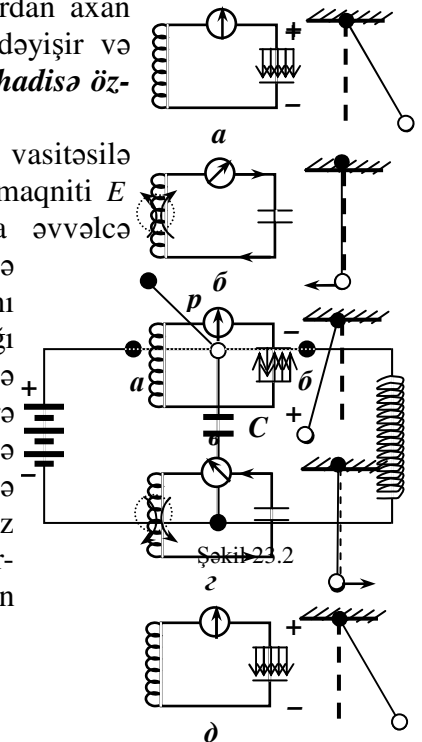
1934-cü ildə E.X.Lens induksiya cərəyanının istiqamətini təyin etmək üçün qayda müəyyən etmişdir. Lens müəyyən etmişdir ki, **induksiya cərəyanı həmişə elə istiqamətdə əmələ gəlir ki, onun yaratdığı maqnit sahəsi bu cərəyanı (induksiya cərəyanını) yaradan maqnit sahəsinə əks təsir göstərsin**. Bu **Lens qaydası** adlanır. İnduksiya cərəyanının istiqamətini də nəzərə alsaq (21.1) düsturu, BS-də

$$\dot{A}_i = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (21.2)$$

şəklini alar.

Cərəyan keçən hər bir qapalı kontur öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır. Ona görə də hər bir cərəyanlı konturu həmişə müəyyən maqnit induksiya seli əhatə edir. Məlumdur ki, maqnit induksiya selinin hər bir dəyişməsi zamanı konturda induksiya e.h.q.-si, yəni induksiya cərəyanı əmələ gəlir. Konturun əhatə etdiyi maqnit induksiya selini müxtəlif yollarla dəyişdirmək olar. Bunlardan biri konturdan axan cərəyanı dəyişdirməkdir. Konturdan axan cərəyanı artırıb, azaltdıqda onun əhatə etdiyi maqnit seli də dəyişir və bunun nəticəsində konturda induksiya cərəyanı əmələ gəlir. **Bu hadisə öz-özünə induksiya hadisəsi adlanır.**

Öz-özünə induksiya hadisəsini aşağıdakı təcrübənin vasitəsilə müşahidə etmək olar (şəkil 21.2). Elektrik lampası və AB elektromaqnit E mənbəyinə, paralel qoşulmuşdur. K -açarını açdıqda lampa əvvəlcə parlaqlığını artırır, sonra sönmür. Açarı qapadıqda isə lampa əvvəlcə zəif yanır və müəyyən müddətdən sonra öz normal parlaqlığını alır. Açarı açdıqda dövrdəki cərəyan azalır və onun yaratdığı (elektromaqnitin əhatə etdiyi) maqnit sahəsi zəifləyir. Nəticədə dövrdə induksiya cərəyanı əmələ gəlir. Lens qaydasına görə induksiya cərəyanı onu yaradan maqnit sahəsinə zəifləməyə qoymamaq üçün əsas cərəyan istiqamətində olur. Ona görə də dövrə açılarda lampa əvvəlcə öz parlaqlığını artırır və yalnız bundan sonra sönmür. Açarı qapadıqda dövrdə cərəyan sıfırdan hər hansı I qiymətinə qədər artır. Buna uyğun olaraq elektromaqnitin



