

Fizika, onun təbiət və texniki elmlərlə əlaqəsi

Fizika, materiyanın ən sadə hərəkət formalarının və bu hərəkət formalarına uyğun olan ən ümumi təbiət qanunları haqqında elm olub, təcrübə ilə sıx bağlıdır. Təcrübə, yəni dəqiqliklə nəzarət olunan şəraitdə, tədqiq olunan hadisənin müşahidəsi, fizikada əsas tədqiqat üsullarından biridir. Yeni texnologiyanın işlənilməsi və yaradılması zamanı texnoloji proseslərin optimal parametrlərinin müəyyən edilməsi və tənzimlənməsi üçün fiziki tədqiqat üsulları, sənaye və texnikanın ən müxtəlif sahələrində müvəffəqiyyətlə tətbiq olunur.

Fizika başqa elmlərlə yanaşı fəlsəfə ilə də çox sıx bağlıdır. Fizika sahəsindəki böyük kəşflər:–enerjinin saxlanması və çevrilməsi qanunu, termodinamikanın ikinci qanunu, işığın zərrəcik və dalğa kimi ikili xassəyə malik olması və s., həmişə materializm və idealizmin mübarizəsi ilə bağlı olmuşdur. Təbiətdə baş verən hadisələr və proseslər haqqındakı dialektik-materialist təsəvvürlərin formalaşmasında fizikanın öyrənilməsinin çox böyük əhəmiyyəti olmuşdur.

Məlumdur ki, elmin və texnikanın inkişafı cəmiyyətin iqtisadi tələbatları ilə, istənilən sənaye müəsisələrinin texniki səviyyəsi isə, müəyyən dərəcədə, elmin inkişafının vəziyyəti ilə müəyyən edilir.

Fizika və texnikanın inkişaf tarixi, fizikadakı kəşflərin yeni texniki müəsisələrin yaradılmasında və inkişafında necə böyük rolu olduğunu göstərir. Texnikanın elektrik və radiotexnika, elektron və hesablama texnikası, kosmos texnikası və cihazqayırma, nüvə enerjisi və lazer texnikası, kibernetika və s. kimi yeni sahələrinin inkişafında fizika elmi bünövrə olmuşdur. Fizika elminin əldə etdiyi nəliyyətlər əsasında, prinsipə sənayenin daha müasir metodları əsasında cihazlar və qurğular işlənilib hazırlanır. Texnika öz növbəsində fizika elminin inkişafına böyük təsir göstərir. Buna misal olaraq, cəmiyyətdə texnikanın inkişafına olan tələbat mexanikanın, faydalı iş əmsalı daha yüksək olan istilik mühərriklərinə olan tələbat isə termodinamikanın və s. , daha sürətlə inkişaf etməsinə səbəb olur. Texnikanın inkişafı fiziki tədqiqatların təcrübə metodlarının daha da təkmilləşməsinə böyük təsir göstərir. Müasir texnika, təcrübəçi–tədqiqatçıları yüklü hissəcikləri sürətləndirən, yerin süni peyki və kosmik stansiya, radioteleskop, lazer, elektron hesablayıcı maşın və s. kimi cihaz və qurğularla təmin edilir. Həmçinin ərzaq və qeri-ərzaq mallarının emalı, saxlanması, daşınması müxtəlif keyfiyyət göstərijilərinin təyin edilməsi və s. üçün istifadə edilən elektrik və optik qurğularının və avadanlıqlarının bu sahənin inkişafında böyük rolu danılmazdır.

Fizika bərk cisimlərin, mayələrin, qazların, plazmanın, ayrı – ayrı molekul və atomların, atom nüvəsinin, elementar hissəciklərin xassələrini öyrənməklə yanaşı həmçinin elektromaqnit, qravitasiya və nüvə sahəsinin

də qanunauyğunluqlarını öyrənir. Fizika həm də materiyanın müxtəlif növ hərəkət formalarını: mexaniki hərəkəti, müxtəlif növ dalğa və rəqsi hərəkəti, istilik hərəkətini, sahələrin yayılmasını və s. öyrənir. Bununla əlaqədar olaraq fizika aşağıdakı bölmələrə ayrılır: «mexanika», «molekulya fizika və termodinamika», «elektrik və maqnetizm», «atom və nüvə fizikası».

Maddi nöqtə. Hesablama sistemləri

Mexanika - fizikanın cisimlərin və ya cismin hissələrinin bir-birinə nəzərən yerdəyişməsi olaraq mexaniki hərəkət adlanan materiyanın ən sadə və ən geniş yayılmış hərəkət formalarını öyrənən hissəsinə deyilir.

Mexanika üç hissəyə ayrılır - kinematika, dinamika və statika.

Kinematika cisimlərin hərəkətini bu hərəkəti törədən səbəbləri nəzərə almadan öyrənir.

Dinamika cisimlərin hərəkət qanunlarını və bu hərəkəti yaradan səbəbləri öyrənir.

Statika cisimlər sisteminin tarazlıq qanunlarını öyrənir.

Mexaniki hərəkətə ən sadə misal maddi nöqtənin hərəkətidir. Maddi nöqtə - müəyyən kütləyə malik ölçüləri nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olan cisimlərə deyilir. Maddi nöqtə anlayışı mücərrəd anlayışdır.

Cisimlərin hərəkəti fəza və zaman daxilində baş verir. Ona görə də maddi nöqtənin hərəkətinə baxarkən bu nöqtənin fəzanın hansı yerində və zamanın hansı anında bu və ya başqa yerdə olduğunu bilmək lazımdır.

Hər bir maddi nöqtənin vəziyyəti hesablama cismi adlanan və təsadüfi seçilmiş cismə nəzərən təyin edilir. Hesablama cismi şərti olaraq hərəkətsiz qəbul olunur. Bu cisimlə bağlı olan koordinat sistemi hesablama sistemi adlanır. Dekart koodinat sistemində zamanın verilmiş anında A nöqtəsinin vəziyyəti x , y və z koordinatları və ya hesablama mərkəzindən A nöqtəsinə çəkilmiş r -radius vektorla təyin edilir.

Maddi nöqtənin hərəkəti zamanı onun koordinatları zaman keçdikcə dəyişir. Ümumi halda onun hərəkəti üç skalyar tənliklə

$$\begin{aligned}x &= x(t), \\ y &= y(t), \\ z &= z(t)\end{aligned} \quad (1)$$

və ya onlara ekvivalent olan $r=r(t)$ (2) vektorial tənliklə təyin edilir.

Nöqtənin fəzada vəziyyətini tam təyin edən koordinatların sayına sərbəstlik dərəcələrinin sayı deyilir. Əgər maddi nöqtə fəzada hərəkət edərsə, o üç sərbəstlik dərəcəsinə malikdir.

(1) və (2) tənliklərindən t -ni yox etsək, onda maddi nöqtənin trayektoriyasının tənliyini almış olarıq. Maddi nöqtənin hərəkət trayektoriyası bu nöqtənin fəzada cızdığı xəttə deyilir. Trayektoriyanın formasındann asılı olaraq hərəkət düzxətli və ya əyrixətli ola bilər.

Maddi nöqtənin istənilən trayektoriya üzrə hərəkətinə baxaq. Zamanı maddi nöqtə A nöqtəsindən hesablamağa başlayaq. Maddi nöqtənin hesablama anından başlayaraq keçdiyi trayektoriyanın AB hissəsi gedilən yolun uzunluğu adlanır (ΔS) və zamanın skalyar funksiyası olur: $\Delta S = \Delta S(t)$.

Hərəkət edən cismin başlanğıc halından zamanın verilmiş anındakı halına çəkilmiş vektor yerdəyişmə vektoru adlanır ($\Delta r = r - r_0$).

Düzxətli hərəkət zamanı yerdəyişmə vektoru trayektoriyanın uyğun hissəsi ilə üst-üstə düşür və yerdəyişmə vektorunun modulu gedilən yola bərabər olar $|\Delta r| = \Delta S$.

Ədəbiyyat

1. Abdinov C.Ş., Axundova N.M. Fizika. Bakı. 1999.
2. N.Ş.Məmmədzaadə Fizika. Bakı. 1996.
3. Feyziyev Y.S., Rzayev R.M. Ümumi Fizika kursu. Bakı. 2001.
4. Т.И.Трофимова Курс физики. М. Высшая школа.2003.
5. И.В.Савельев «Курс общей физики» т.3. Москва, «Наука», 1982.
6. А.С.Шубин «Курс общей физики», М. «Высш.школа»,1976.
7. А.А.Детлаф, Б.М.Яворский. Курс физики. М. Высш.школа, 1989.

Düzxətli və əyrixətli hərəkətdə sür'ət və təcil

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 sür'ətinin dəyişməsi ilə əlaqədardır. *Hadisələr arasında mövcud olan zəruri əlaqə qanun adlanır.*

Fizikanın mexaniki hadisələri öyrənən bölməsinə mexanika deyilir. Bir cismin başqa cismlərə 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 jismin hərəkətsiz olduğunu qəbul etməliyik. Lakin, bizi əhatə edən aləmdə mütləq hərəkətsiz olan jisim yoxdur. Təbiətdə olan bütün jisimlər bu və ya digər hərəkətdə iştirak edirlər. Məsələn, sinifdə olan oturmaqda olan divarlarına nəzərən sükunətdədir. Lakin, bununla yanaşı onların hamısı Yerlə birlikdə Günəşə nəzərən hərəkətdədirlər. Deməli, jismin hərəkətini öyrənmək üçün, əvvəlcə, həmin cismin hansı cisim və ya cisimlər sisteminə nəzərən hərəkət edəcəyini ayırd etmək lazımdır. *Mexaniki hərəkət hansı jismə nəzərən müəyyən edilərsə, o cisim hesablama cismi adlanır. Hesablama jismindən keçmək şərtilə 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–jismin və ya jisimlər sisteminin hərəkətini, bu hərəkəti doğuran səbəbləri nəzərə almadan öyrənir. Dinamika–jisimlərin 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.

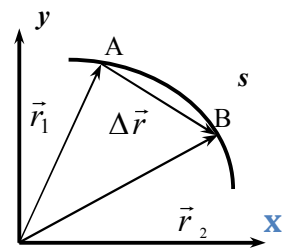
Çox vaxt jismin hərəkətini öyrənmək üçün bu jismin ölçülərini verilmiş məsələdə nəzərə almamaq daha sərfəli olur.

Verilmiş məsələ üçün c

ismin ölçülərini nəzərə almamaq mümkün olarsa, belə jismə 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 bərabərsür'ətli 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). A başlanğıc və B son nöqtələri birləşdirən düz xəttə yerdəyişmə ($\Delta \vec{r}$), bu nöqtələr boyunca hesablanan trayektoriyaya isə (s) yolun uzunluğu deyilir. Burada, $\Delta \vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ radius vektorlarının fərqinə bərabər 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 sür'ət anlayışından istifadə edilir.

Sür'ət, 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 $\vec{r}-\vec{r}_0=\Delta\vec{r}$ olajaq. $\Delta\vec{r}$ yerdəyişməsinin bu dəyişməyə sərf olunan zamana (Δt) olan nisbətində hərəkətin orta sür'əti deyilir. Yəni,

$$\vec{v}_{\text{op}} = \frac{\vec{r}-\vec{r}_0}{t-t_0} = \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} \quad (1)$$

Orta sür'ətə belə tərif də vermək olar: *ədədi qiymətcə vahid zamandakı yerdəyişmə vektoruna bərabər olan kəmiyyətə orta sür'ət deyilir.*

(1) ifadəsində Δt zamanını sıfıra yaxınlaşdırıb limitə keçsək ani sür'əti tapa bilərik:

$$\vec{v}_{\text{ani}} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} \right) = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (2)$$

Ani sür'ət, hərəkətin verilən andakı və ya trayektoriyanın verilmiş nöqtəsindəki sür'ətdir. Əgər yerdəyişmə yola bərabər olarsa, (düzxətli hərəkət) ani sür'ətin qiyməti aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta s}{\Delta t} \right) = \frac{ds}{dt} \quad (3)$$

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

Düzxətli bərabərsür'ətli hərəkətdə jismin sür'əti 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 sür'əti:

$$v = \frac{s-s_0}{t-t_0} = \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad (4)$$

Deməli, düzxətli bərabərsür'ətli hərəkətdə sür'ət ədədi qiymətcə vahid zamanda gedilən yola bərabər olan kəmiyyətdir. Xüsusi halda $t_0=0$; $s_0=0$ olarsa,

$$v = \frac{s}{t} \quad (5)$$

yazmaq olar.

Burada gedilən yolun uzunluğu üçün belə alınır:

$$s=v \cdot t \quad (6)$$

Bərabərsür'ətli düzxətli hərəkətə nadir hallarda təsadüf olunur. Hərəkətlərin əksəriyyətində sür'ət vektoru həm qiymət, həm də istiqamətcə dəyişir. Düzxətli bərabərsür'ətli olmayan hərəkətdə sür'ətin dəyişməsinə xarakterizə etmək üçün təjil anlayışından istifadə edilir.

Əgər başlanğıc sür'ət $\vec{v}_0$, t saniyədən sonrakı sür'ət $\vec{v}_t$ olarsa, orta təjil aşağıdakı şəkildə yazılar:

$$\vec{a}_{\text{орта}} = \frac{\vec{v}_t - \vec{v}_0}{t - t_0} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} \quad (7)$$

(7)-dən görünür ki, *tə'jil sür'ətin vahid zamanda dəyişməsi ilə ölçülən bir fiziki kəmiyyətdir. Tə'jil də sür'ət kimi vektor kəmiyyətdir. Bərabərdəyişən hərəkətdə gedilən yolu tə'yin etmək üçün*

$$v_{\text{орта}} = \frac{v_t + v_0}{2} \quad \text{və} \quad s = v_{\text{орта}} \cdot t$$

ifadələrindən istifadə edilir. Bu ifadələrdən yazmaq olar:

$$s = v_{\text{орта}} \cdot t = \left(\frac{v_t + v_0}{2} \right) \cdot t, \text{ digər tərəfdən } v_t = v_0 + at \text{ olduğundan:}$$

$$s = \left(\frac{v_0 + at + v_0}{2} \right) \cdot t = v_0 \cdot t + \frac{at^2}{2} \quad (8)$$

olar. Bu isə bərabəryeyinləşən hərəkətdə yolun düsturudur.

Ani tə'jil, $\Delta t \rightarrow 0$ olanda $\frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$ nisbətinin yaxınlaşdığı limitə deyilir.

$$\vec{a}_{\text{ани}} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} \quad (9)$$

və ya

$$\vec{a}_{\text{ани}} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (10)$$

Deməli, *tə'cil sür'ətin zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir. (3) düsturunu (10)-da nəzərə alsaq:*

$$|\vec{a}| = \frac{d^2 s}{dt^2} \quad (11)$$

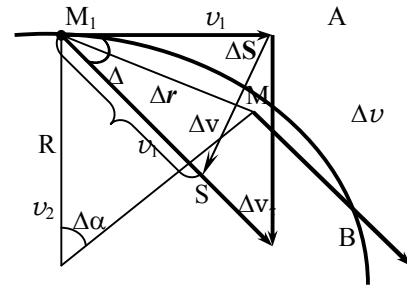
olar. Deməli, *tə'cil yolun zamana görə ikinci tərtib törəməsinə bərabərdir. Tə'jilin BS-də vahidi $1 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ -dir.*

Əyrixətli hərəkətdə sür'ətin həm qiyməti, həm də istiqaməti dəyişir. Ona görə əyrixətli dəyişən hərəkət zamanı iki jür tə'jil yaranır: sür'ətin qiymətjə dəyişməsi hesabına yaranan tə'jil trayektoriyaya toxunan istiqamətdə yönəlir və buna görə də tangensial (toxunan) tə'jil adlanır.

Digər tə'jil isə sür'ətin istiqamətjə dəyişməsi hesabına yaranır və əyrilik mərkəzinə doğru yönəlir. Bu tə'jil normal tə'jil və ya mərkəzəqaçma tə'jili adlanır.

Fərz edək ki, maddi nöqtə ixtiyari əyrixətli trayektoriya üzrə hərəkət edir və Δt müddətində M_1 nöqtəsindən M_2 nöqtəsinə gəlir. Nöqtənin M_1 -də sür'əti $\vec{v}_1$, M_2 -də $\vec{v}_2$ olsun (*şəkil 2*). Δt zamanda maddi nöqtənin sür'ətinin dəyişməsi $\Delta \vec{v} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1$ olar. $\Delta \vec{v}$ -ni tapmaq üçün $\vec{v}_2$ vektorunu M_1 nöqtəsinə qiymət və istiqaməti dəyişməmək şərtilə köçürək. Onda bu vektorların uclarını birləşdirən istiqamətlənmiş düz xətt vektorların fərqi olar.

Bilirik ki, tə'jil $\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$ şəklində yazılır. $\Delta \vec{v}$ -ni toplananlara ayırmaq üçün $\vec{v}_2$ vektoru üzərində qiymətjə $\vec{v}_1$ -ə bərabər $M_1 S$ parçasını ayıraq. $SB = \Delta \vec{v}_\tau$ bu vektorların qiymətjə, $AS = \Delta \vec{v}_n$ istiqamətjə fərqi olar. Onda $\Delta \vec{v} = \Delta \vec{v}_\tau + \Delta \vec{v}_n$ yazmaq olar. Bu ifadəni tə'jil düsturunda nəzərə alsaq:



Шəkil 2

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

olar.

Buradan görünür ki, dəyişən əyrixətli hərəkətdə təjil iki toplanandan ibarətdir. Burada $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t}$ ifadəsi sür'ətin istiqamətjə, $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t}$ isə sür'ətin qiymətjə dəyişməsi hesabına yaranır. Deməli,

$$\vec{a}_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t} \quad (12.)$$

normal təjili,

$$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t} \quad (13)$$

isə tangensial təjili göstərir.

$\Delta M_1 AS = \Delta s = R \Delta \alpha$ olduğunu yazmaqla bilərik. Digər tərəfdən $M_1 M_2 = \Delta s = R \Delta \alpha$ olar. R - əyrilik radiusudur.

Bu ifadələrdən istifadə edərək yazmaq olar:

$$\Delta \vec{v}_n = \vec{v}_1 \cdot \frac{\Delta s}{R} \quad \text{və} \quad \Delta \alpha = \frac{\Delta s}{R} \quad (14)$$

(14)-ü (12)-də nəzərə alsaq,

$$\vec{a}_n = \frac{\vec{v}_1}{R} \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{\vec{v}_1^2}{R}; \quad \vec{a}_\tau = \frac{\vec{v}_1^2}{R} \quad (15)$$

Bu ifadə mərkəzəqayma (normal) təcilinin ifadəsidir. (13) ifadəsi sür'ətin qiymətjə dəyişməsi hesabına yaranır. Ona görə də (13) ifadəsini

$$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}_\tau}{dt} \quad (16)$$

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

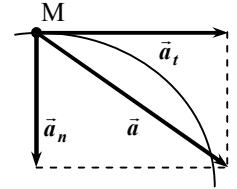
İxtiyari əyrixətli hərəkətdə tam təcil

$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau \quad (17)$$

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

$$|\vec{a}| = \sqrt{|\vec{a}_n|^2 + |\vec{a}_\tau|^2} = \sqrt{\left|\frac{\vec{v}^2}{R}\right|^2 + \left|\frac{d\vec{v}}{dt}\right|^2} \quad (18)$$

olar. Hərəkət düzxətli dəyişən olduqda $\vec{a}_n = 0$, ($R = \infty$) olur və $|\vec{a}| = \frac{dv}{dt}$ olar, əyrixətli bərabərsür'ətli olduqda $\vec{a}_\tau = 0$ və $|\vec{a}| = |\vec{a}_n| = \frac{\vec{v}^2}{R}$ olur.



Ədəbiyyat

1. H. B. Qasımov, V. İ. İsmayılov, C.P. Xasayev. Fizika kursu. I hissə (mexanika və molekulyar fizika). Bakı – 2007.

2. Y. S. Feyziyev, Rzayev R. M. Ümumi fizika kursu. Bakı. 2001.
3. M. H. Ramazanzadə. Fizika kursu. Bakı. “Maarif” nəşriyyatı. 1987.
4. T. İ. Trofimova. Kurs fiziki. M.: Vıssəə şkola. 2003.

Nyuton qanunları. Hərəkət miqdarının saxlanması qanunu.

Ümumdünya cazibə qanunu

Nyutonun I qanunu

Dinamika mexanikanın əsas bölmələrindən biri olub, onun əsasını Nyutonun təcrübi faktlara əsaslanmış 3 qanunu təşkil edir.

Nyutonun I qanunu: İstənilən m.n. və ya cisim ona başqa cisimlər təsir etmədikdə və yaxud da həmin təsirlər bir-birini kompensasiya etdikdə öz sükunət və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkət halını saxlayır. Ona görə də Nyutonun I qanununa ətalət qanunu da deyilir.

Mexaniki hərəkət nisbidir və onun xarakteri hesablama sistemindən asılıdır. Nyutonun I qanunun doğru olduğu hesablama sistemlərinə universal hesablama sistemləri deyilir. Universal hesablama sistemləri elə hesablama sistemlərinə deyilir ki, xarici təsirlər olmadıqda m.n. ya sükunətdə qalır, yaxud da düzxətli bərabərsürətli hərəkət edir.

Təcrübədən məlumdur ki, müxtəlif cisimlərə eyni cür təsir göstərdikdə onların sürətlərinin dəyişməsi müxtəlif olur, başqa sözlə müxtəlif təcillər alırlar. Deməli, təcil yalnız qarşılıqlı təsirin qiymətindən deyil, həm də cismin kütləsindən asılıdır. Kütlə – materiyanın əsas xarakteristikası olub, cismin ətalətlilik qravitasiya xassələrini müəyyən edir.

Qarşılıqlı təsiri kəmiyyətə xarakterizə etmək üçün qüvvə adlanan fiziki kəmiyyətdən istifadə olunur. Qüvvənin təsiri altında cisim ya sürətini dəyişərək təcil alır, yaxud da deformasiyaya uğrayaraq forma və ölçülərini dəyişir. İstənilən zaman anında o qüvvə ədədi qiyməti, istiqaməti və tətbiq nöqtəsi ilə xarakterizə olunur.

Nyutonun II qanunu

Dinamikada irəliləməhərəkətinin əsas tənliyi – Nyutonun II qanunu m.n.-nin qüvvənin təsiri altında sürətini necə dəyişməsi sualına cavab verir. Əgər eyni bir cismə müxtəlif qüvvələrlə təsir etsək görərik ki, cismin aldığı təcil qüvvələrin əvəzləyicisi ilə düz mütənasibdir:

$$a \sim F \ (m = const) \quad (1)$$

Eyni bir qüvvə ilə müxtəlif cisimlərə təsir etdikdə, onların təcilləri müxtəlif olar:

$$a \sim 1/m \ (F = const) \quad (2)$$

(1) və (2) ifadələrinə əsasən yazsaq bilərik ki:

$$a = kF / m \quad (3)$$

(3) ifadəsi Nyutonun II qanununun ifadəsidir: m.n.-nin aldığı təcil ona təsir edən qüvvə ilə düz mütənasib olub, həmin qüvvə istiqamətində yönəlir və BS-də $k = 1$. Onda

$$a = F / m ,$$

və ya

$$F = ma = m \frac{dv}{dt} \quad (4)$$

Klassik mexanikada kütlə sabit olduğunu nəzərə alsaq:

$$F = \frac{d}{dt}(mv) \quad (5)$$

Burada vektorial kəmiyyət olan

$$p = mv \quad (6)$$

cismin impulsu olub, cismin sürət vektoru istiqamətində yönəlir. (6)-ı (5)-də nəzərə alsaq:

$$F = \frac{dp}{dt} \quad (7)$$

(7) ifadəsi Nyutonun II qanununun daha ümumi ifadəsidir: m.n.-la impulsun dəyişmə sürəti ona təsir edən qüvvəyə bərabərdir. (7) ifadəsinə m.n.-nin hərəkət tənliyi deyilir. BS-də qüvvə vahidi (N) nyutondur.

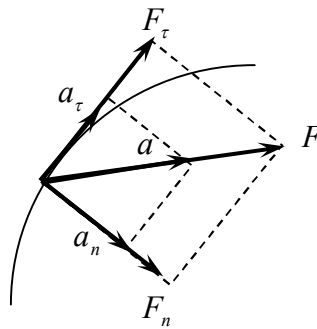
$$1H = 1kg \cdot m/s^2$$

Nyutonun II qanunu ancaq universal hesablama sistemlərində doğrudur.

Əgər cismə bir neçə qüvvə təsir edərsə, onda Nyutonun II qanununda həmin qüvvələrin əvəzləyicisinə baxılır. Əyrixətli hərəkət zamanı (şəkil 1) F qüvvəsi iki toplanana ayrılır:

$$F_{\tau} = ma_{\tau} = m \frac{dv}{dt}$$

$$F_n = ma_n = \frac{mv^2}{R} = m\omega^2 R$$



Şəkil 1.

Nyutonun III qanunu

Cisimlər arasındakı qarşılıqlı təsir Nyutonun III qanunu ilə təyin olunur: iki cismin qarşılıqlı təsiri zamanı onlar bir-birinə qiymətcə bərabər, istiqamətcə əks olan qüvvələrlə təsir göstərirlər:

$$F_{12} = -F_{21} \quad (1)$$

Burada, F_{12} - birinci cismə təsir edən qüvvədir; F_{21} - isə ikinci cismə təsir edən qüvvədir. Bu qüvvələr müxtəlif cisimlərə təsir göstərdiklərindən cüt-cüt yaranırlar və eyni təbiətlidirlər.

Nyutonun III qanunu təklikdə götürülmüş m.n.-nin dinamikasından m.n.-lər dinamikasına keçməyə imkan verir.

 mpulsun saxlanması qanunu

 mpulsun saxlanması qanununa keçməzdən əvvəl bəzi anlayışlarla tanış olaq. Mexaniki sistemi əmələ gətirən m.n.-lər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələrinə sistemdaxili qüvvələr, xarici cisimlər tərəfindən cismə təsir edən qüvvələrə isə xarici qüvvələr deyilir. Mexaniki sistemə xaricdən heç bir qüvvə təsir etməzsə, belə sistemə qapalı sistem deyilir. Əgər sistem çoxlu sayda cisimlərdən təşkil olunarsa, Nyutonun III qanununa görə, həmin cisimlər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələri cüt-cüt bərabər olarlar v  istiqamətcə bir-birinin əksinə y n l rl r. Nəticədə həmin qüvvələrin həndəsi cəmi sıfıra bərabər olar.

Tutaq ki, sistem kütlələri $m_1, m_2, \dots, m_n$ sürətləri $v_1, v_2, \dots, v_n$ olan n sayda m.n.-lərdən təşkil olunmuşdur. Hər bir m.n.-yə təsir edən daxili qüvvələr $F'_1, F'_2, \dots, F'_n$ və xarici qüvvələr isə $F_1, F_2, \dots, F_n$ - dir. Mexaniki sistemin hər bir elementi üçün Nyutonun II qanunu yazaq:

$$\frac{d}{dt}(m_1 v_1) = F'_1 + F_1$$

$$\frac{d}{dt}(m_2 v_2) = F'_2 + F_2$$

.....

$$\frac{d}{dt}(m_n v_n) = F'_n + F_n$$

Bu tənlikləri h db h d toplasaq, alarıq:

$$\frac{d}{dt}(m_1 v_1 + m_2 v_2 + \dots + m_n v_n) = F'_1 + F_2 + \dots + F'_n + F_1 + F_2 + \dots + F_n$$

Nyutonun III qanununa görə mexaniki sistemdəki daxili qüvvələrin həndəsi cəmi sıfıra bərabərdir. Onda

$$\frac{d}{dt}(m_1 v_1 + m_2 v_2 + \dots + m_n v_n) = F_1 + F_2 + \dots + F_n$$

və ya

$$\frac{dp}{dt} = F_1 + F_2 + \dots + F_n$$

burada $p = \sum_{i=1}^n m_i v_i$ - sistemin impulsudur.

Beləliklə, mexaniki sistemin impulsunun zamana görə birinci tərtib törəməsi sistemə təsir göstərən xarici qüvvələrin həndəsi cəminə bərabərdir.

Baxılan qapalı sistemə xarici qüvvələr təsir etmədikdə

$$\frac{dp}{dt} = \sum_{i=1}^n \frac{d}{dt}(m_i v_i) = 0, \text{ və ya } p = \sum_{i=1}^n m_i v_i = \text{const}$$

Axıncı ifadə impulsun saxlanması qanunu adlanır: qapalı sistemin impulsu zaman keçdikcə dəyişməyib, sabit qalır.

İmpulsun saxlanması qanunu Nyuton qanunları əsasında alınmasına baxmayaraq, nəinki klassik fizikada doğrudur, həm də mikrozərrəciklər üçün də doğrudur. Ona görə də bu qanun universal xarakter daşıyır və təbiətin fundamental qanunlarından biridir.

Mexanikanın fundamental qanunlarından biri də ümumdünya cazibə qanunudur: təbiətdə olan bütün cisimlər bir-birini onların kütlələrinin hasilinə ilə düz, mərkəzləri arasındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənəsib qüvvələrlə cəzb edirlər.

$$F = \frac{Gm \cdot m_2}{r^2}$$

$m_1 = 1 \text{ kq}$; $m_2 = 1 \text{ kq}$; $r = 1 \text{ m}$ olarsa, onda $F = G$ olar. Yəni $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Nm}^2}{\text{kq}^2}$

olub, qravitasiya sabiti adlanır və ədədi qiymətcə kütlələri 1 kq, aralarındakı məsafə 1 m olan iki cisim arasındakı cazibə qüvvəsinə bərabərdir. Göründüyü kimi, bu qüvvə çox kiçikdir və ona görə də biz onun təsirini kiçik kütləli cisimlərlə hiss etmirik.

1. T.İ.Trofimova. Kurs fiziki. M.; Vıssəə şkola. 2004.
2. M.M.Suşinskiy. Kurs fiziki. T. I, II, III. M.; Nauka. 1973.
3. Q.A.Zisman i S.M.Todes. Kurs obhey fiziki. T. I, II, III. M.; Nauka. 1974.
4. İ.V.Savelğev. Kurs obhey fiziki. T. I, II, III. M.; Nauka. 1986.
5. A.A.Detlaf, B.M.Əvorskiy. Kurs fiziki. T. I, II, III. M.; Vıssəə şkola. 1983.

İş, güc. Kinetik və potensial enerji. Enerjinin saxlanması və çevrilməsi qanunu.

Mexaniki iş və güc

Fərz edək ki, jisim hər hansı F qüvvəsinin təsiri nəticəsində S yolunu qət etmişdir. Bu zaman jisimə tətbiq olunan həmin F qüvvəsi ya həmin jismin sürətini dəyişdirər, ya da həmin jisimə təsir edən başqa qüvvələri kompensə edə bilər.

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

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

Jisimə təsir edən qüvvə yerdəyişmə ilə α bujağı əmələ gətirərsə, görülən iş belə təyin olunur:

$$A = F_s \cdot S \quad (1)$$

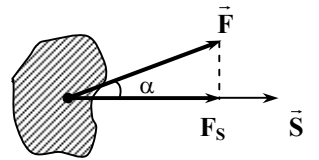
Burada F_s – jisimə təsir edən sabit qüvvənin yerdəyişmə istiqamətindəki proyeksiyasıdır (şəkil 1). Şəkildən görünür ki, $F_s = F \cdot \cos \alpha$ kimi təyin olunur. Onda

$$A = |\vec{F}| \cdot |\vec{S}| \cdot \cos \alpha \quad (2)$$

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 (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.

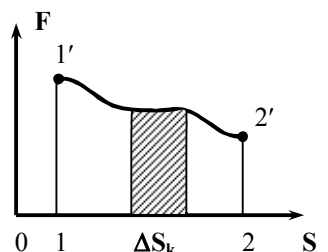


İndi isə fərz edək ki, jisim dəyişən qüvvə təsir edir. Tutaq ki, qüvvə hərəkət istiqamətində $1'2'$ trayektoriyası istiqamətində dəyişir (şəkil 2). Jismin hərəkəti zamanı qüvvənin yerdəyişmə istiqamətində proyeksiyası sabit qalmırsa, bu halda işi hesablamaq üçün S yolunu elementar ΔS hissələrinə bölürük.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

$$\Delta A_k = F_{sk} \cdot \Delta S_k$$

Bu elementar iş ədədi qiymətjə qrafikdə ştrixlənmiş fiqurun sahəsinə bərabərdir. Ümumi S yolunda görülən işi tapmaq üçün isə (2) ifadəsini elementar hissələr üzrə jəmləmək lazımdır. Onda:

$$A = \sum_{k=1}^n \Delta A_k = \sum_{k=1}^n F_{sk} \cdot \Delta S_k \quad (3)$$



Qrafikdən görünür ki, dəyişən qüvvənin gördüyü ümumi iş ədədi qiymətjə $1'122'$ fiqurunun sahəsinə bərabər olur. Əgər jismə eyni zamanda bir neçə qüvvə təsir edirsə, bu zaman görülmə iş toplanan qüvvələrin gördükləri işlərin jəminə bərabərdir.

BS-də 1N qüvvənin 1m yola gördüyü iş 1J adlanır.

$$1C = 1N \cdot m$$

SQS-də 1erq=1dn·sm.

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

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

$$1kQm = 9,8N \cdot m = 9,8C = 9,8 \cdot 10^7 \text{ erq}$$

olar.

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

$$P = \frac{dA}{dt} \quad (4)$$

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

$$P = F \cdot v \quad (5)$$

olar. Deməli, qüvvənin sabit qiymətində sür'əti artırmaq üçün mühərrikin güjünü artırmaq lazımdır.

BS-də güj vahidi 1 Vt götürülür. 1 Vt=1J/1san.

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

Texniki vahidlər sistemində güj vahidi 1 at qüvvəsi qəbul edilmişdir. 1at qüv.=75 kQm/san≈736 Vt.

Enerji

Enerci jismnin və ya jisimlər sisteminin işgörmə qabiliyyətini xarakterizə edir.

Mexanikada enercini iki növə bölürlər: kinetik və potensial enerci.

Kinetik enerci - jisim və ya jisimlər sisteminin öz hərəkəti nəticəsində malik olduğu enerciyə deyilir.

Potensial enerci – jismnin ayrı –ayrı hissələri arasındakı qarşılıqlı təsiri və ya müxtəlif jisimlərin bir-biri ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində malik olduğu enerciyə deyilir.

Bu enerciləri ayrı-ayrılıqda öyrənək.

1.Kinetik enerci. Fərz edək ki, kütləsi m olan jisim sabit $\vec{F}$ qüvvəsinin təsiriindən öz sür'ətini $\vec{v}_1$ -dən $\vec{v}_2$ -yə qədər dəyişdirir. Bu zaman kiçik dS yolunda dt zamanında $\vec{F}$ qüvvəsinin gördüyü elementar iş

$$dA = F dS \quad (6)$$

şəklində yazılır.

$$F = m \frac{dv}{dt} \quad (7)$$

və

$$dS = v dt \quad (8)$$

olduğunu nəzərə alsaq

$$dA = mvdv \quad (9)$$

olar. Jisim sür'ətini $\bar{v}_1$ -dən $\bar{v}_2$ -yə qədər dəyişdirdikdə görülmüş iş

$$A = \int_{v_1}^{v_2} mvdv = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} \quad (10)$$

$$A = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} \quad (11)$$

olar. Buradan görünür ki, jisimin öz sürətini $\bar{v}_1$ -dən $\bar{v}_2$ -yə qədər dəyişdirdikdə sabit $\bar{F}$ qüvvəsinin gördüyü iş $\frac{mv^2}{2}$ kəmiyyətinin armasına

bərabərdir. $\frac{mv^2}{2}$ kəmiyyəti jismin kinetik enerjisi adlanır.

Kinetik enerjini E_k -ilə işarə etsək, onda

$$E_k = \frac{mv^2}{2} \quad (12)$$

olar. (11) bərabərliyini

$$A = E_{k_2} - E_{k_1} \quad (13)$$

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

Sistemin kinetik enerjisi sistemi təşkil edən nöqtələrin (jisimlərin) kinetik enerjiləri jəminə bərabər olar, yəni

$$E_k = \sum_{i=1}^n \frac{mv_i^2}{2} \quad (14)$$

2. Potensial enerji. Sistemin potensial enerjisi onu təşkil edən jisimlərin qarışıqlıq vəziyyətindən asılı olub, sistem bir haldan başqa hala keçdikdə görülmüş işlə ölçülür. Kütləsi m olan jismin ağırlıq qüvvəsinin təsirindən hərəkəti zamanı görülmüş işi hesablayaq. Fərz edək ki, jisim ağırlıq qüvvəsinin təsirindən BD əyrisi üzrə düşür (şəkil 3). Bu yolda görülmüş 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 görülmüş iş

$$A_i = p \Delta S_i \cos \alpha_i \quad (15)$$

olar.

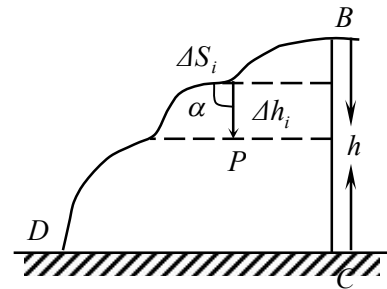
Şəkildən görünür ki, $\Delta S_i \cos \alpha_i = \Delta h_i$ olduğundan (15)-ni aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$A_i = p \Delta h_i \quad (16)$$

BD yolunda görülmüş bütün iş ΔS_i yollarında görülmüş işlərin jəminə bərabər olar:

$$A = \sum_{i=1}^m \Delta A_i = \sum_{i=1}^m p \Delta h_i = p \sum_{i=1}^m \Delta h_i = ph \quad (17)$$

Əgər jisim BC yolu ilə getmiş olsaydı, yenə də iş ph hasilinə bərabər olardı. Yəni, ağırlıq qüvvəsinin gördüyü iş, yolun formasından asılı olmayıb, yalnız jismin başlanğıc vəziyyətinin onun son vəziyyətindən hansı hündürlükdə



Şəkil 3

yerləşməsindən asılıdır. Gördüyü iş yolun formasından asılı olmayan qüvvələr potensial 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.

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

$$A = mgh_1 - mgh_2 \quad (18)$$

alırıq. Deməli, jisim h_1 -dən h_2 hündürlüyünə düşərkən görülmüş iş mgh kəmiyyətinin artımına bərabər olur. *Həmin bu mgh kəmiyyəti potensial enerji adlanır.* Yə'ni

$$E_p = mgh \quad (19)$$

Bunu nəzərə alsaq (16) ifadəsini

$$A = E_{p1} - E_{p2} = -(E_{p2} - E_{p1}) \quad (20)$$

şəklində yazmaq olar.

Deməli, ağırlıq qüvvəsinin tə'sirindən görülmüş iş jismin potensial enerjisinin dəyişməsinə bərabərdir:

$$A = -\Delta E_p \quad (21)$$

Enerjinin vahidləri iş vahidləri kimidir.

Enerjinin saxlanması qanunu

Mexanikada enerjinin saxlanma və çevrilmə qanunu əsas qanunlardan biri olub, ixtiyari mexaniki sistemlər üçün doğrudur. İndi də bu qanunu aydınlaşdırıq. Fərz edək ki, N sayda jisimdən ibarət olan qapalı sistem verilmişdir və sistemdəki cisimlər arasında yalnız konservativ qüvvələr tə'sir edir. Belə bir sistemi hər hansı 1 halından 2 halına keçirək. Bu halda sistemə tə'sir 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:

$$\left. \begin{aligned} A_{l_2} &= E_{p1} - E_{p2} \\ A_{l_2} &= E_{k1} - E_{k2} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Buradan da alırıq ki,

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

və ya

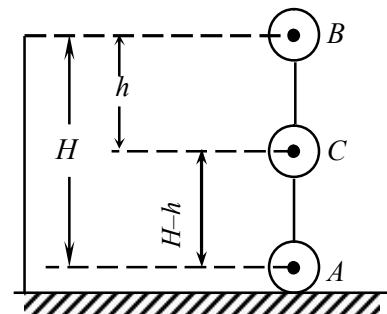
$$E_{k1} + E_{p1} = E_{k2} + E_{p2} \quad (23)$$

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

$$E_T = E_k + E_p \quad (24)$$

Bunu nəzərə alsaq, (23) ifadəsini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$E_{T1} = E_{T2} \quad (25)$$



Şəkil 4

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

$$E_T = \text{const} \quad (26)$$

Bu enerjinin saxlanması qanunu adlanır. Yəni konservativ qüvvələrini sahəsində qapalı sistem bir haldan başqa hala keçdikdə onun tam enerjisi dəyişmir. Bu zaman qarışıqlıq enerji çevrilməsi baş verir: kinetik enerji potensial enerjiyə və əksinə potensial enerji kinetik enerjiyə çevrilir, lakin onların jəmi sabit qalır. Ağırlyq qüvvəsi sahəsində jisim ən yüksək nöqtədə (V) olarkən onun tam enerjisi

$E_T = mgH$ olur. Bu jisim həmin nöqtədən sərbəst düşməyə başlayanda S nöqtəsində onun kinetik enerjisi $E_k = \frac{mv^2}{2}$ olur (şəkil 4).

Sərbəst düşən cismin sür'əti $v = \sqrt{2gH}$ kimi təyin edilir. Bunu nəzər salsaq,

$$E_k = \frac{m(\sqrt{2gH})^2}{2} = mgH = E_p \quad (27)$$

olar, yəni ağırlyq qüvvəsi sahəsində jisim sərbəst düşdükdə tam enerji dəyişmir, yolun bütün nöqtələrində sabit olub həmişə bərabərdir; *mexaniki enerji nə itmir, nə də yaranmır, yalnız bir şəkildən başqa şəkilə keçir*.

Ədəbiyyat

1. H. B. Qasımov, V. İ. İsmayılov, C.P. Xasayev. Fizika kursu. I hissə (mexanika və molekulyar fizika). Bakı – 2007.
2. Y. S. Feyziyev, Rzayev R. M. Ümumi fizika kursu. Bakı. 2001.
3. M. H. Ramazanzadə. Fizika kursu. Bakı. “Maarif” nəşriyyatı. 1987.

Fırlanma hərəkətinin dinamikası

I. Qüvvə momenti. Yalnız bir nöqtəsi O həmişə tərpənməz qalan cismin hərəkətinə, bərk cismin tərpənməz nöqtə ətrafında hərəkəti yaxud fırlanması deyilir. Cismın fırlanma hərəkətinin dəyişməsinə səbəb olan, xarici mexaniki təsiri xarakterizə etmək üçün qüvvə momenti anlayışından istifadə edilir.

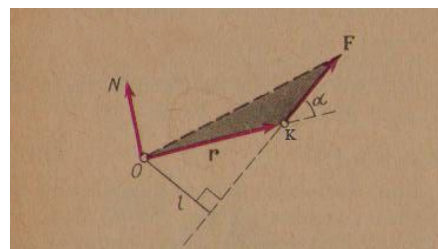
O nöqtəsindən, $\vec{F}$ qüvvəsinin tətbiq olunduğu, K nöqtəsinə çəkilmiş, $\vec{r}$ radius vektoru ilə $\vec{F}$ qüvvəsinin vektorial hasilinə tərpənməz O nöqtəsinə nəzərən $\vec{F}$ qüvvə momenti deyilir:

$$\vec{N} = [\vec{r} \vec{F}] \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$\vec{N}$ vektoru (burğu qaydasına görə) $\vec{r}$ və $\vec{F}$ vektorları müstəvisinə perpendikulyar istiqamətdə yönəlir (şək.1). Qüvvə momenti modulu aşağıdakı düsturla ifadə olunur:

$$N = Fr \sin \alpha = F l \quad . \quad . \quad (2),$$

burada α - $\vec{r}$ və $\vec{F}$ arasındakı bucaq, $l = r \sin \alpha$ - O nöqtəsindən $\vec{F}$ qüvvəsinin təsir etdiyi xəttə endirilmiş perpendikulyarın uzunluğudur. l kəmiyyətinə $\vec{F}$ qüvvəsinin qolu deyilir.



şəkil 1

II. İmpuls momenti. O nöqtəsinə nəzərən baxılan hissəciyin impuls momenti psevdovektordur,

$$M = [\vec{r}, \vec{p}] = [\vec{r}, m \vec{v}] \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

n maddi nöqtədən ibarət olan mexaniki sistemin impuls momenti, hissəciyin yaxud maddi nöqtənin impuls momentindən fərqli olaraq, sistemin hissəciklərinin impulsları momentlərinin vektorial cəmindən ibarətdir (şək.2).

Sistemə daxil olan, hissəciklərin impuls momentlərinin vektorial cəminə, tərpənməz O nöqtəsinə nəzərən sistemin impuls momenti

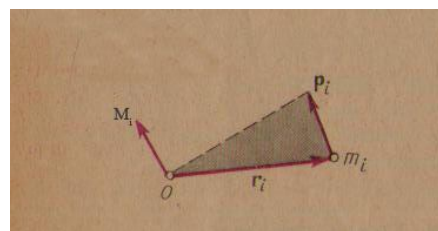
şəkil 2

deyilir:

$$\vec{M} = \sum_i \vec{M}_i = \sum_i [\vec{r}_i, \vec{p}_i] = [\vec{r}_i, m_i \vec{v}_i] \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

(m_i və $\vec{v}_i$ - sistemin i - ci nöqtəsinin kütləsi və sürətidir).

Hissəciyin impuls momenti vektorunun ədədi qiyməti (modulu) aşağıdakı formada ifadə olunur:



$$\mathbf{M} = \mathbf{r} p \sin \alpha = l p, \dots (3)$$

burada $l = r p \sin \alpha$ hissəciyin impulsunun yönəldiyi xəttə, $\mathbf{o}$ nöqtəsindən endirilən, perpendikulyarın uzunluğudur (şək.3).

İmpuls momenti ilə əlaqədar olaraq, iki xarakterik hala baxaq.

1. Fərz edək ki, hissəcik şəkil 3 - də qırıq xətlə göstərilən, düz xətt boyunca hərəkət edir. Bu halda hissəciyin impuls momenti yalnız qiymətcə dəyişə bilər, modulu isə aşağıdakı kimi olar:

$$\mathbf{M} = m \mathbf{v} l, \dots (4)$$

(bu zaman l qolunun uzunluğu dəyişmir).

2. m kütləli hissəcik R radiuslu dairə üzrə hərəkət edir (şək.4). Bu halda isə hissəciyin impuls momenti dairənin $\mathbf{o}$ mərkəzinə nəzərən, modulca:

$$\mathbf{M} = m \mathbf{v} r, \dots (5)$$

olar.

şəkil 4

$\vec{M}$ vektoru dairə müstəvisinə perpendikulyar olmaqla yanaşı, hissəciyin hərəkət istiqaməti ilə sağ burğu qaydası yaradır. R - ə bərabər olan l qolu sabit qaldığından, yalnız impuls momenti sürət modulunun dəyişməsi hesabına dəyişə bilər. Hissəciyin dairə yaxud çevrə boyunca bərabər sürətli hərəkəti zamanı impuls momenti, qiymət və istiqamətcə sabit qalır ($M = \text{Const}$).

III. Ətalət momenti. Tərpənməz vertikal z oxu ətrafında bərk cismin fırlanma hərəkətinə baxaq (şək.5).

Fırlanma oxu üzərində ixtiyari $\mathbf{o}$ nöqtəsi götürək və cismi təşkil edən hissəciklərin vəziyyətini, bu nöqtədən çəkilmiş $\vec{r}$ radius – vektorunun köməyi ilə xarakterizə edək. (I.1.) düsturuna əsasən, i – ci hissəciyin $\mathbf{o}$ nöqtəsinə nisbətən impuls momenti:

$$\vec{M}_i = [\vec{r}_i, m_i \vec{v}_i] = m_i [\vec{r}_i, \vec{v}_i] \dots (1)$$

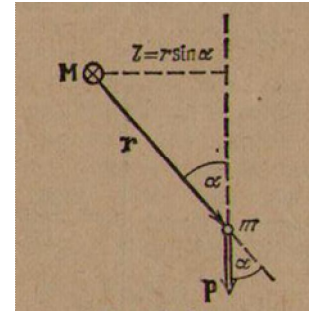
şəkil 5

$\vec{r}_i$ və $\vec{v}_i$ vektorları cismin bütün hissəcikləri üçün qarşılıqlı perpendikulyar olduğundan, $\vec{M}$ vektorunun modulu üçün alırıq:

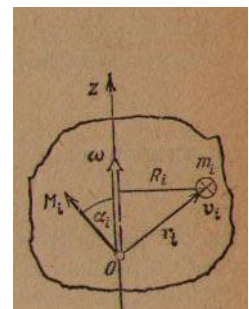
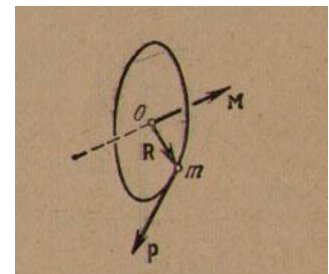
$$\mathbf{M}_i = m_i \mathbf{r}_i \omega R_i \dots (2)$$

burada R_i – hissəciyin fırlanma oxundan olan məsafəsidir.

(III.2) –yə əsasən M_i vektoru cismin ω fırlanma sürətinə mütənasibdir və onun istiqaməti ω – dan asılı deyildir.



şəkil 3



Cismi təşkil edən bütün hissəciklərin $\vec{M}_i$ vektorları ilə ω arasındakı bucaq iti bucaq olduğundan, bu vektorların fırlanma oxu ilə üst – üstə düşən, ox üzərindəki proyeksiyası eyni qiymətə malik olar. Bunu nəzərə alaraq və M_{zi} üçün alınan ifadəni bütün hissəciklər üzrə cəmləyərək, $\vec{z}$ fırlanma oxu ilə üst – üstə düşən, oxa nəzərən cismin impuls momentini alırıq:

$$\vec{M}_z = \Sigma \vec{M}_{zi} = \Sigma \omega_z \Sigma m_i R_i^2 \dots, (3)$$

Elementar kütlələrin, onların müəyyən oxdan olan məsafələrinin kvadratları hasilinin cəminə bərabər olan, $\vec{J}$ kəmiyyətinə, verilən oxa nəzərən cismin ətalət momenti deyilir:

$$\vec{J} = \Sigma m_i R_i^2 \dots, (4)$$

(III.4) – dən göründüyü kimi, ətalət momenti toplanan (additiv) kəmiyyətdir. Yəni, cismin ətalət momenti onun hissələrinin ətalət momentləri cəminə bərabərdir:

$$\mathbf{J} = \Sigma \Delta m_i R_i^2 \dots, (5)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, hər bir cisim, onun fırlanmasından yaxud sükunətdə olmasından asılı olmayaraq (cismnin hərəkətdə yaxud sükunətdə olmasından asılı olmayaraq kütləyə malik olduğuna oxşar olaraq) müəyyən ətalət momentinə malik olur.

(III.5) - də $\Delta m_i = \rho_i \Delta v_i$ olduğunu nəzərə alsaq, bu ifadəni aşağıdakı formada yazmaq olar:

$$\vec{J} = \Sigma \rho_i R_i^2 \Delta v_i \dots, (6)$$

burada ρ_i – cismi təşkil edən hissəciklərin sıxlığıdır.

Bərk cismin fırlanma hərəkətinin kinetik enerjisi.

Fırlanma hərəkətinin kinetik enerjisini tapmaq üçün, tərpənməz **oz** oxu ətrafında fırlanan bərk cismin hərəkətinə baxaq (şəkl.6). m_i elementar kütlənin xətti sürəti $\mathbf{v}_i = \omega \mathbf{R}_i$ – yə bərabər olduğundan, fırlanma oxundan R_i məsafədə olan, m_i elementar kütlənin kinetik enerjisi üçün alırıq:

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

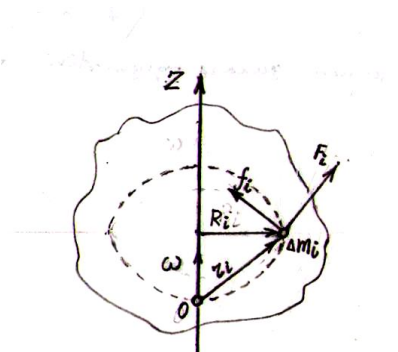
Cismin kinetik enerjisi onun elementar hissələrinin kinetik enerjisindən ibarət olduğundan

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

(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:

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



şəkil 6

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

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

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

Bərk cismin deformasiyası

Bəzi hallarda cismə tətbiq olunmuş qüvvə yaxud qüvvələr onun sürətini dəyişmir, lakin forma və həcmnin dəyişməsinə - deformasiyasına səbəb olur.

Qüvvənin təsiri kəsildikdən sonra cisim öz əvvəlki formasını alarsa, belə deformasiyaya elastiki deformasiya, əks halda isə plastiki deformasiya deyilir. Buna uyğun olaraq demək olar ki, deformasiya etdirici qüvvənin təsiri kəsildikdən sonra elastiki cisim forma və həcmi (ölçülərini) bərpa etmək xassəsinə malikdir.

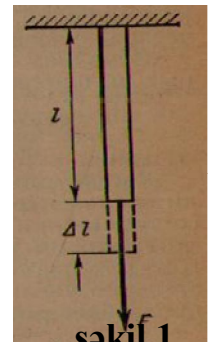
Şəraitin dəyişməsilə (temperatur, qüvvələr) elastiki cisim plastiki və yaxud elastiki hala keçə bilər. Məsələn, elastiki polad yay yüksək temperaturda, plastiki rezin isə mütləq temperaturlarda elastiki xassəyə malik olan cismə çevrilir.

Deformasiyanın müxtəlif xarakterli olmağına baxmayaraq, məsələnin sadələşdirilməsi üçün onlardan çoxunu iki əsas deformasiya növünə aid etmək olar: sıxılma və dartılma. Bu deformasiya növlərindən dartılmaya baxaq.

Fərz edək ki, bir ucu bərkidilmiş düz polad çubuğun o biri ucuna F qüvvəsi tətbiq olunmuşdur (şəkil 1).

F qüvvəsinin təsiri nəticəsində l uzunluğuna malik olan çubuq, öz uzunluğunu, dartılma deformasiyasını təyin edən, Δl qədər artırır. Cismin mütləq uzanmasının $|l - l_0| = |\Delta l|$, onun deformasiyaya qədərki uzunluğuna olan nisbətində ədədi qiymətə bərabər olan ε kəmiyyətinə, nisbi uzanma deyilir.

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} \dots (1)$$



Ümumiyyətlə çubuğun elastiklik xassəsi, onun fiziki-kimyəvi xassəsindən və en kəsiyinin sahəsindən asılıdır. Ona görə də deformasiyanın qiymətini, tədqiq olunan nümunənin vahid en kəsiyinə tətbiq olunmuş qüvvənin qiymətilə ifadə etmək əlverişlidir.

F qüvvəsinin, nümunənin en kəsiyinin sahəsinə olan nisbətində ədədi qiymətə bərabər olan kəmiyyətə σ mexaniki gərginlik deyilir:

$$\sigma = \frac{F}{S} \dots (2)$$

BS – də mexaniki gərginlik N / m^2 – lə ölçülür.

Elastiklik həddüdə daxilində çubuğun nisbi deformasiyasının qiyməti mexaniki gərginliyin artması ilə artır.

$$\sigma = \alpha \sigma \text{ yaxud } \frac{\Delta l}{l} = \alpha \frac{F}{S} \dots (3)$$

(burada α - elastiklik əmsalıdır).

(3) nisbətində Huk qanunu deyilir və aşağıdakı kimi ifadə olunur. Cismnin elastiki deformasiyası zamanı σ mexaniki gərginlik nisbi deformasiya ilə mütənasıbdır:

$$\sigma = E \cdot \varepsilon \dots (4)$$

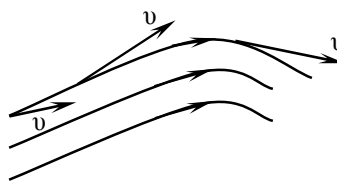
burada E – elastiklik modulu adlanır (Yonq modulu):

$$E = \frac{1}{\alpha} \dots (5)$$

Hidro – və aerodinamika

§7.1. 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 bir nöqtədə zamandan asılı axın xətlərinin mənzərəsi də



Şəkil 8.1

qiyməti və istiqaməti hər olaraq dəyişə bildiyindən, fasiləsiz olaraq dəyişir.

Mayelərin hərəkətini qəbul edilir: 1) maye ideal mayedir; 3) mayenin hərəkətdir.

öyrənərkən əsas üç şərt sıxılmayandır; 2) maye hərəkəti qərarlaşmış

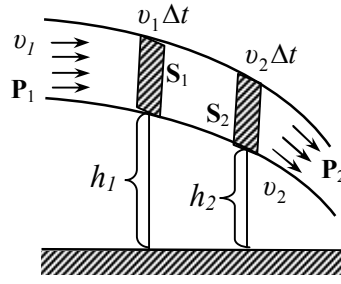
Sıxılmayan maye dedikdə hərəkət zamanı sıxlığın bütün axın borusunda sabit qalması ($\rho = const$) başa düşülür. Həqiqi mayelər üçün bu şərt kifayət qədər dəqiqliklə ödənilir, çünki mayelər sıxılmaya qarşı güclü müqavimət göstərir. Əgər mayenin hərəkəti zamanı hərəkət sürəti səs sürətindən çox-çox kiçikdirsə,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

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

Bu tənliyi çıxarmaq üçün borudan axan mayenin borunun ucları Yer səthində h_1 (şəkil 8.2). Mayenin boruya v_1 , borunun en kəsiyi S_1 , hissədə sürəti v_2 , en kəsiyi S_2 - giriş hissəsində təzyiq P_1 , çıxış Mayenin hərəkət sürəti en olur.



Şəkil 8.1

çıxarmışdır.

en kəsiyi müxtəlif olan hərəkətinə baxaq. Bu və h_2 hündürlükdədir daxil olduğu hissədə sürəti mayenin borudan çıxdığı yə bərabərdir. Borunun hissəsində P_2 –dir. kəsiyə perpendikulyar

Mayeyə təsir edən xarici qüvvələrin fərqli olması və ya Yer səthindən boru uclarının müxtəlif səviyyədə olması hesabına maye borudan axır.

Çox kiçik Δt zaman intervalında S_1 –kəsiyindən Δm qədər maye kütləsi axır və hündürlüyü $v_1 \cdot \Delta t$ olan silindrik səth doldurur. Elə həmin vaxt intervalında S_2 –kəsiyindən bir o qədər maye kütləsi (Δm) axır. Δm – kütləsinin qiymətini, hər bir elementar maye həcmnin qiymətini onun sıxlığına vurmaqla təyin etmək olar. Onda yazı bilərik:

$$\Delta m = \rho S_1 v_1 \Delta t = \rho S_2 v_2 \Delta t \quad (8.1)$$

Bu ifadəni $\rho \Delta t$ –yə ixtisar etsək,

$$S_1 v_1 = S_2 v_2$$

və ya

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{S_2}{S_1} \quad (8.2)$$

alırıq. Bu düstur sıxılmayan ideal mayelər üçün *kəsilməzlik tənliyi* adlanır. Deməli, *vahid zamanda daxil olan və çıxan mayenin həcmələri eyni olur*. Bu qanuna əsasən borudan axan mayenin sıxlığının sabit qiymətində en kəsiyin sahəsi ilə axın sürəti arasında əlaqəni təyin edərik. Maye borusunda en kəsiyi böyüdükcə, mayenin həmin kəsikdə axın sürəti kiçilir.

Δm kütləli mayenin boru boyunca yerdəyişməsi zamanı xarici təzyiq qüvvələri müəyyən iş görür: S_1 kəsiyində maye yerini dəyişdikdə $A_1 = P_1 S_1 v_1 \Delta t$ işini, S_2 kəsiyindən çıxarkən maye xarici təzyiq qüvvəsinə qarşı $A_2 = -P_2 S_2 v_2 \Delta t$ işini görür. Tam işin $A = A_1 + A_2$ olduğunu nəzərə alsaq, onda

$$A = P_1 S_1 v_1 \Delta t - P_2 S_2 v_2 \Delta t \quad (8.3)$$

olar. Bu iş kinetik və potensial enerjilərin dəyişməsinə sərf olunur. Bunu nəzərə alsaq:

$$P_1 S_1 v_1 \Delta t - P_2 S_2 v_2 \Delta t = \frac{\Delta m v_2^2}{2} - \frac{\Delta m v_1^2}{2} + \Delta m g h_2 - \Delta m g h_1$$

yaza bilərik. Bu ifadənin hər tərəfini $\Delta V = S_1 v_1 \Delta t$ –yə bölək.

Onda

$$\frac{P_1 S_1 v_1 \Delta t}{S_1 v_1 \Delta t} - \frac{P_2 S_2 v_2 \Delta t}{S_1 v_1 \Delta t} = \frac{\Delta m v_2^2}{2 S_1 v_1 \Delta t} - \frac{\Delta m v_1^2}{2 S_1 v_1 \Delta t} + \frac{\Delta m g h_2}{S_1 v_1 \Delta t} - \frac{\Delta m g h_1}{S_1 v_1 \Delta t}$$

alırıq. Nəzərə alsaq ki, $\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{\Delta m}{S_1 v_1 \Delta t}$ və $\frac{S_2 v_2 \Delta t}{S_1 v_1 \Delta t} = 1$ -dir, onda:

$$P_1 - P_2 = \frac{\rho v_2^2}{2} - \frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_2 - \rho g h_1 \quad (8.4)$$

olar. Bunu aşağıdakı kimi də yazı bilərik:

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

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.

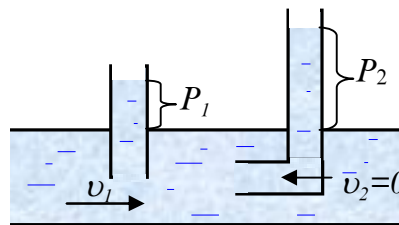
Bernulli tənliyindən çıxan nəticə kimi iki hala baxaq.

1. Mayelərin üfüqi axını. Mayelərin üfüqi axını zamanı axın xətləri üçün $h = \text{const}$ olduğundan, (8.6) tənliyi, aşağıdakı formada olur:

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + p_2 \quad (8.7)$$

yəni, *ideal mayenin üfüqi axını zamanı dinamik və statistik təzyiqlərin cəmi dəyişmir*. Başqa sözlə, axın sürəti çox olan nöqtələrdə statik təzyiq az olur. Belə ki, borunun dar yerində mayenin sürəti artır və təzyiq böyük olur. Buna uyğun yerində sürət az olar və olar. Su nasoslari bu prinsip

Axan maye daxilindəki *Pito borusu* vasitəsilə mayenin etmək olar (şəkil 8.1). Üfüqi $h_1 = h_2$) iki boru elə birləşdirilir



Şəkil 8.1

hərəkətsiz qalır ($v_2 = 0$). Bu hala uyğun Bernulli tənliyi

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

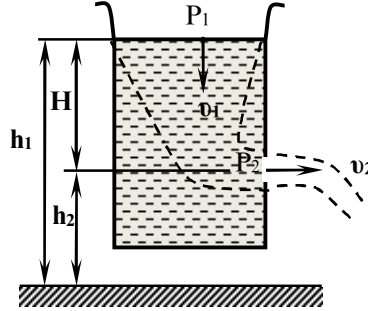
ona görə də dinamik olaraq borunun geniş dinamik təzyiq kiçik əsasında işləyirlər. təzyiq məlum olarsa, axma sürətini təyin maye borusuna (ki, ikinci boruda maye

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.

2. Mayenin deşikdən axını. Fərz edək ki, mayenin qabın divarından açılmış deşikdən axını zamanı xarici atmosfer maye çıxan deşiyin ölçüsü həcminə nisbətən çox-çox Həm çənin üzərində, həm də şırnağında statik təzyiq bərabərdir, başqa sözlə i (halda Bernulli tənliyini, biri qabın divarında açılmış, istənilən axın borusu üçün yazmaq olar:



Şəkil 8.2

təzyiqi sabit qalır və qabdakı maye səthinin kiçikdir (şəkil 8.2). deşikdən çıxan maye atmosfer təzyiqinə $P_1 = P_2 = P_{atm.}$ Bu maye səthində o biri isə müxtəlif en kəsikli aşağıdakı formada

$$\frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_{atm} = \frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + p_{atm}$$

və ya

$$\frac{\rho(v_2^2 - v_1^2)}{2} = \rho g(h_1 - h_2) \quad (8.10)$$

$S_1 \gg S_2$ olduğundan, axının kəsilməzlik tənliyinin (8.2) ifadəsinə görə $v_2 \gg v_1$ olur və $v_1 = 0$ götürülə bilər. Digər tərəfdən, $h_1 - h_2 = H$ olduğundan (8.10) ifadəsi aşağıdakı kimi olur:

$$v_2^2 = 2gH \quad (8.10)$$

Buradan isə

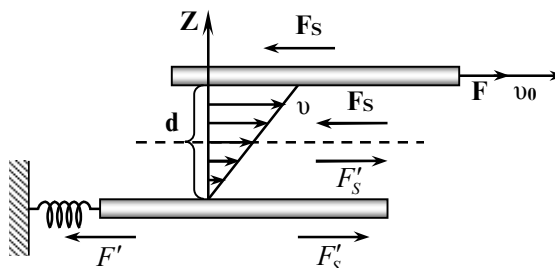
$$v_2 = \sqrt{2gH} \quad (8.12)$$

olar. (8.12) düsturuna *Toriçelli düsturu* deyilir.

Beləliklə, qabın divarında H dərinlikdə açılmış deşikdən mayenin axın sürəti (şəkil 8.2), istənilən cismin H hündürlükdən düşərkən malik olduğu sürətlə eyni olur. Bu düstur həm qabın divarından, həm də dibindən açılmış deşikdən axan maye üçün doğrudur və deşiyin çıxışının meyl bucağından asılı deyildir.

§ 7. 2. Mayelərdə daxili sürtünmə

İdeal maye sürtünməsi olmayan məvhumdur. Bütün qazlarda az və ya çox sürtünmə və ya Belə ki, mayeyə



Şəkil 8.3

anlayışı, yəni daxili maye, mücərrəd real mayelərdə və dərəcədə daxili özlülük mövcuddur. salınmış iki lövhənin

bir-birinə nisbətən hərəkəti zamanı onlar arasındakı sürtünmə qüvvəsi meydana çıxır. Daxili sürtünmə qüvvəsinin tabe olduğu qanunauyğunluqların izah etmək üçün aşağıdakı təcrübəyə nəzər salaq. Fərz edək ki, mayeyə, aralarında müəyyən məsafə (d) olan və bir-birinə pa-rələl, iki lövhə ba-tırılmışdır (şəkil 8.3). Tərpənməz alt lövhə-yə nəzərən, üst lövhə müəyyən v_0 sürəti ilə hərəkətə gətirilir. Təcrübə göstərir ki, üst lövhənin sabit v_0 sürəti ilə hərəkət etməsi üçün ona qiymətcə sabit $\vec{F}$ qüvvəsi təsir etməlidir. Əgər lövhə təcil almırsa, deməli, bu qüvvənin təsiri ona qiymətcə bərabər və istiqamətcə əks olan qüvvə tərəfindən tarazlaşır. Məlumdur ki, bu qüvvə, lövhənin mayədə hərəkəti zamanı lövhəyə təsir edən **daxili sürtünmə qüvvəsidir**. Onu $\vec{F}_s$ ilə işarə edək. Təcrübələr göstərir ki, **lövhlər arasındakı daxili sürtünmə qüvvəsi lövhənin hərəkət sürəti v , lövhənin səthinin sahəsi S ilə düz, lövhələr arasında d məsafəsindən tərs mütənasib asılı olmaqla mayenin növündən asılıdır**.

$$F_s = \eta \frac{v_0}{d} \cdot S \quad (8.13)$$

Burada, η - **özlülük və ya daxili sürtünmə əmsalı**, v_0 – lövhənin sürəti, d – onlar arasındakı məsafəni göstərir. Burada lövhələrdən biri sükunətdə (o birinə nəzərən) hesab edilir.

Maye hissəciyinin sürəti v - Z –oxu istiqamətində dəyişir və lövhələrə perpendikulyar olur: $v(Z) = \frac{v_0}{d} \cdot Z$.

Buradan yazmaq olar:

$$\frac{dv}{dZ} = \frac{v_0}{d} \quad (8.14)$$

(7.9)-u (7.8) -lə müqayisə etsək alarıq:

$$F_s = \eta \left| \frac{dv}{dZ} \right| S \quad (8.15)$$

Beynəlxalq vahidlər sistemində $v=1\text{m/san}$, $Z=1\text{m}$ və $S=1\text{m}^2$ olarsa, özlülük vahidi **$1\text{Pa}\cdot\text{san}$** olur.

Özlülük əmsalı temperaturdan asılıdır. Bu asılılıq maye və qazlar üçün müxtəlif olur. Mayələrdə temperatur artdıqca, özlülük azalır. Qazlarda isə əksinə temperatur artdıqca özlülük də artır.

Əgər iki maye təbəqəsi üst-üstə hərəkət edərkən bir-birinin üstündən sürüşüb keçdikdə qarışmırsa, belə axın ***laminar axın*** adlanır. Yox əgər onlar, hərəkət zamanı bir-birinə qarışıb axırlarsa belə axın ***turbulent axın*** adlanır. Laminar axın stasionar axın, turbulent axın isə qeyri-stasionar axındır.

Maye dairəvi borudan axırsa, borunun divarında maye hissəciyinin sürəti azalır, boru oxunda isə bu sürət maksimum olur.

Maye axını dairəvi boruda laminar qəbul edilsə, maye seli üçün:

$$Q = \frac{(P_1 - P_2) \pi R^4}{8 \eta l} \quad (8.16)$$

yazmaq olar. Bu ***Puazeyl düsturudur***. Bundan istifadə edərək, η -ni təyin etmək olar. düsturu ilə təyin edilir. Burada v - kürəciyin sürəti, η - özlülük əmsalıdır.

Axın sürətinin artması ilə qərarlaşmış axın burulğanı axına keçir. Təcrübə olaraq

müəyyən edilmişdir ki, **mayenin** axını **Reynolds ədədi** adlanan (R) və

$$R = \frac{\rho \bar{v} l}{\eta} \quad (8.17)$$

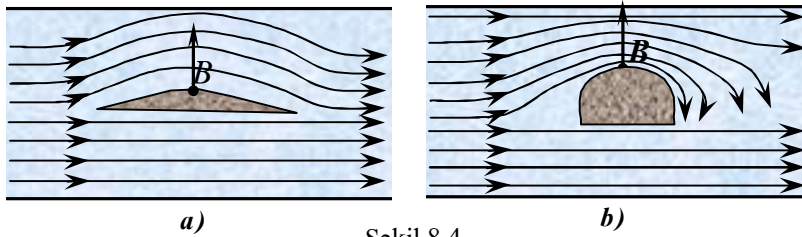
şəklində ifadə olunan, adsız kəmiyyətlə xarakterizə olunur. Burada, ρ -mayenin, yaxud qazın sıxlığı, $\bar{v}$ -axının orta sürəti, l -maye axan borunun en kəsiyi üçün xarakterik olan xətti ölçü, η -mayenin dinamik özlülük əmsalıdır.

Reynolds ədədinin kiçik qiymətlərində qərarlaşmış, böyük qiymətlərində isə turbulent və ya burulğanlı axın müşahidə olunur. Göründüyü kimi, (8.17) ifadəsində kəsrin surəti axan mayenin **kinetik enerjisini**, məxrəci isə **sürtünmə qüvvəsinin işini** xarakterizə edir. Reynolds ədədinin kiçik qiymətlərində sürtünmə qüvvəsi aparıcı rol oynayır və axın laminar xarakter daşıyır. Sürətin artması ilə R -in qiyməti artır və Reynolds ədədinin böyük qiymətində aparıcı rol kinetik enerjiyə, axın isə trublent xarakterə keçir. Bu qiymət Reynolds ədədinin böhran qiyməti adlanır. Burada axan su üçün $R_b = 1000$ qiymətinə malikdir.

Maye daxilində hərəkət edən kürəciyin sürəti çox kiçik olan hal üçün Stoks müəyyən etmişdir ki, hərəkət zamanı meydana çıxan müqavimət qüvvəsi,

$$F = 6\pi\eta r \quad (8.18)$$

Cisimlərin özlü mayədə hərəkəti zamanı da daxili sürtünmə qüvvəsini **mütləq nəzərə**

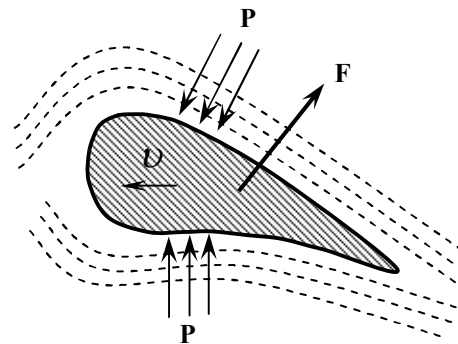


Şəkil 8.4

almaq lazımdır. Özlülüğü olmayan ideal mayədə hərəkət zamanı cismin hərəkətinə maye tərəfindən heç bir müqavimət göstərilir. Özlü maye halında maye hissələri cismə yapışır və bu hissəciklərin sürəti

cismin sürətinə bərabər olur. Bu halda yaranan müqavimət qüvvəsi cismin və ya mayenin sürətindən, **eləcə də** cismin formasının axın xətləri ilə qarşılıqlı münasibətindən asılıdır. Laminar axın zamanı yaranan müqavimət qüvvəsi daxili sürtünmə qüvvəsi olduğundan, cisimdən uzaqlaşdıqca sürətin qiymətinin dəyişməsi ilə nəticələnir. Trublent axın zamanı isə burulğanlar yaranmasına səbəb olur. Burulğanlar böyük müqavimət qüvvəsinin yaranmasına səbəb olduğundan, avtomobillərə, təyyarələrə, gəmilərə elə forma verirlər ki, havanın müqaviməti mümkün qədər az olsun. Şəkil 8.4-də cismin formasından asılı olaraq belə axınlar təsvir olunmuşdur. Hər iki halda B nöqtəsində sürət artdığından yuxarıya doğru qaldırıcı F qüvvəsi təsir edir, lakin şəkil 8.4, b-də burulğan əmələ gəldiyindən müqavimət qüvvəsi xeyli böyük olur.

XIX əsrin axırlarında və XX əsrin əvvəllərində hidrodinamikanın bir çox tətbiq sahələri N.E.Jukovski və Çaplıkinin işlərində öz nəticəsini verir. Bu alimlərin ciddi axtarışları sayəsində yeni inkişaf etdirildi. nəzəriyyəsi və qazların haqqında olan bir tə'limdir – təyyarə qanadına təsir edən mexanizmini ilk dəfə mışdır (şəkil 8.5). Kəsik xət-olan istiqaməti göründüyü kimi qanadın üst xətləri bir-birinə çox yaxın, hissəsində isə əksinə olur.



Şəkil 8.5

elm-aerodinamika elmi Aerodinamika uçuş hərəkət qanunları elmdir. Hərəkət zamanı qaldırıcı qüvvənin Jukovski aydınlaşdır-lərlə havanın uçuşa əks göstərilmişdir. Şəkildən tərəfində hava cərəyanı daralır, qanadın alt Ona görə də qanadın üst

tərəfində sür'ət çox olur. Bernulli tənliyinə uyğun olaraq, qanadın üstündə təzyiq az, alt hissəsində isə böyük olur və bu təzyiqlər fərqi hesabına qaldırıcı qüvvə meydana çıxır.

7. Molekulyar-kinetik nəzəriyyənin (MKN) əsasları.

1. Maddənin molekulyar quruluşu.

Cisimlərin quruluş və xassələrini bu cisimlərin təşkil olunduğu atom, molekul və ionların hərəkəti və qarşılıqlı tə'siri ilə izah edən nəzəriyyə MKN adlanır. Bu nəzəriyyənin əsasını üç müddəə təşkil edir:

- 1) Bütün cisimlər(maddələr) hissəciklərdən – atom, molekul və ionlardan təşkil olunmuşdur ki,onlarda öz novbəsində daha kiçik elementar zərrəciklərdən ibarətdir;
- 2) Atom,molekul və ionlar arası kəsilməz xaotik hərəkət edir;
- 3) Bu zərrəciklər bir-birilə qarşılıqlı tə'sirdədir, yə'ni onlar arasında qarşılıqlı cəlbətmə,yaxud itələmə qüvvələri mövcuddur. Bu üç müddəə Broun hərəkəti, diffuziya hadisəsi, bərk cisim və mayələrin quruluşu və xassələrindəki xüsusiyyətlər, habelə elementar zərrəciklər fizikası sahəsində aparılan tədqiqatlarla təsdiq olunur.

Maddələrin atomdan ibarət olması müddəası ilk dəfə qədim yunan filosofu Demokrit tərəfindən irəli sürülmüşdür(“atom”-bölünməz).Demokritə görə hər hansı maddə , məsələn dəmir parçası götürüb onu daha kiçik hissələrə bölməklə davam edilsə axırda elə kiçik hissəcik alınacaqdır ki, onu bölmək mümkün deyildir.Bu hissəcik atom adlandırılmışdı.Bu baxışa əks olan digər nəzəriyyə tərəfdarına görə cismin hissəciklərə bölünməsi prosesi sonsuzdur.

Muasir dövrdə MKN yaxud atom nəzəriyyəsi təsdiq olunmuşdur. Atom nəzəriyyəsini təsdiq edən təcrübi faktlardan biri kimyəvi reaksiyanın analizindən alınmışdır.Təcrübi sübutun əsas elementlərindən biri maddə tərkibinin sabitliyi qanunudur. Bu qanuna görə iki və daha çox element birləşmə əmələ gətirirsə, onda onlar birləşməyə həmişə eyni çəki nisbətində daxil olur.Məsələn, xorək duzu 23 hissə Na və 35 hissə Cl – dan ibarətdir.

Digər təcrübi fakt bioloq R.Brounun şərəfinə broun hərəkəti adlandırılır(1827ci il). Broun mikroskopda suda asılı halda olan zərrəcikləri(məs.,bitki tozlarını) müşahidə edərək onların əyri-üyrü(ziq-zaq şəkilli) trayektoriya boyunca hərəkət etdiyini aşkar etmişdi,baxmayaraqki, su səthi tamamilə sakit idi. Atom nəzəriyyəsi braun hərəkətini asanlıqla izah edir. 1905 ildə Eynşteyn broun hərəkətini nəzəri tədqiq edərək atom və molekulaların ölçüsünü və kütləsini hesablamışdır. Bu hesablamalara görə atomun diametri 10^{-10} m tərtibindədir ($m_a \sim 1.67 \cdot 10^{-27}$ kq).

Cismin halını, yaxud mövcudolma şəraitini təsvir etmək üçün iki yanaşma mövcuddur: mikroskopik və makroskopik. Mikroskopik yanaşmada sistemi təşkil edən atom yaxud molekulalarının hərəkətinin bütün xırdalıqları(detalları) nəzəri alınmalıdır və olduqca mürəkkəbdir. Bununla kinetik nəzəriyyə məşğul olur. Makroskopik təsvir isə biləvasitə hiss orqanlarımız tərəfindən bu və ya digər dərəcədə ölçülə bilən kəmiyyətlər, məsələn həcm, kütlə və təzyiq vasitəsi ilə verilir.

Mikroskopik nöqteyi-nəzərdən maddənin üç: bərk, maye və qaz halı bir-birindən necə fərqlənirlər? Aydındır ki, bərk cismin atomlarını bir yerdə elektrik təbiətli cəzbətmə qüvvələri saxlayır. Lakin atomlar bir-birinə çox yaxınlaşdıqda onların qarşılıqlı təsir qüvvələri itələmə qüvvələridir. Bu qüvvə atomların xarici elektronları arasında itələmə ilə bağlıdır. Beləliklə, atom, yaxud molekullar bir-birindən minimal məsafədə yerləşir. Kifayət qədər güclü cəzbətmə qüvvələri atomları fiksə olunmuş vəziyyətlərdə saxlayır və onlar kristal qəfəsi əmələ gətirirlər. Bərk cismin atomları kristal qəfəsdə fiksə olunmuş vəziyyətlər ətrafında rəqs edirlər. Mayelərdə atom və molekullar arasında qarşılıqlı təsir qüvvələri bərk cismə nisbətən zəifdir və onlar daha sürətli hərəkət edirlər və biri digərinin ətrafında fırlana bilər. Qazlarda isə atom və ya molekulların sürəti o qədər böyük, qarşılıqlı təsir qüvvələri isə o qədər zəifdir ki, onlar ümumiyyətlə bir-birinin yaxınlığında dayanmırlar.

2. Molekulların ölçüsü və kütləsi.

Bütün maddələr atom və molekullardan təşkil olunmuşdur. Bəs atom, molekula dedikdə nə nəzərdə tutulur? Atom dedikdə verilmiş kimyəvi elementin ən kiçik hissəciyi başa düşülür. Hər bir kimyəvi elementə, verilmiş elementin xassələrini saxlayan müəyyən atomlar uyğundur. Atom öz növbəsində müsbət yüklənmiş nüvədən və nüvənin elektrik sahəsində hərəkət edən mənfi yüklü elektronlardan ibarətdir. Nüvənin müsbət yükü elektronların mənfi yükünə bərabər olduğundan atom elektrik vəhəmdən neytraldır.

Molekula isə verilmiş maddənin ən dayanaqsız hissəciyidir. Molekula eyni bir, yaxud müxtəlif kimyəvi elementlərin bir və ya bir neçə atomundan təşkil olunmuşdur. Atomlar, xarici elektronların müxtəlif qarşılıqlı təsirinə əsaslanan kimyəvi əlaqələr hesabına molekulda birləşirlər. Molekulda atomların sayı çox geniş intervalda dəyişir: iki (CO, O_2), üç (CO_2, SO_2), dörd (NH_3), yüz və minə qədər. Atom kimi molekula da elektrik cəhətdən neytraldır, yəni bərabər sayda əks işarəli yüklənmiş zərrəciklərdən ibarətdir. Bəs molekulların ölçüsü hansı tərtibdədir? Məlumdur ki, həcmi 1mm^3 olan zeytun yağın damlasını suya salsaq O, sahəsi $0,6\text{ m}^2$ səthdən böyük səthə yayıla bilməz. Damlanın yayıldığı səthin maksimum olduğunu qəbul etsək, yəqin ki, onun əmələ gətirdiyi təbəqənin qalınlığını bir molekulun ölçüsü tərtibində olar. Onda təbəqənin qalınlığı və beləliklə də zeytun yağı molekulunun ölçüsü

$$d = \frac{V}{S} = \frac{0.001}{6000} * \frac{\text{sm}^3}{\text{sm}^2} \approx 1.7 \cdot 10^{-7} \text{sm}$$

Deməli molekulların ölçüsü təqribən 10^{-7}sm tərtibindədir. Muasir cihazlar, məsələn ion proyektoru atom və molekulların xəyallarını müşahidə etməyə imkan verir. Atomun diametri 10^{-8}sm tərtibindədir. Molekullar çox kiçik olduğundan makroskopik cisimdə onların sayı olduqca böyükdür. Su molekulunun ölçüsü $3 \cdot 10^{-8}\text{sm}$ dir. 1sm^3 suda molekulların sayını hesablayaq:

$$N = \frac{1 \cdot \text{sm}^3}{(3 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \text{sm}^3} \approx 3.7 \cdot 10^{22}$$

Deməli 1q suda $3.7 \cdot 10^{22}$ molekul var. Onda bir molekulun kütləsi

$$m_{H_2O} = \frac{1q}{3.7 \cdot 10^{22}} \approx 2.7 \cdot 10^{-23} \text{ q olar.}$$

Üzvü maddələrin nəhəng molekulları müstəsna olmaqla digər maddələrin molekullarının kütləsi də bu (10^{-23} q) tərtibdədir.

Molekulların kütləsi çox kiçik olduğundan, hesablamalar zamanı kütlənin mütləq qiymətindən yox, nisbi qiymətindən istifadə etmək əlverişlidir. BS-də bütün atom və molekulların kütləsi karbon (C) atomu kütləsinin $\frac{1}{12}$ -ilə müqayisə edilir.

Maddənin M_r nisbi molekulyar kütləsi (və ya atomlar) həmin maddənin molekulunun (və ya atomunun) m_o kütləsinin m_o karbon atomu kütləsinin $\frac{1}{12}$ -nə olan nisbətində deyilir:

$$M_r = \frac{m_o}{\frac{1}{12} m_{oC}}$$

Məsələn, CO_2 qazının nisbi molekulyar kütləsi 44-ə bərabərdir ($12^c + 32^{o_2} = 44$).

Cisimin maddə miqdarı ondakı molekulların və ya atomların sayı ilə müəyyən olunan fiziki kəmiyyətdir.

Ayrı-ayrı quruluş elementlərinin (məsələn molekulların) kütləsi bir-birindən fərqlənir. Buna görə də müxtəlif maddələrin eyni miqdarları müxtəlif kütləyə malikdir. Məsələn, 10^{25} molekul hidrogen və 10^{25} molekul oksigen, kütlələri müxtəlif olsada eyni maddə miqdarı hesab olunur. Kütlə maddə miqdarı ölçüsü deyil. Maddə miqdarı ölçüsü 1 mol – dur (BS).

Bir mol – kütləsi 0,012 kq olan karbondakı otamların sayı qədər molekullardan və ya atomlardan təşkil olunmuş maddə miqdarına deyilir.

Bir mol (kilomol) maddə miqdarındakı atomların (molekulların) sayı Avoqadro ədədi (sabit) (N_A) adlanır:

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1} = 6,022 \cdot 10^{26} \text{ kmol}^{-1}$$

1 molun tutduğu həcm molyar həcm adlanır (V_μ): $V_\mu = v \mu = \frac{\mu}{p}$

$v = \frac{1}{\rho}$ – xüsusi həcm; ρ – maddənin sıxlığıdır.

$t = 0^\circ \text{C}$; $p = 101325 \text{ N/m}^2 = 1 \text{ atm} = 760 \text{ mm c.st.}$ olduğda bütün ideal qazlar üçün $V_\mu = 22,4 \text{ l/mol} = 22,4 \text{ kmol}^{-1} \cdot \text{m}^3$

Molyar kütlə. Bir mol maddə miqdarında götürülmüş maddənin kütləsi molyar kütlə adlanır:

$$\mu = m_o N_A$$

m_o -bir atomun (molekulun) kütləsidir.

Kütləsi m olan maddədəki molların sayı

$$\nu = \frac{m}{\mu}$$

3. Molekullar arasında qarşılıqlı tə'sir.

Bütün maddələrin molekulları arasında qarşılıqlı cəzibmə qüvvələri tə'sir edir [molekullararası qarşılıqlı tə'sir (MQT)]. Dayanıqlı maye və bərk cisimlərin mövcud olması MQT ilə əlaqədardır. Əgər təzə kəsilmiş iki qurquşun çubuğu bir-birinə möhkəm sıxsaq, onları bir-birindən ayırmaq üçün müəyyən qüvvə tətbiq etmək lazım gəlir.

Molekulların mərkəzləri arasında məsafə(r) 10^{-9} m tərtibində olduqda, onlar arasında cazibə qüvvələri tə'sir edir və bu qüvvə molekullar yaxınlaşdıqca artır. Molekullararası cəzibmə qüvvələri $f_c(r)$ - qısa tə'sir radiusu qüvvələridir, çünki

məsafənin artması ilə bu qüvvə sür'ətlə azalır: $f_c(r) = -\frac{a}{r^7}$. a – sabiti molekulun

növündən asılıdır. Lakin molekulların mərkəzləri arasında məsafə (r) qeyri –üzvü molekulların xətti ölçüləri tərtibində olduqda (10^{-10} m), onlar arasında, molekulda atomların müsbət yüklənmiş nüvələri arasında, qarşılıqlı itələmə qüvvələri tə'sir edir:

$$f_i(r) = \frac{b}{r^{13}}$$

yəni $f_c(r)$ ilə müqayisədə r -dən asılı olaraq daha sür'ətlə azalır.

Eyni zamanda itələmə və cazibə qüvvələrinin tə'sir etməsi molekullararası əvəzləyici qüvvəyə gətirir:

$$f(r) = -\frac{a}{r^7} + \frac{b}{r^{13}}$$

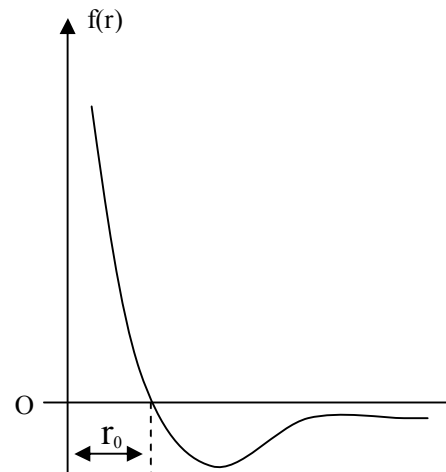
Qrafik olaraq bu qüvvə şəkilindəki əyrini verir:

$r > r_0$ olduqda cəzibmə itələmə qüvvəsindən böyükdür;

$r < r_0$ olduqda itələmə cəzibmə qüvvəsdən böyükdür;

$r = r_0 \Rightarrow f(r) = -f(r)$ və $f(r) = 0$

Bu qarşılıqlı təsirdə olan molekulların dayanıqlı vəziyyətinə uyğundur.