Şəkil 23.3

yaratdığı maqnit sahəsi də artır və bu induksiya cərəyanının yaranmasına səbəb olur. Yenə də Lens qaydasına görə induksiya cərəyanı onu yaradan maqnit sahəsinin artmasına mane olmaq üçün əsas cərəyanın əks istiqamətində əmələ gəlir. Ona görə də dövrə qapananda D -lampası əvvəlcə zəif yanar və yalnız müəyyən müddətdən sonra öz normal parlaqlığını alır. Bio-Savar-Laplas qanununa görə konturun yaratdığı maqnit sahəsinin intensivliyi axan cərəyanın şiddəti ilə mütənasibdir. Digər tərəfdən məlumdur ki, konturun əhatə etdiyi maqnit induksiya seli bu sahənin intensivliyi ilə mütənasibdir. Ona görə konturun əhatə etdiyi maqnit seli

$$\Phi = L \cdot I \quad (21.6)$$

şəklində yazılır. Burada, mütənasiblik əmsalı olan L -konturun induktivliyi adlanır. (21.6) düsturundan görünür ki, $I = 1A$ olduqda $L = \Phi$ olur. Deməli, **konturun induktivliyi 1A cərəyan keçən konturun səthinin əhatə etdiyi maqnit induksiya selinə qiymətə bərabər olan kəmiyyətə**

deyilir. BS-də $\Phi = IVb$ və $I = 1A$ ilə ölçüldüyündən $L = I \frac{B\delta}{A} = 1\text{hH}$ (henri) ilə ölçülər. **Henri elə**

konturun induktivliyinə deyilir ki, ondan 1A cərəyan axanda induksiya seli 1Vb olsun. Asanlıqla göstərmək olar ki, $1\text{hH} = 10^9$ sm-dir.

Məlumdur ki, induksiya e.h.q.-si, Faradey qanununa görə

$$\dot{\Phi}_i = -k \frac{d\Phi}{dt} \quad (21.7)$$

şəklində ifadə edilir.

(21.6) ifadəsini zamana görə diferensiallasaq,

$$\frac{d\Phi}{dt} = L \frac{dI}{dt} \quad (21.8)$$

alarıq. (21.8) ifadəsini (21.7)-i ilə müqaisə etsək və $k=1$ götürsək

$$\dot{\Phi}_i = -L \frac{dI}{dt}$$

olar. Bu son ifadədən aydın olur ki, **öz-özünə induksiya e.h.q.-si dövrədə cərəyanın dəyişmə sürəti ilə düz mütənasibdir.**

Qeyd edək ki, naqilin induktivliyi onun formasından, ölçülərindən və yerləşdiyi mühitin xassələrindən asılıdır.

49. Elektromaqnit rəqsləri və dalğaları.

Bir-birilə ardıcıl birləşdirilmiş C kondensatorundan və L induktiv sarğacından ibarət olan elektrik dövrəsi sadə rəqs konturu adlanır (şəkil 23.1). 23.2-ci şəkildə kondensator açarın a vəziyyətində cərəyan mənbəyi vasitəsi ilə yüklənir (onun lövhələrində potensiallar fərqi yaranır). Bu zaman kondensatorun köynəkləri arasında elektrik sahəsi əmələ gəlir. Bu sahənin enerjisi belə təyin edilir:

$$W_E = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C}$$

Açar b vəziyyətinə gətirildikdə kondensator boşalmağa başlayır, konturdan cərəyan axır. Bunun nəticəsində elektrik sahəsinin enerjisi azalır, induktiv sarğacdaxan cərəyanın yaratdığı maqnit sahəsi artır. İnduktiv sarğacda maqnit sahəsi yaranır. Maqnit sahəsinin enerjisi aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$W_M = \frac{1}{2} LI^2$$

Bu dövrədə induktiv sarğac olmasaydı, cərəyan yalnız kondensatorun köynəklərindəki potensial bərabərləşincəyə qədər axardı. Kondensatorun köynəklərində gərginlik və köynəklər arasındakı elektrik sahəsi sıfıra bərabər olduqda cərəyan şiddətinin və maqnit sahəsinin qiyməti maksimum olur. İnduktiv sarğacda yaranan öz-özünə induksiya e.h.q.-si nəticəsində kondensator yenidən yüklənir. Bu zaman dövrədə əvvəlkinin əksinə cərəyan əmələ gəlir. Belə

proses nəticəsində q yükü kondensatorun köynəklərində, U gərginliyi köynəklər arasında, I cərəyan şiddəti isə induktiv sarğacda periodik dəyişəcək, yəni rəqs edəcəkdir.

Aktiv müqavimət– R , sıfıra bərabər olan halda rəqs konturunda əmələ gələn rəqslərlə mexaniki rəqsləri müqayisə edək.