4. İdeal qaz. İdeal qazın molekulyar-kinetik nəzəriyyəsinin əsas tənliyi.

Molekulları arasında mürəkkəb qarşılıqlı tə'sir qüvvələri mövcud olan real qazın xassələrini molekulyar-kinetik nəzəriyyə əsasında keyfiyyətcə izahı o qədər mürəkkəb deyil. Lakin təcrübədə ölçülən kəmiyyətlər (təzyiq, temperatur və s.) ilə qaz molekullarının özlərinin xassələri, sayı və hərəkət sür'əti arasındakı əlaqəni nəzəri cəhətdən müəyyən etmək olduqca çətindir. Beləki, hər bir molekulaya digərləri tərəfindən göstərilən tə'sir qüvvələrini nəzərə almaq lazımdır. Əgər fərz etsək ki, molekullar mexaniki hərəkət edir və mexanika qanunlarına tabe olurlar, onda qazın bütövlükdə hərəkətini təsvir

etmək üçün verilmiş qüvvənin tə'siri altında hər bir molekulun mexaniki hərəkəti məsələni həll etmək lazımdır. Bu o deməkdir ki, molekulların sayı qədər hərəkət tənliyi yazmaq və həll etmək lazımdır. Əgər adi şəraitdə 1 sm^3 qazda $2,7 \cdot 10^{19}$ molekula olduğunu nəzərə alsaq, bu məsələni həll etməyin qeyri-mümkünlüyünü görürük. Digər tərəfdən molekulların sayının bu cür çoxluğu onların hər birinin hərəkətinin ayrılıqla baxılmasını yararsız edir. Molekulların sayı bu cür çox olduğu halda, onların hərəkətini xarakterizə edən orta sür'ət, orta enerji və s. kəmiyyətləri bilmək kifayətdir. Bu metod statistik metod adlanır və real qazın fiziki modeli olan ideal qazın halını xarakterizə edən tənliklərin müəyyən olunmasında istifadə olunur.

İdeal qaz nədir?

- a) qaz molekulları arasında qarşılıqlı tə'sir qüvvələri yoxdur, yaxud bu qüvvələri nəzərə almamaq olar;
- b) qaz molekullarının ölçülərini nəzərə almamaq olar, yəni bu molekulara maddi nöqtə kimi baxılır;

Bu fərziyyələr çərçivəsində qaz molekullarını təmamilə sərbəst hesab etmək olar. Bu o deməkdir ki, bu molekullar düzxətli, bərabərsür'ətli hərəkət edirlər (məsələn, qüvvə tə'sirinə mə'ruz qalmayan cisimin hərəkəti). Yə'ni hər molekula özünü elə aparır ki, sanki qabda digər qaz molekulları yoxdur.

Qarşılıqlı tə'sirdə olmayan maddi nöqtələr çoxluğunun malik olduğu xassələrə malik olan qaz ideal qaz adlanır. Çox da kiçik olmayan temperaturlarda və kifayət qədər kiçik təzyiqlərdə mövcud olan qazlar-seyrəldilmiş qazılar öz xassələrinə görə ideal qaza yaxındırlar. Məsələn, otaq temperaturunda və 1 atm. təzyiqdə helium qazı kifayət qədər dəqiqliklə ideal qaz qanunlarına tabe olur.

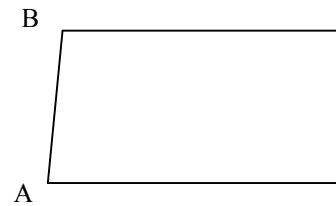
Əsas tənlik: Qaz molekullarının hərəkətini tam xarakterizə etmək üçün bu molekulların bir-biriylə və olduqları qabın divarları ilə toqquşmasını nəzərdən keçirmək lazımdır. Doğrudan da zaman keçdikcə nizamsız hərəkət edən molekullar olduqları qabın divarlarına, yaxud digər cisimlərin səthlərinə kifayət qədər kiçik məsafəyə yaxınlaşırlar. Bu halda molekulların öz aralarında və molekula ilə qabı divarları arasında qarşılı tə'sir qüvvələri (itələmə), yaranır ki, o, da məsafədən asılı olaraq sür'ətlə azalır. Bu qüvvələrin tə'siri altında qaz molekulları öz hərəkət istiqamətini dəyişirlər və bu proses də toqquşma adlanır. Divarın qaz tərəfindən və, qazın da divar tərəfindən mə'ruz qaldığı tə'sir qüvvələri qiymətcə bərabər, istiqamətcə əks olub, bu toqquşmalarla müəyyən olunur. Lakin divarın səthi böyük olduqca qüvvə də böyük olur. Buna görə də qazın divara tə'siri bu cür təsadüfə faktordan asılı olan qüvvə ilə deyil, təzyiqə xarakterizə olunur. Təzyiq vahid səthə düşən qüvvəyə bərabərdir:

$$P = \frac{F}{S}$$

Qazın olduğu qabın divarlarına təzyiq göstərməsi onun əsas xassəsidir. Məhz bu xassəsinə görə əksər hallarda qazın varlığı aşkar olunur. Buna görə də təzyiq qazın ən başlıca xarakteristikalarından biridir və təzyiq üçün alacağımız tənlik əsas tənlik adlanır.

Hələ XVIII əsrdə **Bernulli** fərz edirdi ki, qazın qabın divarına göstərdiyi təzyiq qaz molekullarının qabın divarları ilə sonsuz sayda toqquşmalarının nəticəsidir. Bu zərbələr nəticəsində qabın divarının maddəsinin zərrəcikləri yerdəyişməyə məruz qalır, yə'ni divar deformasiya edir. Deformasiya olunmuş divar isə qaza, ixtiyari nöqtədə divara perpendikulyar yönəlmiş elastiki qüvvə ilə tə'sir göstərir. Bu qüvvə modulca qazın divara göstərdiyi tə'sir qüvvəsinə bərabər olub, istiqamətcə onun əksinə yönəlmişdir. İndi bütün qaz molekullarının qabın divarına göstərdiyi orta qüvvəni, yə'ni qazın təzyiqini hesablayaq:

Tutaq ki, qaz, ABSD düzbucaqlı qabın içərisindədir və bu qabın divarlarından biri sürtünməsiz hərəkət edən CD porşenindən ibarətdir və qaz ilə qab eyni temperatura malikdir (şək.1).

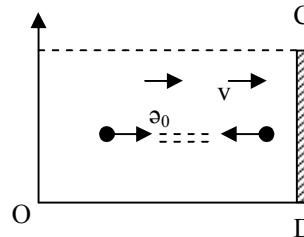


Şək. 1

Porşenin səth sahəsi S Ox oxuna perpendikulyar yerləşir (şək.2):

Təzyiqin hesablanması aşağıdakı mərhələlərdən ibarətdir:

- 1) Toqquşma zamanı bir molekulun porşenə göstərdiyi qüvvə impulsunu hesablamalı;
- 2) Δt zaman fasiləsində toqquşmaların sayını hesablamalı;
- 3) Orta qüvvə impulsunu hesablamalı;
- 4) Təzyiqi hesablamalı.



Şək. 2

I- mərhələ: Molekulun porşenlə toqquşması.

Əgər qazın molekulı toqquşmaya qədər sür'əti v_0 isə və CD-yə perpendikulyar yönəlmişsə, yuxarıda dediklərimizi nəzərə alsaq toqquşmadan sonra onun sür'əti yalnız istiqamətcə dəyişir, yəni kinetik enerjisi sabit qalır (bu toqquşma mütləq elastik toqquşma adlanır): $v = -v_0$. Onda impulsun dəyişməsi $m_0v - m_0v_0 = m_0v - (-m_0v) = 2m_0v$ olar.

Əgər molekulun sür'ətinin istiqaməti porşenlə ixtiyari bucaq təşkil edirsə (şək. 3), bu zaman

$v_y = v_{oy}$ və $v_z = v_{oz}$ olur, lakin $v_x = -v_{ox}$

Molekulun impulsunun Ox istiqamətində dəyişilməsi; $m_0v_x - m_0v_{ox} = 2m_0v_x$ olar.

Deməli molekulə porşenlə toqquşduqda ona $2m_0v_x$ impulsunu verir.

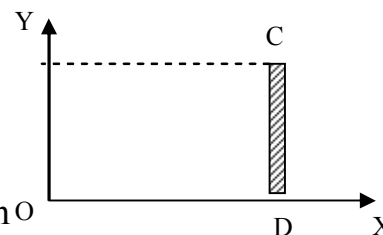
Nyutonun II qanununa görə

$$(F\Delta t)_{\text{molekula}} = 2m_0 v_x$$

Δt - qüvvənin tə'sir müddətidir (toqquşma müddəti)

II mərhələ: Toqquşmaların sayı.

Δt zaman fasiləsində porşenə elə molekullar gəlib çatır ki, onların O porşendən məsafəsi $v_x \Delta t$ olsun (şək. 4) və $v_x > 0$ olsun,

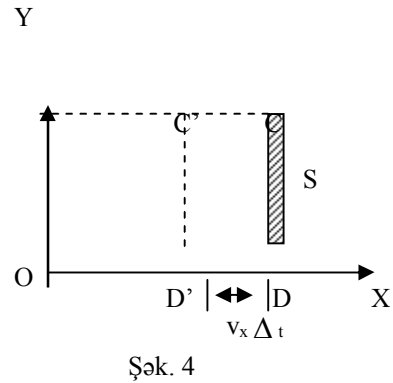


Şək. 3

yə'ni molekular soldan sağa hərəkət etsin. Deməli C'CDD' həcmində olan molekullar porşenə çatar. Bu həcmi V ilə işarə etsək

$V = |v_x| \Delta t \cdot S$ olar. Molekulların konsentrasiyası n olsa, onda ($n = \frac{N}{V}$, vahid həcmdəki molekulların sayı) götürülmüş həcmdəki molekulların sayı

$$N = nV = n|v_x| \Delta t \cdot S \quad \text{olar.}$$



Hərəkətin xaotikliyi nəticəsində molekulların yarısı üçün $v_x > 0$, digər yarısı üçün isə $v_x < 0$ olar. Yə'ni götürülmüş həcmdəki molekulların yarısı CD porşeninə çatır və toqquşmaların sayı

$$Z = \frac{n}{2} |v_x| \Delta t \cdot S \quad \text{olar.}$$

III mərhələ: Orta qüvvə impulsunu hesablamaq. Toqquşmaların sayı z və bir molekulun divara verdiyi impuls - $2m_0|v_x|$ olduğundan, onda orta qüvvə impulsu

$$F \cdot \Delta t = z \cdot 2m_0|v_x| = nm_0v_x^2 S \Delta t \quad \text{olar.} \quad (1)$$

Hər bir molekula üçün

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (2)$$

buna görə

$$\overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2}$$

Molekulların hərəkəti nizamsız olduğundan, hesab etmək olar ki, $\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$.

(2)-də nəzərə alsaq

$$\overline{v_x^2} = \frac{1}{3} \overline{v^2}$$

olar. Bunu (1) – də nəzərə alsaq

$$\overline{F} \Delta t = m_0 n S \overline{v_x^2} \Delta t$$

$$\overline{F} \Delta t = \frac{1}{3} m_0 n S \overline{v^2} \Delta t \quad (\text{orta qüvvə impulsu})$$

IV. Təzyiqi hesablamaq: hər tərəfi $S \cdot \Delta t$ -yə bölsək,

$$\boxed{P = \frac{1}{3} n m_0 \overline{v^2}} \quad (4) \text{ olar.}$$

Bu əsas tənlikdir. P – qazın təzyiqi, m_0 - bir molekulun kütləsi, $\overline{v^2}$ - orta kvadratik sürətin kvadratıdır.

Əgər qaz kütləsi əvəzinə maddə miqdarı (mol sayı) istifadə etsək müتناسiblik 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-mütanasiblik əmsalı olub universal qaz sabiti adlanır: $R = 8,31 = \frac{\tau}{\text{mol} \cdot \text{K}} = 0,082$

$$; \quad \frac{l \cdot \text{atm}}{\text{mol} \cdot \text{K}} = 1,99 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$$

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

8.MOLEKULLARIN SƏRBƏSTLİK DƏRƏCƏSİ.

İDEAL QAZIN DAXILI ENERJISI

Molekulyar kinetik nəzəriyyəsinin 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

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

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 deyil. 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 enerjini müəyyən etmək üçün sərbəstlik dərəcəsini bu sayı anlayışından istifadə edirlər.

Cismin fəzada vəziyyətini tam təyin edən sərbəst asılı olmayan koordinatların sayına sərbəstlik dərəcəsi deyilir. Məsələn, maddi nöqtənin fəzada vəziyyəti üç X , Y , Z koordinatları ilə təyin edilir. Ona görə də maddi nöqtənin sərbəstlik dərəcəsinin sayı üçdür. Bir atomlu molekulun da fəzadakı vəziyyəti üç X , Y , Z koordinatları ilə tam təyin edilir. Deməli, bir atomlu molekulun da sərbəstlik

dərəcəsinin sayı üçə bərabərdir. İki atomlu molekulun (rabitə sərt olduqda) sərbəstlik dərəcəsinin sayı beşdir. Bunlardan üçü molekulun irəliləmə hərəkətini, ikisi isə u və z oxları ətrafında fırlanma hərəkətini xarakterizə edir. İkiatomlu molekulda (rabitə elastiki olduqda) sərbəstlik dərəcəsinin sayı 7-dir. 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 yerləşməyibsə). 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 növlərinin heç biri digəri üzərində üstünlük təşkil etmir. Ona görə də qaz molekulunun hər sərbəstlik dərəcəsinə düşən enerjisinin bərabər olduğunu söyləmək olar. Bu qayda, enerjinin sərbəstlik dərəcələri arasında bərabər paylanma qanunu adlanır. Buna Bolsman paylanması da deyirlər.

Göstərdik ki, bir atomlu 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 edək 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

$$E_k = \frac{i}{2} kT \quad (1)$$

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

$$E_d = N \overline{E}_k = \frac{i}{2} NkT \quad (2)$$

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

$$E_d = \frac{i}{2} N_A k T \quad (3)$$

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

$$E_d = \frac{i}{2} R T$$

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

QAZIN ISTILIK TUTUMU

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

$$C = \frac{Q}{m\Delta T} \quad (4)$$

alınar. *1 mol qazı 1K 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, qazı 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 1 mol ideal qaz vardır. (bax şəkilə(a)). Bu qazı həcmi sabit qalmaqla 1K qızdıraraq. Qızdırılmamışdan əvvəl qazın daxili enerjisi $E_1 = \frac{i}{2} R T$, qızdırıldıqdan sonra $E_2 = \frac{i}{2} R (T + 1)$ olar. Qaz sabit həcmdə qızdırıldığı üçün verilən istiliyin hamısı qazın daxili enerjisinin artmasına sərf olunur. Bu artım

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \frac{i}{2} R(T+1) - \frac{i}{2} RT = \frac{i}{2} R \quad (5)$$

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

$$C'_V = \frac{i}{2} \cdot R \quad (6)$$

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

$$R = 8,31C / mol \cdot K^o \sim 2 \text{ kal/mol} \cdot K^o$$

olar. Bunu nəzərə alsaq (6) ifadəsi

$$C'_V = \frac{i}{2} \cdot 2 = i \left(\frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot K} \right) \quad (7)$$

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

$$C'_V = \frac{C'}{\mu} = \frac{i}{2} \frac{R}{\mu} = \frac{i}{\mu} \left(\frac{\text{kal}}{\text{kq} \cdot K} \right) \quad (8)$$

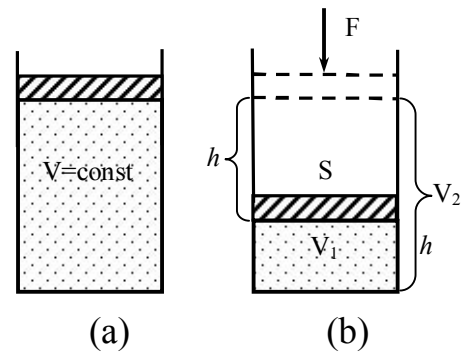
şəklində ifadə etmək olar.

İndi fərz edək ki, silindrin içərisində 1 mol ideal qaz var və silindrin porşeni sürtünməsiz hərəkət edə bilər (şəkil (b)). Təzyiq sabit qalmaq şərti ilə 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

$$C'_p = C'_V + A \quad (9)$$

Deməli, sabit təzyiqdəki istilik tutmu, 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. Burada $F = ps$ porşenin qaza göstərdiyi təzyiq qüvvəsidir. Onda $A = psh$ yazmaq olar. Aydınır 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 (1K qədər) $V_2 = \frac{R(T+1)}{p}$ olar. Buradan da

$$V_2 - V_1 = \Delta V = \frac{R}{p}(T+1) - \frac{R}{p}T = \frac{R}{p} \quad (10)$$

alınır. (10) ifadəsini $A = p\Delta V$ - də nəzərə alsaq:

$$A = p \cdot \frac{R}{p} = R \quad (11)$$

alarıq. Buradan görünür ki, *universal qaz sabiti, 1 mol qazı sabir təzyiqdə 1K qızdırdıqda genişlənən qazın xarici qüvvələrə qarşı gördüyü işə bərabərdir.* (11)-i (9)-da nəzərə alsaq:

$$C'_p = C'_V + R \quad (12)$$

(6)-nı (12)-də nəzərə alsaq,

$$C'_p = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R \quad (13)$$

və ya

$$C'_p = (i+2) \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot K} \quad (R \approx 2) \text{ olduqda} \quad (14)$$

olar. Aydınır ki, sabit təzyiqdəki xüsusi istilik tutumu

$$C_p = \frac{C'_p}{\mu} = \frac{i+2}{2} \cdot \frac{R}{\mu} \quad (15)$$

və ya

$$C_p = \frac{(i+2)}{\mu} \left(\frac{\text{kal}}{K} \right); \quad (R \approx 2) \text{ olduqda} \quad (16)$$

şəklində yazılar.

Çox vaxt təcrübədə xüsusi istilik tutumlarının nisbətindən istifadə edilə bilər.

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{C'_p}{C'_V} = \frac{i+2}{i} \quad (17)$$

Bir atomlu molekul üçün $i=3$ olduğundan

$$i = 3 \begin{cases} C'_V = i = 3 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \\ C'_P = i + 2 = 5 \frac{\text{kal}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \\ \gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i + 2}{i} = \frac{5}{3} = 1,67 \end{cases} \quad (18)$$

Təcrübədə γ -nı təyin etməklə molekulun sərbəstlik dərəcəsinin sayını hesablamaq olar.

TERMODINAMIKANIN BİRİNCİ QANUNU

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

Termodinamikada istilik və iş anlayışları əsas yer tutur. Həm istilik və 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. Istilik isə enerjinin bir cisimdən digərinə verilməsinin mikroskopik formasıdır. Termodinamikanın əsasını onun iki qanunu təşkil edir. Bu qanunlara termodinamikanın prinsipləri də deyirlər.

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 təsir 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 ($A > 0$), system üzərində xarici qüvvələrin gördükləri iş mənfi ($A < 0$) qəbul olunur. Buna uyğun olaraq sistemin xaricdən aldığı istilik miqdarı müsbət ($Q_1 > 0$), onun ətraf mühitə verdiyi istilik miqdarı isə mənfi ($Q_1 < 0$) 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 işinin fərqi bərabər olur:

$$U_2 - U_1 = Q - A \quad (19)$$

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

$$U_2 - U_1 = Q + A \quad (20)$$

şəklində ifadə olunur.

(20) düsturuna görə birinci qanuna belə tərif vermək olar:

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

(19) və (20) ifadəsindən görünür ki, istilik miqdarını da iş və enerji vahidləri ilə ifadə etmək olar. Beynəlxalq sistemdə (BS) istilik miqdarı Coullarla ölçülür.

Əgər sistem sonsuz kiçik istilik miqdarı alıb, daxili enerjini sonsuz kiçik dU qədər dəyişdirsə, onda onun gördüyü iş də sonsuz kiçik dA qədər olar. Bu halda I qanun

$$dQ = dU + dA \quad (21)$$

şəklində yazılar.

Fərz edək ki, silindr daxilində, hərəkət edən porşen altında 1 mol ideal qaza istilik verilməklə hər hansı genişlənmə prosesi aparırıq.

Deyək ki, qazın həcmi sonsuz kiçik dV qədər dəyişdikdə onun təzyiqi sabit qalır, $P = \text{const}$. Belə sonsuz izobarik prosesdə görülən işi:

$$dA = PdV \quad (22)$$

kimi təyin edə bilərik. Şəkildən göründüyü kimi bu iş ədədi qiymətə elə ştrixlənmiş kiçik düzbucaqlının sahəsinə bərabərdir. (22)-ini V_1 -dən V_2 -yə qədər integrallasaq alarıq:

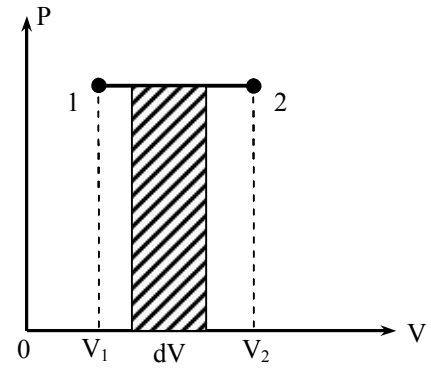
$$\int_{V_1}^{V_2} PdV = P(V_2 - V_1) \quad (23).$$

Digər tərəfdən bilirik ki, ideal qazın daxili enerjisi $C_V dT$ -dir. Yəni $dU = C_V dT$ -dir. dA və dU -nün qiymətlərini

$dQ = dU + dA$ -da nəzərə alsaq:

$$dQ = C_V dT + PdV \quad (24).$$

Bu da I qanunun ifadələrindən biridir.



Ümumiyyətlə, qazın halını təyin edən parametrlərdən biri dəyişdikdə qazın halı da dəyişmiş olur. Belə hal dəyişikliyini termodinamik proses adlanır. Əgər *sistemdə proses getdikdən sonra o, öz əvvəlki halına qayıdarsa, belə proses qapalı proses, əks halda isə açıq proses deyilir.*

Yuxarıda yazdığımız termodinamikanın birinci qanunları açıq proses üçün yazılmışdır.

Ümumiyyətlə, dörd cür termodinamik proses məlumdur: 1. izoxorik, 2. izobarik, 3. izometrik və 4. adiabatik. Əgər sistem bir neçə prosesdə iştirak etdikdən sonra öz əvvəlki halına qayıdarsa, onda onun daxili enerjisi $\oint dU = 0$ olar.

Qapalı prosesdə yekun iş və yekun istilik sıfıra bərabər olmur. Qapalı proseslər üçün

$$\oint dQ = \oint dA \quad (25)$$

kimi yazılır, çünki $\oint dU = 0$ -dir. Burada $\oint$ - işarəsi inteqrallamanın qapalı kontur üzrə aparıldığını göstərir.

Əslində termodinamikanın I qanunu enerjinin saxlanması qanunun xüsusi halıdır.

Bu qanuna görə, *xaricdən enerji almadan və ya öz enerjisini sərf etmədən işləyə bilən daimi mühərrik qurmaq qeyri mümkündür.* Bu o deməkdir ki, gördüyü iş xaricdən aldığı enerjiden çox olan periodik işləyən mexanizm (mühərrik) qurmaq mümkün deyil. Xəyalən təsəvvür olunan belə mexanizm birinci növ daimi mühərrik adlanır. Ona görə termodinamikanın I qanunu bəzən «birinci növ perpetuummobily (daimi mühərrik)» qurmaq qeyri –mümkündür kimi də tərif verirlər. Termodinamik proseslərdən ən mürəkkəbi adiabatik prosesdir.

9.ADIABATİK VƏ POLİTROP PROSESLƏR. ENTROPİYA. TERMODİNAMİKANIN II QANUNU

ADIABATİK PROSES

Fiziki sistem və ətraf mühit arasında istilik mübadiləsi baş verməyən ($dQ = 0$) prosesə adiabatik proses deyilir. Bütün tez baş verən proseslər adiabatik proseslərə misal ola bilər. Məsələn, səsin mühitdə yayılmasına adiabatik proses kimi baxmaq olar, çünki səs dalğasının yayılma sürəti o qədər böyükdür ki, dalğa və mühit arasında enerji mübadiləsi baş verməyə imkan tapmır. Adiabatik proseslərdən daxili yanma mühərriklərində, soyuducu qurğularda və s. istifadə olunur.

Adiabatik proses üçün termodinamikanın birinci qanunu ($dQ = dA + dU$) aşağıdakı kimi olar.

$$dA = -dU, \quad (1.1)$$

yəni adiabatik proseslərdə xarici iş sistemin daxili enerjisinin dəyişməsi hesabına baş verir. Beləliklə, adiabatik proses izotermik prosesə əksdir, çünki sonuncuda iş xaricdən gələn istilik miqdarı hesabına baş verirdi.

$dA = pdV$ və $dU = \frac{m}{M}C_VdT$ ifadələrini (1)-də nəzərə alsaq, alarıq ki,

$$pdV = -\frac{m}{M}C_VdT \quad (1.2)$$

İdeal qazın hal tənliyini ($pV = \frac{m}{M}RT$) differensiallasaq, alarıq

$$\begin{aligned} d(pV) &= d\left(\frac{m}{M}RT\right) \\ pdV + Vdp &= \frac{m}{M}RdT \end{aligned} \quad (1.3)$$

(3) ifadəsi ilə (2)-ni tərəf-tərəfə bölsək və Mayer tənliyini ($R = C_p - C_V$) nəzərə alsaq,

$$\frac{pdV + Vdp}{pdV} = -\frac{R}{C_V} = -\frac{C_p - C_V}{C_V}$$

alınar. Sadələşmə aparsaq və nəzərə alsaq ki, $\frac{C_p}{C_v} = \gamma$, alarıq ki,

$$\frac{dp}{p} = -\gamma \frac{dV}{V}$$

Alınmış ifadəni p_1 -dən p_2 -yə, uyğun olaraq V_1 -dən V_2 -yə qədər integrallasaq,

$$\int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} = -\gamma \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V}$$

$$\ln p_2 - \ln p_1 = -\gamma (\ln V_2 - \ln V_1)$$

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = \gamma \ln \frac{V_1}{V_2}.$$

Sonuncu ifadəni potensiallasaq alarıq:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^\gamma,$$

və ya

$$p_1 V_1^\gamma = p_2 V_2^\gamma.$$

1 və 2 halları istənilən olduğuna görə, yazı bilərik ki,

$$p V^\gamma = \text{const} \quad (1.4)$$

Alınan ifadə adiabatik proses üçün qazın hal tənliyinin ifadəsidir. Bu ifadəyə Puasson tənliyi də deyilir.

T , V və ya p , T dəyişənlərinə keçmək üçün Klapayron-Mendeleev tənliyindən ($pV = \frac{m}{M} RT$) istifadə edərək (4)-dən təzyiqi və ya həcmi əvəz etsək, alarıq ki,

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}, \quad (1.5)$$

$$T^\gamma p^{1-\gamma} = \text{const}. \quad (1.6)$$

(4)-(6) ifadələri adiabatik prosesin hal tənliyidir. Bu ifadələrdəki ölçüsüz kəmiyyət

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{c_p}{c_v} = \frac{i+2}{i} \quad (1.7)$$

Puasson əmsalı adlanır.

Adiabatik prosesin diaqramı (adiabat) p , V koordinatlarında hiperbola ilə təsvir olunur. Şəkildən göründüyü kimi, adiabat ($pV^\gamma = \text{const}$) izotermə ($pV = \text{const}$) nisbətən daha kəskindir. Bu onunla izah olunur ki, 1-3 adiabatik sıxılma zamanı qazın təzyiqinin artması yalnız izotermik sıxılma zamanı həcmnin azalması ilə deyil, həmçinin temperaturun artması ilə şərtlənmişdir.

Adiabatik prosesdə qazın gördüyü işi hesablayaq. (2) ifadəsini aşağıdakı kimi yazsaq,

$$dA = -\frac{m}{M}C_v dT.$$

Əgər qaz adiabatik olaraq V_1 -dən V_2 -yə qədər artsa, onun temperaturu T_1 -dən T_2 -yə qədər azalacaq və ideal qazın genişlənməsi zamanı gördüyü iş

$$A = -\frac{m}{M}C_v \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{M}C_v(T_1 - T_2). \quad (1.8)$$

1-2 adiabatik genişlənmə zamanı qazın gördüyü iş izotermik genişlənmə zamanı görülən işdən azdır. Bu onunla izah olunur ki, izotermik genişlənmə zamanı temperatur sabit qaldığı halda, adiabatik genişlənmə zamanı qaz soyuyur.

POLİTROP PROSESLƏR

Politrop proses elə proseslərə deyilir ki, bu zaman cismin 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 alarıq 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 $C - C_V$ -yə bölsək və potencillasaq

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

alarıq, 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 əvvəlcədən də demək olar, çünki $C_V = \text{const}$ olur, bu isə sabit həcmdə, 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 C -yə nəzərən həll etsək, politrop prosesdə ideal qazın istilik tutumu üçün düstur alarıq

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

ENTROPİYA. TERMODİNAMİKANIN II QANUNU

Termodinamik prosesləri yalnız termodinamikanın birinci qanunu ilə təsvir etmək olmur. Bu qanun termodinamik sistemlərdə enerjinin saxlanma və çevrilmə qanununu təyin edir, lakin bu proseslərin hansı istiqamətdə getdiyini müəyyən etmir. Bu suala termodinamikanın ikinci qanunu cavab verir.

Termodinamikanın ikinci qanunu istilik mühərriklərinin işinin analizindən alınmışdır.

Bir istilik mənbəyi olan istilik mühərriklərinin yaradılmasının mümkün olmaması termodinamikanın ikinci qanununun Kelvin-Plank formulasında əsasını təşkil edir: 1) ikinci növ daimi mühərrik mümkün deyil; 2) qızdırıcıdan alınmış istiliyin ona ekvivalent işə çevrilməsi ilə nəticələnən proses mümkün deyil.

Bundan başqa, termodinamikanın ikinci qanununun bir neçə başqa ifadəsi də var. Onlardan biri Klaiziusun verdiyi ifadədir: istilik heç vaxt özbaşına temperaturu az olan cisimdən temperaturu çox olan cismə keçə bilməz.

Bu qanunun digər ifadəsini aydınlaşdırmaq üçün entropiya anlayışından istifadə olunur.

Entropiya anlayışı 1865-ci ildə Klaizius tərəfindən verilmişdir. Bu kəmiyyətin fiziki mənasını açmaq üçün izotermik prosesdə cismin aldığı istilik miqdarının temperatura olan nisbətinə ($\frac{dQ}{dT}$) baxırlar. Bu nisbətə gətirilmiş istilik miqdarı deyilir və o göstərir ki, verilmiş temperaturda nə qədər istilik ayrılır. Müəyyən edilmişdir ki, istənilən dönmə dairəvi prosesdə gətirilmiş istilik miqdarı sıfıra bərabərdir:
$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \quad (3.1)$$

Bu ifadədən alınır ki, integralaltı ifadə yalnız sistemin halını təyin edən və sistemin bu hala hansı yolla gəlməsindən asılı olmayan funksiyanın tam differensialıdır. Beləliklə,

$$\frac{dQ}{T} = dS \quad (3.2)$$

Differensialı $\frac{dQ}{T}$ olan hal funksiyası *entropiya* adlanır və S ilə işarə olunur.

(3.1) ifadəsindən alınır ki, dönmə proseslər üçün entropiyanın dəyişməsi

$$\Delta S = 0. \quad (3.3)$$

Termodinamikada sübut edilir ki, dönməyən proseslərdə sistemin entropiyası həmişə artır:

$$\Delta S > 0. \quad (3.4)$$

Qeyd edək ki, (3.3) və (3.4) ifadələri yalnız qapalı sistemlərə aiddir, əgər sistem xarici mühitlə istilik mübadiləsi edərsə, onun entropiyası özünü istənilən kimi apara bilər. (3.3) və (3.4) ifadələrini Klaizius qeyri-bərabərliyi şəklində yazmaq olar

$$\Delta S \geq 0, \quad (3.5)$$

yəni qapalı sistemin entropiyası ya artır (dönməyən proseslərdə), ya da dəyişməz qalır (dönən proseslərdə).

Əgər sistem 1 halından 2 halına keçirsə, entropiyanın dəyişməsi (3.2) ifadəsinə görə

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} = \int_1^2 \frac{dU + dA}{T}, \quad (3.6)$$

burada integralaltı ifadə və integralın sərhədləri tədqiq olunan prosesi xarakterizə edən kəmiyyətlər vasitəsilə ifadə olunmalıdır. Bu ifadədən istifadə edərək ideal qazda baş verən proseslərdə entropiyanın dəyişməsinə tapıq.

$$dU = \frac{m}{M} C_V dT \quad \text{və} \quad dA = p dV = \frac{m}{M} R T \frac{dV}{V} \quad \text{olduğuna görə,}$$

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \frac{m}{M} C_V \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{M} R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V},$$

və ya

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \frac{m}{M} (C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1}), \quad (3.7)$$

yəni ideal qazın entropiyasının dəyişməsi $\Delta S_{1 \rightarrow 2}$ onun 1 halından 2 halına keçmə növündən asılı deyil.

Adiabatik proses üçün $dQ = 0$ olduğuna görə $\Delta S = 0$, $S = \text{const}$, yəni adiabatik dönən proseslər sabit entropiyada baş verir. Ona görə də onu bəzən izoentropik proses də adlandırırlar.

İzotermik prosesdə ($T_1 = T_2$)

$$\Delta S = \frac{m}{M} R \ln \frac{V_2}{V_1},$$

izoxorik prosesdə ($V_1 = V_2$)

$$\Delta S = \frac{m}{M} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Bütün real proseslər dönməyən olduğuna görə, göstərmək olar ki, qapalı sistemdə bütün proseslər sistemin entropiyasının artmasına gətirir - bu entropiyanın artma prinsipidir. Bu prinsip termodinamikanın ikinci qanununun formullaşdırılmasına səbəb olur: makroskopik sistemlərdə yalnız onun entropiyasını artıran proseslər mümkündür.

ƏDƏBİYYAT

1. Y.S. Feyziyev, R.M. Rzayev. Ümumi fizika kursu. Bakı. 2001
2. M.H. Ramazanzadə. Fizika kursu. Bakı. «Maarif». 1987.
3. N.Ş.Məmmədzadə. Fizika. Bakı. «Maarif». 1996.
4. И.В.Савельев. Курс общей физики. Т. I. М.: Наука. 1986.
5. Т.И.Трофимова. Курс физики. М.: Высшая школа. 2003.

10.MOLEKULLARIN SƏRBƏST UÇUŞ YOLU.

QAZLARDA KÖÇÜRMƏ HADISƏLƏRİ.

Molekulların sərbəst uçuş yolu.

Molekullar- kinetik nəzəriyyənin əsas müddəalarına görə çox da kiçik olmayan təzyiqlərdə qaz molekulları vahid zamanda bir-biri ilə olduqca böyük sayda toqquşmalara məruz qalırlar. Molekulların istilik hərəkəti sürəti saniyədə yüzlərcə metr tərtibində olsa da, onların böyük sayda toqquşmalara məruz qalması qazlarda molekulların yavaş yerdəyişməsi faktını izah edir. Molekula Broun hissəciyinə oxşar sınıq xətt boyunca hərəkət edərək bir saniyə ərzində özünün başlanğıc vəziyyətindən, istilik hərəkəti sürəti böyük olsa da, bir neçə millimetr və hətta daha az uzaqlaşır. Hava kütləsi axını olmadıqda ətir iynin otaqda nisbətən yavaş yayılması bununla izah olunur.

Molekulların iki toqquşma arasında qət etdiyi orta məsafə molekulun sərbəst uçuş yolunun orta uzunluğu adlanır və $\bar{\lambda}$ işarə olunur. Molekulun bir saniyədə

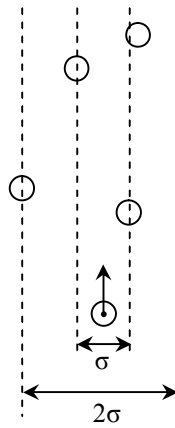
məruz qaldığı toqquşmaların sayı və onun orta sürəti (u) məlum olduqda bu kəmiyyəti asanlıqla hesablamaq olar:

$$\bar{\lambda} = \frac{u}{\nu} \quad (1)$$

Toqquşmaların sayı (ν) aşağıdakı təsəvvürlər əsasında hesablanı bilər: fərz edək ki, σ diametrli elastik kürə kimi baxılan ideal qaz molekulu fəzada u orta sürətlə hərəkət edir. Hərəkət zamanı molekul fəzada silindirik həcm ayırır və mərkəzləri diametri 2σ olan silindir daxilindəki bütün molekullarla toqquşur (Şəkil 1). Silindirin həcmi $\pi\sigma^2 u$ olar. Hər bir toqquşma zamanı molekulun hərəkət istiqaməti dəyiçdiyindən onun fəzada ayırdığı həcm bir saniyədə məruz qaldığı toqquşmaların sayı qədər kiçik silindirlərin həcmələrinin cəminə bərabər olar. Əgər digər molekulların tərpənməz olduğunu fərz etsək, bir saniyədəki toqquşmaların sayı

$$\nu = \pi\sigma^2 u n \quad (2)$$

olur. Burada n - vahid həcmdəki molekulların sayıdır.



Şəkil 1.

Digər molekulların hərəkəti toqquşmaların sayını artırır. Sürətə görə maksvell paylanması nəzərə alındıqda, (2)-yə düzəliş vuruğu $\sqrt{2}$ -yə bərabərdir.

$$\nu = \pi\sqrt{2}\sigma^2 u n \quad (3)$$

Otaq temperaturunda və atmosfer təzyiqində hava üçün (3) əsasında aparılmış hesablamalar toqquşmaların sayının saniyədə 10^9 tərtibində olduğunu göstərmişdir.

Əgər (3)-ü (1)-də nəzərə alsaq

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\pi\sigma^2 n\sqrt{2}} \quad (4)$$

olur.

Molekulun orta sərbəst uçuş yolu vahid həcmdəki molekulların sayı ilə tərs mütənəsibdir. Bu isə o deməkdir ki, həmin kəmiyyət qazın sıxlığı, yaxud təzyiqi ilə tərs mütənəsibdir:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{Ap} \quad (5)$$

(5)-dən alınır ki, qazın təzyiqi və orta sərbəst uçuş yolu arasındakı asılılıq mövcuddur:

$$\bar{\lambda}_1 P_1 = \bar{\lambda}_2 P_2 \quad (6)$$

(6) düsturu kiçik təzyiqlərdə ölçülmüş orta sərbəst uçuş yoluna görə istənilən digər təzyiqdə $\bar{\lambda}$ -nı hesablamağa imkan verir.

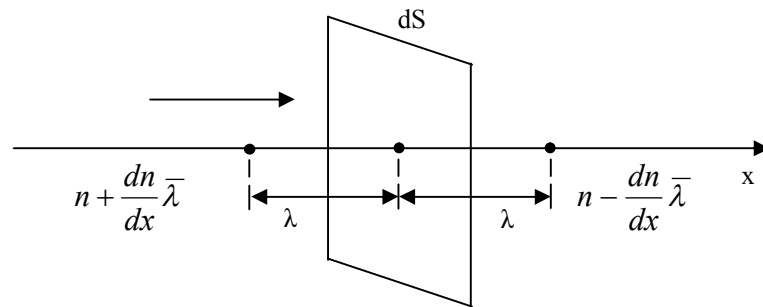
Normal şəraitdə qaz molekullarının sərbəst uçuş yolunun orta uzunluğu 10^{-5} m tərtibindədir.

Qazların diffuziyası. Kranlı boru vasitəsilə birləşdirilmiş iki qab təsəvvür edək. Qablardan birində A, digərində B qazı vardır və bu qazlar bir-biri ilə kimyəvi qarşılıqlı təsirdə olmur. Fərz edək ki, qaz molekullarının kütləsi, həcmnin diametrləri olduqca yaxındır. Praktiki olaraq bu A və B qazlarının çox da yüngül olmayan qazın izotopları olduğu deməkdir. A və B qazları bərabər molekulyar kütləyə malik qazlar, məsələn CO və N₂ (Mr=28 a.k.v.) ola bilər. Əgər kran açılarsa, A qazı boru vasitəsilə B qazının tutduğu qaba diffuziya etməyə və əksinə başlayacaqdır.

X oxunu qabları birləşdirən boru boyunca yönəltmək birölçülü məsələnin araşdırılması lazım gələcəkdir. Çox da kiçik olmayan təzyiqlərdə molekullar tez-tez toqquşur, molekulun sərbəst yolunun uzunluğu çox da böyük deyil və qazların diffuziyası olduqca yavaş baş verir. Fərz edək ki, A qazının konsentrasiyası X oxu boyunca soldan sağa azalır. B qazının konsentrasiyası aydındır ki, həmin istiqamətdə artacaqdır. Belə ki, hər iki qaz molekullarının vahid həcmdə ümumi sayı qabın bütün hissələrində eynidir və qaz qarışığının təzyiqi qablarda sabitdir. Diffuziya nəticəsində hər iki qaz konsentrasiyasının onların tutduqları həcmdə bərabərləşməsi baş verir. Bu cür proses qeyri-stasionar diffuziya adlanır.

Əgər diffuziyanın başladığı fəza hissəsinə qaz molekulları əlavə etməklə və diffuziya selinin istiqamətləndiyi hissədən molekulları uzaqlaşdırmaqla baxılan həcmdə konsentrasiya fərqi sabit saxlanılırsa, bu cür diffuziya stasionar diffuziya adlanır.

A qazının X oxu boyunca dS səthindən diffuziyası zamanı dt müddətində köçürülən qaz kütləsini hesablayaq (şəkil 2).



Şəkil 2.

Molekulların istilik hərəkətinin xaotikliyi nəticəsində A qazının diffuziya prosesi X oxu boyunca həm soldan sağa, həm də sağdan sola baş verir. Lakin X oxu boyunca A qazının konsentrasiyası müxtəlif olduğundan göstərilən istiqamətlərdə köçürülən molekulların miqdarı müxtəlifdir. Bu, həmçinin B qazına da aiddir.

Soldan sağa dS səthindən sərbəst uçuş yolu məsafəsində olan molekullar keçəcəkdir. $\bar{\lambda}$ məsafəsindən uzaqda olan molekullar dS səthinə yolda digər

molekullarla toqquşur və istiqamətini dəyişir. dS səthinə yalnız sərbəst uçuş yolundan kiçik məsafədə yeni toqquşmaya məruz qalmış molekullar çatacaqdır. Fərz edək ki, bütün molekulların orta sürəti (u) və sərbəst uçuş yolunun uzunluğu ($\bar{\lambda}$) eynidir. Molekulların hərəkətinin xaotikliyi nəzərə alsaq, X oxu boyunca molekulların ümumi sayının üçdə biri hərəkət edər. Onların isə yarısı, yəni altıda biri soldan sağa, digər yarısı isə sağdan sola hərəkət edəcəkdir. Beləliklə, dt müddətində dS səthindən soldan sağa keçən A molekullarının sayı

$$N_1 = \frac{1}{6} u \left(n + \frac{dn}{dx} \bar{\lambda} \right) dS dt \quad (7)$$

olar. Burada n -vahid həcmdə A qazı molekullarının sayı, dn/dx -X oxu boyunca həmin qazın molekullarının konsentrasiya qradientidir.

Eyni zamanda, sağdan sola köçən A qazı molekullarının sayı

$$N_2 = \frac{1}{6} u \left(n - \frac{dn}{dx} \bar{\lambda} \right) dS dt \quad (8)$$

olar.

Əgər ($N_1 - N_2$) fərqi bir molekulun kütləsinə (m) vursaq dt müddətində dS səthindən diffuziya etmiş qazın kütləsini (dM) almış olarıq:

$$dM = \frac{1}{3} m u \bar{\lambda} \frac{dn}{dx} dS dt \quad (9)$$

Əgər A qazının konsentrasiyası c olsa, onda $c = mn$ nəzərə almaqla (9)-u aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$dM = \frac{1}{3} u \bar{\lambda} \frac{dc}{dx} dS dt \quad (10)$$

Bu ifadə XIX əsrdə Fik tərəfindən təcrübi müəyyən olunmuş diffuziya qanunu ilə üst-üstə düşür:

$$\Delta M = D \frac{dc}{dx} \Delta S \Delta t \quad (11)$$

(10) və (11) ifadələrini müqayisə etsək qazın diffuziya əmsalı (D) üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$D = \frac{1}{3} u \bar{\lambda} \quad (12)$$

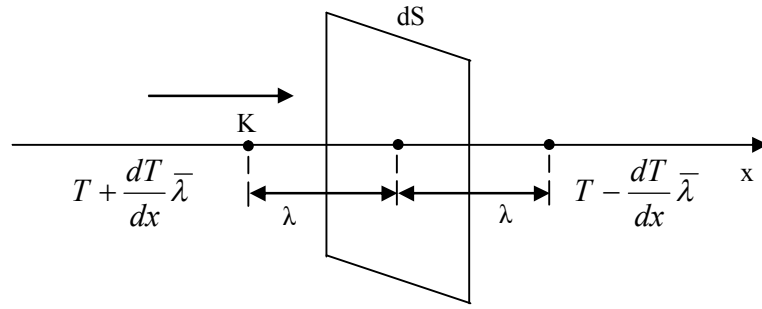
(12) olduqca vacib münasibətdir. Diffuziya əmsalını təcrübi olaraq ölçmək olar. D məlum olduqda hesablanmış, yaxud ölçülmüş orta sürətə (u) görə sərbəst uçuş yolunun orta uzunluğunu müəyyən etmək olar. (11) tənliyini alarkən stasionar diffuziya nəzərdən keçirilmişdir. Qeyri-stasionar diffuziya üçün Fik qanunu daha mürəkkəb olsa da, hadisənin ümumi xarakteri eyni qalır:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \quad (13)$$

Burada $\frac{dM}{\Delta x dS} = dc$, (13) ifadəsi Fikin II qanunudur.

Qazların istilikkeçirməsi. Birölçülü məsələni araşdırmaq üçün X oxuna perpendikulyar iki müstəvi arasında olan qaz kütləsini nəzərdən keçirək. Fərz edək ki, bu səthlərin temperaturları T_1 və T_2 -dir. Əgər bu temperaturlar sabit qalarsa, qazdan stasionar istilik seli baş verər. X oxu boyunca temperatur qradienti dT/dx olar və qazı hüdudlandıran səthlərə paralel Y və Z oxları boyunca temperatur

dəyişməz. X oxuna perpendikulyar yerləşdirilmiş $dS=dydz$ səthindən istilik selini nəzərdən keçirək (şəkil 3).



Şəkil 3.

dS səthindən molekulun sərbəst uçuş yolu məsafəsində olan K nöqtəsində temperatur

$$T \pm \frac{dT}{dx} \bar{\lambda} \quad (14)$$

bərabərdir. Vahid həcmdə biratomlu qazın daxili enerjisi $3/2nkT$ -dir. Çoxatomlu qaz üçün

$$E = \frac{i}{2} nkT \quad (15)$$

burada i - molekulun sərbəstlik dərəcəsinin sayı, n -vahid həcmdə qaz molekullarının sayıdır.

Molekulların soldan-sağa istilik hərəkətinin xaotikliyi ilə əlaqədar yuxarıdakı mülahizələri təkrarlasaq dt müddətində dS səthindən köçürülən istilik miqdarı

$$\frac{1}{6} nu \cdot \frac{i}{2} k (T + \frac{dT}{dx} \bar{\lambda}) dS dt \quad (16)$$

olar.

Qeyd olunan müddətdə dS səthindən sağdan sola daşınan istilik miqdarı isə

$$\frac{1}{6} nu \cdot \frac{i}{2} k (T - \frac{dT}{dx} \bar{\lambda}) dS dt \quad (17)$$

olar.

(16) və (17) ifadələrinin fərqi dS səthindən daşınan istilik miqdarına bərabərdir:

$$\delta Q = \frac{1}{3} nu \cdot \frac{i}{2} k \frac{dT}{dx} \bar{\lambda} \cdot dS dt \quad (18)$$

Qazın vahid həcmnin istilik tutumu (15)-i nəzərə almaqla

$$\frac{dE}{dT} = \frac{i}{2} nk = C_v \rho \quad (19)$$

olar. C_v -qazın xüsusi istilik tutumudur. Digər tərəfdən istilikkeçirmə üçün Furiye düsturuna görə

$$\delta Q = k \Delta S \Delta t \frac{T_1 - T_2}{x} \quad (20)$$

burada k - divar materialının istilik keçirmə əmsalı olub temperatur, təzyiq və s. asılıdır. (19) və $\rho = mn$ ifadəsini nəzərə almaqla (18) və (20) müqayisə edilsə, qazın istilikkeçirmə əmsalını hesablamaq üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

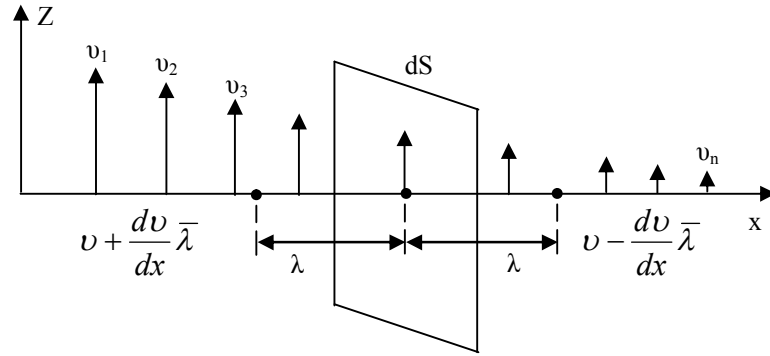
$$\chi = \frac{1}{3} u C_v \bar{\lambda} \rho = \frac{1}{3} n u \bar{\lambda} m C_v \quad (21)$$

Qazlarda daxili sürtünmə. Mexanikadan məlumdur ki, maye, yaxud qazlarda daxili sürtünmə qüvvəsi Nyuton düsturu ilə hesablanır:

$$F = \eta \Delta S \frac{dv}{dx} \quad (22)$$

Burada v - qaz təbəqəsinin X oxuna perpendikulyar istiqamətdə, məsələn Z oxu boyunca axma sürəti, η - daxili sürtünmə əmsalıdır.

X oxuna perpendikulyar dS səthi götürək: X oxu boyunca qaz təbəqəsinin sürət qradienti dv/dx bərabərdir. X oxu boyunca qaz təbəqələrinin sürətinin soldan sağa azaldığını fərz etsək, bu qeyd olunan sürət qradientini şərtləndirər (şəkil 4).



Şəkil 4.

Qaz təbəqələrinin qarşılıqlı təsiri bir qaz təbəqəsindən digərinə müəyyən hərəkət miqdarı (impuls) daşınması yolu ilə baş verir. v_1 sürəti ilə hərəkət edən təbəqədən kiçik sürətlə hərəkət edən (v_2) təbəqəyə keçən m kütləli molekulalar bu təbəqəyə $m(v_1 - v_2)$ hərəkət miqdarı daşıyır və onu sürətləndirir.

Kiçik sürətlə (v_2) hərəkət edən təbəqədən böyük sürətlə (v_1) hərəkət edən təbəqəyə keçən molekulalar isə bu təbəqəni tormozlayır və onun hərəkət miqdarını azaldır.

Beləliklə, daxili sürtünmənin mexanizmi bir qaz təbəqəsindən digərinə hərəkət miqdarı köçürülməsi ilə bağlıdır.

Qaz molekullarının istilik hərəkətinin xaotikliyi ilə bağlı yuxarıdakı mülahizələri təkrarlasaq dS səthindən soldan sağa daşınan hərəkət miqdarı dt müddətində

$$P_1 = \frac{1}{6} n u m (v + \frac{dv}{dx} \bar{\lambda}) dS dt \quad (23)$$

olar. Sağdan sola isə

$$P_2 = \frac{1}{6} n u m (v - \frac{dv}{dx} \bar{\lambda}) dS dt \quad (24)$$

hərəkət miqdarı daşınacaqdır.

Nyutonun II qanununa görə hərəkət miqdarının dəyişməsi

$$F dt = P_1 - P_2 = \frac{1}{3} n u m \bar{\lambda} \frac{dv}{dx} dS dt \quad (25)$$

olar. (22) və (25)-i müqayisə etsək daxili sürtünmə əmsalı üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\eta = \frac{1}{3} num \bar{\lambda} = \frac{1}{3} u \rho \bar{\lambda} \quad (26)$$

(4)-ü (26)-da nəzərə alsaq

$$\eta = \frac{1}{3} \cdot \frac{mu}{\pi \sigma^2 \sqrt{2}} \quad (27)$$

olar.

Axıncı ifadədən göründüyü kimi daxili sürtünmə əmsalı (η) vahid həcmdəki molekulların sayından, yəni qazın təzyiqi və sıxlığından asılı deyildir.

Lakin bu müddəa seyrəkləşmiş qazlar üçün doğru deyildir. Köçürmə hadisələri araşdırılarkən qaz molekullarının eyni orta sürətə (u) malik olduğu fərz edilmişdir. Sürətə görə Maksvell paylanması nəzərə almaqla aparılan daha ciddi hesablamalarda (11), (21) və (26) düsturlarında $1/3$ əmsalı $0,31$ əmsalı ilə əvəz olunur.

(26) və (11) düsturlarını müqayisə etsək

$$\eta = D\rho \quad (28)$$

olar. (21)-də molekulun orta sərbəst uçuş yolunun (26)-dan təyin olunmuş ifadəsini nəzərə alsaq

$$\chi = C_v \eta \quad (29)$$

olar.

Axıncıdan alınır ki, daxili sürtünmə əmsalının təzyiqdən asılı olmadığı şərtlər daxilində istilikkeçirmə əmsalı da təzyiqdən asılı olmur.

Əgər (29)-da daxili sürtünmə əmsalının (28) ifadəsini nəzərə alsaq

$$\chi = C_v D\rho \quad (30)$$

olar.

H_2 molekulu üçün təcrübi olaraq normal şəraitdə baxılan kəmiyyətlərin aşağıdakı qiymətləri müəyyən edilmişdir:

$U=1843$ m/san; $\eta=86 \times 10^{-6}$ q/sm²; $\bar{\lambda}=11,23$ m; $v=15,1 \times 10^9$; $\chi=1660 \times 10^{-6}$ C/sm×san×dər.

11.REAL QAZLAR. Van-der-Vaals tənliyi

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 həcmlərə, ölçülərə malik olmasıdır. Real qazın hal tənliyini yazmaq üçün bu səbəbləri nəzərə almaq şərti ilə Mendeleyev-Klapeyron tənliyinə müəyyən əlavələr etmək lazımdır. Klapeyron tənliyinə



V

bu jür əlavələr edən alimlər çox olmuşdur. Bunların içərisində Van-der-Vaals xüsusi yer tutur. Van-der-Vaals Klapeyron tənliyinə iki kəmiyyət əlavə etmişdir. O kəmiyyətlərdən 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 1). Bu hissənin həcmi b ilə işarə etsək, onda b molekulların özlərinin tutduqları həcmidir. Buna məxsusi həcm deyilir. $(V - b)$ -isə sərbəst həjm adlanır. Bu həcmi nəzərə alsaq, 1 mol qaz üçün Klapeyron tənliyi

$$P(V - b) = RT \quad (1)$$

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_l – molekulyar təzyiqi əlavə olunmalıdır. Bunu nəzərə alsaq (1) tənliyi

$$(P + P_l)(V - b) = RT \quad (2)$$

şəklində yazılır.

Qaz daxilində iki təbəqədə olan molekullar arasında ilişmə qüvvəsinin olması nəticəsində yaranan daxili molekulyar təzyiqi bu təbəqələrdən olan molekulların n_1 və n_2 sayları ilə düz mütənasib olur- $P_l = \alpha n_1 n_2$. Əgər $n_1 = n_2$ olsa $P_l = \alpha n^2$ olar. Burada α – mütənasiblik əmsalıdır.

Mə'lumdur ki, molekulların sayı qazın sıxlığı ilə düz, həjmi ilə tərs mütənasibdir. Yəni $n \sim \frac{\rho}{V}$. Bunu nəzərə alsaq,

$$P_l = \alpha n^2 = \beta \rho^2 = \frac{a}{V^2} \quad \text{və ya} \quad P_l = \frac{a}{V^2} \quad (3)$$

Bunu (2)-də nəzərə alsaq,

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

və ya

$$\left(P + \frac{a}{V^2} \right) (V - b) = RT \quad (4)$$

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

İstənilən miqdar qaz üçün real qazın hal tənliyi

$$\left(P + \frac{m^2}{\mu^2} \frac{a}{V^2} \right) \left(V - \frac{m}{\mu} b \right) = \frac{m}{\mu} RT \quad (5)$$

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

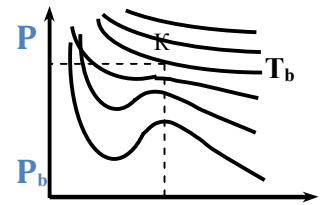
$a = l \frac{\text{nm}^4}{\text{mol}^2}$; $b = 1 \frac{\text{m}^3}{\text{mol}}$ ilə ölçülür.

Əgər molekulların tutmuş olduqları həjm nəzərə alınmazsa, ideal qaz üçün

$\frac{a}{V^2}$ və b sıfır olar və tənlik ideal qaz üçün Klapayron tənliyinə, $PV = RT$ çevrilir. Deməli, xüsusi bir halda qaz halının tənliyi ideal qaz halının tənliyinə çevrilir.

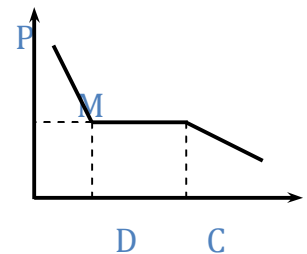
§2. Van-der-Vaals izotermələri. Maddənin böhran halı

Van-der-Vaals tənliyi həjmə görə üç dərəcəli tənlikdir. Burada təzyiqin hər bir qiymətinə həjmin üç qiyməti uyğun gəlir. Əgər (4)-ə əsasən p -nin V -dən asılılıq qrafikini müxtəlif temperaturalar üçün qursaq, şəkil 2.-dəki ayrıləri alarıq. Bu ayrılərə Van-der Vaals izotermələri deyilir. Hər bir əyri müəyyən temperatura uyğun gəlir. Yüksək temperaturlarda Van-der-Vaals izotermələri Boyle-Moriott izotermələrinə çevrilir. Şəkildə görüldüyü kimi T_b böhran temperaturuna uyğun gələn əyri çökük və qabarıq olan ayrıləri, qabarıq və çöküklüyü olmayan əyridən ayırır. Bu izotermə uyğun gələn həjm böhran həjmi V_b , təzyiq böhran təzyiqi P_b və temperatur böhran temperaturu T_b adlanır. Bu kəmiyyətlərə böhran kəmiyyətləri deyilir.



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

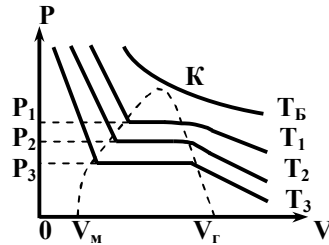
Van-der-Vaals izotermələrini təcrübə ilə almaq üçün porşeni olan silindr daxilində 1 mol qaz götürək. Bu qazı $T = \text{const}$ olmaq şərti ilə sıxsaq, onun təzyiqi artdıqca həjmi kiçilər (şəkil 3). Şəkildə əyrinin OShissəsi bunu göstərir. Təcrübə böhran temperaturundan aşağı temperaturda aparılır. Həjmin V_c qiymətindən başlayaraq, qazın sıxılmasından asılı olmayaraq təzyiq dəyişmir (CD-hissəsi). Həjmin V_D -qiymətindən başlayaraq, çox kiçik sıxılma təzyiqin kəskin artmasına səbəb olur (DM-hissəsi). Burada həjmin V_c -qiymətindən başlayaraq qaz mayeləşməyə başlayır. Qaz V_D qiymətində tamamilə maye halında olur. Maye halında çox kiçik sıxılma təzyiqin sür'ətlə artmasına səbəb olur. Deməli, əyrinin OJ-hissəsi qaza, CD –hissəsi maye və qaza, DM -hissəsi isə maye halına uyğun gəlir. Burada görünür ki, əyrinin OJ və DM hissələri maddənin bir fazalı, CD hissəsi isə ikifazalı halına uyğundur. Təcrübə ayrılər, anjaq birfazalı halında nəzəri ayrılərə 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 4-dən görünür ki, temperatur artdıqca doymuş buxarın təzyiqi artır və böhran temperaturunda P_b -na bərabər olur. Şəkildə qırıq-qırıq xətlərlə göstərilən hissə ikifazalı hala uyğundur. Böhran



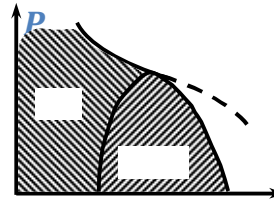
temperaturundan yüksək temperaturda istənilən təzyiq altında maddə birfazlı olur. İstənilən qazı mayeləşdirmək üçün əvvəlcə bu qazı böhran temperaturuna qədər soyutmaq və sonra sıxmaq lazımdır.

Şəkil 4-dən görünür ki, temperatur artdıqca, doymuş buxarın təzyiqi artır və böhran qiymətinə çatır.

Şəkil 5-də gümbəz şəkilli əyri diaqramı üç hissəyə bölür.



Şəkil 4



Şəkil 5

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-jı faza keçidlərində istilik tutumu sıçrayışla dəyişir. İndi də böhran kəmiyyətlərini təyin edək. Bir mol qaz üçün Van-der-Vaals tənliyi

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT \quad (6)$$

şəklində yazılır. Bu tənliyi V –həjmə görə həll etsək

$$V^3 + \left(\frac{RT}{P} + b\right)V^2 - \frac{a}{P}V - \frac{ab}{P} = 0 \quad (7)$$

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

$$(V - V_1)(V - V_2)(V - V_3) = 0 \quad (8)$$

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

$$(V - V_b)^3 = 0 \quad (9)$$

və ya

$$V^3 - 3V_b V^2 + 3V_b^2 V - V_b^3 = 0 \quad (10)$$

şəklində olar.

(7) düsturunu böhran parametirləri üçün yazaq:

$$V^3 - \left(\frac{RT_b}{P_b} + b\right)V^2 + \frac{a}{P_b}V - \frac{ab}{P_b} = 0 \quad (11)$$

(10) və (11)- tənliklərin eyni bir halı xarakterizə etdiklərindən eyniyyət təşkil etməlidirlər. Onda bu tənliklərdə uyğun əmsallar bərabər olmalıdır. Deməli,

$$\left. \begin{aligned} 3V_6 &= \frac{RT_6}{P_6} + b \\ 3V_6^2 &= \frac{a}{P_6} \\ V_6^3 &= \frac{ab}{P_6} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Bu tənlikləri birlikdə həll etsək,

$$V_6 = 3b; \quad P_6 = \frac{a}{27b^2}; \quad T_6 = \frac{ab}{27bR} \quad (13)$$

Beləliklə, $V_b = 3b$, P_b və T_σ kəmiyyətləri isə bilavasitə Van-der-Vaalsın a və b düzəlişləri ilə ifadə olunur.

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

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

Bir mol ideal qazın daxili enerjisi :

$$U = \frac{i}{2} RT = C_V T \quad (14)$$

Real qazın molekulları arasında qarşılıqlı tə'sir qüvvəsi olduğundan əlavə olaraq potensial enerjiyə də malikdir. Yəni real qazın daxili enerjisi potensial və kinetik enerjilərin jəminə bərabər olur.

$$U_{\text{pear}} = U_k + U_p \quad (15)$$

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

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

$$dA = P_1 dV = \frac{a}{V^2} dV \quad (16)$$

şəklində yazılır. Bu iş qazın potensial enerjisinin dəyişməsinə bərabərdir.

$$dA = dU_p = \frac{a}{V^2} dV \quad (17)$$

Bu ifadəni integrallasaq

$$U_p = \int \frac{a}{V^2} dV = -a \frac{1}{V} + C = -\frac{a}{V} + C \quad (18)$$

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

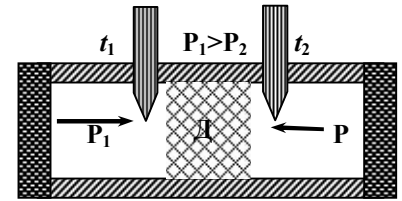
U_k və U_p qiymətlərini (15)-də nəzərə alsaq,

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

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

Real qazın daxili enerjisinin onun həjmindən asılı olmasını təcrübədə müşahidə edən Joule və Tomson olmuşdur. Təcrübənin mahiyyəti aşağıdakı kimidir.

Hər tərəfdən istiliyi pis keçirən maddə ilə örtülmüş V borusunun içərsində, borunu iki hissəyə ayıran A tıxajı var. Bu tıxaj məsaməlidir. Məsaməli tıxajda borunun bir tərəfindən digər tərəfə keçən qaz, adiabatik genişlənir. O, xaricə istilik mübadiləsində olmur. Bu zaman tıxajın hər iki tərəfində qoyulmuş t_1 və t_2 termometrlərin genişlənən qazın temperaturunun dəyişdiyini göstərir (şəkil 6).



Şəkil.6

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

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

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

$$U_1 + A_1 = U_2 + A_2$$

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 həjmlı qazı tıxajın 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 (19)-də nəzər salaq:

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

və ya

$$\Delta U = U_2 - U_1 = P_1 V_1 - P_2 V_2 \quad (20)$$

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

Bunun üçün bə'zi ideallaşdırılmış hallara baxaq.

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

$$\Delta U = P_1 V_1 - P_2 V_2 = (P_1 - P_2)b + (T_1 - T_2)R \quad (21)$$

şəklində yazıla bilər. Burada $P_1 > P_2$ olduğundan $\Delta U > 0$ olacaqdır. Yə'ni qazın daxili enerjisi artır və ona görə də qazın temperaturu artır. Deməli, qaz molekulları arasında ilişmə qüvvəsi olmadıqda, məsələli tıxajdan keçərək genişlənən qaz qızmalır.

b) İndi də fərz edək ki, müşahidə apardığımız qazın molekulları arasında müəyyən ilişmə qüvvələri var, lakin molekulların ölçüləri çox kiçik olduğundan onun məxsusi həjmi 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

$$\Delta U = RT - \frac{a}{V_1} - RT + \frac{a}{V_2} = a\left(\frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_1}\right) \quad (22)$$

qədər dəyişmiş olar. $V_2 > V_1$ olduğundan $\Delta U < 0$ olar, bu da qazın daxili enerjisinin azalması deməkdir. Yə'ni məsələli tıxajdan keçən qaz soyuyur. Real qazlar üçün ilişmə qüvvəsi və molekulların həjmi nəzərə alındığı üçün bu soyuma və qızma yanaşı gedir.

Joul və Tosmon genişlənən qazın temperaturunun düşməsi üçün $T_1 - T_2 = \alpha(P_1 - P_2)\left(\frac{273}{T_1}\right)^2$ şəklində düstur vermişlər. Burada α -qazın növündən asılı kəmiyyətdir.

Dyuar və Linda, qazları soyutmaq üçün Joul-Tomson effektindən istifadə etmişlər

ƏDƏBİYYAT

1. Y.S. Feyziyev, R.M. Rzayev. Ümumi fizika kursu. Bakı. 2001
2. M.H. Ramazanzadə. Fizika kursu. Bakı. «Maarif». 1987.
3. N.Ş.Məmmədzadə. Fizika. Bakı. «Maarif». 1996.
4. İ.V.Savelğev. Kurs obhey fiziki. T. I, II, III. M.: Nauka. 1986.
5. T.İ.Trofimova. Kurs fiziki. M.: Vıssəə škola. 2003.
6. E.V.Şpolğskiy. Atomnaə fizika. T. I, II. M.: Nauka. 1990.

12.1 Mayelərin quruluşu

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

Maye halının nəzəriyyəsinin işlənilməsində Y.İ.Frenkelin rolu böyükdür.

Frenkelə görə relaksasiya müddəti (τ)

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{\Delta\varepsilon}{kT}} \quad (14.1)$$

şəklində ifadə olunur. Burada, τ – relaksasiya müddəti, τ_0 - molekulun tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqsi hərəkəti periodunun orta qiyməti, k – Bolsman sabiti, T -mütləq temperatur, $\Delta\varepsilon$ -molekulun aktivləşmə enerjisidir. τ -nu bilməklə, molekulun maye daxilindəki sürətini təyin etmək olar.

$\vec{v} = \frac{\vec{r}}{\tau}$ olduğunu (14.1) düsturunda nəzərə alsaq,

$$\vec{v} = \frac{\vec{r}}{\tau_0} \cdot e^{\frac{\Delta\varepsilon}{kT}} \quad (14.2)$$

olar.

Qazlarda olduğu kimi, mayelərdə də köçürmə hadisələri baş verir.

Mayelərdə diffuziya əmsalı qazlardakına oxşayır,

$$D = \frac{1}{6} v \cdot r \quad (14.3)$$

və ya (14.2) düsturunu (14.3) –də nəzərə alsaq,

$$D = \frac{1}{6} \left(\frac{r}{\tau_0} \right)^2 \cdot e^{\frac{\Delta\varepsilon}{kT}} \quad (14.4)$$

olar.

Mayelərdə daxili sürtünmə əmsalının temperaturdan asılılığı

$$\eta = A e^{\frac{\Delta\varepsilon}{kT}} \quad (14.5)$$

şəklində ifadə olunur. Neft və neft məhsullarının istilik keçirməsi üçün belə düsturdan istifadə etmək olar:

$$\lambda = B \cdot \frac{\rho}{\mu} \quad (14.6)$$

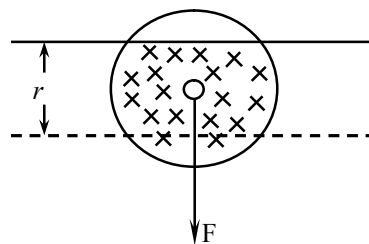
Burada, ρ – mayenin sıxlığı, μ -molekulun çəkisi, V -mayenin növündən asılı sabitdir. Neft üçün $V=0,1$ -dir.

§14.2. Mayələrin sərbəst səthi

Maddənin maye halı üçün axıcılıq, sıxılmamazlıq və sərbəst səthə malik olma xarakterikdir. Mayelərdə molekular arasındakı orta məsafə, qaz molekulaları arasındakı orta məsafəyə nisbətən, nəzərə alınacaq dərəcədə azdır. Ona görə də molekular 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 göstərə 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 ilə üst-üstə düşən, molekul-yar 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 (şək.14.1).

Maye buxarının sıxlığı mayenin sıxlığından bir neçə dəfə az olduğundan, maye səthindən kənarda qalan hissəsindəki molekulların sayı, altıda qalan hissəsindəkindən az maye səthindəki hər bir molekul, yönəlmiş qüvvə təsir edir. Bu maye layından xarici maye layına istiqamətdə artır. Deməli, səth daxilində doğru təzyiqi **molekulyar təzyiq** adlanır.



Şəkil 14.1

molekulyar təsir sferası sferanın maye səthindən olar. Nəticədə *r* qalınlıqlı mayenin daxilində qüvvənin qiyməti daxili doğru yönəlmiş təbəsinin mayenin yaranacaqdır. Bu təzyiq Molekulun maye

dərinliyindən səth layına keçidi, 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, gərilməmiş 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.

§ 14.3. Buxarlanma, kondensasiya və qaynama

Yuxarıda qeyd etdik ki, mayələr sərbəst səthə malik olurlar. Əlverişli şərait olduqda mayeni təşkil edən atom və molekullar onun sərbəst səthini tərk edərək həmin səth üzərində buxar əmələ gətirilər. **Bu proses buxarlanma adlanır**. Buxarlanmanın baş verməsi üçün mayeni təşkil edən atom və molekulların kinetik enerjisi həmin hissəcikləri sətdən qoparmaq üçün lazım olan enerjiden böyük olmalıdır.

Buxarlanma sərbəst olduqda mayenin sərbəst səthini tərk edən atom və molekullar bütün istiqamətlərdə hərəkət edir. Bu zaman mayenin sərbəst səthi üzərində yaranan buxar **doymamış buxar** olur. Lakin elə hal ola bilər ki (maye kip qapalı qabda olduqda), vahid zamanda mayenin

sərbəst səthini tərk edən atom və molekulların sayı, həmin vaxtda mayenin sərbəst səthinə qayıdan atom və molekulların sayına bərabər olar. Bu hala *dinamik tarazlıq halı* deyilir.

Dinamik tarazlıq olduqda buxar doymuş, dinamik tarazlıq olmadıqda isə buxar doymamış olur.

Buxardan mayeyə keçən molekulların sayı əks istiqamətdə keçən molekulların sayından çox olduqda buxar ifrat doymuş buxar adlanır.

Yuxarıda qeyd etdik ki, molekulların buxar fazasından maye fazasına keçidi də baş verə bilər. Bu proses isə *kondensasiya* adlanır.

Mayenin temperaturunu artırırdıqda, temperaturun elə bir qiyməti olur ki, bu halda maye hissəciklərinin nəinki sərbəst səthdən, həm də mayenin bütün səthindən buxarlanması baş verir. *Maye molekulları içərisində doymuş buxar olan qabarcıqlar şəklində mayenin sərbəst səthinə qalxaraq onu tərk etməsi hadisəsinə qaynama deyilir. Bu prosesin baş verdiyi temperatur isə qaynama temperaturu adlanır.*

Qaynama sabit təzyiqdə baş verdikdə qaynama temperaturu dəyişmir. Buna səbəb qaynama temperaturunda mayenin aldığı bütün istiliyin onun buxar fazasına keçməsi üçün lazım olan işə sərf olunmasıdır. Həmin bu istilik qaynama temperaturunda mayenin xüsusi buxarlanma istiliyidir:

Xüsusi buxarlanma istiliyi mayenin vahid kütləsini tamamilə buxara çevirmək üçün lazım olan istiliyə deyilir. Xüsusi buxarlanma istiliyi sabit kəmiyyət olmayıb mayenin temperaturu artdıqca azalır və böhran halında sıfıra bərabər olur.

§14.4. 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 görülən 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 çəkilməmişdir (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

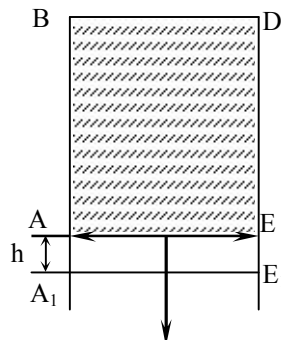
$$\Delta A = Fh \quad (14.8)$$

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 çərçivədə iki tərəfə malikdir), yəni əlsə ki, maye pərdəsi azalması

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

olar.

Maye səthinin sərbəst qiymətcə molekulyar qüvvələrin işinə



Şəkil 14.2

enerjisinin dəyişməsi ədədi bərabər olduğundan,

(14.8) düsturundan alarıq:

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

Bu bərabərliyin (14.8) ilə müqayisəsindən alarıq:

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

Buradan isə

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

Alarıq. 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*.

§14.5. 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 çöklüklüyü) 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

14.3, b). Axırncı halda səth çalışarkən, mayeni gərir. təzyiqin qiyməti məlumdur əmsalının və səth əyriliyinin sferik maye səthinə düşən Bu məqsədlə sferik maye müstəvisi üzrə fikrən iki 14.4). Səthi gərilmə



Şəkil 14.3

təzyiq mənfi olur (şəkil 14.3, b). Bu zaman yaranan əlavə təzyiqi hesablayaq. diametr yarım kürəyə ayıraq (şəkil 14.4). hesabına hər iki

yarım kürə bir-birlərini bərabər qüvvə ilə qarşılıqlı olaraq cəzb edəcəklər:

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

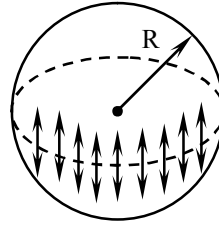
Bu qüvvə hər iki yarımkürəni $S=\pi R^2$ səthi

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.

Sferik səthin əyriliyi hər bir nöqtədə ilə təyin edilir. Məlumdur ki, R kiçik bir o qədər böyük olar.



Şəkil 14.4

eynidir və sferanın radiusu olduqca, sferik səthin əyriliyi

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.

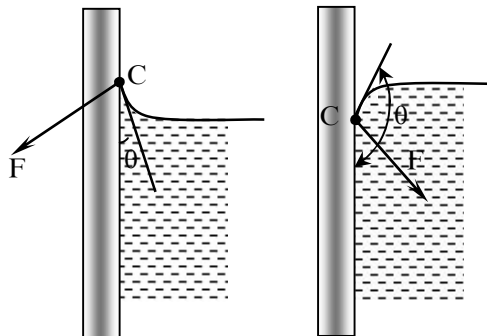
§14.6. Bərk cisimlə maye sərhəddində baş verən hadisələr. İslatma

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.

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

Məsələn, şüşəyə və platinə nəzərən su isladan, parafinə nəzərən isə islatmayan mayedir. Səth molekulları bərk cismin da onlar mayenin aşağı maye üzərindəki su buşılıqlı təsirdə olurlar.

Bərk cisim səthi qabın divarı yaxın- (şəkil 14.5 a,b). Qabda forma **menisk** (hilal)



Şəkil 14.5

təbəqəsində olan maye səthindən uzaqda olduqlarının molekulları və xarici molekulları ilə qar-

yaxınlığında, məsələn, lığında maye səthi əyilir maye səthinin aldığı 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 molekulları mayenin başqa molekulları ilə yanaşı, həmçinin qabın divarının molekulları ilə də qarşılıqlı təsirdə olurlar. İndi isə maye molekulunun qabın divarı yaxınlığındakı C nöqtəsində olduğunu fərz edək. Əgər maye molekulları arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsi qabın divarının molekulları ilə maye molekulları arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsinə nisbətən az olarsa, onda sabit $\vec{F}$ qüvvəsi qabın divarına doğru, əks halda isə mayenin daxilinə 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 islatmamanın) 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.

§14.7. 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 diametrli 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 sütununun h hündürlüyünü yaradaraq ilə tarazlaşır:

$$\rho gh = \frac{2\alpha}{R} \quad (14.13)$$

(14.3) düsturunda α -maye-qaz gərilmə, R -meniskin əyrilik radiusudur. əyrilik radiusu R -i kənar bucağı- θ və r ilə ifadə etmək olar. Şəkil 14.6 - dan

$$R = r / \cos \theta$$

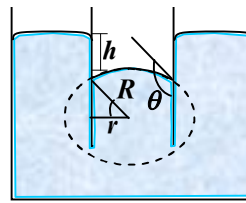
olar. Bu ifadəni (14.13) -də nəzərə alsaq həll etsək, aşağıdakı yekun düsturu alırıq:

$$h = \frac{2\alpha \cos \theta}{\rho gr} \quad (14.14)$$

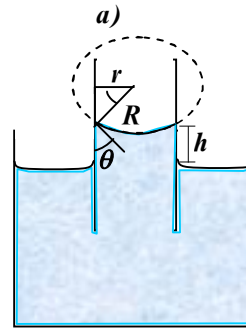
Göründüyü kimi, $\theta < \pi/2$ ($\cos \theta > 0$) olduqda, düsturda h müsbət olur, yəni maye kapillyar boyunca qalxır, $\theta > \pi/2$ ($\cos \theta < 0$) olduqda isə, düsturda h mənfi olur, yəni maye kapillyar boyunca enir. Maye tam isladan olduqda, yəni $\theta = 0$ mayenin kapillyar boruda qalxma hündürlüyü aşağıdakı kimi olar:

$$h = \frac{2\alpha}{\rho gr} \quad (14.15)$$

Deməli, *kapillyar boruda qalxan mayenin hündürlüyü borunun radiusu ilə tərs mütənəsibdir. Bu qanun, Juren qanunu adlanır.*



əlavə təzyiq maye onun hidrostatik təzyiqi



sərhəddindəki səthi Qeyd edək ki, meniskin kapillyar borunun radiusu göründüyü kimi

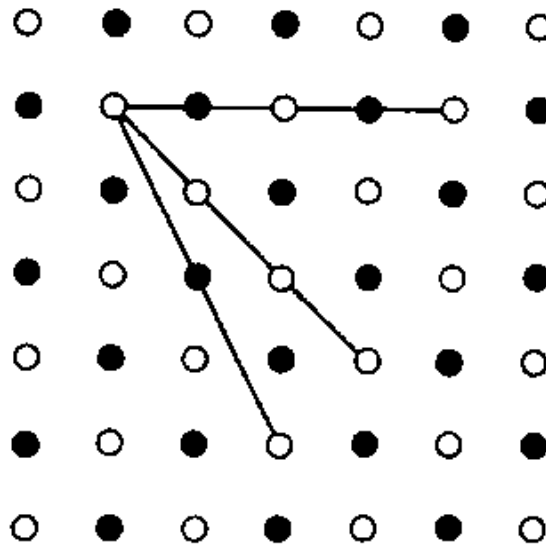
Şəkil 14.6

və alınan düsturu h -a görə

13.KRİSTAL CİSİMLƏR

Bərk cisimlər (kristallar) molekullarası qarşılıqlı təsirin maye molekulları arasındakına qarşılıqlı təsirə nisbətən böyük olması ilə xarakterizə olunurlar. Ona görə də bərk cisimlər nəinki öz həcmələrini, həm də öz formalarını saxlayırlar. Rentgen-struktur analizinin göstərdiyi kimi kristallar düzgün həndəsi formaya malikdirlər ki, bu da kristal əmələ gətirən hissəciklərin (atom, molekul və ionların) nizamlı düzülüşünün nəticəsidir. Hissəciklərin düzülüş qanunauyğunluğunun periodik olaraq təkrarlanması kristal qəfəsi əmələ gətirir. Kristal qəfəsin düyünləri dedikdə, qəfəsi əmələ gətirən hissəciklərin ətrafında rəqs etdikləri nöqtələr nəzərdə tutulur.

Kristal cisimləri iki qrupa bölmək olar: monokristallar və polikristallar. Monokristallar elə bərk cisimlərə deyilir ki, onun hissəcikləri vahid kristal qəfəs əmələ gətirsinlər. Polikristallar isə çoxlu sayda müxtəlif cür səpələnmiş kiçik kristal dənələrindən təşkil olunmuş bərk cisimlərə deyilir. Monokristalların əsas xarakterik xüsusiyyətləri onların anizotropluğu (Şəkil 1). Yəni onların fiziki xassələri - elastiki, mexaniki, istilik, elektrik, maqnit və s. xassələri seçilmiş istiqamətdən asılıdır. Monokristalların anizotropluğu onunla izah olunur ki, kristal qəfəsdə hissəciklərin müxtəlif istiqamətlərdə sıxlığı müxtəlifdir. Bu isə fiziki xassələrin həmin istiqamətdə müxtəlif olmasına səbəb olur.



Şəkil 1

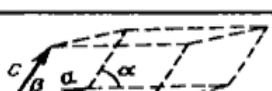
Polikristallarda isə anizotropluq yalnız kiçik, ayrılıqda götürülmüş kristal dənələrindən müşahidə olunur. Onların müxtəlif cür düzülməsi isə polikristalın xassələrinin bütün istiqamətlərdə təqribən eyni olmasına səbəb olur.

Kristalları siniflərə ayırmq üçün iki əlamətdən istifadə olunur:

1. Kristalloqrafik
2. Fiziki

Burada əhəmiyyəti olan amillər - hissəciklərin düzülüşündəki fəza periodikliyi və kristal qəfəsin düyünlərində yerləşən hissəciklərin növü və aralarındakı qarşılıqlı təsir qüvvələrinin xarakteridir.

Таблица 3

Кристалло- графическая система	Характеристика элементарной ячейки	Форма элементарной ячейки
Трикли- нная	$a \neq b \neq c,$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma$	

1) Kristal qəfəs müxtəlif növ simmetriyaya malik ola bilər. Müxtəlif fəza qəfəsləri üç müxtəlif istiqamətlərdə təkrarlanan eyni cür struktur elementindən - elementar yuvalardan təşkil olunmuşdur. Elementar yuva paralelopiped şəklində olub, α , β , γ bucaqları altında birləşən a , b , c üzlərindən ibarətdir. Kristal qəfəsin 14 növü vardır ki, onlar da yeddi kristalloqrafik sistem və ya sinqoniyaya ayrılır.

Sadə sinqoniya – kubik olub: $a=b=c$; $\alpha=\beta=\gamma$, mürəkkəb isə triklindir: $a\neq b\neq c$; $\alpha\neq\beta\neq\gamma$. a , b , c və α , β , γ - elementar yuvanın parametrləri olub, onu təyin edir.

2) Kristal qəfəsin düyünlərində yerləşən zərrəciklərin növündən və onlar arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələrinin xarakterindən asılı olaraq kristallar 4 növə ayrılır: *ion, atom, metallik və molekulyar*.

İon kristallar: İon kristallarda kristal qəfəsin düyünlərində növbə ilə əks işarəli ionlar (NaCl, KBr, MgO, CaO və s.) yerləşir. Onlar arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələri elektrostatik (Kulon) təbiətli qüvvələrdir. Müxtəlif işarəli ionlar arasında kulon qüvvələrinin yaratdıqları əlaqə ion əlaqəsi adlanır.

Atom kristallar: Kristal qəfəsin düyünlərində neytral atomlar yerləşir. Atomlar arasındakı əlaqə kovalent əlaqə adlanır. Buna misal olaraq almaz, qrafit və s. göstərmək olar. Kristal qəfəsin düyünlərində müsbət yüklü metal ionları yerləşir ki, onlara arasında qaz molekulları kimi «sərbəst» elektronlar hərəkət edirlər. Bu isə metalların elektrikkeçiriciliyini təmin edir. Məs. Na, Li, Cu, Ag, Au və s.

Molekulyar kristallar: Kristal qəfəsin düyünlərində maddənin neytral molekulları yerləşir. Onlar arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələrinin yaranmasına səbəb atomların elektron buludlarında elektronların bir qədər sürüşməsi nəticəsində baş verir. Bu qüvvələrə Van- der- Vaals qüvvələri deyilir.

Buna misal olaraq Br₂, J₂ və s. göstərmək olar.

BƏRK CİSİMLƏRİN İSTİLİK TUTUMU

Bərk cisimlər düzgün kristal qəfəsə malikdirlər və həmin qəfəsin düyünlərində yerləşən hissəciklərə (atom, molekul və ionlara) öz tarazlıq vəziyyətləri ətrafında üç qarşılıqlı perpendikulyar istiqamətdə rəqs edən maddi nöqtələr kimi baxmaq olar. Beləliklə, hər bir hissəcik üç sərbəstlik dərəcəsinə malik olur ki, onun da hər birinin enerjisi kT -ya bərabərdir.

Bir mol bərk cismin daxili enerjisi

$$U_m = 3RT$$

Bərk cismin molyar istilik tutumu

$$C_V = \frac{dU_m}{dT} = 3R \approx 25 \frac{C}{mol \cdot K}$$

yəni, kristal halda olan kimyəvi bəsit maddələrin molyar (atomar) istilik tutumu $3R$ olub, temperaturdan asılı deyildir. Bu qanun Dyulong-Pti qanunu adlanır.

Əgər bərk cisim kimyəvi birləşmə şəklində olarsa (məs. NaCl), onda bir molda olan hissəciklərin sayı $n \cdot N_A$ olacaq. Burada n - bir molekulda olan atomların sayıdır. Onda bərk kimyəvi birləşmələrin molyar istilik tutumu

$$C_V = 3Rn \approx 25n \frac{C}{K \cdot mol}$$

olar. Yəni kimyəvi birləşmənin molyar istilik tutumu bu birləşməni əmələ gətirən atomların istilik tutumlarının cəminə bərabərdir.

BUXARLANMA, SUBLİMASİYA, ƏRİMƏ VƏ KRİSTALLAŞMA.