Kondensatoru yüklədikdə köynəklər arasında yaranan elektrik sahəsinin enerjisi $\left(W_E = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} \right)$, tarazlıq vəziyyətindən meyl etmiş rəqqasın potensial enerjisində ($\Pi = mgh$), cərəyanın induktiv sarğacda yaratdığı maqnit sahəsinin enerjisi $\left(W_M = \frac{1}{2} LI^2 \right)$ isə hərəkət edən rəqqasın kinetik enerjisində $\left(K = \frac{mv^2}{2} \right)$ uyğundur. Belə müqayisə 23.3-cü şəkildə göstərilmişdir.

Kondensator boşalarkən elektrik sahəsinin enerjisi sarğacdən keçən cərəyanın maqnit sahəsinin enerjisində çevrilir. Kondensator tam boşaldıqda elektrik sahəsinin enerjisinin hamısı maqnit sahəsinin enerjisində çevrilir. Bu hal hərəkət edən rəqqasın tarazlıq vəziyyətinə qayıdarkən, potensial enerjisinin kinetik enerjiyə çevrilməsinə bənzəyir.

Kondensator yenidən dolarkən, induktiv sarğacdakı cərəyan zəifləməyə başlayır və kondensator tam dolana qədər davam edir. Kondensator tam dolan anda cərəyan sıfıra bərabər olur. Bu zaman induktiv sarğacdakı maqnit sahəsinin enerjisi kondensatorun löhvələri arasında elektrik sahəsinin enerjisində çevrilir. Bu, rəqqas tarazlıq vəziyyətini keçdikdə kinetik enerjinin potensial enerjiyə çevrilməsinə oxşayır.

Bu müqayisədən görünür ki, rəqs konturunda induktiv sarğac ətalət rolunu oynayır. ***Baxılan rəqs konturunda əmələ gələn rəqslər məxsusi elektromaqnit rəqsləri adlanır.***

Belə rəqsin tənliyini müəyyən edək. Rəqsi proses zamanı kontura xarici gərginlik tətbiq olunmadığından, kondensatordakı $U_c = \frac{q}{C}$ və induktiv sarğacdakı $U_L = L\ddot{q} \left(\ddot{q} = \frac{d^2 q}{dt^2} \right)$ gərginlik düşgünlərinin cəmi sıfıra bərabər olmalıdır (burada $\ddot{q}$ -elektrik yükünün zamana görə ikinci tərtib törəməsini göstərir):

$$L\ddot{q} + \frac{q}{C} = 0$$

Bu tənliyin hər bir həddini L – ə bölək:

$$\ddot{q} + \frac{1}{CL} q = 0, \quad (23.1)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (23.2)$$

əvəzləməsi qəbul edək. ω_0 -məxsusi rəqsin dairəvi tezliyidir. (23.2) ifadəsini (23.1)-də nəzərə alaq:

$$\ddot{q} + \omega_0^2 q = 0 \quad (23.3)$$

(23.3) tənliyi mexanikadan məlum olan harmonik rəqsi hərəkətin tənliyinə ($\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0$) oxşadığından onun həlli aşağıdakı kimi olar:

$$q = q_M \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (23.4)$$

Burada, q_M -yükün amplitud qiymətidir. (23.4) tənliyindən görünür ki, kondensatorun köynəklərində elektrik yükü ω_0 -tezliyi ilə təyin olunan harmonik qanun üzrə dəyişir. Belə rəqsin periodunu təyin edək. Bilirik ki, dairəvi tezlik $\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$ düsturu ilə təyin olunur. Bu ifadədə (23.2) əvəzləməsini nəzərə alsaq:

$$\frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{2\pi}{T}$$

alarıq. Buradan

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (23.5)$$

(23.5) düsturu **Tomson düsturudur**. Rəqs tezliyi aşağıdakı düstur ilə tə'yin olunacaqdır:

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

Rəqs konturunda yükün dəyişmə qanunu məlum olduqdan sonra gərginliyin və cərəyan şiddətinin dəyişməsinə tapa bilərik:

$$U = \frac{q_M}{C} \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi) = U_M \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi),$$

$$I = \frac{dq}{dt} = \dot{q}_M = I_M \cos(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2})$$

U_M -gərginliyin, I_M -cərəyan şiddətinin amplitud qiymətidir. Sükunətdə olan yüklər elektrik sahəsi, hərəkətdə olan yüklər isə (cərəyan) elektrik və maqnit sahələri yaradır. Onda yük olmasa elektrik sahəsi və cərəyansız maqnit sahəsi mümkündürmü?