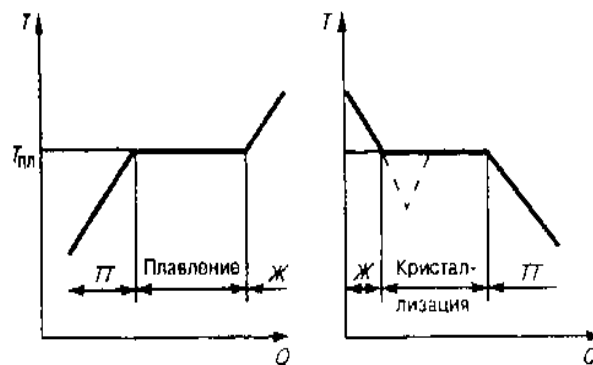
AMORF CİSİMLƏR

Mayelərdə olduğu kimi bərk cisimlərdə də elə molekullar olur ki, onların malik olduqları enerji imkan verir ki, həmin molekullar digər molekulların cazibə qüvvəsinə üstün gələrək maye və ya bərk cismin səthindən qoparaq fəzada yayıla

bilsinlər. Bu proses mayelər üçün buxarlanma, bərk cisimlər üçün sublimasiya prosesi adlanır.

Mayelərdə buxarlanma istənilən temperaturda gedə bilər və temperaturun artması ilə buxarlanmanın intensivliyi də artır. Buxarlanma ilə yanaşı olaraq, mayeni tərk etmiş molekulların mayeyə qayıtması prosesi də baş verir ki, buna da kondensasiya deyilir. Əgər vahid zamanda mayeni tərk edən molekulların sayı, buxar halından mayeyə qayıdan molekulların sayına bərabər olarsa, bu hala buxarlanma və kondensasiya prosesləri arasında dinamik tarazlıq deyilir. Öz mayesi ilə dinamik tarazlıq halında olan buxara doymuş buxar deyilir.

Əksər bərk maddələrdə adi temperaturlarda sublimasiya prosesi çox zəif gedir və bu səbəbdən də bərk cismin səthi üzərində buxarın sıxlığı az olur. Temperatur artdıqda sıxlıq artır. Naftalin, kamfora kimi bərk maddələrin sublimasiyası prosesi çox intensiv gedir. Xüsusilə, vakuumda sublimasiyanın intensivliyi daha böyük olur ki, bundan da güzgülərin hazırlanmasında istifadə olunur. Bundan başqa, şaxtalı havada donmuş yaş paltarın quruması hadisəsi buzun sublimasiyasına misal ola bilər.



Şəkil2.

Əgər bərk cismi qızdırsaq (Şəkil2), onda, onun daxili enerjisi artır. Bu halda daxili enerji kristal qəfəsin düyünlərində yerləşmiş hissəciklərin qarşılıqlı təsirlərinin potensial və rəqsi hərəkətlərin kinetik enerjiləri cəmindən ibarət olacaq. Temperaturun artması ilə rəqslərin amplitudları o vaxtadək artır ki,

kristal qəfəs dağılır və bərk cisim əriməyə başlayır. Ərimə temperaturunda maddəni bərk haldan maye hala keçməsi prosesi baş verir. Bu zaman maddə tam əriyib maye hala keçənə qədər temperatur sabit qalır. Ərimə prosesi qurtardıqdan sonra temperatur yenidən artmağa başlayır.

Bərk cismi ərimə temperaturuna qədər qızdırdıqda həmin maddə yalnız o zaman əriməyə başlayır ki, verilən enerji kristal qəfəsin dağılması üçün lazım olan enerjiyə bərabər olsun. Ona görə də ərimə temperaturu bu proses zamanı $T_{\text{ər}} = \text{const}$ olur. Ərimə prosesi qurtardıqdan sonra verilən istilik yenidən hissəciklərin enerjilərinin artmasına səbəb olur və nəticədə maddənin temperaturu yenidən artmağa başlayır. Maddənin 1 kq əriməsinə sərf olunan istilik miqdarına xüsusi ərimə istiliyi deyilir.

Əgər əridilmiş maddəni soyutsaq, proses əks istiqamətdə gedəcək, yəni maddə tam bərkiyəndək temperatur sabit qalacaq. Kristallaşma tam başa çatdıqdan sonra onun temperaturu aşağı düşməyə başlayacaq.

Kristallaşma zamanı hər hansı kristallaşma mərkəzi (məs. toz dənəsi) olmalıdır. Kristallaşma mərkəzi olmadıqda, həmin maddə bərkimə temperaturundan aşağı temperaturlara qədər soyumasına baxmayaraq, maye halında qalır.

Elektrik yüklərinin qarşılıqlı təsiri. Ölçü vahidləri. Elektrik sahəsi. Elektrik sahəsinin potensialı və intensivliyi. İnduksiya seli. Qauss teoremi.

14. Elektrik yükü və onun saxlanması qanunu

Elektrikləşmə maddənin xüsusi halıdır. Sürtünmə nəticəsində jisimlərin elektrikləşməsi qədimdən məlum olsa da elektrik haqqında təlimin əsası keçən əsrin əvvəllərində qoyulmuşdur. O dövrdən keçən vaxt ərzində bu təlim çox sürətlə inkişaf etmiş və müasir sivilizasiyanın atributlarından birinə çevrilmişdir.

Təbiətdə elektrikle 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. Şerti olaraq onları müsbət və mənfi yüklər adlandırırlar. Təcrübədən mə'lumdur ki, eyni adlı yüklər bir-birini itələyir, əks işarəli yüklər isə biri-birini cəzb edirlər. Əks işarəli yüklərin mövjud olmasının səbəbi mə'lum deyilsə də bir şey aydındır ki, Kainat müsbət və mənfi elektirik yüklərinin tarazlığı sayəsində mövjudur.

Elektrik yükünün ikinci fundamental xassəsi onun kvantlanması və ya diskret quruluşa malik olmasıdır. Mə'lum 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: $q = \pm ne$

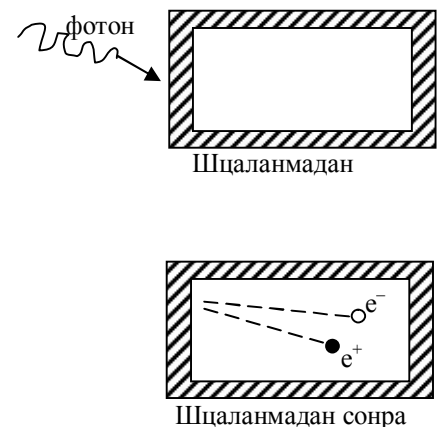
Burada $n = 1, 2, 3, \dots$ tam qiymətlər qəbul edir. Buna yükün diskretliyi və ya kvantlanması deyilir. Yükün diskretliyi ilk dəfə Milligen təcrübələrində təsdiq olunub.

Qeyd etmək lazımdır ki, təbiətdə bu vaxta qədər kəşf olunmuş elementar hissəciklərin hamısının yükü ədədi qiymətə 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 mə'lum 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 miqdarja böyük olduğu üçün onun diskretliyini müşahidə etmək çətindir. Odur ki, bir çox hallarda elektrik yükünün paylanmış 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 üçünjü fundamental xassəsi onun saxlanmasıdır. Kainat yaranandan ondakı müsbət və mənfi yüklərin miqdarı eyni olub. Bütövlükdə Kainat və ondakı hər bir jisim, kənar tə'sirlər yoxdursa, elektrik baxımından neytraldır. Odur ki, yalnız bir işarəli yük almaq mümkün deyil. Əgər bir jisim müsbət yüklənibsə, deməli, başqa bir jisim 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 simmetrik xassəsinin təzahürlərindən biridir.

Fərz edək ki, izolə olunmuş qabdakı fəzada havadan asılı vəziyyətdə



Шякил 1

müxtəlif tozjuqlar var (şəkil 1). Kənardan qaba yüklü hissəjik daxil ola bilməz və qabdan kənara çıxa bilməz. Qabdakı fəzanı rentgen şüaları ilə şüalandıranda tozjuqlar elektornlarını itirərək müsbət yüklənəjək. Yaranmış müsbət və mənfi yüklərin miqdarı eyni olajaq. Elə ki, şüalanmanın tə'siri kəsilir, elektronlar tozjuqlara qonaraq onların yükünü neytralaşdırır. Qab əvvəldən neytral idisə, şüalanma kəsildikdən sonra da bu halda qalır, elektrik yükü var idisə, onun miqdarı dəyişməz qalır.

Beləlikə, *qapalı (izolə, təjrid olunmuş) sistemdəki elektrik yükünün miqdarı sabit kəmiyyətdir*. Xüsusi halda əks işarəli yüklərin miqdarı bərabədirsə, sistem elektrik baxımından neytral olur. Buradan elektrik yükünün additivliyi bir nətiyə kimi alınır. Yə'ni *ixtiyari sistemin tam yükü ona tə'sir edən hissəjiklərin yükləri jəminə bərabərdir*. Məsələn, ionun yükü onun nüvəsi ilə elektronların yükləri jəmindən 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 sür'ətindən asılı olsaydı, atomda nüvəyə nəzərən çox böyük sür'ətlə hərəkət edən elektronların yükü dəyişərdi və atom özbaşına neytrallığını itirərdi. Çox dəqiq təjribələr göstərir ki, müxtəlif atomlar elektrik yükü baxımından neytraldır. Həmişə *jisim daxilində olan elektrik yüklərinin jəmi sabit qalır*. Bu elektrik yüklərinin saxlanması qanunu adlanır.

Bu qanun riyazi olaraq: $Q = \sum_{i=1}^n q_i = \text{const}$ şəklində ifadə olunur.

Elektrik yüklərinin qarşılıqlı tə'siri. Kulon qanunu

Təjribə göstərir ki, elektrik yükləri bir-birinə qarşılıqlı tə'sir edirlər. Mə'lum olmuşdur ki, *eyni adlı yüklər bir–birini dəf, müxtəlif adlı yüklər isə bir–birini jəzb edirlər*.

Elektrik yükləri arasındakı qarşılıqlı tə'siri ilk dəfə kəmiyyətcə xarakterizə edən 1873–ji ildə fransız fiziki Ş.Kulon olmuşdur. Elektriklənmiş jisimlərin qarşılıqlı tə'siri 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 jismi çoxlu sayda nöqtəvi yüklərin jəmi kimi təsəvvür etmək olar.

Kulon müəyyən etmişdir ki: iki nöqtəvi yük arasındakı qarşılıqlı tə'sir qüvvəsi bu yüklərin hasili ilə düz, aralarındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənəsisib olub, bu yükləri birləşdirən düz xətt üzrə yönəlir.

Kulon qanunu:

$$F = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \quad (1)$$

şəklində yazılır. Burada q_1 və q_2 – qarşılıqlı tə'sirdə olan elektrik yükləri; r –

onlar arasındakı məsafədir. Müəyyən edilmişdir ki, yüklər arasındakı qarşılıqlı tə'sir qüvvəsi bu yüklərin yerləşdikləri mühitin xassələrindən asılıdır. Bu o deməkdir ki, (1) düsturuna daxil olan k əmsali həm ölçü sisteminin seçilməsindən və həm də mühitin xassələrindən asılıdır. Ona görə də $k = \frac{K}{\varepsilon_m}$

götürmək daha məqsədə uyğundur. Burada K –yalnız ölçü sisteminin seçilməsindən asılıdır. ε_m –kəmiyyəti yüklər arasındakı qarşılıqlı tə'sir qüvvəsinin mühitdən asılılığını xarakterizə edir və mühitin mütləq dielektrik nüfuzluğu adlanır.

Mütləq dielektrik nüfuzluğu ε_m –i

$$\varepsilon_m = \varepsilon_0 \varepsilon \quad (.2)$$

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 tə'sir qüvvəsinin bu yüklər mühitdə götürüldükdə aralarındakı qarşılıqlı tə'sir qüvvəsindən neçə dəfə böyük olduğunu göstərir.

(2) ifadəsini nəzərə alsaq, Kulon qanunu

$$F = K \frac{q_1 \cdot q_2}{\varepsilon_m r^2} \quad (3)$$

və ya

$$F = K \frac{q_1 \cdot q_2}{\varepsilon \varepsilon_0 r^2} \quad (4)$$

şəklində yazılar.

$SQSE$ –vahidlər sistemində $K = 1$ və $\varepsilon_0 = 1$ götürülür və bu sistemdə Kulon qanunu

$$F = \frac{q_1 \cdot q_2}{\varepsilon r^2} \quad (5)$$

şəklini alır.

BS –də $K = \frac{1}{4\pi}$ olduğundan, bu sistemdə Kulon qanunu

$$F = \frac{1}{4\pi} \frac{q_1 \cdot q_2}{\varepsilon \varepsilon_0 r^2} \quad (6)$$

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 dn qüvvə ilə tə'sir etsin.

BS –də yük vahidi olaraq 1Kl qəbul olunur. 1kulon (Kl) olaraq elə yük miqdarı qəbul edilir ki, bu yük 1s müddətində naqilin en kəsiyindən keçdikdə naqildən axan jərəyanın şiddəti 1A olsun.

1Kl=1A·san

1Kl=3·10⁹ $SQSE$ yük vahidi.

Elektrik sabiti ε_0 –ın qiymətini hesablayaq. Onun üçün fərz edək ki, hər biri 1Kl olan iki nöqtəvi yük boşluqda bir-birindən 1m məsafədə yerləşmişdir.

Bu yüklər arasındakı qarşılıqlı tə'sir qüvvəsi ($\epsilon=1$). SQSE-də

$$F = \frac{q^2}{r^2} = \frac{(3 \cdot 10^9 \text{ cəce yükəuuy.})^2}{(10^2)^2 \text{ cm}^2} = 9 \cdot 10^{14} \text{ dH} = 9 \cdot 10^9 \text{ H}$$

BS-də isə

$$F = \frac{l}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q^2}{r^2} = \frac{l}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Kl^2}{m^2}$$

olar. Aydındır ki, bu ifadələr bərabərdirlər. Onda

$$\frac{l}{4\pi\epsilon_0} \frac{Kl^2}{m^2} = 9 \cdot 10^9 \text{ N}$$

Buradan da

$$\epsilon_0 = \frac{l}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{Kl^2}{N \cdot m^2} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{Kl^2}{N \cdot m^2}$$

alırıq. Deməli,

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{Kl^2}{N \cdot m^2}$$

Sonralar görəyək ki, $1 \frac{Kl^2}{N \cdot m^2} = 1 \frac{\Phi}{m}$ -dir.

Boşluq üçün $\square=1$ olduğundan, boşluqda SQSE-də Kulon qanunu

$$F_0 = \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (7)$$

şəklində yazılar.

(5) və (7) ifadələrindən istifadə etməklə

$$\epsilon = \frac{F}{F_0} \quad (8)$$

olduğunu alırıq. Buradan görünür ki, $\square$ —mühitin nisbi dielektrik nüfuzluğu adsız ədəddir.

Elektrostatik sahə. İntensivlik. İntensivlik seli.

Hər bir jisim öz ətrafında jazibə 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 tə'siri onların yaratdıqları sahə vasitəsilə verilir. Elektrik sahəsi bu sahəyə gətirilmiş yükə tə'sir 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 tə'sir 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,

$$\frac{f_1}{q_1} = \frac{f_2}{q_2} = \frac{f_3}{q_3} = \dots = \frac{f_n}{q_n} = \text{const} \quad (9)$$

Ona görə də elektrik sahəsini $\frac{f}{q}$ nisbəti ilə xarakterizə etmək olar. Həmin bu $\frac{f}{q}$ nisbəti elektrik sahəsinin intensivliyi adlanır. Deməli,

$$\vec{E} = \frac{\vec{f}}{q} \quad (10)$$

Burada q –sahəyə gətirilmiş yükün miqdarı, $\vec{f}$ –sahənin yükə etdiyi tə'sir qüvvəsi; $\vec{E}$ –sahə intensivliyidir.

(10) düsturundan görünür ki, $q=+1$ olsa, $\vec{E}=\vec{f}$ olar. Deməli, elektrostatik sahənin intesivliyi bu sahəyə gətirilmiş müsbət vahid yükə sahənin etdiyi tə'sir qüvvəsinə bərabər olan kəmiyyətə deyilir.

(10) düsturundan istifadə edərək intensivliyə vahid tə'yin etmək olar.

BS-də $f=1 \text{ N}$ və $q=1 \text{ Kl}$ ilə ölçüldüyündən bu sistemdə intensivlik $E=1 \frac{H}{Kl}$ ilə ölçülür.

Fərz edək ki, q yükünün sahəsinə q_0 –yükü gətirilib. Bu yüklər arasındakı qarşılıqlı tə'sir qüvvəsi, aydındır ki, SQSE-də, boşluqda

$$F = \frac{qq_0}{r^2} \quad (11)$$

şəklində ifadə olunur. Bu ifadənin hər tərəfini q_0 -a bölək.

Onda, alarıq

$$\frac{F}{q_0} = \frac{q}{r^2} \quad (12)$$

Burada $\frac{F}{q_0}$ – sahənin müsbət vahid yükə etdiyi tə'sir

qüvvəsidir. Yə'ni sahə intensivliyidir. Ona

görə də $\frac{F}{q_0} = E$ olduğunu nəzərə alsaq

$$E = \frac{q}{r^2} \quad (13)$$

alarıq. (13) düsturu SQSE-də, boşluqda götürülmüş nöqtəvi yükün özündən r məsafədə yaratdığı sahə intensivliyinin ifadəsidir.

Bu ifadə BS-də istənilən mühit üçün

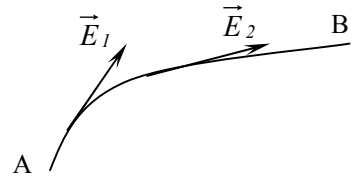
$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (14)$$

şəklində yazılar. (14) düsturunu boşluq üçün yazdıqda

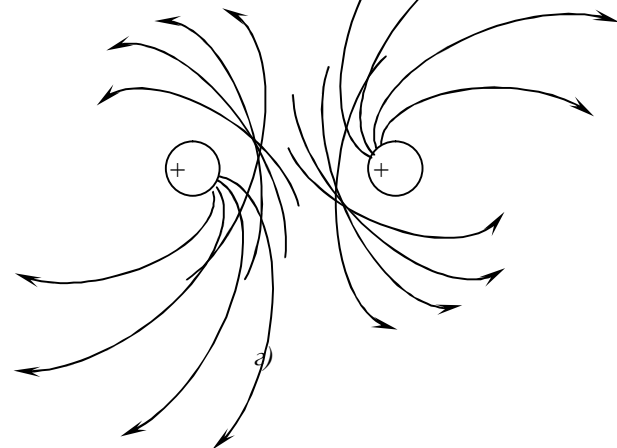
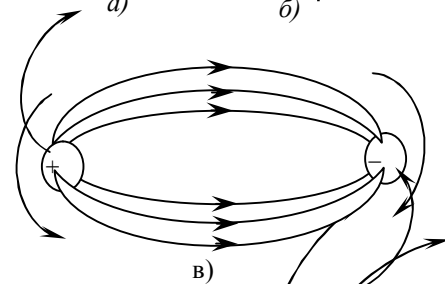
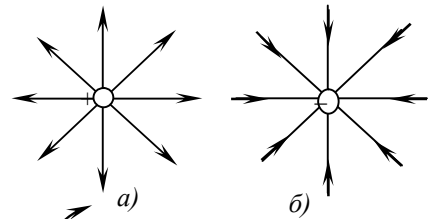
$$E_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (15)$$

alınar.

(14) və (15) düsturlarını tərəf-tərəfə böldükdə



Шякил 2



$$\varepsilon = \frac{E_0}{E} \quad (16)$$

alınar. Buradan aydın olur ki, mühitin nisbi dielektrik nüfuzluğu hər hansı yükün boşluqda yaratdığı sahə intensivliyinin həmin yükün mühitdə 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 jəminə bərabər olar. Bu elektrik sahəsinin superpozisiyası (toplanması) prinsipi adlanır. Yə'ni,

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_n = \sum_{i=1}^n E_i \quad (17)$$

Sahə intensivliyi vektor kəmiyyətdir və sahəni qüvvə jəhətdən xarakterizə edir. Bundan istifadə edərək elektrik sahəsinin intensivlik xətləri və ya qüvvə xətləri adlanan xətlər vasitəsilə qrafiki təsvir etmək olur.

İntensivlik xətti elə xəttə deyilir ki, onun hər bir nöqtəsinə çəkilən toxunan bu nöqtədə intensivlik vektorunun istiqamətini göstərsin. 2-ji 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 3 a,b). Müxtəlif adlı yüklərin intensivlik xətləri müsbət yükə başlayır, mənfi yükə qurtarır (şəkil 3 v) və ya da sonsuzluğa kimi davam edir. Eyni adlı yüklərin qüvvə xətləri heç vaxt görüşmürlər (şəkil 3, q).

Elektrik sahəsinin ədədi qiymətjə qüvvə xətlərinin sıxlığı ilə xarakterizə etmək mümkündür. İntensivlik xətlərini qüvvətli sahələrdə sıx, zəif sahələrdə isə seyrək çəkirlər. Bunu nəzərə aldıqda, sahə intensivliyi ədədi qiymətjə intensivlik xətlərinə perpendikulyar qoyulmuş vahid səthdən keçən intensivlik xətlərinin sayına bərabər olar. Yə'ni

$$E = \frac{\Delta N}{\Delta S} \quad (18)$$

Buradan

$$\Delta N = E \cdot \Delta S \quad (19)$$

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 bujağı təşkil etmiş olsa, onda intensivlik seli $\Delta N = E \Delta S \cos \alpha$ şəklində olar. 4-jü şəkildən görünür ki,

$$E \cos \alpha = E_n \quad (20)$$

Bunu nəzərə alsaq

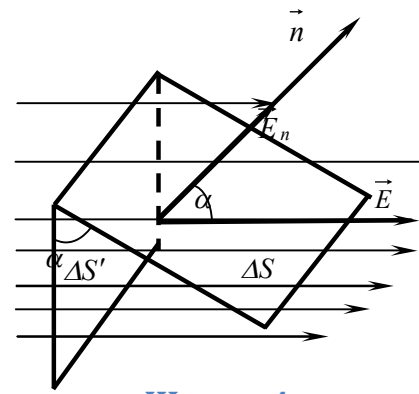
$$\Delta N = E_n \Delta S \quad (21)$$

olar. Sahə birjinsli olsa, yə'ni fəzanın istənilən yerlərində qüvvə xətləri bir-birinə paralel və sıxlıqları eyni olsa intensivlik seli

$$N = ES \quad (22)$$

şəklində yazılar.

Əgər sahə birjinsli olmasa, onu elə kiçik hissələrə ayırmaq lazımdır ki, hər



bir hissəyə birjins sahə kimi baxmaq mümkün olsun. Onda belə hissədən keçən intensivlik xətlərinin sayı

$$dN = EdS \cos \alpha = E_n dS$$

şəklində ifadə olunur. Bütün S səthindən keçən intensivlik xətlərinin sayı isə

$$N = \int_{(S)} E_n dS \quad (23)$$

olar.

Əgər səth qapalı olsa ondan keçən qüvvə xətlərinin tam sayı

$$N = \oint E_n ds \quad (24)$$

şəklində ifadə olunur.

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 birjinsli olmayanda və yüklər bu sahədə qeyri-müntəzəm paylandığında $\vec{E} = \sum \vec{E}_i$ ifadəsindəki jəmləməni integrallama 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 Gauss 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 mərkəzində $+q$ yükü yerləşir. Aydınır ki, bu yükün qüvvə xətləri sferanın səthinə normal istiqamətdə radius boyunca sferadan çıxan düz xətlərdən ibarət olacaqdır (şəkil 5).

§15.3-də göstərdik ki, belə yükədən çıxan intensivlik xətlərinin tam sayı, yə'ni sferanın səthinin əhatə etdiyi intensivlik seli

$$N = ES \quad (25)$$

olar. Burada $S = 4\pi r^2$ - sferanın tam səthidir. Digər tərəfdən (13) düsturuna görə nöqtəvi yükün boşluqda özündən r məsafədə yaratdığı sahənin intensivliyi SQSE-də

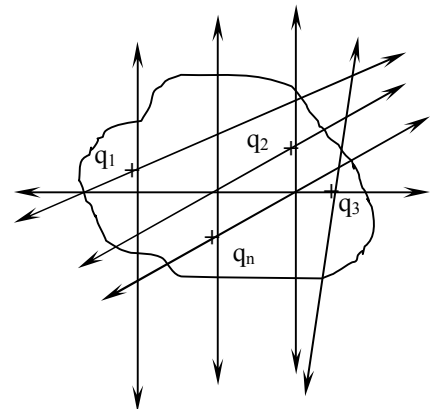
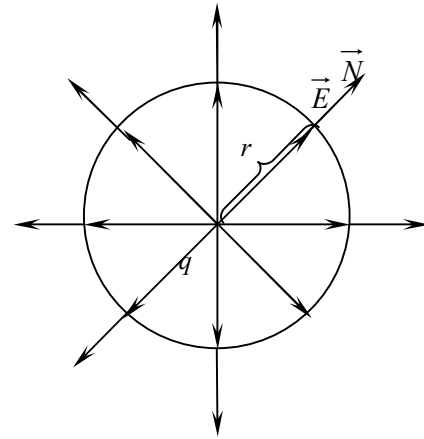
$$E = \frac{q}{r^2} \quad (26)$$

şəklində ifadə olunur. Bunları nəzərə alsaq, sferadan çıxan intensivlik xətlərinin sayı

$$N = ES = \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = 4\pi q$$

$$N = 4\pi q \quad (27)$$

olar. Buradan görünür ki, daxilində elektrik yükü olan qapalı səthdən çıxan qüvvə xətlərinin tam sayı bu



yükün miqdarı ilə 4π -nin hasilinə bərabərdir. Bu Qauss teoremi adlanır. (27) düsturuna səthin ölçüləri daxil olmadığından bu ifadə istənilən formalı qapalı səth üçün də doğrudur.

Ola bilər 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,

$$N = \begin{cases} 4\pi q, & \text{əgər yük qapalı səthin daxilində yerləşib,} \\ 0, & \text{əgər yük qapalı səthin xaricində yerləşib.} \end{cases}$$

İndi fərz edək ki, hər hansı qapalı səthin daxilində bir deyil çoxlu sayda $q_1, q_2, \dots, q_n$ yükləri yerləşmişdir (şəkil 6). Aydındır ki, bu halda qapalı səthdən çıxan intensivlik xətlərinin tam sayı hər bir yükün bu səthdən çıxan intensivlik xətlərinin jəminə bərabər olar, yə'ni

$$\begin{aligned} N &= N_1 + N_2 + \dots + N_n = 4\pi q_1 + 4\pi q_2 + \dots + 4\pi q_n = \\ &= 4\pi (q_1 + q_2 + \dots + q_n) = 4\pi \sum_{i=1}^n q_i \end{aligned}$$

alınır. Yə'ni

$$N = 4\pi \sum_{i=1}^n q_i \quad (28)$$

Deməli, daxilində çoxlu sayda elektrik yükləri olan qapalı səthdən çıxan intensivlik xətlərinin tam sayı və ya intensivlik seli 4π ilə bu səth daxilindəki yüklərin jəbri jəmi hasilinə bərabərdir. Bu Qauss teoreminin daha ümumi şəklidə ifadəsidir.

Nöqtəvi yükün özündən r -məsafədə yaratdığı sahənin intensivliyi hər hansı mühit üçün BS-də

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (29)$$

şəklində yazıldığından (27) və (28) ifadələri

$$N = \frac{q}{\epsilon_0\epsilon} \quad (30)$$

və

$$N = \frac{1}{\epsilon_0\epsilon} \cdot \sum_{i=1}^n q_i \quad (31)$$

şəklini alar.

Qauss teoreminin tətbiqləri

Qauss teoreminin tətbiqlərinə keçməzdən əvvəl bə'zi anlayışlarla tanış olaq.

a) Yükün xətti sıxlığı. Fərz edək ki, sonsuz uzun tel Δq yükü ilə yüklənib. Bu telin vahid uzunluğuna düşən yükün miqdarı, yə'ni yükün xətti sıxlığının orta qiyməti

$$\tau = \frac{\Delta q}{\Delta l} \quad (32)$$

olar. Telin verilmiş nöqtəsində yükün xətti sıxlığı isə

$$\tau = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta l} = \frac{dq}{dl} \quad (33)$$

şəklində yazılar.

Əgər yük tel boyunca bərabər paylanmış olsa yükün xətti sıxlığı

$$\tau = \frac{q}{l} \quad (34)$$

olar. (34) düsturundan görünür ki, yükün xətti sıxlığı yüklənmiş telin vahid uzunluğuna düşən yükün miqdarına bərabər olan kəmiyyətə deyilir. BS-də $\tau = l \frac{K_l}{M}$ ilə ölçülür.

b) Yükün səthi sıxlığı. Tutaq ki, hər-hansı müstəvi səth Δq yükü ilə yüklənir. Bu yükün səth sıxlığının orta qiyməti

$$\sigma = \frac{\Delta q}{\Delta S} \quad (35)$$

şəklində ifadə olunur.

Verilmiş nöqtədə yükün səth sıxlığı isə

$$\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS} \quad (36)$$

olar.

Əgər yük səthdə bərabər paylanmış olsa, yükün səth sıxlığı

$$\sigma = \frac{q}{S} \quad (37)$$

şəklində yazılar. Yükün səthi sıxlığı vahid səthə düşən yükün miqdarına bərabər olan kəmiyyətə deyilir. (37) düsturundan görünür ki, BS-də $\sigma = l \frac{K_l}{m^2}$ ilə ölçülür.

v) Yükün həjmi sıxlığı. Fərz edək ki, hər hansı ΔV həjmi Δq yükü ilə yüklənib. Bu halda yükün həjmi sıxlığının orta qiyməti

$$\rho = \frac{\Delta q}{\Delta V} \quad (38)$$

şəklində yazılar.

Verilmiş nöqtədə yükün həjmi sıxlığı isə

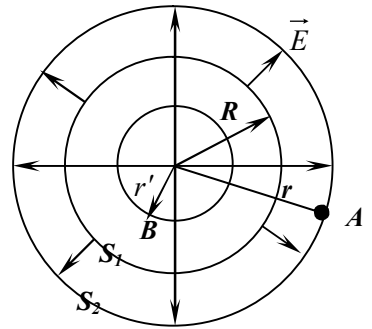
$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV} \quad (39)$$

olar. Əgər yük həjmdə bərabər paylanmış olsa yükün həjmi sıxlığı

$$\rho = \frac{q}{V} \quad (40)$$

şəklində ifadə olunur. Yükün həjmi sıxlığı vahid həjmə düşən yükün miqdarına bərabər olan kəmiyyətə deyilir.

(40) ifadəsindən görünür ki, BS-də $\rho = \frac{K_l}{m^3}$ ilə ölçülür.



İndi Qauss teoreminin bə'zi tətbiqləri ilə tanış olaq.

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 7).

Mə'lumdur 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

$$E = \frac{q}{r^2} \quad (41)$$

olduğu alınar.

(41) ifadəsi BS -də mühitdə

$$E = \frac{l}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (42)$$

şəklində yazılar.

(41) və (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

$$E = \frac{q}{\epsilon R^2} \quad (43)$$

BS -də isə,

$$E = \frac{l}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{R^2} \quad (44)$$

şəklində ifadə olunar.

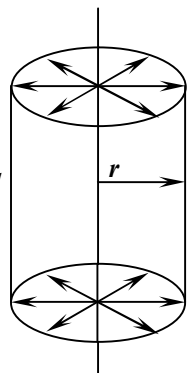
İndi bu R radiuslu sferanın daxilində B nöqtəsi götürək. Bu nöqtədən r' radiuslu ($r' < R$) sfera çəkək. Bu r' radiuslu sferanın daxilində elektrik yükü olmadığından ($q=0$ olduğundan) Qauss teoreminə görə bu səthdən çıxan intensivlik xətlərinin sayı $N=0$ olar. Ona görə də yüklənmiş sferanın daxilində $E=0$ 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 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 qiymətjə sahə intesivliyinə bərabər olduğundan telin yaratdığı sahənin intesivliyi

$$E = \frac{N}{S} = \frac{4\pi q}{2\pi r l} = \frac{2q}{r l} = \frac{2\tau l}{r \cdot l} = \frac{2\tau}{r}.$$



Шякил 8

$$E = \frac{2\tau}{r} \quad (45)$$

Bu ifadə *SQSE*-də boşluqda yüklənmiş telin özündən r məsafədə yaratdığı sahə intensivliyini göstərir. (45) ifadəsi *BS*-də

$$E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon r} \quad (46)$$

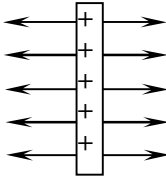
şəklində yazılar.

3. Yüklənmiş sonsuz müstəvinin yaratdığı sahə intensivliyi.

Hər yerində yükünün səth sıxlığı eyni olan yüklənmiş sonsuz müstəvi təsəvvür edək.

Müstəvinin yükünün səth sıxlığı σ , sahəsi S olsun (şəkil 9).

Aydındır ki, belə müstəvidən çıxan qüvvə xətləri müstəviyə perpendikulyar olar və hər tərəfə bərabər paylanar.



Шякил .9

Qauss teoreminə görə bu müstəvidən çıxan qüvvə xətlərinin tam sayı $4\pi q$ olar. Bu qüvvə xətlərinin yarısı müstəvinin bir tərəfinə, yarısı isə o biri tərəfinə yönəlir. Onda müstəvinin hər bir tərəfindən çıxan qüvvə xətlərinin sayı

$$N_1 = N_2 = \frac{N}{2} = 2\pi q$$

olar. $q = \sigma S$ olduğunu nəzərə alsaq, $N_1 = N_2 = 2\pi\sigma S$ alarıq. Müstəvinin hər tərəfində yaratdığı sahə intensivliyi isə

$$E_1 = E_2 = \frac{N_1}{S} = 2\pi\sigma$$

$$E = 2\pi\sigma \quad (47)$$

olar. Bu ifadə *SQSE*-də, boşluqda götürülmüş yüklü müstəvinin yaratdığı sahə intensivliyidir.

(47) ifadəsi *BS*-də hər hansı mühit üçün

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon} \quad (48)$$

şəklində ifadə olunur.

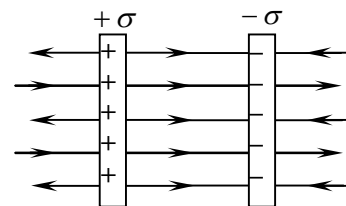
4. Bir-birinə paralel olan yüklənmiş iki sonsuz müstəvinin yaratdığı sahə intensivliyi.

Fərz edək ki, qiymətjə bərabər, işarəjə əks olan yüklərlə yüklənmiş iki paralel sonsuz müstəvi lövhə vardır. (şəkil 10).

Lövhələrin sahəsi S , yüklərinin səth sıxlıqları isə $+\sigma$ və $-\sigma$ –

dır. Təklənmiş lövhədə olduğu kimi burada da hər lövhədən

hər tərəfə çıxan qüvvə xətlərinin sayı bərabər olub $2\pi q = 2\pi\sigma \cdot S$ qədərdir. 10-ju şəkildən göründüyü kimi bu qüvvə xətlərinin istiqaməti lövhələr arasında eyni, lövhələrin kənarlarında isə bir-birinin əksinədir. İntensivliyin toplanması qaydasına görə lövhələr arasında sahələr toplanar, lövhələrdən kənarada isə çıxırlar. Onda lövhələr arasında yaranan sahənin intensivliyi *SQSE*-də, boşluqda



Шякил 10

$$E_{\text{дах}} = 2\pi\sigma + 2\pi\sigma = 4\pi\sigma$$

$$E_{\text{dax}} = 4\pi\sigma \quad (49)$$

lövhlərin xaricində isə

$$E_{\text{xap}} = 2\pi\sigma - 2\pi\sigma = 0, \quad E_{\text{xap}} = 0 \quad (50)$$

olar. (50) ifadəsi *BS*-də istənilən mühit üçün

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} \quad (51)$$

şəklində ifadə olunur.

Elektrostatik sahədə yükün yerdəyişməsi zamanı görülmən iş.

Potensial

Elektrik sahəsinə düşən yükə qüvvə təsir edir. Bu zaman yük yerini dəyişir və sahə qüvvələri iş görür. Fərz edək ki, q yükü sahəsində q_0 yükü dl qədər yerini dəyişir (şəkil 11). Bu zaman görülmən iş

$$dA = Fdl \cdot \cos \alpha \quad (52)$$

olajaq. F , q ilə q_0 arasındakı Kulon qüvvəsi, $dr = dl \cdot \cos \alpha$ isə dl yerdəyişməsinin $\vec{r}$ radius-vektoru istiqamətində proyeksiyasıdır.

Onda (52)

$$dA = k \frac{qq_0}{r^2} dr \quad (53)$$

şəklini alır. q_0 yükünün radius-vektoru r_1 olan nöqtədən, radius-vektoru r_2 olan nöqtəyə yerdəyişməsi zamanı görülmən işi tapmaq üçün son ifadəni integrallamaq lazımdır:

$$\begin{aligned} A &= kqq_0 \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = kqq_0 \left(-\frac{1}{r} \right) \Big|_{r_1}^{r_2} = kqq_0 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = k \frac{qq_0}{r_1} - k \frac{qq_0}{r_2} = \\ &= - \left(k \frac{qq_0}{r_2} - k \frac{qq_0}{r_1} \right) = -(W_2 - W_1) \end{aligned} \quad (54)$$

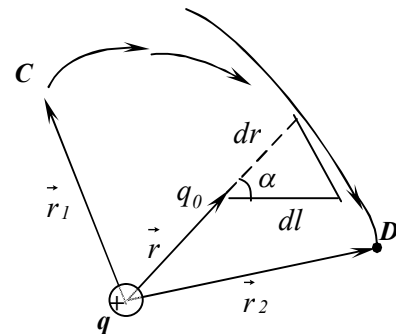
Burada $W_1 = \frac{kqq_0}{r_1}$ və $W_2 = \frac{kqq_0}{r_2}$ birinci və ikinci vəziyyətlərdə

q və q_0 yüklərinin qarşılıqlı təsirinin potensial enerjiləridir. Göründüyü kimi sahə qüvvələrinin gördüyü iş yüklərin potensial enerjilərinin azalmasına bərabərdir.

(54)-dən çıxarılan ilk nəticə bundan ibarətdir ki, elektrostatik sahədə görülmən iş yükün hərəkət trayektoriyasından deyil, yerdəyişmənin başlanğıc və son vəziyyətlərini təyin edən $\vec{r}_1$ və $\vec{r}_2$ radius vektorlarından asılıdır. *Görülmən işin yolun formasından aslı olmadığı sahələr, mə'lum olduğu kimi, potensiallı sahələr adlanır. Bu sahələrdə təsir edən qüvvələrə isə konservativ qüvvələr deyilir.*

Beləliklə, mexanikadan bizə mə'lum olan qravitasiya sahəsi ilə yanaşı elektrostatik sahə də potensiallıdır.

Potensial enerjinin, yerini dəyişən yükə nisbəti həmin nöqtədə sahənin



potensialı adlanır.

$$\varphi_1 = W_1 / q_0 = kq / r_1 \quad \varphi_2 = W_2 / q_0 = kq / r_2 \quad (55)$$

Onda yükün sahədə yerdəyişməsi zamanı görülmə iş

$$A = -q_0(\varphi_2 - \varphi_1) = q_0(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (56)$$

olar.

Burada $(\varphi_1 - \varphi_2)$ potensiallar fərqidir və ədədi qiymətjə vahid yükün sahənin iki nöqtəsi arasında yerdəyişməsi zamanı görülmə işə bərabərdir: $q_0 = 1$, $A = \varphi_1 - \varphi_2$. *BS*-də potensiallar fərqlinin və eləcə də potensialın vahidi 1 V-dur.

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q_0}; 1V = 1 \frac{C}{Kл}$$

Əgər q_0 yükü q -dən r_1 məsafədəki J nöqtəsindən sonsuzluğa yerini dəyişirsə ($r_2 = \infty$), onda

$$A = q_0 \varphi_1 = kq q_0 / r_0 \quad (57)$$

Buradan görünür ki, *sahənin verilmiş nöqtəsinin potensialı ədədi qiymətjə vahid yükü ($q_0=1$) sonsuzluğa aparmaq üçün görülmə işə bərabərdir*: $A = \varphi_1$. Bu əlbəttə, müsbət yükə aiddir. Mənfi yük halında potensial vahid yükün sonsuzluqdan sahənin verilmiş nöqtəsinə gətirilməsi üçün sərf olunan iş kimi təyin edilir.

Potensialın tərifindən göründüyü kimi o sahənin iş, enerji xarakteristikası olub, skalyar kəmiyyətdir. Ona görə də yüklər sisteminin fəzanın müəyyən nöqtəsindəki potensialı ayrı-ayrı yüklərin sahələrinin həmin nöqtədəki potensialları jəminə bərabərdir:

$$\varphi = \sum_{i=1}^N \varphi_i = k \cdot \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{r_i} \quad (58)$$

(53) ifadəsini $dA = \vec{F} d\vec{l} = q \vec{E} d\vec{l}$ şəklində yazıb inteqrallayaq:

$$A = q_0 \int \vec{E} d\vec{l} \quad (59)$$

Bunun hər tərəfini q_0 -a bölüb, nəzərə alaq ki, $\frac{A}{q_0} = \varphi_1 - \varphi_2$ -dir. Onda

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E} d\vec{l} \quad (60)$$

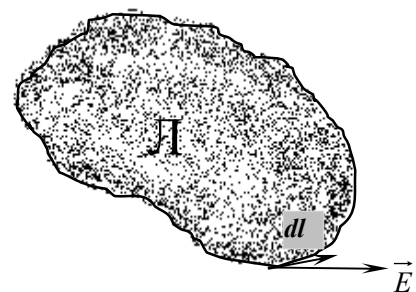
alınır. Əgər yük elektrostatik sahədə qapalı xətt boyunca yerini dəyişirsə, $\varphi_1 = \varphi_2$ və

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = 0 \quad (61)$$

Son ifadə elektrostatik sahənin potensiallı olmasının riyazi formasıdır. Sahədə görülmə iş yolun formasından asılı deyilsə, yükün qapalı xətt boyunca yerdəyişmə işi sıfırdır. İnteqralın üstündəki dairəjik inteqrallamanın qapalı xətt boyunca aparıldığını göstərir. *Hər hansı vektorun qapalı kontur boyunca əyrixətli inteqralı onun sirkulyasiyası adlanır.*

Fərz edək ki, $d\vec{l}$ qapalı L konturunun bir hissəsidir. (şəkil 12) $\vec{E}$ -nin $d\vec{l}$ istiqamətindəki proyeksiyasını E_l ilə işarə edək. Onda $\vec{E} d\vec{l} = E_l dl \cdot \cos \alpha = E_l dl$ alırıq. (61) işə

$$\oint E_l dl = 0 \quad (62)$$



şəklini alır.

Bu ifadənin hər tərəfini L konturunun əhatə etdiyi S sahəsinə bölüb, $S \rightarrow 0$ olduqda limitə keçək:

$$\lim_{S \rightarrow 0} \frac{\oint E_l dl}{S} = 0$$

Sol tərəf qapalı konturun vahid səthindən keçən sirkulyasiyanı verir. Buna $\vec{E}$ vektorunun rotoru və ya burulğanlığı deyilir və $\text{rot}\vec{E}$ kimi işarə olunur. O biri tərəfdən $\vec{\nabla}$ (nabla) operatorun vektora vektorial hasili bu vektorun rotorunu və ya burulğanlığını verdiyi üçün

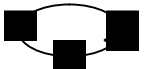
$$[\vec{\nabla}\vec{E}] = \text{rot}\vec{E} = 0 \quad (63)$$

Bu ifadə elektrostatik sahənin potensiallı olmasının differensial formasıdır və belə oxunur: *elektrostatik sahənin burulğanlığı sıfırdır, yəni qüvvə xətləri qapalı yox, açıqdır.*

Qüvvə xətləri ya müsbət yüklərdə başlayıb sonsuzluğa gedir, ya da sonsuzluqda başlayıb mənfi yüklərdə qurtarır.

Nəhayət, $[\vec{\nabla}\vec{E}] = \text{rot}\vec{E}$ vektorial hasilinin proyeksiyalarla yazılma qaydası ilə tanış olaq. Bu açılışı yadda saxlamaq üçün determinant qaydası belədir.

$$[\vec{\nabla}\vec{E}] = \text{rot}\vec{E} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} = \vec{i} \cdot \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \vec{j} \cdot \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + \vec{k} \cdot \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \quad (64)$$

Bu açılışı asan yadda saxlamaq üçün x, y, z koordinatlarını dairə boyunca  düzüb, hər bir proeksiyanın özündən sonra gələn dəyişənə görə törəmə ilə başlayır və sonra onların yerini dəyişirlər. Məsələn, $(\text{rot}\vec{E})_x$ proyeksiyası y -ə görə, $(\text{rot}\vec{E})_y$ proeksiyası z -ə görə, $(\text{rot}\vec{E})_z$ proyeksiyası x -ə görə törəmə ilə başlamalıdır:

$$\begin{aligned} (\text{rot}\vec{E})_x &= \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}, (\text{rot}\vec{E})_y = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}; \\ (\text{rot}\vec{E})_z &= \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{aligned} \quad (65)$$

Sahə intensivliyi ilə potensiallar fərqi arasında əlaqə

Elektrostatik sahənin hər bir nöqtəsi eyni zamanda iki müxtəlif kəmiyyətlə xarakterizə olunur: verilmiş nöqtədə intensivlik və potensial. Ona görə də bu kəmiyyətlər arasında əlaqə olacağı şübhəsizdir. Doğrudan da yükün sahədə yerdəyişmə işini, bir tərəfdən,

$$dA = q\vec{E} \cdot d\vec{r} \quad (66)$$

digər tərəfdən isə

və ya

$$dA = -qd\varphi \quad (67)$$

şəklində yazı bilərik. Bu ifadələri bərabərləşdirib

$q\vec{E}d\vec{r} = -qd\varphi$, buradan isə,

$$\vec{E} = -\frac{d\varphi}{d\vec{r}} = -\vec{\nabla}\varphi \quad (68)$$

alırıq.

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial r} = \vec{i}\frac{\partial}{\partial x} + \vec{j}\frac{\partial}{\partial y} + \vec{k}\frac{\partial}{\partial z} \quad (69)$$

simvolik yazılışı nabla operator adlanır.

Nabla operatorun skalyar funksiya haşilinə isə bu funksiyanın qradienti deyilir.

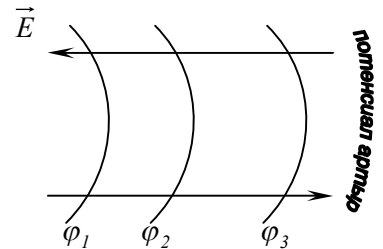
$$\text{grad}\varphi = \vec{\nabla}\varphi = (\vec{i}\frac{\partial}{\partial x} + \vec{j}\frac{\partial}{\partial y} + \vec{k}\frac{\partial}{\partial z})\varphi = \vec{i}\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \vec{j}\frac{\partial\varphi}{\partial y} + \vec{k}\frac{\partial\varphi}{\partial z} \quad (70)$$

Beləliklə, sahə intesivliyi əks işarə ilə potensialın qradientinə bərabərdir.

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi = -\vec{\nabla}\varphi = -\frac{\partial\varphi}{\partial\vec{r}} \quad (71)$$

Mənfi işarəsi isə onu göstərir ki, intensivlik potensialın artma istiqamətinin əksinə yönəlir (şəkil 13). Buna oxşar hadisələrlə başqa sahələrdə də qarşılaşırıq. Məsələn, çubuğun soyuq ujunan isti ujunə yaxınlaşdıqca temperatur artır. Amma istilik axını əksinə, isti ujdən soyuq uja doğru yönəlir.

Şəkildəki hər bir səth eyni potensiallı nöqtələr toplusudur. Bunlara ekvipotensial səthlər deyilir. Elektrik sahəsinin ixtiyari nöqtəsindən ekvipotensial səth keçirmək mümkündür. Yəni sahədə sonsuz sayda ekvipotensial səth təsəvvür etmək olar. Amma qəbul olunmuş qaydaya görə bu səthlər elə çəkilir ki, iki qonşu ekvipotensial səth arasındakı potensiallar fərqi sabit olsun. Bu səbəbdən yükə yaxınlaşdıqca ekvipotensial səthlər arasındakı məsafə kiçilir.



Шякил 13

Ədəbiyyat

1. H. B. Qasımov, V. İ. İsmayılov, C.P. Xasayev. Fizika kursu. I hissə (mexanika və molekulyar fizika). Bakı – 2007.
2. Y. S. Feyziyev, Rzayev R. M. Ümumi fizika kursu. Bakı. 2001.
3. M. H. Ramazanzadə. Fizika kursu. Bakı. “Maarif” nəşriyyatı. 1987.
4. T. İ. Trofimova. Kurs fiziki. M.: Vısşəə şkola. 2003.

15.NAQILLƏRİN ELEKTRİK TUTUMU. KONDESATORLAR VƏ ONLARIN TUTUMU. ELEKTRİKLƏNMİŞ NAQILIN SAHƏ ENERJISI

Elektrik tutumu naqilin əsas xarakteristikalarından biridir. Belə ki, ixtiyari naqilin səthində sahənin potensialı onun yükündən asılıdır. Yük artdıqca potensial da artır. Naqilin potensialını dəyişmək üçün onun yükünü dəyişmək lazımdır.

Təcrübə göstərmişdir ki, naqilin potensialı φ , ona verilən yük miqdarı (q) ilə düz mütənasibdir. Yəni

$$q = C \cdot \varphi \quad (1)$$

C -tutum, φ –naqilin potensialıdır.

Təklənmiş naqilin yükünün onun potensialına olan nisbəti, elektrik tutumu adlanır.

$$C = \frac{q}{\varphi} \quad (2)$$

$q=1$; $\varphi=1$ Volt olduqda, BS-də elektrik tutumu vahidi $1\Phi = \frac{1\text{Kl}}{\text{V}}$ alınır. Buna Farad deyilir.

$$1\Phi=10^6\text{mk}\Phi=10^{12}\text{pk}\Phi.$$

Radiusu r olan kürə şəklində naqilin səthində potensial $\varphi = \frac{kq}{r}$ olduğuna

görə, onun elektrik tutmt üçün $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ olduğu üçün

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{q}{\frac{kq}{r}} = \frac{qr}{kq} = \frac{r}{k} = 4\pi\epsilon_0 r \quad (3)$$

Buradan görünür ki, radiusu $r=1\text{m}$ olan kürə şəklində naqilin elektrik tutumu $C = \frac{1}{9 \cdot 10^9} f$ -dir.

Yer kürəsinə naqil kimi baxılsa, (Yerin radiusu $r_{\text{yer}}=6,4 \cdot 10^6 \text{ m}$)

$$C = \frac{6,4 \cdot 10^6}{9 \cdot 10^9} f = 0,7 \cdot 10^{-3} f = 700\text{mkf} \text{ alınar.}$$

Yerin elektrik tutumunun çox böyük olması torpaqlama (zazemlenie) hadisəsinin əsasında durur. Fəərz edək ki, təklənmiş naqilə q yükü verilib və onun potensialı φ -dir. Bu naqili Yerlə birləşdirək, torpaqlayaq. Yerin potensialı şərti

olaraq $\varphi_Y=0$ olsun. Onda yük naqildən Yerə o vaxta qədər axacaq ki, hər ikisinin potensialı bərabərləşsin.

Tutumu kiçik olan naqilləri torpaqlayanda onların yükü Yerə keçir. Yer in isə tutumu çox böyük olduğu üçün onun potensialı demək olar ki, dəyişmir.

Müxtəlif yüklü naqilləri torpaqlamaqla onların potensialını Yer in potensialına bərabər edirlər.

Elektrik tutumu naqilin ölçülərindən, formasından, əhatəsindəki başqa naqillərdən və dielektriklərdən asılıdır.

Potensialları eyni olan naqillərdən tutumu böyük olanın yükü də çoxdur.

Kondesatorlar

Ayrı – ayrı naqillərin elektrik tutumu və ya elektrik tutumu və ya elektik enerjisi saxlama imkanı kiçikdir.

Praktikada özünə çox yük toplaya bilən böyük tutumlu naqillər sisteminə geniş tələbat olur. Bu məqsədlə kondensatorlardan istifadə olunur.

Kondesator elektrik yükünü yığıb saxlamaq üçün istifadə olunan bir qurğudur.

Kondensator elə iki naqıl sistemə deyilir ki, onlara qiymətcə bərabər, işarəcə əks yük verdikdə naqillərin birindən keçən çıxan qüvvə xətləri digərində qutarsın.

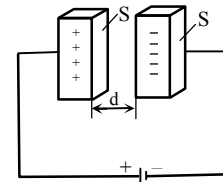
Kondensatorun ən sadə növü həm də praktikada çox işlənən müstəvi kondensatordur.

I. Müstəvi kondesator – bir-birindən d – məsafədə yerləşmiş iki müstəvi lövhədən ibarətdir. Lövhələr arasında potensiallar fərqi $\varphi_1 - \varphi_2$ lövhələrin sahəsi S , yükün səthi sıxlığı σ olarsa onda hər

lövhənin üzərində olan yük $q = \sigma \cdot S$

olduğundan

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \varepsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \text{ olar.}$$



Lövhələr arasında elektrik sahəsi olan bütün fəzada hava əvəzinə dielektrik nüfuzluğu ε olan başqa maddə olarsa, onda kondensatorun tutumu ε dəfə artar:

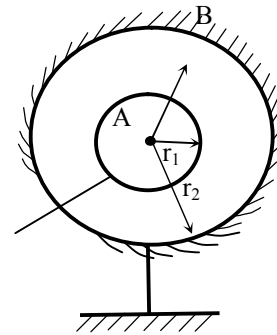
$$q = \sigma \cdot S; \quad \sigma = \frac{q}{S}; \quad \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma \cdot d}{\varepsilon \varepsilon_0}; \quad C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{\sigma \cdot S}{\frac{\sigma \cdot d}{\varepsilon \varepsilon_0}} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d}$$

$$C = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{S}{d} \quad (1).$$

II. Sferik kondesator – sferik kondensator aralarında dielektrik olan iki A və B keçirici kürələrdən ibarətdir. Bu kondensatorların potensiallar fərqi

$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$ olduğundan onun elektrik tutumu $C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}$; ona görə də

$$C = \frac{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r_1 r_2}{r_2 - r_1} \quad (2).$$

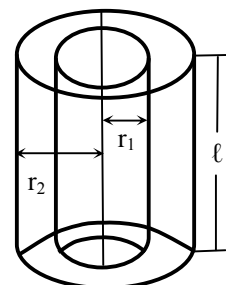


III. Silindrik kondesator- silindrik kondensatorun uzunluğu ℓ , radiusları r_1 və r_2 olan içi boş iki silindrdən ibarətdir. Bu silindrlər arasında potensiallar fərqi

$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q \ln r_1 / r_2}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0}$ olduğundan

$$C = 2 \frac{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 \ell}{\ln \frac{r_1}{r_2}} \quad (3)$$

Bu silindrik kondensatorun tutumudur.



ELEKTRIKLƏNMİŞ NAQILIN SAHƏ ENERJISI

Elektrik sahəsinə düşən yükə qüvvə təsir edir. Bu zaman yük yerini dəyişir və sahə qüvvələri iş görür.

Fərz edək ki, elektrik tutumu C olan naqıl q_0 yükü ilə φ_0 potensialına qədər yüklənmişdir. Tutuaq ki, bu yük cismə dq hissələri verilmişdir $q=0$ olanda φ -də sıfır olmuşdur. Hər dəfə naqilə nöqtəvi dq yükünü verərkən müəyyən iş görülməkdir ki, bu işlərin cəmi naqilin elektrostatik enerjisi olacaqdır. Həmin işi hesablayaq. Bu halda naqilin potensialını φ götürək. Naqilə nöqtəvi dq yükünü verərkən görülən elementar iş:

$$dA = (\varphi + d\varphi)dq \quad \text{və ya} \quad q = C\varphi \quad \text{olduğundan} \quad dq = Cd\varphi \quad \text{olar. Onda}$$

$$dA = (\varphi + d\varphi)Cd\varphi = C\varphi d\varphi + C(d\varphi)^2$$

$d\varphi^2$ - çox kiçik olduğundan görülən elementar iş:

$$dA = C\varphi d\varphi.$$

Bu qayda ilə naqilin potensialını 0-dan φ_0 qədər artırarkən görülən iş:

$$A = \int_0^{\varphi_0} C\varphi d\varphi = C \left| \frac{\varphi^2}{2} \right|_0^{\varphi_0} = \frac{C\varphi_0^2}{2}.$$

Bu da elektriclənmiş naqilin enerjisi olduğundan

$$W = \frac{C\varphi_0^2}{2}$$

ifadəsini alarıq. Bu da elektrik naqilin sahə enerjisidir.

Tutaq ki, elektriclənmiş cisim müstəvi kondensatordur. Bu halda $C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}$,

$U_0 = Ed$ olduğundan $W = \frac{1}{2} \frac{\epsilon\epsilon_0 S d^2 E^2}{d}$ sahənin enerjisi $W_0 = \frac{W}{S \cdot d}$. Deməli elektrik

sahəsinin enerji sıxlığı, sahə intensivliyinin kvadratı ilə düz mütənasib olur, yəni

$$W_0 = \frac{\frac{1}{2} \epsilon\epsilon_0 S d^2 E^2}{S \cdot d} = \frac{1}{2} \epsilon\epsilon_0 E^2.$$

$$W_0 = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 E^2 .$$

$\frac{1}{2}$ ona görə yazılır ki, cəmləmə zamanı hər bir cüt yükün potensial enerjisi iki dəfə nəzərə alınır.

$$W = A = C \int_0^{\varphi} \varphi d\varphi = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{(C\varphi)^2}{2C} = \frac{q^2}{2C}$$

$$W = \frac{q^2}{2C}; \quad W = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)}{2} = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C} .$$

MAYELƏRİN XASSƏLƏRİ, SƏTHİ GƏRİLMƏ. İSLATMA. MAYENİN ƏYİLMİŞ SƏTHİ ALTINDA TƏZYIQ. KAPİLLYARLIQ

Mayeər bir çox xassələrində görə qazlara və bəzi xassələrində görə bərk cisimlərə yaxındır.

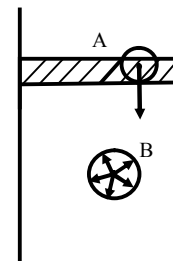
Mayelər də qazlar kimi olduqların qabın formasını alır və bərk cisimlər kimi az sıxılır

Maye molekulları arasındakı məsafə çox kiçik olduğundan mayelərdəki bütün hadisələrin gedişində molekulyar qüvvələrin rolu həlledici olur.

İki malekul arındakı qarçələqlə təsir qüvvəsi özünü göstərə bildiyi ən böyük məsafə malekulyar təsirin radiusu adlanır.

Bu radiusla çəkilən sferaya mlekulyar təsir qüvvəsinin sferası (10^{-7} sm) deyilir. Belə sferanın mərkəzində lan alekul yalnız sfera daxilindəki malekullara təsir edə bilir. Sferadan xaricdəki molekulara onun təsiri nəzərə alınmır.

A molekulunun təsir sferası qismən mayedən kənardadır. Mayenin sıxlığı maye üzərində lan buxar və ya qazın sıxlığından çox böyük olduğu üçün sferanın mayedən kənarda qalan hissəsindəki malekulların sayı,



maye içərisindəki hissəsində olan molekulların sayından çox az olacaq.

Bunun nəticəsi olaraq A molekuluna və eləcə də mayenin üst təbəqəsində molekulyar təsir sferasının radiusu qədər dərinlikdəki malekullara maye tərəfindən olan təsir, qaz və buxar malekulları tərəfindən olan təsirdən çox böyük olacaqdır. Belə olan halda mayenin üst təbəqələrindəki malekulalar aşağı təbəqələrə müəyyən təsir göstərəcək. Van-der-Vaals tənliyinə daxil olan $\frac{a}{V^2}$ həmin təzyiqdir.

Maraqlıdır ki, mayelər real qazların hal tənliyinə də tabe olur. Lakin mayelər ağırlıq qüvvəsi istiqamətində axıcılığa malik olduqlarından töküldükləri qabın

dibinə yığılır və həcmnin imkan verdiyi qədər onun formasını alır. Buna görə də qazlardan fərqli olaraq mayələrin sərbəst səthləri olur.

Mayenin sərbəst səthi üzərində onun öz buxarları və hava molekulları olur. Böhran temperaturunda maye ilə onun buxarı arasındakı fərq aradan qalxır. Maye molekullarının hərəkətlərindəki bu mürəkkəbliyə görə, mayələrin mükəmməl nəzəriyyəsini yaratmaq indiyədək mümkün olmamışdır.

Mayələr nəzəriyyəsinin yaranmasında Y.İ.Frenkelin xidməti böyük olmuşdur. Frenkel nəzəriyyəsinə görə molekullar nizamsız istilik hərəkətində olurlar. Hər bir molekul tarazlıq vəziyyəti ətrafında bir müddət rəqs edir. Molekullar “oturaq” vəziyyətdə olduqları müddət relaksasiya müddəti adlanır. Frenkelə görə relaksasiya

$$\text{müddəti } (\tau): \quad \tau = \tau_0 e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (1)$$

τ - relaksiya müddəti, τ_0 molekulun tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqsi hərəkətin periodunun orta qiyməti, k - Bolsman sabiti, T - mütləq temperatur ΔE - molekulun aktivləşmə enerjisidir.

τ -nu bilməklə maye molekulunun maye daxilindəki sürətini təyin etmək

olar: $\bar{v} = \frac{\bar{r}}{\tau}$. (1)-dən τ -nun qiymətini yazaq: $\bar{v} = \frac{\bar{r}}{\tau_0} \cdot e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$ (2)

Mayələrdə diffuziya əmsalı da qazlardakına oxşayır.

$$D = \frac{1}{6} \bar{v} \bar{r} \quad (3)$$

(2)-yə əsasən
$$D = \frac{1}{6} \left(\frac{\bar{r}}{\tau_0} \right)^2 \cdot e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (4)$$

Mayələrdə daxili sürtünmə əmsalının temperaturdan asılılığı

$$\eta = A \cdot e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (5)$$

şəkilində ifadə olunur.

Buxarlanma

Mayələr sərbəst səthə malik olurlar. əlverişli şərait olduqda, mayeni təşkil edən atom və molekullar onun sərbəst səthini tərk edərək, həmin səth üzərində

buxar əmələ gətirir. Bu proses buxarlanma adlanır. Buxarlanma baş verməsi üçün mayeni təşkil edən atom və molekulların kinetik enerjisi, həmin hissəcikləri səthdən qoparmaq üçün lazım olan enerjiden böyük olmalıdır.

Buxarlanma sərbəst olduqda mayenin sərbəst səthini təşkil edən atom və molekullar bütün istiqamətlərdə hərəkət edir. Bu zaman mayenin sərbəst səthi üzərində yaranan buxar doymuş buxar olur. Dinamik tarazlıq olduqda buxar doymuş, dinamik tarazlıq olmadıqda doymamış olur.

Maye molekullarının buxar fazadan maye fazasına keçidi kondensasiya adlanır.

Mayenin temperaturunu artırıqda, temperaturun elə bir qiyməti olur ki, bu halda maye hissəciklərini nəinki sərbəst səthdən həm də mayenin bütün səthindən buxarlanması baş verir. Maye molekulları içərisində doymuş buxar olan qabarcıqlar şəklində mayenin sərbəst səthinə qalxaraq onu tərk etməsi hadisəsinə qaynama deyilir. Bu prosesin baş verdiyi temperatur isə qaynama temperaturu adlanır. Qaynama sabit təzyiqdə qaynama temperaturu dəyişmir. Buna səbəb qaynama temperaturunda mayenin aldığı bütün istiliyin onun buxar fazasına keçməsi üçün lazım olan işə sərf olunur. Həmin istilik qaynama temperaturunda mayenin xüsusi buxarlanma istiliyidir. Mayenin vahid kütləsini tamamilə buxara çevirmək üçün lazım olan istiliyə xüsusi buxarlanma istiliyi deyilir. Xüsusi buxarlanma istiliyi mayenin temperaturu artdıqca azalır, böhran halında sıfıra bərabər olur.

Səthi gərilmə

Mayenin sərbəst səthinin kiçiltməyə çalışması hadisəsinə səthi gərilmə deyilir.

Eyni həcmdə olan fiqurlar arasında kürənin səthi ən kiçik olduğundan səthi gərilmə güvvəsi də mayenin formasını kürəvi formaya salmağa çalışır.

Səthi gərilmə güvvəsinin varlığını borudan axan mayeni damcı əmələ gətirdiyi zaman da müşahidə etmək olar. Damcı qoparkən onun ağırlıq qüvvəsi, damcının boğazına təsir səthi gərilmə güvvəsinə bərabər olur. yəni $f = mg = 2\pi r d$.

m - damcının kütləsi, r - damcı qopan anda boğazın radiusu, g - sərbəst düşmə təcildir. $\pi r = \ell$ olarsa $\alpha = \frac{f}{2\ell}$.

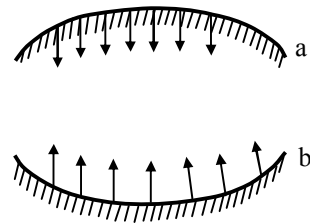
Yəni səthi gərilmə əmsalı mayenin səthindən çəkilməmiş xəttin vahid uzunluğuna düşən səthi gərilmə güvvəsidir və BS-də N/m – lə ölçülür. SQS-də dina/sm. səthi gərilmə əmsalı temperaturdan da asılıdır.

$$\alpha_T = \alpha_0 \left(1 - \frac{T}{T_b} \right)$$

T_b -mayenin böhran temperaturudur. $T_0 = T_b$ olanda $\alpha = 0$ olur. Mayenin səthi gərilmə əmsalı sıfıra bərabər olduğu temperatura böhran temperaturu deyilir. Mayeni səthi gərilmə əmsalı onun yerləşdiyi mühütün növündən asılıdır. (yəni mühüt - hava, su, benzol, etil). Su üçün $\alpha_{su} = 72,7 \cdot 10^{-3}$ N/m, spirt üçün $\alpha = 21 \cdot 10^{-3}$ N/m, qliserin üçün $\alpha = 64 \cdot 10^{-3}$ N/m, aseton üçün $\alpha = 29 \cdot 10^{-3}$ N/m və s.

İslatma. Mayenin ayrı səthi altında təzyiq

Mayenin səth təbəqəsi öz xassəsinə görə gərilməmiş elastik pərdəyə bənzəyir. Bütün əyri səth pərdələr müstəvi səthi pərdənin mayeyə etdiyi təzyiqdən başqa əlavə təzyiq göstərir. Səth qabarıq olduqda həmin əlavə təzyiq müsbət, çökük olanda isə mənfi olur. $P = k \pm \Delta P$ burada k səthin etdiyi təzyiq ΔP əlavə təzyiqdir.

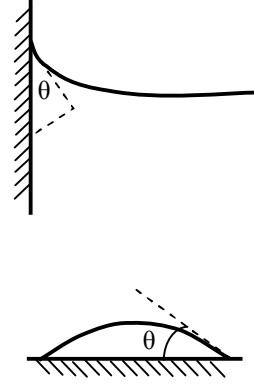


Maye bərk cismə toxunduqda iki hal ola bilər. 1. Maye bərk cismi isladır. 2. Maye bərk cismi islatmır. Əgər maye molekullarının qarşılıqlı təsir qüvvəsi maye ilə bərk cisim molekulları arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsindən az olarsa maye bərk cismi isladar, əks halda isə maye bərk cismi islatmaz.

Filizi suxurdan ayırmaq üçün istifadə olunan flotasiya hadisəsi də islatma hadisəsinə istinad edir.

Mayenin səthinə toxunan xətlə bərk cismin toxunan xətt arasındakı θ bucağına kənar bucağı deyilir. Maye islatmayan olduqda $\theta \geq \frac{\pi}{2}$, yəni kor bucaq

olur. $\theta = \pi$ olduqda maye tam islatmayan olur. Maye isladan olduqda bərk cismə yapışan maye qatındakı əvəzləyici qüvvə bərk cismə doğru yönəlmiş olur. Bu zaman kənar bucaq iti olur, yəni $\theta \leq \frac{\pi}{2}$. Əgər $\theta = 0$ olarsa maye tam isladan olur (şəkildəki kimi).



İndi əlavə təzyiqi ΔP -ni hesablayaq. Tutaq ki, boru içərisində ideal islatmayan maye var. Bu halda mayenin səthi yarımkürə olar. Bu yarımkürənin konturuna təsir edən səthi gərilmə qüvvəsi $f = 2\pi r \alpha$ (1), konturun əhatə etdiyi səth πr^2 və səthin gərilmə qüvvəsi səthə bu səthə perpendikulyar olduqda onun əlavə təzyiqi

$$\Delta P = \frac{f}{S} = \frac{2\pi r \alpha}{\pi r^2} = \frac{2\alpha}{r} \quad (2).$$

Pyer Simon Laplas isbat etmişdir ki, istənilən formada olan maye səthi üçün səthi gərilmə qüvvəsini yaratdığı əlavə təzyiq

$$\Delta P = \pm \alpha \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (3) \quad \text{olur.}$$

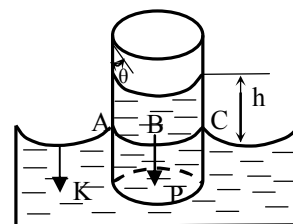
R_1 və R_2 maye səthin iki perpendikulyar kəsiklərindəki əyrilik radiusudur. Kürəvi səth üçün $R_1 = R_2$ olduğundan (3) düsturu (2)-yə çevrilir. Səth təzyiqinin səth əyriliyindən asılılığını göstərən (3) düsturu Laplas düsturu adlanır.

Kapillyarlıq

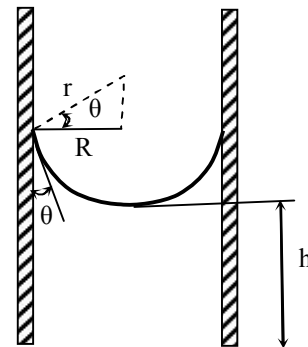
Səth təzyiqinin səth əyriliyindən asılı olaraq dəyişməsinə kapillyar borularda yaxşı görmək olur.

Kapillyar boru dedikdə radiusu $\frac{1}{10}$ mm-ə qədər ölçülən boru düşünürük.

Tutaq ki, radiusu r olan bir kapillyar boru onu isladan maye içərisinə daxil edilmişdir. Maye kapillyar borunu islatdığı anda əvvəlcə



ani vaxtda onun içərisində ABC səthi əmələ gələcək. Bu çökük səthin səth təzyiqi P , geniş qabdakı səth təzyiqindən (K) kiçik olduğundan maye kapilyar boru ilə yuxarı qalxacaqdır. Mayenin kapilyar boru ilə yuxarı qalxması, borudakı maye sütunun təzyiqi ρgh , geniş qabdakı səth təzyiqi ilə kapilyar borudakı səth təzyiqinin fərqinə ($K-P$)-yə bərabər olana kimi davam edəcəkdir. Yəni $K - P = \rho gh = \Delta P$ tarazlıq şərti olacaqdır. Kapilyar borunun içərisindəki maye səthi sferik olduğundan $\Delta P = \frac{2\alpha}{r}$ tənliyinə görə $\rho gh = \frac{2\alpha}{r}$ və ya $h = \frac{2\alpha}{\rho gr}$, burada h –kapilyar borudakı maye sütunun hündürlüyü, ρ - mayenin sıxlığı, α - səthi gərilmə əmsalı, r isə maye səthinin əyrilik radiusudur. Şəkildə isladan mayenin kapilyar boruda qalxması göstərilmişdir. Şəkildən $r = \frac{R}{\cos \theta}$. Adətən maye səthinin radiusu kapilyar boruda maye səthinin radiusu ilə əvəz edilir ($r=R$).



R -kapilyar borunun radiusudur, θ sərhəd bucağıdır. r - in qiymətini $h = \frac{2\alpha}{\rho gr}$ -də yazsaq alarıq:

$$h = \frac{2\alpha}{\rho g R} \cos \theta$$

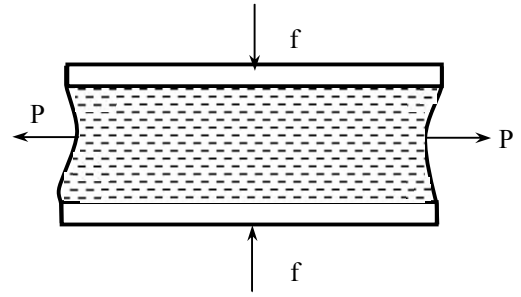
Maye kapilyar borunu isladan halda $\theta < 90^\circ$ və $\cos \theta$ müsbət, maye kapilyar borunu islatmayan halda $\theta > 90^\circ$ və $\cos \theta$ mənfi olur ki, bu halda maye kapilyar boru ilə aşağı enmiş olur. Maye borunu tamamilə isladarsa $\theta = 0$; $\cos \theta = 1$ və ona görə də

$$h = \frac{2\alpha}{\rho g R}.$$

Buradan məlum olur ki, kapilyar boruda qalxan mayenin hündürlüyü borunun radiusu ilə tərs mütənasib olur. Bu da Juren qanunudur.

Suyun məsaməli materiala hopması, lampa piltələri ilə neftin qalxması

kapilyarlıq hadisəsinə misaldır. Kapilyar borunun içərisi qismən onu isladan maye ilə doldurularda kapilyar borudakı təzyiq düşəcək və həmin təzyiqin düşməsi kapilyar qüvvəsinin əmələ gəlməsinə səbəb olacaqdır.



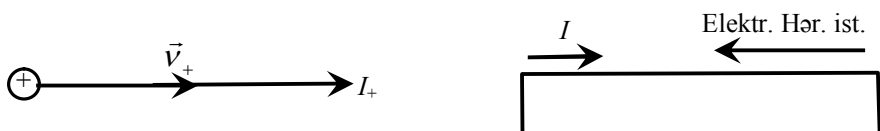
Bu qüvvə də borunun divarlarını içəri doğru sıxacaqdır. Şəkildə lövhələrin səthlərinin sahəsi S aralarındakı məsafə r , maye lövhələri isladarkən kapilyar təzyiq $P = \alpha \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r_1} \right)$ və $r_1 = \infty$ olduqda $P = \frac{\alpha}{r}$ və kapilyar qüvvə $f = P \cdot S = \frac{\alpha \cdot S}{r}$ olar.

16.SABIT ELEKTRİK CƏRƏYANI

Adi metal parçası götürək. Onun daxilində sərbəst elektronlar (onların yaranması haqqında bir qədər sonra) xaotik hərəkət edir. Ona görə də müəyyən istiqamətdə hərəkət edən elektronların orta sayı, onun əksinə hərəkət edənlərin sayına bərabər olur. Metal daxilində elektron axını yaranmır. Elektronların müəyyən istiqamətdə daşınması üçün onları bu istiqamətə yönəldən qüvvə lazımdır. Bu qüvvəni mənbənin elektrik hərəkət qüvvəsi və ya elektrik sahəsi yaradır. Elektrik yüklərinin müəyyən, üstün istiqamətdə axını cərəyan adlanır. Cərəyanda iştirak edən yüklü hissəciklərə yükdaşıyıcılar deyilir. Müxtəlif keçirici mühitdə yükdaşıyıcılar da müxtəlifdir: metallarda sərbəst elektronlar, elektrolitlərdə müsbət və mənfi ionlar, qazlarda sərbəst elektronlar və ionlar, yarımkəçiricilərdə elektronlar və deşiklər, üzvi maddələrdə molionlar və s.

Beləliklə, baxılan mühitdə cərəyan keçməsi üçün sərbəst yüklər və onları nizamlı hərəkət etməyə məcbur edən elektrik sahəsi və ya onu yaradan e.h.q.-si lazımdır.

Cərəyanın istiqaməti olaraq müsbət yüklərin hərəkət istiqaməti götürülür (bax şəkilə). Mənfi yük halında cərəyan yüklərin hərəkət istiqamətinin əksinə axır.



Əgər elektrik sahəsində mənfi və müsbət yüklər eyni zamanda hərəkət edirlərsə, onların hərəkət istiqamətləri bir-birinə əks, cərəyanların istiqamətləri isə eyni olacaq:

$$I = I_+ + I_- \quad (1)$$

Naqilin en kəsiyindən vahid zamanda keçən yükün miqdarı cərəyan şiddəti adlanır:

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (2)$$

BS sistemində elektrik kəmiyyətlərinin əsas vahidi kimi cərəyan şiddəti vahidi 1Amper (A) qəbul olunur.

$$1A = 1K / 1san$$

Cərəyanın istiqaməti və qiyməti zamandan asılı deyilsə, $I=const$, buna sabit cərəyan deyilir.

Cərəyan naqildə qeyri-bərabər paylandıqda onu cərəyan sıxlığı ilə xarakterizə edirlər. *Naqildə yüklərin hərəkət istiqamətinə perpendikulyar qoyulmuş vahid səthdən keçən cərəyana cərəyan sıxlığı deyilir.*

$$i = dI / dS_{\perp} \quad (3)$$

Vahidi $1A/m^2$ –dir.

SABİT CƏRƏYAN QANUNLARI

Sabit cərəyanın zahirən sadə, praktiki cəhətdən çox əhəmiyyətli və geniş yayılmış qanunu Om qanunudur: *Naqildən axan cərəyanın şiddəti onun uclarındakı potensiallar fərqi ilə düz mütənasibdir:*

$$I = U / R \quad (4)$$

Bu ifadədə gərginliklərdən sahə intensivliyinə keçmək üçün $R = \rho \ell / S$ (ρ – xüsusi müqavimət, ℓ naqilin uzunluğu, S -en kəsiyinin sahəsidir) olduğunu nəzərə alsaq

$$I = \frac{U}{\rho \ell / S} = \frac{I}{\rho} \cdot \frac{U}{\ell} \cdot S = \sigma E \cdot S$$

burada $\sigma = 1/\rho$ naqilin xüsusi keçiriciliyi, $E = U/\ell$ - sahə intensivliyidir. Son ifadənin hər tərəfini S -ə bölərək cərəyanın sıxlıq vektoru üçün

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (5)$$

alırıq.

Cərəyanın sıxlıq vektoru sahə intensivliyi ilə mütənasibdir. Bu Om qanununun başqa bir formasıdır. Ona diferensial şəkildə Om qanunu deyilir. İndi də bu qanunu klassik elektron nəzəriyyəsinə görə izah edək. Cərəyanın sıxlıq vektoru elektronların nizamlı hərəkət sürəti ilə mütənasibdir.

$$\vec{j} = en\vec{v} \quad (6)$$

Elektrik sahəsindəki naqildə olan sərbəst elektrona $\vec{F} = e\vec{E}$ elektrik qüvvəsi təsir edir. Bu qüvvədə bütün sərbəst elektronlara təsir etdiyi üçün elektron buludu sahədə yerini dəyişir. Elektronun təcili $\vec{F} = m\vec{a}$ -dan tapıla bilər. Son ifadələrdən alırıq ki, $ma = eE$. Buradan da

$$a = eE/m \quad (7)$$

Sahədə hərəkət edən elektronun yolu maneəsiz deyil. O başqa elektronlarla və qəfəsin düyünlərindəki müsbət ionlarla toqquşur. Bu toqquşmalar nizamlı hərəkəti zəiflədir, müqavimət yaradır. İki ardıcıl toqquşma arasındakı yolu elektron sərbəst gedir. Bu yolu getmək üçün sərf olunan zamanı τ ilə işarə edək:

$$\bar{\tau} = \frac{\lambda}{\bar{g} + \bar{u}} \quad (8)$$

Elektron eyni zamanda xaoslu və nizamlı hərəkətdə iştirak etdiyi üçün məxrəcdə onların müvafiq sürətləri yazılmışdır. Lakin ən yaxşı keçiricilərdə nizamlı hərəkət sürəti $\bar{g} \approx 10^{-3} m/s$ tərtibindədir. Bu isə xaoslu hərəkətin $\bar{u} \approx 10^5 m/s$ sürəti ilə müqaisədə çox kiçikdir. Ona görə də $\bar{\tau} = \bar{\lambda} / \bar{u}$ yazıla bilər. Onda elektronun sahədə qazandığı sürət üçün

$$\bar{g}_{\max} = a\bar{\tau} = \frac{e}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{u} \cdot \vec{E} \quad (9)$$

alınır. Bu sürət sərbəst yolun sonunda elektronun malik olduğu maksimum sürətdir. Sərbəst yolun başlanğıcında isə nizamlı hərəkət sürəti sıfır olduğu üçün nizamlı hərəkətin orta sürəti üçün

$$\bar{g} = \frac{1}{2} g_{\max} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{\bar{\lambda}}{u} \vec{E} \quad (10)$$

alırıq. Bunu (6) –da nəzərə alsaq:

$$i = \frac{1}{2} \frac{e^2 n}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{u} \cdot E \quad (11)$$

Burada $\sigma = \frac{1}{2} \frac{e^2 n}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{u}$ işarə etsək,

$$i = \sigma \cdot E \quad (12)$$

alırıq. Bu diferensial şəkildə Om qanununun ifadəsidir. Xüsusi keçiriciliyin (12) ifadəsinə daxil olan kəmiyyətlərə məna vermək çətin deyil. Elektronların konsentrasiyasının və sərbəst yolun böyük olması keçiriciliyi artırır, elektronun ətaləti və xaotik hərəkəti isə mane olur.

Naqildən cərəyan axarkən istilik ayrılır. ədədi qiymətcə bu istilik cərəyan keçərkən q yükünün daşınması üçün görülən işə bərabər:

$$Q = A = qU = I^2 R t \quad (13)$$

Naqilin vahid həcmdə vahid zamanda ayrılan istilik miqdarı cərəyanın güc sıxlığı adlanır:

$$\omega = \frac{Q}{V \cdot t} = \frac{I^2 R \cdot t}{S \cdot \ell \cdot t} = \frac{I^2 \rho \frac{\ell}{S}}{S \cdot \ell} = \rho \frac{I^2}{S^2} = \frac{1}{\sigma} \cdot i^2 = \frac{1}{\sigma} (\sigma E)^2 = \sigma E^2 \quad (14)$$

Cərəyanın güc sıxlığı sahə intensivliyinin kvadratı ilə mütənasibdir. Buna diferensial şəkildə Coul qanunu deyilir.

İndi də qanunu klassik elektron nəzəriyyəsi baxımından izah edək.

Istilik ayrılması prosesini belə təsəvvür etmək olar. Sərbəst yolun sonunda elektron $g_{\max} = \frac{e}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{u} E$ sürəti ilə və $\varepsilon_k = \frac{1}{2} m \cdot g_{\max}^2$ kinetik enerjisi ilə qəfəsin düyünündəki ionla toqquşur, enerjisini ona verir. Elektronun sürəti sıfıra enir,

yenidən sahə tərəfindən sürətlənir, yenidən toqquşur və i.ə. hər dəfə elektronun sahədə qazandığı enerji kristal qəfəsinə verir və naqıl qızır.

Naqilin vahid həcmində vahid zamanda ayrılan istilik miqdarı vahid həcmdəki sərbəst elektronların sayı, vahid zamandakı toqquşmalar sayı və bir elektronun kinetik enerjisi hasilinə bərabər olacaq:

$$\omega = n \cdot \bar{Z} \cdot \frac{m g_{\max}}{2} = n \cdot \frac{\bar{u}}{\bar{\lambda}} \cdot \frac{m}{2} \cdot \frac{e^2}{m^2} \cdot \frac{\bar{\lambda}^2}{\bar{u}^2} E^2 = \frac{1}{2} \frac{e^2 n}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}} E^2 \quad (15)$$

Burada $\sigma = \frac{1}{2} \frac{e^2 n}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}}$ işarə etməklə, $\omega = \sigma E^2$ diferensial şəkildə Coul qanununu alırıq.

VIDEMAN – FRANS QANUNU

Metallar həm elektriki, həm də istiliyi yaxşı dielektrik isə hər ikisini pis keçirir. Buradan belə qənaətə gəlmək olar ki, metalların elektrik və istilik keçirilməsində əsas rol oynayan sərbəst elektronlardır. Ona görə də istilik və elektrik keçirmə əmsalları arasında əlaqə olmalıdır.

Qazların xüsusi keçirmə əmsalı üçün $\chi = \frac{1}{3} \rho \bar{u} \bar{\lambda} C_v$ almışdıq. Metallar üçün bu ifadənin şəklini dəyişək. Metalın sıxlığı, molyar kütləsi, avaqadro ədədi arasındakı əlaqə bizə məlumdur.

$$\rho = \frac{nm}{N_A}; \quad C_v = \frac{i}{2} \frac{R}{M}$$

sabit həcmdə xüsusi istilik tutmudur. Bərk cisimlər üçün $C_p = C_v$ -dir. $i = 3$ isə elektronun sərbəstlik dərəcələrinin sayıdır. Bunları nəzərə aldıqda metalın istilikkeçirmə əmsalı üçün

$$\chi = \frac{1}{3} \frac{nM}{N_A} \bar{u} \bar{\lambda} \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{M} = \frac{1}{2} \frac{R}{N_A} n \bar{u} \bar{\lambda} = \frac{1}{2} k n \bar{u} \bar{\lambda} \quad (16)$$

alırıq. Metalların elektrikkeçirmə əmsalı

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{e^2 n}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}}$$

olduğu üçün, onların nisbəti

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{k}{e^2} m \bar{u}^2 = \frac{2k}{e^2} \cdot \frac{m \bar{u}^2}{2} = \frac{2k}{e^2} \cdot \frac{3}{2} kT = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 \cdot T \quad (17)$$

olur. Burada $\frac{m \bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2} kT$ elektronun istilik hərəkətinin enerjisidir. Beləliklə, *metalların istilik və elektrikkeçirmə əmsallarının nisbəti yalnız mütləq temperaturun funksiyasıdır.* Buna **Videman-Frans qanunu** deyilir. Klassik elektron nəzəriyyəsi Om, Coul, və Videman-Frans qanunlarını keyfiyyət və kəmiyyət baxımından kifayət qədər dəqiq izah etsə də, təcrübi faktlarla müqayisədə bir sıra ziddiyyətlərlə qarşılaşır. Bunlardan üçünü qeyd edək:

1. Bərk cisimlərin zona nəzəriyyəsində (17)-dəki əmsalı üçün 3 yox $\pi^2/3$ alınır. bunlar bir-birindən az fərqlənsə də klassik nəzəriyyədən 3 alınması sonralar məlum olduğu kimi müəyyən səhvlərin nəticəsi imiş.
2. σ -nın ifadəsində temperaturdan aşkar şəkildə asılı olan $\bar{u}$ -dur. $\bar{u} \sim \sqrt{T}$. onda $\sigma \sim 1/\sqrt{T}$ və $\rho \sim 1/\sqrt{T}$ olur. Yəni metalların xüsusi müqaviməti temperaturun kvadrat kökü ilə mütənasibdir. təcrübədə isə məlumdur ki, $\rho \sim T$ -dir.
3. Dyulonq-Pti qanununa görə bütün bəsit bərk maddələrin molyar istilik tutumu 3-dür. Metallarda sərbəst elektronların varlığı istilik tutumuna əlavə pay verməlidir.

Bir elektronun kinetik enerjisi $\frac{3}{2} kT$, bir valentli bir mol metalın sərbəst enerjisi

$$U_{el} = \frac{3}{2} kT, N_A = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T N_A = \frac{3}{2} RT, \text{ sərbəst elektronlarla bağlı istilik tutumu isə}$$

$C_{el} = dU_{el} / dT = (3/2) \cdot R$ olmalıdır. Beləliklə, metalın tam enerjisi istilik tutumu

üçün $3R + \frac{3}{2} R = 9R/2$ alınmalı idi. Təcrübələr isə göstərir ki, metal və

dielektriklərin istilik tutumları arasında elə bir köklü fərq yoxdur. Bütün bu ziddiyyətlər bərk cisimlərin zona nəzəriyyəsində aradan qalxır.

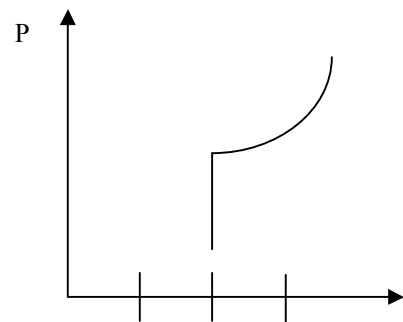
Metalların müqaviməti temperaturun düşməsi ilə azalır və mütləq sıfır nöqtəsinə yaxın temperaturlarda daha dəyişmir. Müqavimətin temperaturdan asılılığını tədqiq edən Kammerlinq Onnes (1853 - 1926) müşahidə etmişdir ki, mütləq sıfır nöqtəsində keçiricinin müqaviməti tamamilə yox olur (şəkilə bax).

Bu temperatura böhran temperaturu, hadisəyə isə ifrat keçiricilik deyilir.