Əvvəllər qeyd olunduğu kimi bu formaya malik differensial tənliklər dalğa tənlikləri adlanır. $\partial^2 \vec{E} / \partial t^2$ -ı qarşısındakı əmsal isə sürətin kvadratının tərs qiymətinə bərabər olmalıdır:

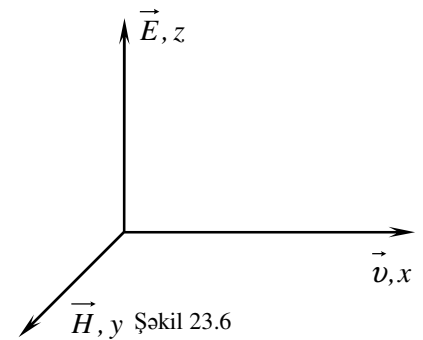
$$\nu^2 = 1 / \epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu \quad (23.21)$$

$$\epsilon_0 \mu_0 = 1 / c^2 \text{ olduğu üçün}$$

$$\nu = c / \sqrt{\epsilon \mu} \quad (23.22)$$

Burada, ν - elektromaqnit dalğasının mühitdə yayılma sürətidir. Eyni qayda ilə (23.15) ifadəsindən bir də rotor alıb, müvafiq əməliyyatlar aparsaq, elektromaqnit dalğasının maqnit vektoru üçün dalğa tənliyini alırıq:

$$\nabla^2 \vec{H} - \epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (23.23)$$



Dəyişən elektrik və maqnit sahələri bir-birindən ayrı mövcud olmadığı üçün $\vec{E}$ və $\vec{H}$ üçün (23.20) və (23.23) dalğa tənlikləri də bir-birilə bağlıdır.

Fərz edək ki, elektromaqnit dalğası x oxu istiqamətində yayılır (şəkil 23.6). Onda $\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorları həmişə özlərinə paralel qalır və onların qiyməti məsafədən asılı olmur. $\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorlarının y və z proyeksiyaları y və z -dən deyil, yalnız x -dan asılı olacaq. Bu şərt daxilində x oxu istiqamətində yayılan dalğanın tənliyi

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\epsilon_0 \mu_0}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (23.24)$$

şəklini alacaq. Eyni formalı tənliyi $\vec{H}$ vektoru üçün də yazmaq olar. Onların həlli isə

$$\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - kx) \quad (23.25)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_m \cos(\omega t - kx)$$

şəklindədir. Göründüyü kimi, elektromaqnit dalğasının hər iki vektoru zamana görə harmonik qanunla dəyişir.

Müəyyən ω tezlikli və ya λ dalğa uzunluqlu elektromaqnit dalğası monoxromatik dalğa adlanır. Təmiz monoxromatik dalğa ancaq təsəvvür oluna bilər. Təcrübədə istifadə olunan dalğalar dalğa uzunluqları $\lambda, \lambda + d\lambda$ intervalında dəyişən dalğa qrupudur.

50. Maqnit sahəsinin enerjisi

Elektromaqnit sahəsi özü ilə enerji daşıyır. Aydındır ki, bu enerji elektrik və maqnit sahələrinin enerjiləri cəminə bərabərdir:

$$w = w_{el} + w_i = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 \mu H^2 \quad (23.29)$$

(23.29) ifadələrini dielektrik mühitdə yayılan dalğalar üçün yazaq:

$$\begin{aligned} E &= vB = \mu_0 \mu H v \\ H &= vD = \epsilon_0 \epsilon E v \end{aligned} \quad (23.30)$$