İfrat keçirici halında olan naqillərdə elektronlar qoşalaşmış olur. Bu elektronların spinləri bir – birinə əks istiqamətdə olur. Qoşalaşmış elektronlar arasında xüsusi bir qüvvə təsir edir. Həmin qüvvənin əmələ gəlməsinə səbəb elektronlar arasındakı fonon mübadiləsidir.

İfrat keçiricilik halında olan naqillərin müqaviməti olmadığından, elektrik cərəyanı istilik hasil etmir. Ona görə də ifrat keçiricilikdə əmələ gəlmiş elektrik cərəyanı mənbə olmadan uzun müddət axır.

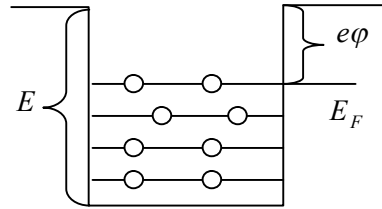
İfrat keçiricilik halında olan maddə daxilində maqnit sahəsi yaratmaq olmaz. Maqnit sahəsi maddəni ifrat keçirici halından çıxarır. Metalın temperaturu yüksəldikcə bu qoşalaşmış elektronlar adi elektronlara çevrilir və maddə ifrat keçiricilik halını itirmiş olur.



17. Elektronun metaldan çıxış işi. Termoelektron emissiyası

Metaldakı sərbəstləşmiş valent elektronları xaotik hərəkət nəticəsində onun daxilində istənilən nöqtəyə yerini dəyişə bilər. Lakin metalı tərk edə bilməz. Belə olsaydı bütün metallar özbaşına müsbət yüklənərdi. Bu isə müşahidə olunmur.

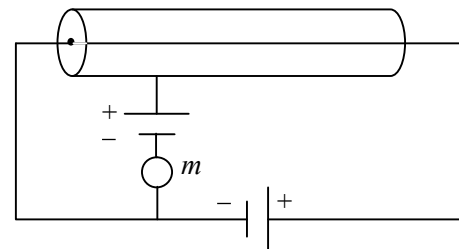
Metal parçası götürək. Onun daxilindən səthə yaxınlaşan elektronların bəziləri səthə çıxa bilər. Amma elektron xaricə çıxan kimi onun çıxdığı yerdə metal müsbət yüklənir və elektronu uzaqlaşmağa qoymur. Elektronun səthdən uzaqlaşması bir neçə anqstrom ($\sim 10^{-10} \text{ m}$) tərtibdə ola bilər. Enercileri orta kinetik enerjiden çox olan elektronlar metalın səthinə çıxaraq elektron buludu əmələ gətirir. Beləliklə, metalın müsbət yüklənmiş səthi ilə elektron buludu ikiqat elektrik təbəqəsi əmələ gətirir. Bu ikiqat təbəqə kondensatora ekvivalentdir. Onun qatları arasındakı potensial fərqi φ ilə işarə edək. Metalın səthində ikiqat elektrik təbəqəsi yaranandan sonra daxildən xaricə çıxmaq istəyən elektron əvvəl müsbət, sonra isə mənfi yüklərin sahəsini dəf etməlidir. Bu zaman sahə qüvvələrinə qarşı $A = e\varphi$ işi görülməlidir. Bu iş elektronun metaldan çıxış işi adlanır. Ədədi qiyməti kiçik olduğu üçün çıxış işi elektron voltlarla (eV) ölçülür. $1eV$ elektronun $1V$ potensiallar fərqi keçdikdə qazandığı enerjiyə bərabərdir. $1eV = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl} \cdot V = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$.



Şəkil 1

Müxtəlif metallar üçün elektronun metaldan çıxış işi $(1 \div 5)eV$ arasında dəyişir. Çıxış işinin qiyməti metalın təbiətindən, onun səthinin halından və təmizliyindən asılıdır. Çıxış işi böyük olan metalın səthinə onu bir neçə dəfə azaldan təbəqələr çəkirlər. Məsələn, volframın səthinə Sr, Ba və başqa qələvi torpaq elementlərinin oksidlərini çəkməklə çıxış işini $4,5 eV$ -dan $1,2 \div 1,5 eV$ -a qədər azaltmaq mümkündür.

Metaldakı müsbət yüklərin sahəsi elektronlar üçün potensial çuxur rolunu oynayır. Bərk cisimlərin zona nəzəriyyəsinə görə potensial çuxurda elektronlar müəyyən enerji səviyyələri üzrə paylanır. Səviyyələr çuxurun dibindən başlayaraq dolmağa başlayır. Mütləq sıfırdan sonunju dolmuş səviyyə Fermi səviyyəsi, ona uyğun enerji isə Fermi enerjisi (E_F) adlanır. Şəkil 1-dən göründüyü kimi çuxurun dibindəki elektronu



Şəkil 2

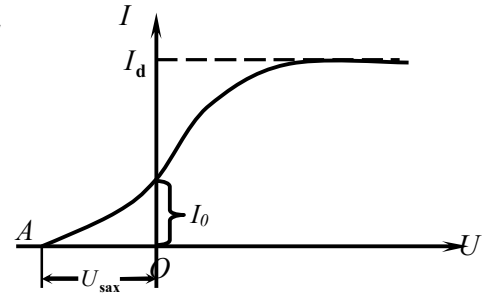
kənara çıxarmaq üçün E enerjisi lazım olduğu halda, Fermi səviyyəsindəki elektronu metaldan çıxarmaq üçün $E - E_F = e\varphi$ qədər enerji lazımdır. Temperatur artdıqca potensial çuxurun dərinliyi və Fermi səviyyəsi də dəyişir, Fermi səviyyəsi qalxır, elektronun çıxış işi azalır.

Elektronu metaldan vakuuma çıxarmaq üçün ona kənardan ədədi

qiymətə çıxış işinə bərabər enerji verilməlidir. Bu enerji elektrona adi işıq, rentgen, radioaktiv şüalar, güclü elektrik sahəsi (soyuq emissiya), qızdırmaq və başqa yollarla verilə bilər.

Qızdırılmış bərk cisimlərin və mayələrin elektron buraxması hadisəsi termoelektron emissiyası və ya qısaca termoemissiya adlanır. Bu hadisəni şəkil 2 -dəki sxem üzrə öyrənmək əlverişlidir. Onun əsas hissəsi havası sorulmuş iki elektrodlu lampadır ki, buna vakuum diodu deyilir. Elektrodlardan biri xüsusi mənbədən qızdırılan çətin əriyən (volfram, molibden) metaldan düzəlmiş spiralvari və ya düz məftildir. Buna katod deyilir. Anod isə adətən katodu əhatə edən metal silindrdir. Katodu qızdırmadan diodu elektrik dövrəsinə qoşsaq (mənbəyin (+) qütübü anodla, (-) qütübü katodla) jərəyan keçmir. Katodu qızdırdıqca dövrədəki milliampmetr jərəyan göstərməyə başlayır. Qütübləşməni dəyişdikdə cərəyan kəsilir. Katodun temperaturunu sabit saxlamaqla jərəyanın gərginlikdən asılılığı, volt-ampere xarakteristikası (VAX) şəkil 3-də olduğu kimidir.

Qrafikdən göründüyü kimi $U = 0$ olduqda lampadan zəif I_0 jərəyanı keçir (yeri gəlmişkən qeyd edək ki, *lampaya tətbiq edilmiş gərginlik anod gərginliyi, keçən jərəyan isə anod jərəyanı adlanır*). Bu onu göstərir ki, katodun səthindən çıxan termoelektronların bir hissəsi elektron buludunun sahəsini dəf edərkən dioda çatır və I_0 jərəyanı yaradır. Jərəyanı sıfıra endirmək üçün qütüblərin yerini dəyişək: (+) qütüb katoda, (-) qütübü isə anoda birləşdirək,



$$eU_{cax} = \frac{mv_{cax}^2}{2} \quad (1)$$

şerti ödənildikdə jərəyan sıfıra enir. Son ifadədən katoddan çıxan termoelektronların sürətini hesablamaq üçün istifadə edilir. Jərəyanın gərginlikdən asılılığı Om qanununa tabe olmur. Om qanununda $I \sim U$ olduğu halda, vakuum diodunda, bu asılılıq daha güclüdür:

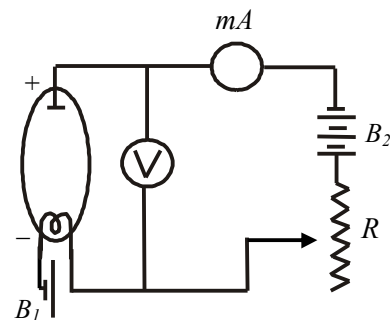
$$I = \alpha U^{3/2} \quad (2)$$

Bu ifadə ikidə üç və ya Lenqmür qanunu adlanır. Buraya daxil olan

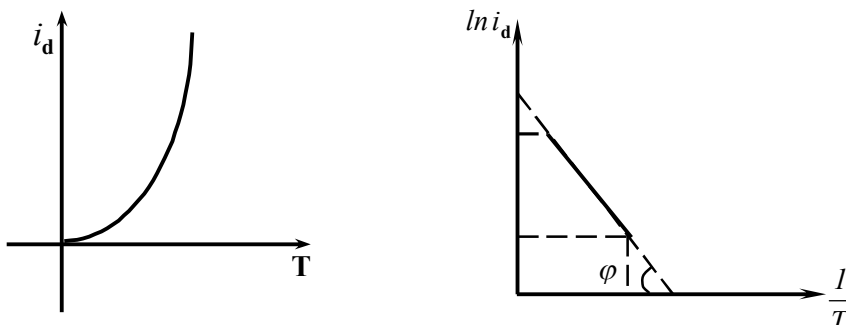
$$\alpha = \frac{4E_0S}{9d^2} \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2}$$

sabit kəmiyyətdir (d - elektrodlararası məsafədir; qalan kəmiyyətlər məlumdur).

Katoddan vahid zamanda çıxan termoelektronların hamısı anoda çatsaydı, jərəyan gərginlikdən asılı olmazdı.



Şəkil 4



Şəkil 5 b)

Təcrübələr göstərir ki, yalnız gərginliyin müəyyən qiymətindən sonra jərəyan gərginlikdən asılı olmur. Bu o haldır ki, jərəyan doyma halına çatır: $I_d = ne$. Doyma jərəyanını ölçməklə vahid zamanda katoddan çıxan termoelektronların sayını hesablamaq olar. Doyma cərəyanının qyməti, o jümlədən də vahid zamanda katodu tərk edən termoelektronların n sayı katodun temperaturundan asılıdır (şəkil 4). Doyma jərəyanı termoemissiyanı xarakterizə edən əsas kəmiyyətdir. Onun temperaturdan asılılığı

$$i_d = B \cdot T^2 \exp(-A/kT)$$

şəklindədir (şəkil 5 a). Burada $A = e\phi$ -dir.

Deməli,

$$i_d = B \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{e\phi}{kT}} \quad (3)$$

Bu Riçardson–Dyeşman düsturu adlanır.

(3) ifadəsini loqarifmalayaq:

$$\ln i_d = \ln B + 2 \ln T - \frac{A}{k} \cdot \frac{1}{T}$$

$\ln T$, $\frac{1}{T}$ ilə müqayisədə zəif dəyişir. Odur ki, birinci iki həddi sabit hesab etmək olar.

$$\ln i_d = \text{const} - \frac{A}{k} \cdot \frac{1}{T}$$

Göründüyü kimi $\ln i_d$ -nin $1/T$ -dən asılılığı xətti xarakter daşıyır. Eksperimentdə i_d -nı ölçməklə $\ln i_d$ -nin $1/T$ -dən asılılığını qururlar (şəkil 5 b). Bu xəttin absis oxu ilə əmələ gətirdiyi bucağın tangensi göründüyü kimi A/k -ya bərabərdir:

$$\tan \phi = \frac{\ln i_d}{1/T} = \frac{A}{k}$$

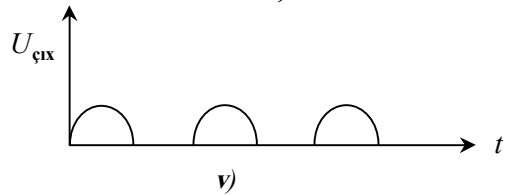
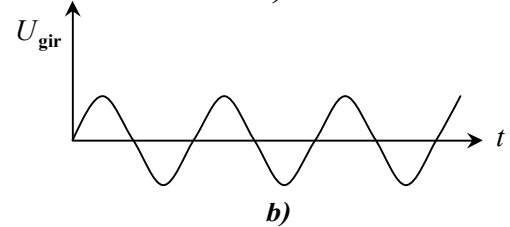
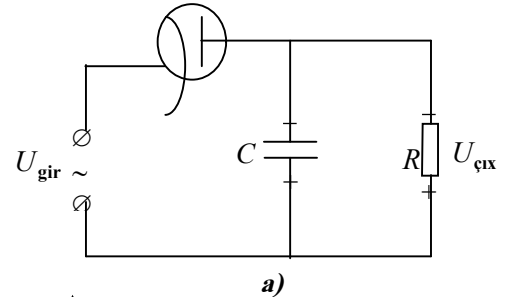
Beləliklə qrafikdən $\tan \phi$ -ni tapmaqla $A = k \cdot \tan \phi$ çıxış işini hesablamaq mümkündür.

Doyma cərəyanı elektronun çıxış işindən asılıdır.

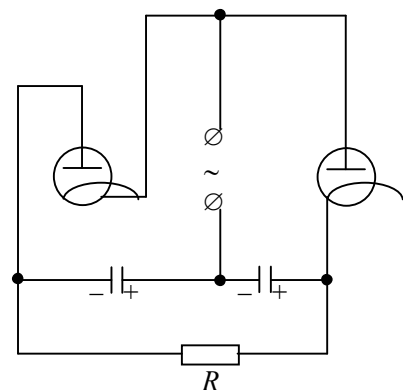
Ona görə də elektron lampalarında istifadə olunan katod materiallarının səthini elə işləyirlər, e'mal edirlər ki, çıxış işini azaltmaq mümkün olsun. Məsələn, katodun temperaturu $T = 1160^\circ K$ və $kT = 0,1 eB$ olduğundan çıxış işini $3 eB$ -dan $1 eB$ -a endirdikdə doyma cərəyanı $5 \cdot 10^8$ dəfə artır.

Termoelektron emissiyası hadisəsi bütün közərmə lampalarının iş prinsipinin əsasını təşkil edir. Közərmə lampaları müxtəlif məqsədlər üçün istifadə olunur: dəyişən jərəyanı düzənləndirmək, elektromaqnit siqnallarını gücləndirmək və s.

Dəyişən cərəyanı düzənləndirmək üçün istifadə olunan iki elektrodlu lampa kenotron adlanır. Əvvəldə qeyd etdik ki, anoda müsbət, katoda mənfi potensial tətbiq etdikdə dioddan jərəyan keçir. Dioda dəyişən jərəyan verdikdə o bir yarım periodda jərəyanı buraxır, ikinci yarımperiodda anoda potensiallar işarələrini dəyişir, lampadan jərəyan



...



keçmir. Dövrəyə daxil olan və çıxan jərəyanların dəyişməsi şəkil 6-a, b, v -də olduğu kimidir. Biristiqamətli və ya düzlənmiş jərəyan $T/2$ müddətdən sonra təkrar olunan impulslardan ibarətdir. R müqavimətindən jərəyanın kəsilməz axması və onun pulsasiyasını zəiflətmək üçün dövrəyə kondensator qoşulur. Bu zaman lampadan jərəyan keçən yarımperiodlarda həm də kondensator yüklənir. Lampanın jərəyanı buraxmadığı yarımperiodlarda həm də kondensator yüklənir. Lampanın jərəyanı buraxmadığı yarımperiodlarda kondensator R müqaviməti ilə qapandığı üçün boşalır. Hər iki yarımperioddakı jərəyanı düzləndirmək üçün iki diodlu düzləndirijdən istifadə olunur (şəkil 7)

Termoelektron jərəyanını idarə etmək üçün lampanın daxilində əlavə elektrodlar, torlar yerləşdirirlər. Məsələn, iki elektrodlu lampada katoda yaxın idarəediji tor qoymaqla üçelektrodlu və ya triod lampalar düzəldirlər. Onlar elektromaqnit siqnallarını gücləndirmək üçün istifadə olunur. Bir neçə triodu eyni zamanda tətbiq etməklə kaskad gücləndirijilər hazırlanır. Dörd elektrodlu elektron lampaları tetrod, beş elektrodular isə pentod adlanır.

Toxunma potensiallar fərqi. Volta qanunu

Təcrübə göstərir ki, iki müxtəlif metalı bir-birinə toxundurduqda onların arasında potensiallar fərqi əmələ gəlir. *Bu potensiallar fərqi toxunma potensiallar fərqi adlanır.* Toxunma potensiallar fərqi qiyəti toxunan metalların nə formasından, nə də ölçüsündən asılı olmayıb yalnız onların jinsi və toxunma yerinin temperaturundan asılıdır. Toxunma potensiallar fərqi əmələ gəlməsi iki səbəbdən baş verir:

1	2
---	---

- 1) toxunan metalların çıxış işlərinin müxtəlif olması;
- 2) bu metallarda sərbəst elektronların konsentrasiyasının müxtəlif olması.

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 toxunurlar (şəkil 8) .

Aydındır ki, çıxış işləri müxtəlif olduğundan elektronlar metalın birindən asan çıxdıqları halda o birindən çətin çıxarlar. Bunun nətiyəsində 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 nətiyəsində metalın birindən o birinə keçən (diffuziya edən) elektronların sayı əks istiqamətdə keçən (diffuziya edən) elektronların sayından artıq olur. Bunun da nətiyəsində 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. Toxunma 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

$$\Delta W = A_1 - A_2 + e(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (4)$$

şəklində ifadə olunur.

Mə'lumdur ki, metal daxilində elektron qazı Bolsman paylanmasına tabe olur. Yə'ni

$$n_2 = n_1 e^{-\frac{\Delta W}{kT}} \quad (5)$$

Buradan da

$$\Delta W = kT \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (6)$$

olar. (6) ifadəsini (5)-də nəzərə alıb bə'zi sadə əməliyyatlar aparılsa toxunma potensialları fərqi üçün

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (7)$$

alınar. (7) ifadəsindən görünür ki, toxunma potensialları fərqi iki hissədən ibarətdir. Bunlardan biri $\frac{A_2 - A_1}{e}$ çıxış işlərinin müxtəlifliyi hesabına yaranan toxunma potensialları fərqi, buna xarici potensialları fərqi deyilir. Müxtəlif metallar üçün $\frac{A_2 - A_1}{e} = (2 \div 3)B$ tərtibində olur. O biri hissə, $\frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}$ elektronların diffuziyası hesabına yaranan potensialları fərqi və daxili potensialları fərqi adlanır. Müxtəlif metallar üçün $\frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \sim 0,03B$ tərtibində

olur. Buradan aydın olur ki, toxunma potensialları fərqi yaranmasında əsas rol xarici potensialları fərqi oynayır.

Toxunan iki müxtəlif metalın toxunma sərhəddində potensialları fərqi əmələ gəlməsini hələ 1795-ci ildə Volta təcrübə olaraq müəyyən etmişdir. Metallar üçün Volta iki qanun kəşf etmişdir.

1. Toxunma potensialları fərqi yalnız toxunan metalların jinsindən və toxunma yerinin temperaturundan asılıdır.

2. Çoxlu sayda müxtəlif metalların toxunmasından təşkil olunmuş açıq dövrədə toxunma yerlərinin temperaturları eyni olduqda, yaranan potensialları fərqi elə birinci və sonuncu metalların toxunması zamanı yaranan potensialları fərqi ilə bərabər olur, yə'ni aradakı metalların heç bir rolü 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 toxunduraq (şəkil 9). Bu məqsədlə (7) düsturunu hər bir toxunma yeri üçün yazaq.

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 - \varphi_2 &= \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \\ \varphi_2 - \varphi_3 &= \frac{A_3 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_3} \\ \varphi_3 - \varphi_4 &= \frac{A_4 - A_3}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_3}{n_4} \end{aligned} \right\}$$

1	2	3	4
$\varphi_{1,2}$		$\varphi_{2,3}$	$\varphi_{3,4}$

Bu ifadələri tərəf-tərəfə topladıqda

$$\varphi_1 - \varphi_4 = \frac{A_4 - A_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_4} \quad (8)$$

alınar. Bu da Voltanın ikinci qanundur.

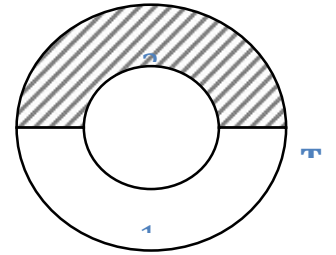
Asanlıqla göstərmək olar ki, 9-ju şəkildəki metallardan qapalı dövrə düzəldilsə, toxunma yerlərinin temperaturları eyni olan halda, əmələ gələn toxunma potensiallar fərqlərinin jəmi, yə'ni dövrdə əmələ gələn e.h.q.-si sıfıra bərabər olar. Başqa sözlə

$$E = \varphi_{1,2} + \varphi_{2,3} + \varphi_{3,4} + \varphi_{4,1} = 0 \quad (9)$$

olar.

Termoelektrik effektləri

Göstərdik ki, müxtəlif metalların toxunmasından yaranmış qapalı dövrdə toxunma yerlərinin temperaturları eyni olduqda əmələ gələn e.h.q.-si sıfıra bərabər olur. 1821-ji ildə Zeebek müəyyən etmişdir ki, iki müxtəlif metalın toxunmasından əmələ gələn qapalı dövrdə toxunma yerlərinin temperaturları müxtəlif olduqda e.h.q.-si əmələ gəlir: *Toxunma yerlərinin temperaturlarının müxtəlif olması nəticəsində iki müxtəlif metalın əmələ gətirdiyi qapalı dövrdə e.h.q.-si yaranması*



Şəkil 10

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 10). Toxunma yerlərinin temperaturları T_1 və T_2 olsun. Deyək ki, $T_1 > T_2$ -dir. (7) düsturunu hər bir toxunma yerinə tətbiq etsək, alarıq

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{1,2} = \varphi_1 - \varphi_2 &= \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \\ \varphi_{2,1} = \varphi_2 - \varphi_1 &= \frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Bu ifadələri tərəf-tərəfə toplayaq:

$$\begin{aligned} \varphi_{1,2} + \varphi_{2,1} &= E = \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} = \\ &= \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} - \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} = (T_1 - T_2) \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \end{aligned}$$

yə'ni

$$E = (T_1 - T_2) \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (11)$$

alınar. Burada $\frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} = \alpha$ –sabit kəmiyyət olub termoelektrik əmsalı adlanır.

Deməli, termoelektrik hərəkət qüvvəsi

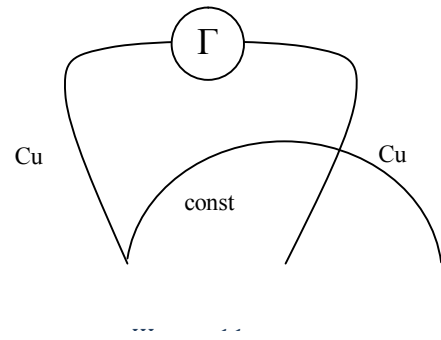
$$E = \alpha (T_1 - T_2) \quad (12)$$

olur. Buradan görünür ki, termoelektrik hərəkət qüvvəsi toxunma yerlərinin temperaturları fərqi ilə düz mütənasibdir.

(12) düsturundan görünür ki, termoelektrik əmsalı

$$\alpha = \frac{E}{T_1 - T_2} = \frac{E}{\Delta T} \quad (13)$$

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.



(13) düsturundan görünür ki, $\alpha = I \frac{B}{K}$ ilə ölçülür. (12) düsturundan görünür ki,

termoelektrik hərəkət qüvvəsi mə'lum olduqda temperaturlar fərqi, temperaturlar mə'lum olduqda isə termo e.h.q.-ni təyin etmək olar. Bundan istifadə edərək temperaturu ölçmək üçün termojüt adlanan cihaz düzəldirlər. Termocüt, termoelektrik əmsalı α mə'lum olan iki müxtəlif metal naqildən düzəldilir. 11-ji şəkildə mis konstantan naqilərdən düzəldilmiş termojüt göstərilmişdir. Lehim nöqtələrindən biri sabit temperaturda (adətən əriməkdə olan buzun içərsində) saxlanılır, o biri lehim nöqtə isə temperaturu təyin edilərkən yerə qoyulur. Termojüt əvvəlcədən dərəcələnin.

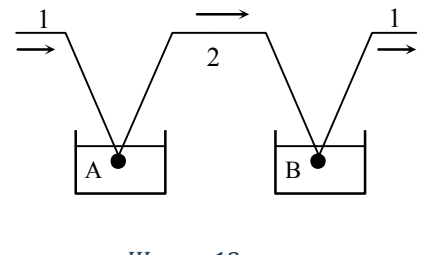
Termocütlər böyük həssaslığa malikdirlər və ona görə də ən kiçik temperatur

fərqi ölçə bilirlər.

Çox vaxt termojütün həssaslığını artırmaq üçün onları termobatareyalar şəklində birləşdirirlər.

Pelt'ye effekti

1834-cü ildə Pelt'ye müəyyən etmişdir ki, iki müxtəlif metalın lehimlənməsindən ibarət dövrədən cərəyan keçərkən Joule-Lens istiliyindən əlavə lehim nöqtələrinin birində istilik ayrılır, o birində istilik udulur. *Bu hadisə Pelt'ye effekti adlanır.* Əgər dövrədə cərəyanın istiqaməti dəyişsə Pelt'ye effektinin işarəsi dəyişir. Yəni əvvəlcə qızan lehim soyuyur, soyuyan lehim isə qızır.



Pelt'ye effektini 12-ji şəkildəki sxem üzrə müşahidə etmək olar. 1 və 2 metallarının ucları lehimlənməmiş və bu sistemdən cərəyan buraxılmışdır. Əgər A-nöqtəsində istilik ayrılırsa, B-nöqtəsində istilik udulur. Ayrılan və ya udulan Pelt'ye istiliyini təyin etmək üçün lehim nöqtələri içərsində su olan kalorimetrlər qoyulur. Temperaturu təyin etmək üçün kalorimetrlərə həssas termometr salınır.

A nöqtəsində ayrılan istiliyin miqdarı

$$Q_A = I^2 R t + Q_{II} \quad (14)$$

B -nöqtəsində udulan istiliyin miqdarı isə

$$Q_B = I^2 R t - Q_{\Pi} \quad (15)$$

Buradan

$$Q_A - Q_B = 2Q_{\Pi} \quad (16)$$

olar.

Təcrübə göstərir ki, Pelt'ye istiliyi naqildən keçən yükün miqdarı ilə düz mütənasibdir.

$$Q_{\Pi} = \Pi \cdot q \quad (17)$$

Burada Π -Pelt'ye əmsalı adlanır.

(17) düsturundan görünür ki, $\Pi = I \frac{C}{KI}$ ilə ölçülür. Müxtəlif metal jütləri üçün $\Pi \sim (10^{-2} \div 10^{-3})B$ tərtibində olur.

olduğunu nəzərə alsaq

$$Q_{\Pi} = \Pi I t \quad (19)$$

olar.

Pelt'ye və Joule-Lens istilikləri arasında ciddi fərq vardır.

Joule-Lens istiliyi jərəyanın istiqamətindən asılı olmadığı halda Pelt'ye istiliyi jərəyanın istiqamətindən asılıdır. Joule-Lens istiliyi jərəyan şiddətinin kvadratı ilə düz mütənasibdir. Lakin, Pelt'ye istiliyi jərəyan şiddətinin birinji dərəcəsi ilə düz mütənasibdir.

Joule-Lens istiliyi naqilin müqavimətindən asılıdır. Lakin, Pelt'ye istiliyi naqilin müqavimətindən asılı deyildir.

Pelt'ye 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.

Pelt'ye istiliyini elektron nəzəriyyəsi əsasında hesablamaq olar. Göstərmişdik ki, bir metaldan o birinə keçən elektronun enerjisinin dəyişməsi,

$$\Delta W = kT \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (20)$$

düsturu ilə hesablanır. Əgər bir metaldan o birinə n -qədər elektron keçmiş olsa, onda bu elektronların hamısının enerjisinin dəyişməsi

$$W = n\Delta W = nkT \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (21)$$

olar. Bu ifadə də sağ tərəfi elektronun yükü olan e -yə vuraq və bölək. Onda

$$W = ne \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (22)$$

olar. $ne = q$ bir metaldan o birinə daşınan elektrik yükünün miqdarıdır.

$1C = 0,24\text{kcal}$ olduğunu nəzərə alsaq, lehim nöqtəsində ayrılan və ya udulan Pelt'ye istiliyi

$$Q = 0,24 \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \cdot q \text{ (kal)} \quad (23)$$

olar. Burada

$$0,24 \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} = P \quad (24)$$

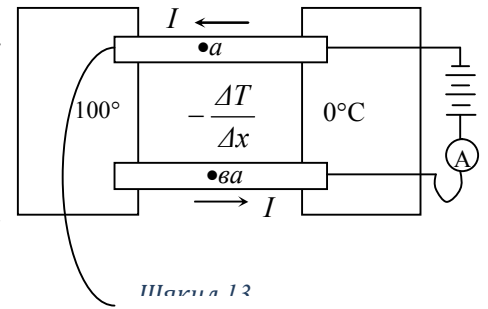
Pelt'ye əmsalıdır. Onda

$$Q = \Pi q \quad (25)$$

alınar. Göründüyü kimi Pelt'ye 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 jərəyan keçdikdə jərəyanın istiqamətindən asılı olaraq bu metalda Joule-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; $100^\circ C$ və $0^\circ C$ yaradılır. Dövrədə jərəyan olmayanda a və b nöqtələrinin temperaturları eyni olur (şəkil 13). Bunu, ucları a və b nöqtələrinə yerləşdirilmiş termojüt göstərir.



Dövrədən jərəyan 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 jərəyanın i sıxlığından asılıdır. Bu asılılıq

$$\frac{Q}{\Delta V \cdot \tau} = \sigma \frac{\Delta T}{\Delta x} i \quad (26)$$

şəklində ifadə olunur. $i = \frac{I}{S}$, $\Delta V = S \Delta x$ olduğunu nəzərə alsaq

$$Q = \sigma \Delta T i \tau \quad (27)$$

olar. *Bu Tomson qanununun diferensial şəklidir.* σ – Tomson əmsalı adlanır və müxtəlif metallar üçün müxtəlifdir. Bismut üçün $\sigma \sim 10^{-5} \frac{B}{K}$ tərtibindədir.

Tomson və Pelt'ye effektləri arasındakı əsas fərq ondan ibarətdir ki, Pelt'ye effektində qeyri-birjinslilik müxtəlif metalların birləşməsi nəticəsində, Tomson effektində isə eyni bir metalın qeyri-bərabər qızdırılması nəticəsində əmələ gəlir.

Ədəbiyyat

1. H. B. Qasımov, V. İ. İsmayılov, C.P. Xasayev. Fizika kursu. I hissə (mexanika və molekulyar fizika). Bakı – 2007.
2. Y. S. Feyziyev, Rzayev R. M. Ümumi fizika kursu. Bakı. 2001.
3. M. H. Ramazanzadə. Fizika kursu. Bakı. “Maarif” nəşriyyatı. 1987.
4. T. İ. Trofimova. Kurs fiziki. M.: Vıssəə şkola. 2003.

18.1. Газларын elektrik кечирижилуу

Hər cür kənar qarışıqlardan təmizlənmiş qazlar elektriki keçirmirlər. Qaz molekulları elektrik baxımından neytraldır. Molekulların neytral haldan yükdaşıyıcıya çevrilməsi prosesi ionizasiya 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 yaradan xarici təsirlər ionizator adlanır. Yüksək temperaturlar, rentgen, ultrabənövşəyi radioaktiv, kosmik şüalar, sürətli elektronlar və başqa hissəciklər ionizator 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.

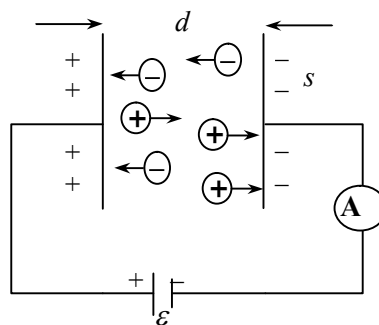
Zəif elektrik sahələrində ionizatorun təsiri kəsiləndən sonra cərəyan yox olur, qaz ionları neytral molekullara çevrilir. Buna qeyri-sərbəst keçiricilik deyilir. Qabaqda görəcəyimiz kimi güclü elektrik sahələrində qazda bir dəfə yaranan keçiricilik öz-özünə davam etdirilir, ionizatorun təsirinə ehtiyac 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). İonizatorun təsiri ilə qazın vahid həcmində, vahid zamanda α cüt ion yaranır. α – ionlaşma əmsalı adlanır. Onda kondensatorun Sd həcmində vahid zamanda αSd 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 həcmə ionların sayı müsbət və mənfi ionların

$$\beta n_+ n_- = \beta n^2$$



rekombinasiya olunan sayı ilə mütənasib olacaq:

β – rekombinasiya əmsalı adlanır. Sd 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 ionizasiya, qazın həcmində və elektrodlarda rekombinasiya hesabına ola bilər.

$$Sd \frac{dn}{dt} = \alpha Sd - \beta n^2 Sd - \frac{iS}{e} \quad (18.1)$$

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.

$$\frac{dn}{dt} = \alpha - \beta n^2 - \frac{i}{ed} \quad (18.2)$$

Qazdan keçən cərəyan sabitdirsə, ionlaşma nəticəsində yaranan və rekombinasiya nəticəsində yox olan ionların sayı arasında tarazlıq yaranır, yüklərin konsentrasiyası dəyişmir $dn/dt = 0$ və

$$\alpha - \beta n^2 - \frac{i}{ed} = 0 \quad (18.3)$$

alınır.

Burada iki hala baxaq:

a) zəif sahələrdə qazdan keçən cərəyan da kiçik olur. Odur ki, ionların əksəriyyəti elektrodlara çatmadan qazın həcmində rekombinasiya olunur:

$\beta n^2 \gg \frac{i}{ed}$ olduğu üçün $\frac{i}{ed}$ -ni nəzərə almırıq və (18.3)-dən $\alpha = \beta n^2$ və

$$n = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} \quad (18.4)$$

alınar.

Sahənin tə'siri ilə əks işarəli ionlar müvafiq lövhələrə doğru qarşılıqlı əks istiqamətlərdə hərəkət etməsinə baxmayaraq cərəyanların istiqamətləri üst-üstə düşür (şəkil 18.2). Ona görə də:

olar. Burada $\vec{v}_+, \vec{v}_-$ müsbət hərəkət sür'ətləridir. $\vec{i} = \vec{i}_+ + \vec{i}_- = en(\vec{v}_+ + \vec{v}_-)$ (18.5) və mənfi ionların nizamlı Elektrik sahəsində yükün qazandığı nizamlı hərəkət deyilir. Dreyf sür'ətinə Dreyf sür'əti də

Шякил 18.2

Dreyf sür'əti sahə intensivliyi ilə mütənasibdir:

$$\vec{v}_+ = \mu_+ \cdot \vec{E} \quad \vec{v}_- = -\mu_- \cdot \vec{E} \quad (18.6)$$

Burada μ_+, μ_- müsbət və mənfi ionların yürüklüyü adlanır. Göründüyü kimi yürüklük yükün vahid sahədə qazandığı Dreyf sür'ətidir:

$$\mu = v / E \quad (18.7)$$

Yürüklüyün vahidi $\mu = 1 \frac{\text{m/san}}{\text{V/m}} = 1 \frac{\text{m}^2}{\text{V} \cdot \text{san}}$ -dir.

(18.4) və (18.6)-nı (18.5)-də nəzərə alaq.

$$i = e \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} (\mu_+ + \mu_-) \vec{E} \quad (18.8)$$

İonizatorun tə'siri və temperatur sabit olduqda son ifadəyə daxil olan α, β, μ_+ və μ_- kəmiyyətləri də dəyişməyəcək. Odur ki,

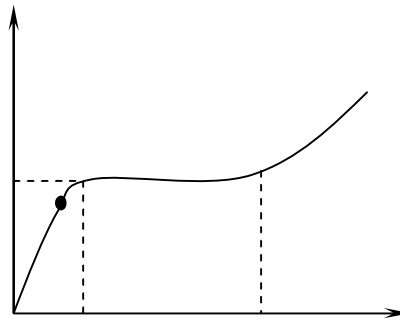
$$\sigma = e \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} (\mu_+ + \mu_-) \quad (18.9)$$

işarə etməklə, yə'qin edirik ki, zəif elektrik sahələrində qazın keçiriciliyi Om qanununa tabedir:

$$\vec{i} = \sigma \vec{E}$$

əkil 18.3-də qaz keçiriciliyinin xarakteristikası göstərilib. cərəyan sıxlığının sahə xətti dəyişməsinə təsvir edib.

b) güclü sahələrdə cərəyan qazın həcmində rekombinasiya elektrodla çatır. Odur ki, (18.3) ifadəsindən (βn^2 -nəzərə



tam volt-amper Onun OA hissəsi zəif sahədə intensivliyindən asılı olaraq

da böyük olur. Yükdəşıyıcılar olunmağa imkan tapmır, $\beta n^2 \ll i / ed$ yazmaq olar. alınmır)

$$\frac{i}{ed} = \alpha \quad i_d = \alpha ed \quad (18.10)$$

şəklini alır. Cərəyanın bu şərti ödəyən qiyməti doyma cərəyanı adlanır. Doyma cərəyanı sahə intensivliyindən asılı deyil və yalnız ionizatorun qazın vahid həcmində vahid zamanda yaratdığı yüklərin sayından asılıdır. Şəkil 18.3-də doyma cərəyanı qrafikin üfüqi VS hissəsi ilə təsvir olunur. Qrafikin AB hissəsində i -nin E -dən asılılığı qeyri-xətti xarakter daşıyır, Om qanunu ödənilmir. i_d -nın lövhələrarası d məsafəsi ilə mütənəşib olması onunla bağlıdır ki, bu məsafə böyük oduqca qazın həcmi və ondakı yükdaşıyıcıların sayı da artır.

Sahə intensiviyyətinin müəyyən qiymətində cərəyan yenidən (S-nöqtəsində) artmağa başlayır. Əvvəlcə bu artım zəif, sonra isə kəskin olur. Bu onu göstərir ki, ionların sayını artıran daxili mənbə yaranıb. Müəyyən D nöqtəsində ionizatorun təsirini yox etsək, cərəyan kəsilir. Daxili proseslər hesabına keçiricilik davam edir. Bu andan başlayaraq qeyri-sərbəst qaz keçiriciliyi sərbəst keçiriciliyə çevrilir.

İndiyə kimi nəzərdə tutulurdu ki, qazda yükdaşıyıcılar ancaq ionizatorun təsiri ilə yaranır. Güclü elektrik sahələrində qazdakı sərbəst elektronlar və müsbət ionlar da yeni elektronlar və ionlar yaradır. Elektrik sahəsində sərbəst yol boyunca elektron $mv^2 / 2 = e\vec{E}l$ enerjisi qazanır. l – elektronun sərbəst yolunun uzunluğudur. Zəif sahələrdə bu enerji də kiçikdir və elektronun atom və molekulla 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 sür'ətlənir, 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 elektronunkinə nisbətən çox-çox böyük olduğu üçün eyni sahədə ionun qazandığı sür'ət 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 sür'əti 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 molekulla 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: alovşuz boşalma, qığılcımlı boşalma, tach boşalma, qövs boşalması və s.

§18.2. Плазма

Qazın temperaturu artdıqca onun ionlaşma dərəcəsi də artır. Elektronlarını itirmiş molekullar müsbət ionlara çevrilir. Temperatur yüksəldikcə hər bir molekul daha çox elektron itirir və bu zaman birqat, ikiqat və s. müsbət yüklənmiş ion alınır. Qazın termik ionlaşması təxminən 6000°C –də başlanır. Molekulların $\frac{3}{2}kT$ istilik enerjisi kifayət edir ki, toqquşmalar zamanı elektronlar

qopa bilsin. İonlaşma prosesində molekullar atomlara parçalanır və sonuncular ionlaşırlar. Bu proses o vaxta qədər davam edə bilər ki, atom öz elektronlarını itirir və sərbəst elektronlardan və çıpaq nüvələrdən ibarət qarışıq alınır.

Müəyyən həcmdəki ionlaşmış qaz plazma adlanır. Plazmada yüklü hissəciklərin konsentrasiyası kifayət qədər yüksək olmalıdır. Bundan əlavə ionlaşma nəticəsində yaranan yüklər həmin həcmdə də qaldığı üçün plazma elektrik baxımından neytraldır. Kifayət qədər böyük həcmdə müsbət və mənfi yüklərinin miqdarı əsasən eyni olan plazmaya kvazineytral plazma deyilir. İonlaşmış atomların sayının atomların tam sayına olan nisbəti ionlaşma əmsali adlanır və α ilə işarə olunur. İonlaşma əmsali $\alpha \sim 10^{-3}$ olan qaz plazma hesab oluna bilər. Qazın ionlaşma dərəcəsi temperatur və təzyiqdən asılıdır. Təzyiq artdıqca ionlaşma azalır.

Plazma Kainatın həyatında çox böyük rol oynayır. Onu demək kifayətdir ki, Kainatdakı maddə əsasən plazma halında olan ulduzlarda, o cümlədən də Günəşdə və ulduzlararası fəzada toplanıb. Planetlərin kütləsi Kainatın kütləsinin çox cüzi hissəsini təşkil edir. Yer atmosferini xarici tərəfdən əhatə edən təbəqədə, ionosferada, qaz yüksək dərəcədə ionlaşmış plazma halındadır. İonosferanın elektromaqnit dalğalarını əks etdirmək xassəsi Yerin müxtəlif nöqtələri, o cümlədən diametrial əks nöqtələri arasında rədiarabitə saxlamağa imkan verir. İonosferadan xaricdə yüklü zərrəciklərlə dolu radiasiya qurşaqları yerləşir. Yüklü zərrəciklər bu qurşaqlarda Yerin maqnit sahəsi vasitəsilə saxlandığı üçün ona maqnit sferası da deyilir.

Yer şəraitindəki qabdakı qazı qızdırmaqla plazma almaq çətindir. Yüksək temperaturlara dözə bilən materiallar yoxdur. Lakin xüsusi formalı maqnit sahələrində məhdud həcmdə qaynar plazmanı saxlamaq mümkündür. Plazmanın əsas xassələrindən biri onun bütün həcm boyunca kvazineytrallığını avtomatik təmin edə bilmək xassəsidir. Plazmada elektronların n_e və müsbət ionların n_i konsentrasiyaları kəskin fərqli olduqda elektrik sahəsi artıqlığı ilə iştirak edən hissəcikləri kənara itələyir, əks işarəli yükləri isə cəzb edir. Plazma avtomatik olaraq öz kvazineytrallığını çox böyük dəqiqliklə "qoruya" bilir. Hətta yüklərin hərəkətindəki istilik fluktuasiyaları kvazineytrallığı poza bilmir.

Fərz edək ki, istilik fluktuasiyası nəticəsində plazmanın Δx qalınlıqlı təbəqəsində elektronlar müsbət ionlara nisbətən yerini ℓ qədər dəyişir və kvazineytrallıq pozulur. (şəkil 18.4). Bu zaman kondensatora bənzər sistem alınır; onun bir tərəfində elektronlar, digər tərəfində isə müsbət ionlar yığılır. Elektronların və ionların yükünün mütləq qiymətcə eyni olduğunu qəbul edərək, lövhələrdə yükün səthi sıxlığı $\sigma = en\ell$ yazıla bilər. (n - elektronların və ya ionların konsentrasiyasıdır). Plazma kondensatorunun lövhələri arasındakı elektrik sahəsi üçün mə'lum düstura görə

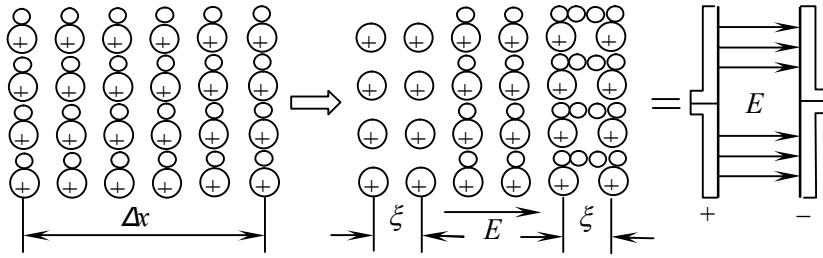
$$E = \sigma / \varepsilon_0 = en\ell / \varepsilon_0 \quad (18.11)$$

yazıla bilər.