Bu ifadələrdən v -ni kənar edək:

$$E = \mu_0 \mu H \cdot \frac{H}{\epsilon_0 \epsilon E} \quad (23.31)$$

Buradan

$$\epsilon_0 \epsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 \quad (23.32)$$

və ya

$$\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} \vec{E} = \sqrt{\mu_0 \mu} \vec{H}, \quad \vec{E} \vec{D} = \vec{H} \vec{B} \quad (23.33)$$

alırıq. (23.32)–ni (23.29)–da nəzərə alaq:

$$\begin{aligned} w &= \epsilon_0 \epsilon \vec{E}^2 = \mu_0 \mu \vec{H}^2 = \sqrt{\epsilon_0 \epsilon} \vec{E} \cdot \sqrt{\epsilon_0 \epsilon} \vec{E} = \sqrt{\epsilon_0 \epsilon} \vec{E} \cdot \sqrt{\mu_0 \mu} \cdot \vec{H} = \\ &= \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot \sqrt{\epsilon \mu} \vec{E} \vec{H} = \frac{\sqrt{\epsilon \mu}}{c} \vec{E} \cdot \vec{H} = \frac{1}{v} \cdot \vec{E} \vec{H} \end{aligned} \quad (23.34)$$

Bildiyimiz kimi elektromaqnit dalğaları enerji daşıyır. Bu enerji elektrik və maqnit sahələrinin enerjiləri cəmi kimi təyin olunur. **Vahid zamanda dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar götürülmüş vahid səthdən daşınan dalğa enerjisinə enerji selinin sıxlığı və ya dalğanın intensivliyi deyilir.** Tərifdən göründüyü kimi, enerji selinin sıxlığı I ilə işarə olunarsa, o

$$I = \frac{W_{el} + W_{maq}}{\Delta S \cdot \Delta t} \quad (23.35)$$

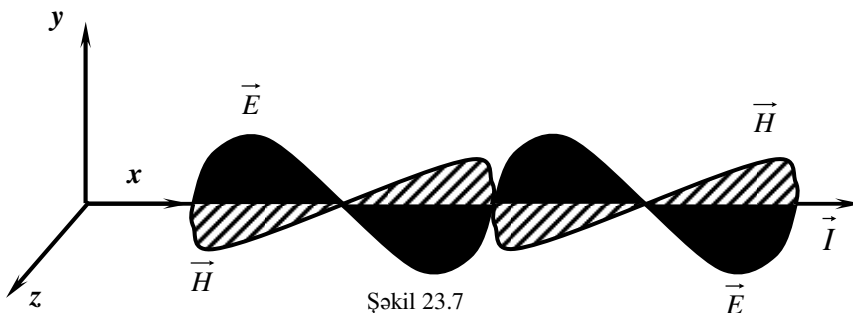
şəklində təyin olunur. İntensivliyin ölçü vahidi BS –də $C/m^2 \text{ san}$ və ya $Vatt/m^2$ olmaqla, vahid səthə uyğun gələn güc kimi başa düşülə bilər. Elektrik və maqnit sahələri üçün vahid həcmə düşən enerji kimi **enerji sıxlığından** (w) istifadə edilərsə, dalğanın yayılma sürəti v olduqda Δt zamanında ΔS səthindən keçən dalğa enerjisi $W = w \cdot \Delta S v \cdot \Delta t$ kimi təyin olunur. Enerjinin bu ifadəsini (23.35) şərtində nəzərə alsaq, dalğanın intensivliyi

$$I = (w_E + w_H) \cdot v = (E^2 / 2\epsilon\epsilon_0 + H^2 / 2\mu\mu_0) \cdot v = w \cdot v \quad (23.36)$$

kimi təyin olunur. Burada, w - elektrik və maqnit sahələrinin enerji sıxlıqları cəmidir. Sonuncu ifadədə (23.34) şərti nəzərə alındıqda, dalğanın intensivliyi üçün ifadə

$$I = \epsilon\epsilon_0 E^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0 \mu\mu_0}} = \mu\mu_0 H^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0 \mu\mu_0}} = E \cdot H \quad (23.37)$$

şəklinə düşər.



alarıq. Elektromaqnit dalğalarının enerji selinin sıxlığı vektoru ***Poyntinq vektoru*** adlanır.

$$\vec{I} = [\vec{E} \vec{H}] \quad (23.38)$$

Elektromaqnit dalğasında $\vec{I}$ vektoru $\vec{E}$ və $\vec{H}$ vektorlarının yerləşdiyi müstəviyə perpendikulyardır (şəkil 23.7).