Bir lövhənin sahəsini S ilə işarə etsək, kondensatorun lövhələri arasındakı fəzadakı elektronların sayı üçün $n\Delta x\Delta S$, yükü üçün $q = en\Delta x\Delta S$, onlara elektrik sahəsi tərəfindən tə'sir edən qüvvə üçün

$$F = -qE = -en\Delta x\Delta S \frac{en\ell}{\varepsilon_0} = -\frac{e^2 n^2 \Delta x \Delta S \ell}{\varepsilon_0} \quad (18.12)$$

alarıq. Bu elektronların kütləsi $m = m_e n \Delta x \cdot \Delta S$, onların elektrik sahəsində aldığı təcil $d^2 \ell / dt^2$ olsun. Nyutonun ikinci qanununa görə mənfi lövhədəki elektronların hərəkət tənliyi üçün



Шякил 18.4

$$m_e n \Delta x \Delta S \frac{d^2 \ell}{dt^2} = - \frac{e^2 n^2 \Delta x \Delta S \cdot \ell}{\epsilon_0}$$

$$\frac{d^2 \ell}{dt^2} + \omega_{nl}^2 \cdot \ell = 0 \quad (18.13)$$

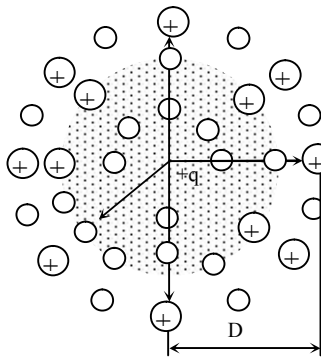
alınır. Burada

$$\omega_{nl} = \left(\frac{ne^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (18.14)$$

göstərir ki, plazmadakı mənfi yük harmonik qanunla rəqs edir. (18.14) ifadəsi ilə təyin olunan tezlik plazma tezliyi adlanır. Beləliklə, plazmanın bu və ya digər yerində elektrik neytrallığı pozulduqda onda yükün harmonik rəqsi başlayır. Qeyd etmək lazımdır ki, yaranan rəqsi proses dalğa xarakteri daşımır və plazmada yayılır. Elektronların və ionların öz aralarında və neytral molekullar ilə toqquşması nəticəsində plazma rəqsləri sönür. Fluktuasiya nəticəsində plazmada elektrik neytrallığının pozulduğu oblastların xətti ölçülərinə baxaq. Bu ölçülər yə'qin ki, plazma rəqslərinin amplitudundan böyük ola bilməz. Bu ampilutudu D ilə işarə edək. Bir elektronun plazma rəqsinin enerjisi $m_e \omega_{nl}^2 D^2$ olsun. Tarazlıq halında elektron bu enerjini istilik hərəkəti hesabına əldə edir. Odur ki, rəqsi hərəkətin bir sərbəstlik dərəcəsinə düşən kT enerjisinə bərabərdir: $m_e \omega_{nl}^2 D^2 = kT$.

$$D = \left(\frac{kT}{m_e \omega_{nl}^2} \right)^{1/2} = \left(\frac{\epsilon_0 kT}{ne^2} \right)^{1/2} \quad (18.15)$$

D -plazmanın Debay radiusu adlanır. Plazmada elektrik neytrallığının pozulması D Debay radiusundan böyük olmayan məsafələrdə mümkündür. Debay radiusu isə qazın tutduğu oblastın xətti ölçülərinə nisbətən kiçikdir. Məsələn: $n = 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $T = 10^6 \text{ K}$ olduqda Debay radiusu 10^{-6} m tərtibdən alınır. Bu qiymət atomun xətti ölçülərindən (10^{-10} m) bir neçə tərtib böyük olduğu üçün nəticə çıxarmaq olar ki, plazmaya kvant mexanikası qanunları tətbiq oluna bilməz, plazma klassik fizika qanunlarına tabedir. Fərz edək ki, plazmaya müsbət q sınaq yükü daxil edilib (şəkil 18.5). Onun ətrafına ionlar isə itələnir. Odur ki, q yükü əmələ gəlir. Həmin bulud q yükü ilə arasındakı qarşılıqlı tə'siri ekranlaşdırır. müəyyən məsafəyə qədər mümkündür. radiusuna bərabərdir. Adətən ona da deyilir. Plazma nəinki oraya da xarici elektrik sahəsini də sahəsinin plazmaya nüfuz etdiyi məsafə tərtibindədir.



Шякил 18.5

elektronlar yığılmağa başlayır, ətrafında elektron buludu plazmanın qalan hissələri Ekranlaşma q yükündən Həmin məsafə Debay Debayın ekranlaşma radiusu yerləşmiş yükün sahəsini, həm ekranlaşdırır. Xarici elektrik də Debay radiusu

Tam istilik tarazlığındakı plazmada ionların kinetik enerjisi eynidir. Qeyri isə elektron və ionların kütlələri hesabına onların kinetik enerjiləri və

temperatur, elektronların və tarazlıq halındakı plazmada arasındakı kəskin fərq bunlara uyğun temperatur

bir-birindən seçilir. Əksəriyyət hallarda elektronların temperaturu T_e ionların temperaturu T_i –dən böyük olur.

Plazmanın əsas növləri üçün $nD^3 \gg 1$ şərti ödənilir. Bu onu göstərir ki, elektrik neytrallığı pozulan oblastda yüklərin konsentrasiyası böyükdür və plazmada müəyyən hissəcik eyni zamanda çoxlu hissəciklə qarşılıqlı təsirdə olur. Uzağa təsir xassəsinə malik Kulon qüvvəsi mümkün olduqca daha çox hissəciyi qarşılıqlı təsirə cəlb edir.

Müəyyən həcmdəki plazmada elektronların və müsbət ionların sərbəst halda mövcud olması göstərir ki, plazma hissəciklərinin kinetik enerjisi onların qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisindən qat-qat çoxdur. Bu baxımdan plazma ideal qaza oxşayır və qazın hal tənliyi plazma üçün də yarayır. Lakin plazma ideal qazı elektronlardan və ionlardan ibarətdir. Onlar bir-birinə nəzərən elə hərəkət edirlər ki, bu zaman plazmada elektrik neytrallığı pozulmur.

Plazma dalğa uzunluğu geniş diapazonda dəyişən elektromaqnit dalğaları mənbəyidir. Elektronların tormozlanması nəticəsində kəsilməz spektr şüalanır. Soyuq plazmanın şüalanması görünən və infraqırmızı oblasta düşdüyü halda, qaynar plazma rentgen şüaları buraxır. Şüalanmanın bir mənbəyi də elektronla ionun rekombinasiyasıdır.

Plazmanın elektrik keçiriciliyi yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından zəif asılıdır: $\sigma \sim (e_n \cdot n)^{-1}$.

Keçiriciliyin temperatur asılılığı daha güclüdür: $\sigma \sim T^{3/2}$. Odur ki, yüksək temperaturlarda ($\sim 10^8$ K) plazmanın keçiriciliyi ən yaxşı metalların keçiriciliyinə nisbətən bir tərtib çoxdur.

Maqnit sahəsində yerləşmiş plazma hissəcikləri vintvari trayektoriya boyunca hərəkət edir. Plazmanın bu xassəsindən onun dağılmasının qarşısını almaq üçün istifadə olunur. Günəşdə protuberanslar onun səthindən püskürən plazmadan başqa bir şey deyildir. Bu plazma Günəşin səthində maqnit qüvvə xəttləri boyunca hərəkət edir. Maqnit sahəsi plazmanın ölçülərini məhdudlaşdırır. Maqnit sahəsinin plazmanı saxlamaq xassəsi termonüvə reaksiyaları üçün istifadə olunan qurğularda tətbiq olunur. Yüksək temperaturlu hidrogen plazmasına (10^8 K) heç bir qab dözə bilməz. Güclü maqnit sahəsində yerləşmiş plazma hissəcikləri yalnız kamerada uzununa hərəkət edə bilər, eninə hərəkətin qarşısını maqnit sahəsi alır ("Tokamak" tipli qurğular). Buna maqnit termoizolyasiya metodu deyilir.

Dayanıqlı termonüvə reaksiyalarını həyata keçirmək üçün üç parametr həlledici rol oynayır: ionların konsentrasiyası n , plazmanı saxlamaq müddəti τ və plazmanın temperaturu T .

§18.3. Йарымкечурижуляр

Yarımkeçiricilər özlərinin xüsusi elektrik keçiriciliyinin qiymətinə görə metallardan və dielektriklərdən fərqlənir. Onlar dielektriklərlə metallar arasında aralıq hal təşkil edir. Belə ki, dielektrik üçün $10^{-20} < \sigma < 10^{-12} \text{ Om}^{-1}\text{sm}^{-1}$ və metallar üçün $10^4 < \sigma < 10^{12} \text{ Om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-1}$ –dirsə, yarımkeçiricilər üçün isə bu qiymət $10^{-12} < \sigma < 10^4 \text{ Om}^{-1}\text{sm}^{-1}$ –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.

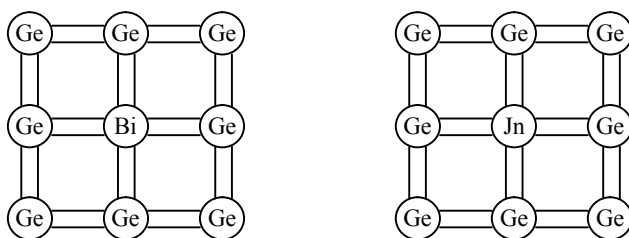
Elektronu valent zonasından keçirici zonaya keçirmək üçün lazım olan enerjiyə aktivləşmə enerjisi deyilir. Bu iki keçid arasında qalan zonaya qadağan olmuş zonanın eni deyilir. Təmiz yarımkeçiricilərdə bu enerjinin qiyməti aşqar yarımkeçiricilərə nisbətən böyükdür. Odur ki, yarımkeçiricilərdə məxsusi 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 elektronvolta 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.

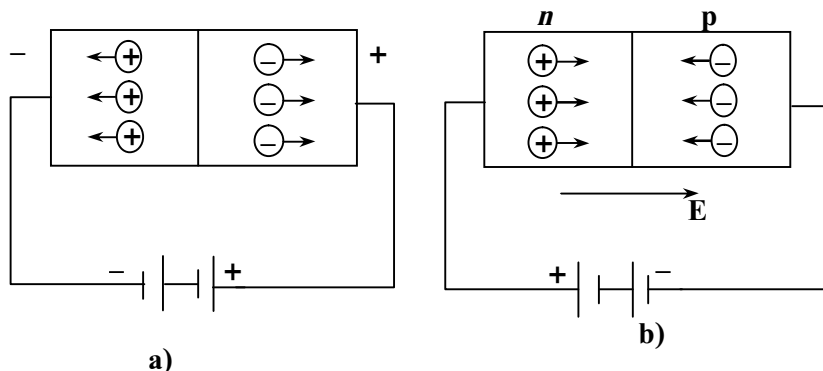
Yarımkeçiricilərdə iki növ keçiriciliyin mexanizmini də bir-birindən fərqləndirmək lazımdır. Bunlardan biri elektron, digəri isə boş yerli keçiricilikdir. Yarımkeçiricinin elektron və ya boş yerli keçiriciliyinə malik olması hansı aşqar birləşmədən təşkil olunmasından asılıdır. Əgər birləşmə Mendeleyev cədvəlinin 4-cü və 5-ci qrup elementlərindən, məsələn, uyğun olaraq Ge və Bi -dən təşkil olunmuşsa (4-cü qrup elementlərin -4 , 5-ci qrup elementlərin isə -5 valent elektronu vardır), 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 18.6). Bu cür aşqar yarımkeçiricilərə elektron tipli və ya donor tipli keçiricilər 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,



Şəkil 18.6

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 -lə işarə olunur və boş yerli 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 dəyişməsini tapmaq olur, temperaturun dəyişməsinə əsaslanaraq isə müqavimətin dəyişməsini tapmaq olur. Temperatura həssas olan belə yarımkeçiricilərə termistorlar deyilir. Belə termistorlar vasitəsilə temperaturu 0,0005 dəqiqliklə



Шякил 18.7

ölçmək mümkün olur.

Yarımkeçiricilərdən həmçinin cərəyan və gərginliyin tənzimlənməsində, dəyişən 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 18.7). 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 18.7 b) isə dövrədə əsas yükdaşıyıcılar hesabına cərəyan yaranmış olacaqdır. Odur ki, belə dövrədə dəyişən cərəyanın birinci yarımperiodunda cərəyan keçirsə, ikinci yarımperiodunda o keçməyəcəkdir. Onların bu xassəsinə əsaslanaraq $p-n$ keçiddən ibarət yarımkeçiricilərdən dəyişən cərəyan düzləndiricisi kimi istifadə olunur.

§18.4. Электролитлярдя електрик ज्याрюаны

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, həlledicilərin təsiri ilə maddəni təşkil edən molekulların müsbət və mənfi ionlara parçalanmasına dissosiasiya deyilir.

Ümumilikdə məhlul elektrik baxımından neytraldır. Yə'ni, mənfi və müsbət ionların konsentrasiyası biri birinə bərabərdir. Müsbət ionların konsentrasiyasını n_+ , mənfi ionların konsentrasiyasını n_- ilə işarə edək.

$$n_+ = n_- = n \quad (18.17)$$

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 18.8) 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. Yə'ni 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, yə'ni müsbət və mənfi ionların konsentrasiyası artır. Bu isə elektrik keçiriciliyinin artması (əksinə müqavimətin isə azalması) deməkdir.

Maddə molekullarının ionlara doğru hərəkəti maddə daşınması

Cərəyanın təsiri ilə ayrılmasına elektroliz hadisəsi

Bu zaman ayrılan maddə Bu hadisənin kəmiyyət qanunları tərəfindən öyrənilmişdir (1836–

Faradeyin I qanunu:

Tutaq ki, t zaman N sayda ion elektroda doğru hərəkət edir. Aydın ki, bu yükün miqdarı

$$q = Nez \quad (18.19)$$

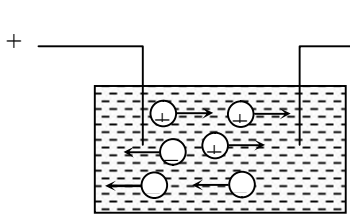
olar. Bu ionlar elektrod üzərinə çökərək

$$M = Nm_i \quad (18.20)$$

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



parçalanması və elektrodlara ilə nəticələnir.

maddənin tərkib hissəsinə deyilir.

elektrod üzərində toplanır. təcrübi yolla M.Faradey cı il).

müddətində valentliyi z olan

$$M = kq = kIt \quad (18.22)$$

(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 1Kl 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 nisbətinə 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 s 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. $\frac{1}{c} = F$ Faradey ədədi adlanır. Onun ədədi qiyməti $F \approx 96500 \frac{\text{Kl}}{\text{z}p \cdot \text{ekv}}$.

Faradey ədədini nəzərə alsaq onda birləşmiş qanun

$$M = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n} q$$

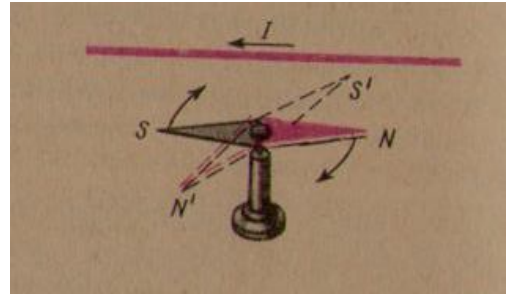
şəklində ifadə olunar.

19. Maqnit sahəsinin əsas xarakteristikaları. Cərəyanların qarşılıqlı təsiri. Maqnit sahəsi.

Sükunətdə olan nöqtəvi yüklər arasında Kulon qarşılıqlı təsir qüvvəsi olduğu kimi, paralel yerləşdirilmiş cərəyanlı naqillər arasında da qarşılıqlı təsir qüvvəsi mövcuddur. İki paralel yerləşdirilmiş naqildən cərəyan keçdikdə, naqillər qarşılıqlı olaraq bir – birinə təsir edir. Naqillərdən keçən cərəyanın istiqaməti eyni olduqda, naqillər bir – birini cəzb, əks olduqda isə dəf edir. Naqillərin birində cərəyanın istiqamətini dəyişdikdə naqillər arasında cəzbətmə qüvvəsi itələmə qüvvəsinə çevrilir və əksinə.

Bu qarşılıqlı təsir onunla izah edilir ki, hər bir cərəyanlı naqilin ətrafında sahə yaranır və bu sahədə qonşu cərəyanlı naqilə təsir edir və əksinə.

Cərəyanlı naqilin ətrafında yaranan sahənin xarakterini müəyyən etmək üçün 1820 – ci ildə Danimarka alimi Ersted təcrübi yolla müəyyən etmişdir ki, cərəyanlı naqilin yaratdığı sahə maqnit əqrəbinə yönəldici təsir göstərir (şək.1).



Şəkil 1

Naqildə cərəyanın istiqaməti dəyişdikdə əqrəb əvvəlki istiqamətinin əksinə yönəlir. Bununla o belə nəticəyə gəlmişdir ki, cərəyanın ətrafında yaranan sahə maqnit xarakterlidir. Deməli, cərəyanın qarşılıqlı təsiri onların ətrafında yaranan maqnit sahəsi hesabına baş verir.

Təcrübələr göstərir ki, sonsuz uzun iki cərəyanlı naqilin qarşılıqlı təsiri zamanı, naqillərin hər l uzunluğuna göstərilən təsir qüvvəsi, onlardan keçən cərəyan şiddətinin (I_1 və I_2) hasililə düz, naqillər arasındakı məsafə ilə tərs mütənasibdir:

$$F = k \frac{2I_1 I_2}{b} l \dots (1)$$

burada k – mütənasiblik əmsalıdır. Bu qanun 1820 – ci ildə Amper tərəfindən kəşf edilmişdir.

BS – də $k = \frac{\mu_0}{4\pi}$ qəbul edildiyindən, (1) düsturunu aşağıdakı formada yazmaq olar:

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{b} l = \mu_0 \frac{I_1 I_2}{2\pi b} l, \dots (2)$$

burada μ_0 – maqnit sabiti adlanır. (2) düsturuna əsasən, Amper elə cərəyan şiddətinə deyilir ki, o cərəyan vakuumda bir – birindən 1m məsafədə yerləşmiş, en kəsiyinin sahəsi çox kiçik olan sonsuz uzun, iki paralel düzxətli naqildən keçərkən, onların hər bir metr uzunluğuna göstərdiyi təsir qüvvəsi $2 \cdot 10^{-7}$ N – a bərabər olsun.

Cərəyanlı naqillərin qarşılıqlı təsiri, maqnit adlanan sahə tərəfindən biruzə çıxır. Ersted təcrübəsindən nəticə olaraq çıxır ki, maqnit sahəsi istiqamətə malikdir və vektorial kəmiyyətdir. Bu kəmiyyət B hərfi ilə işarə edilir və maqnit induksiya adlanır. Elektrikdən fərqli olaraq, maqnit sahəsi sükunətdə olan yükə təsir etmir. Qüvvənin təsiri,

yalnız yük hərəkət etdikdə yaranır. Buna əsasən demək olar ki, maqnit sahəsini hərəkətdə olan yüklər yaradır.

Beləliklə, hərəkətdə olan yüklər (cərəyan), onları əhatə edən fəzanın xassəsini dəyişirlər – maqnit sahəsi yaradırlar. Bu sahə o vaxt biruzə çıxır ki, onda hərəkət edən yükə qüvvə təsir edir.

Təcrübə göstərir ki, elektrik üçün olduğu kimi, maqnit sahəsi üçün də superpozisiya prinsipi doğrudur: hərəkətdə olan bir neçə yükün yaratdığı, B maqnit induksiya sahəsi, hər bir yükün ayrılıqda yaratdığı, B_i maqnit induksiya sahəsinin vektorial cəminə bərabərdir:

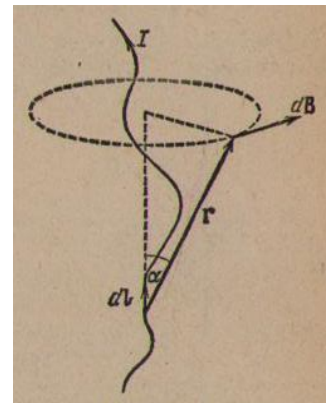
$$\mathbf{B} = \sum \mathbf{B}_i \dots (3)$$

Bio – Savar – Laplas qanunu

Cərəyan axan hərəkətsiz nazik naqilin yaratdığı, maqnit sahəsinin xarakterini aydınlaşdırmaq, dl uzunluqlu kiçik naqıl hissəsinə baxaq. Bu elementar hissədə $nsdl$ elektrik yük daşıyıcıları vardır (n – vahid həcmdəki yük daşıyıcılarının sayı, s – naqilin en kəsiyinin sahəsidir). Vəziyyəti, dl elementinə nəzərən $\vec{r}$ radius – vektoru ilə təyin edilən nöqtədə (şək. 2), hər bir e elektrik yükü:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e[(\vec{v} + \vec{u}), \vec{r}]}{r^3}$$

induksiyalı sahə yaradır. Burada $\vec{v}$ – xaosik hərəkətin sürəti, $\vec{u}$ – isə elektrik yük daşıyıcılarının nizamlı hərəkətinin sürətidir. dl elementindəki, cərəyan daşıyıcılarına görə maqnit induksiya sahəsinin orta qiyməti, aşağıdakı kimi olar:



Şəkil 2

$$\langle B \rangle = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e[\langle \vec{v} \rangle + \langle \vec{u} \rangle, \vec{r}]}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e[\langle \vec{u} \rangle, \vec{r}]}{r^3}$$

$\langle \vec{v} \rangle = 0$. Bu ifadəni naqıl elementindəki elektrik yükü daşıyıcılarının sayına vursaq ($nsdl$) və $ne\langle \vec{u} \rangle = \vec{j}$ olduğunu nəzərə alsaq, yazı bilərik:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{S[\vec{j}, \vec{r}]dl}{r^3} \dots (1)$$

Cərəyan axan və naqilin dl hissəsi istiqaməti üzrə yönələn $d\vec{l}$ vektorunu daxil edək. $\vec{j}$ və $d\vec{l}$ vektorlarının istiqamətləri üst – üstə düşdüyündən, alırıq:

$$\vec{j}dl = j d\vec{l} \dots (2)$$

(1) düsturunda belə bir əvəzetməni aparsaq, alarıq:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Sj[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3}$$

Sj hasili naqildə I elektrik cərəyan şiddəti olduğunu nəzərə alsaq, dl uzunluqlu cərəyan elementinin yaratdığı sahənin maqnit induksiyaasını təyin edən yekun ifadəni alarıq:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3} \dots (3)$$

Fransız alimləri Bio və Savar 1820 – ci ildə müxtəlif formalı cərəyanlı naqillər üzərində təcrübələr apararaq belə nəticəyə gəlmişlər ki, bütün hallarda maqnit sahəsinin induksiyaası, naqildən keçən cərəyan şiddəti ilə düz, naqildən induksiya təyin ediləcək nöqtəyə qədər olan məsafə ilə tərs mütənəsbidir. Boi və Savarın təcrübədən aldığı nəticələrə əsaslanaraq Laplas nəzəri yolla müəyyən etmişdir ki, istənilən cərəyanlı naqilin yaratdığı maqnit sahəsinə, onun ayrı – ayrı hissələrinin yaratdığı maqnit sahələrinin vektorial cəmi kimi ifadə etmək olar. Laplas dl uzunluqlu cərəyan elementinin yaratdığı maqnit sahəsi üçün (3) düsturunu almışdır. Bununla əlaqədar olaraq (3) düsturu Bio – Savar – Laplas düsturu adlanır.

Bio – Savar – Laplas düsturu, düz cərəyanın yaratdığı sahəni hesablamaq üçün istifadə edilir.

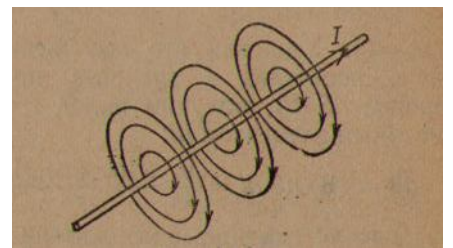
Şəkil 2 – dən göründüyü kimi, dB vektoru dl – dən və sahə hesablanan nöqtədən keçən müstəviyə perpendikulyardır. dB – nin ədədi qiyməti aşağıdakı düsturla təyin edilir:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} \dots (4)$$

burada α - $d\vec{l}$ və $\vec{r}$ vektorları arasındakı bucaqdır.

Beləliklə, düz cərəyan sahəsinin maqnit induksiyaası aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{b} \dots (5)$$



Düz cərəyanın sahəsinin maqnit induksiya xətləri naqili əhatə edən konsentrik dairələr sistemindən ibarətdir(şək.3).

Şəkil 3

20.Cərəyanın maqnit sahəsi. Maqnit sahəsinin induksiya və intensivliyi

Elektrostatikadan danışanda göstərdik ki, sükunətdə olan hər bir elektrik yükü öz ətrafında elektrik sahəsi yaradır.

Təcrübə göstərir ki, hərəkət edən hər bir elektrik yükü öz ətrafında elektrik sahəsi yaratmaqdan başqa maqnit sahəsi də yaradır.

Mə'lumdur 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 meyli edir. 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 etəlet xassəsinə malikdir və enerji ilə xarakterizə olunur.

Maqnit sahəsi bu sahəyə gətirilmiş cərəyanlı naqilə tə'sir edir. Elektrik sahəsini öyrənmək üçün bu sahəyə nöqtəvi yük gətirilir və elektrik sahəsinin bu yükə tə'siri öyrənilirdi.

Cərəyanların qarşılıqlı tə'siri onların yaratdıqları maqnit sahələri vasitəsilə baş verir.

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.

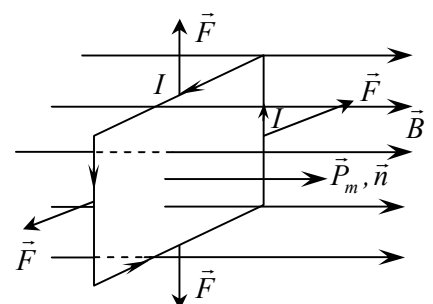
Sükunətdə olan q yükünə elektrik sahəsində $\vec{F}_e = q\vec{E}$ qüvvəsi təsir edir və onun qiyməti yükün hərəkət edib-etməməsindən asılı deyil.

$\vec{E} = \vec{F}_e / q$ nisbəti elektrik sahəsini xarakterizə edən əsas kəmiyyətdir. Külli miqdarda təcrübələr göstərir ki, maqnit sahəsində hərəkət edən yükə maqnit qüvvəsi tə'sir 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 tə'yin olunur. Xüsusi qeyd etmək lazımdır ki, maqnit sahəsi yalnız hərəkət edən yükə tə'sir edir.

Maqnit induksiya tə'yin etmək üçün başqa üsullar da vardır.

Mə'lumdur 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 tə'siri öyrənilir (şəkil 1.1).

Konturun sahəsi ilə ondan keçən cərəyanın hasil maqnit momenti adlanır:



Шякил 1.1

$$P_m = I \cdot S \quad (1.1)$$

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 tə'sir edir, kontur o vaxta qədər fırlanır ki, onun maqnit momenti maqnit induksiya vektoruna paralel yönəlmiş olsun. Maqnit sahəsində cərəyanlı kontura tə'sir edən fırladıcı momentin maksimum qiyməti

$$M_{max} = P_m B = I \cdot S \cdot B \quad (1.2)$$

ilə tə'yin olunur. Buradan maqnit induksiyasına

$$B = M_{max} / P_m \quad (1.3)$$

konturun vahid maqnit momentinə tə'sir edən qüvvə momenti kimi də tə'rif etmək olur. Son ifadədən induksiya üçün BS - də

$$B = 1 \frac{\text{Nm}}{\text{A} \cdot \text{m}^2} = 1 \frac{\text{N}}{\text{m} \cdot \text{A}} = 1 \text{ TI} \text{ vahidi alınır. Buna Tesla (TI) deyilir.}$$

Maqnit induksiyasını maqnit sahəsində cərəyanlı naqilə tə'sir edən Amper qüvvəsinə görə də tə'yin etmək olar. Bu qüvvənin maksimum qiyməti

$$F_A = IBl \quad (1.4)$$

düsturu ilə hesablanır. Buradan maqnit induksiyasını tə'yin etmək olar:

$$B = F / Il \quad (1.5)$$

yə'ni maqnit induksiyasına IA cərəyan axan naqilin vahid uzunluğuna tə'sir edən qüvvə kimi baxmaq olar.

SQS–də $V=1$ Qs (Qauss) ilə ölçülür. $1 \text{ TI}=10^4$ Qs.

Maqnit induksiya xətləri və ya maqnit qüvvə xətlərinin istiqaməti burğu qaydası ilə tə'yin 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.

Naqildən axan cərəyanı makrocərəyan adlandırırlar. Makroskopik cərəyandan başqa hər bir cismin daxilində mikrocərəyanlar da mövcuddur. Mə'lumdur ki, hər bir atom nüvədən və onun ətrafında çevrəvi orbita üzrə hərəkət edən elektronlardan ibarətdir. Elektronun nüvə ətrafında bu cür hərəkətinə kiçik çevrəvi cərəyan kimi baxmaq olar. Bu cərəyanlar molekulyar və ya mikrocərəyanlar adlanırlar. Belə molekulyar cərəyanlar özləri maqnit sahəsi yaradırlar və xarici sahənin tə'sirindən dönə bilirlər. Əgər cərəyanlı naqilin maqnit sahəsinə hər hansı bir cisim gətirilsə bu cismin molekulyar cərəyanları sahənin tə'sirindən müəyyən qədər dönər və özləri əlavə maqnit sahəsi əmələ gətirirlər.

Beləliklə, maqnit induksiya vektoru $\vec{B}$ bütün makro və mikro cərəyanların yaratdıqları əvəzləyici maqnit sahəsinə xarakterizə edir. Ona görə də müxtəlif mühitlərdə $\vec{B}$ –müxtəlif qiymətə malik olur.

Yalnız makrocərəyanın yaratdığı maqnit sahəsinə xarakterizə etmək üçün maqnit sahəsinin intensivlik vektoru adlanan kəmiyyətdən istifadə edirlər. Maqnit sahəsinin intensivlik vektoru $\vec{H}$ –mühitin xassələrindən asılı deyildir.

SQSM vahidlər sistemində, boşluqda

$$\vec{B} = \vec{H} \quad (1.6)$$

olur. BS–də, boşluqda

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H} \quad (1.7)$$

şəklində ifadə olunur. Burada μ_0 –maqnit sabiti adlanır və adlı kəmiyyətdir. SQSM–də hər hansı mühit üçün

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (1.8)$$

olur. μ – mühitin nisbi maqnit nüfuzluğu adlanır və mühitdəki maqnit sahəsi induksiyasının boşluqdakı sahə induksiyasından neçə dəfə böyük olduğunu göstərir.

BS-də, mühitdə

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} = \mu_a \cdot \vec{H} \quad (1.9)$$

şəklində ifadə olunur. Burada

$$\mu_a = \mu_0 \mu \quad (1.10)$$

mühitin mütləq maqnit nüfuzluğu adlanır.

Maqnit sahəsi haqqında icmal xarakteri daşıyan bu mövzuya maqnit sahəsinin təbiətdə rolu haqqında bir neçə sözlə yekun vuraq. Kainatda ayrı-ayrı cisimlərin, planetlərin, ulduzların, bəzilərinde zəif, digərlərində güclü maqnit sahələri var. Hətta ulduzlararası kosmik boşluqda da zəif maqnit sahəsi mövcuddur. Canlı orqanizmlərin müxtəlif hissələrindən keçən biocərəyanlar, onlar üçün xarakter olan maqnit sahələri yaradır. Elmin bu sahəsi biomaqnetizm adlanır. Ümumiyyətlə, atomdaxili proseslərdən tutmuş ta bütöv Kainatadək maqnetizm hadisələrinin müəyyən rolu var. Lakin elektrik sahələri ilə müqayisədə bu rolun tə'siri v^2/C^2 nisbətindədir.

2. Bio-Savar-Laplas qanunu və onun tətbiqləri

Cərəyanın maqnit sahəsinin $\vec{B}$ induksiyaı 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 tə'sir edən fırladıcı moment də böyük olur: $B \sim I$. Naqildən keçən cərəyanı sabit saxlayıb, maqnit əqrəbini ondan müxtəlif məsafələrdə yerləşdirdikdə mə'lum olur ki, maqnit induksiyaı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasibdir:

$$B \sim 1/r^2 \quad (1.11)$$

Cərəyan axan naqilin ayrı-ayrı sahələrini hesablamaq çətindir, Amma fəzanın bu və ya digər maqnit sahəsini, ayrı-ayrı cərəyan sahələrinin vektoru cəmi, etmək olar. Bütün bu fikirlər Bio-Savar-Laplas qanununda ümumiləşdirilib: İxtiyari formalı naqildən axan cərəyanı sonsuz kiçik $Id\vec{\ell}$ cərəyan elementlərinə bölmək mümkündür. Bu cərəyan elementinin fəzanın ixtiyari P nöqtəsində yaratdığı (şəkil 1.2) maqnit sahəsinin $d\vec{B}$ induksiyaı

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I |d\vec{\ell} \times \vec{r}|}{r^3} \quad (1.12)$$

ifadəsi ilə tə'yin olunur. Burada $\vec{r}$, $d\vec{\ell}$ elementindən P -yə çəkilən radius-vektorudur. Son ifadəni açıq yazsaq

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl}{r^2} \cdot \sin \theta = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{i \cdot Sdl}{r^2} \sin \theta = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{idV}{r^2} \sin \theta \quad (1.13)$$

şəklini alar.

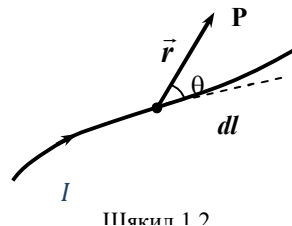
θ , $d\vec{\ell}$ ilə $\vec{r}$ arasındakı bucaq, i -cərəyanın sıxlığı, dV naqilin həcm elementidir.

P nöqtəsində maqnit sahəsinin induksiyaını (1.13) ifadəsini bütün cərəyan elementlərinə görə inteqrallamaqla (cəmləməklə) tapmaq olar.

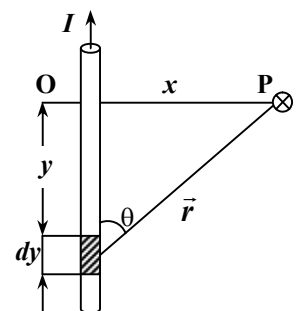
$$\vec{B} = \int d\vec{B} \quad (1.14)$$

İndi də Bio-Savar-Laplas qanununun tətbiqlərinə baxaq:

1) Cərəyan axan, çox uzun düz naqil götürək. Onun



hissələrinin yartdığı maqnit bəlkə də mümkün deyil. nöqtəsində ölçülən yekun elementlərinin maqnit superpoziyaı hesab



Шякил 1.3

$dl = dy$ elementindən r məsafədəki P nöqtəsində yaratdığı maqnit induksiyası B olsun (şəkil 1.3). (Qalan kəmiyyətlər şəkildə göstərilib):

Bu elementin r məsafədə yaratdığı maqnit induksiyası

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy \sin \theta}{r^2} \quad (1.15)$$

Burada $r^2 = x^2 + y^2$ -dir. İnteqrallama nəqilin uzunluğu $l = y$ ilə aparılır, x isə sabit kəmiyyətdir. İnteqral altında iki dəyişən var: y və θ . Onlar bir-birindən asılıdır:

$$y = x/\operatorname{tg} \theta \quad (1.16)$$

Burada

$$dy = x \cos \theta d\theta = (x/\sin^2 \theta) d\theta = x d\theta / (x/r)^2 = r^2 d\theta / x \quad (1.17)$$

Beləliklə,

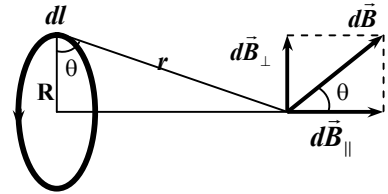
$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{x} \int_{\theta=0}^{\pi} \sin \theta d\theta = -\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{x} \cos \theta \Big|_0^{\pi} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{x} \quad (1.18)$$

düz cərəyanın maqnit sahəsinin induksiyası məsafə ilə tərs mütənasib azalır.

2) İndi də I cərəyanı axan R radiuslu dairəvi sarğı götürək (şəkil 1.4). Sarğının yuxarısındakı $Id\vec{l}$ cərəyan elementinin yaratdığı maqnit induksiyasının istiqaməti şəkildə göstərilib.

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl}{r^2} \quad (1.19)$$

Toxunan radiusa normal olduğu üçün $r \perp R$, $\theta = \pi/2$ və $\sin \theta = 1$ -dir. $d\vec{B}$ -ni iki; sarğının oxuna normal $dB_{\perp}$ və paralel $dB_{\parallel}$ toplananlarına ayıraraq. Sarğının qarşı-qarşıya durmuş Idl cərəyan elementlərindən cərəyan əks istiqamətlərdə axdığı üçün onların $dB_{\perp}$ sahələri bir-birini yox edir. Ona görə də dairəvi cərəyanın yekun maqnit sahəsinin induksiyası onun oxu istiqamətində yönəlmiş $dB_{\parallel}$ -lərin cəminə bərabər olur:



Шякил 1.4

$$B = \int dB_{\parallel} = \int dB \cos \theta = \int dB \cdot \frac{R}{r} = \int \frac{R dB}{(R^2 + x^2)^{3/2}} \quad (1.20)$$

Burada x -dairəvi sarğının mərkəzindən P -yə qədər olan məsafə, $r^2 = R^2 + x^2$ -dir. Son ifadədə dB -nin qiymətini yazsaq:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{IR}{(R^2 + x^2)^{3/2}} \int dl = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 \cdot I}{(R^2 + x^2)^{3/2}} \quad (1.21)$$

Burada $\int dl = 2\pi R$ çevrənin uzunluğudur. (1.21) ifadəsi cərəyanlı sarğının oxu üzərindəki ixtiyari nöqtədə maqnit induksiyasını hesablamağa imkan verir. Sarğının mərkəzi üçün $x = 0$ və

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2\pi I}{R} \quad (1.22)$$

alırıq. (20.21) ifadəsini maqnit sahə intensivliyi üçün yazsaq:

$$H = k \frac{2\pi R^2 I}{(R^2 + x^2)^{3/2}} \quad (1.23)$$

olar. Burada $k = \frac{\mu_0}{4\pi}$ -dir.

Dairəvi cərəyanın maqnit sahəsinin istiqaməti də sağ əl və ya burğu qaydası ilə

tə'yin olunur. Bu halda $\vec{I}$ və $\vec{B}$ yerlərini dəyişirlər. Cərəyanlı sarğı maqnit dipolu rolunu oynayır.

$S = \pi R^2$ sarğının sahəsi $P_m = I \cdot S$ maqnit dipolu momenti olduğu üçün (1.21) ifadəsini

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2\vec{P}_m}{(R^2 + x^2)^{3/2}} \quad (1.24)$$

şəklində yazmaq olar.

Cərəyanlı sarğıdan böyük məsafələrdə ($X \gg R$) son ifadə sadələşir:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2\vec{P}_m}{x^3} \quad (1.25)$$

Bu ifadə isə elektrik dipolunun yaratdığı sahənin ifadəsinə tamamilə oxşardır.

1. Hərəkət edən yükün maqnit sahəsi

2.

Cərəyanın ətrafında yaranan maqnit sahəsi nizamlı hərəkət edən yüklərin maqnit sahələrinin superpozisiyasıdır. Idl cərəyan elementinin özündən r məsafədə yaratdığı maqnit sahəsinin dB induksiya

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl}{r^2} \sin \theta \quad (1.26)$$

düsturu ilə hesablanır. Burada

$$Idl = iSdl = envSdl = evndV = evdN \quad (1.27)$$

S – naqilin en kəsik sahəsi, n – elektronların konsentrasiyası, dV – naqilin həcmi, dN isə bu həcmdəki elektronların ümumi sayıdır. Onda

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{evdN}{r^2} \cdot \sin \theta \quad (1.28)$$

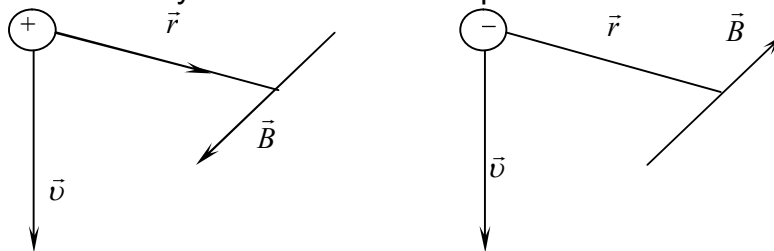
alırıq. Bu ifadənin hər tərəfini dN – ə bölək:

$$B = \frac{dB}{dN} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{ev}{r^2} \sin \theta \quad (1.29)$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{e|\vec{v}r|}{r^3} \quad (1.30)$$

Son ifadə sabit v sür'əti ilə hərəkət edən yükün maqnit sahəsini tə'yin edir. Onun da istiqaməti burğu qaydası ilə tə'yin olunur: müsbət yük burğunun irəliləmə istiqamətində hərəkət edirsə, bu zaman dəstəyin fırlanma istiqaməti $\vec{B}$ –nin istiqamətini göstərir (şəkil 1.5). Mənfi yük halında $\vec{B}$ istiqamətini əksinə dəyişir.

Hərəkət edən yükün elektrik və maqnit sahələri arasında əlaqə olacağını gözləmək



Шяжил 1.5

təbii olardı. Sükunətdə olan elektrik yükü yalnız elektrostatik sahə, hərəkət edən yük isə həm elektrik, həm də maqnit sahələri yaradır. (1.30) ifadəsinin şəklini aşağıdakı kimi dəyişək:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot 4\pi\epsilon_0 \cdot \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e}{r^2} v \sin \theta = \epsilon_0 \mu_0 E v \sin \theta \quad (1.31)$$

və ya

$$\vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 [\vec{v} \cdot \vec{E}] \quad (1.32)$$

Burada $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e}{r^2}$ hərəkət edən yükün özündən r məsafədə yaratdığı elektrik sahəsinin intensivliyidir.

$$\epsilon_0 \mu_0 = \frac{10^{-9}}{2\pi \cdot 9} \cdot 4\pi^{-7} = \frac{1}{(3 \cdot 10^8)^2} = \frac{1}{c^2} \quad (1.33)$$

və $c = 3 \cdot 10^8$ m/c işığın boşluqda yayılma sür'əti olduğunu nəzərə alaq:

$$\vec{B} = \frac{1}{c^2} [\vec{v} \cdot \vec{E}] \quad (1.34)$$

Son ifadəni belə oxumaq olar: v sür'əti 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 almırıqlar.

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.

3. Solenoidin yaratdığı maqnit sahəsi

4.

Oxları eyni olan və bir-birinə çox yaxın yerləşmiş çoxlu sayda çevrəvi cərəyanlar sisteminə solenoid deyilir. Solenoidin diametri onun uzunluğuna nəzərən çox kiçikdirsə, belə solenoid sonsuz uzun solenoid adlanır (şəkil 1.6). Sonsuz uzun solenoidin daxilində maqnit sahəsinin bir-cinsli qəbul etmək olar. Solenoidin hər bir dolağının yaratdığı maqnit sahəsi onun daxilində yaranır, xaricində isə sahə intensivliyi sıfır olur.

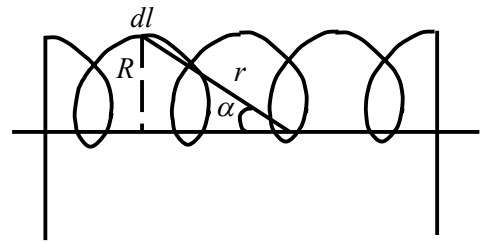
İndi solenoidin daxilində yaranan maqnit sahəsinin intensivliyini hesablayaq. Fərz edək ki, solenoidin uzunluğu l , ümumi sarğılarının sayı N ,

vahid uzunluğa düşən sarğılarının sayı isə $n = \frac{N}{l}$ –dir.

§ 2- də göstərdik ki, çevrəvi cərəyanın oxu istiqamətində yaratdığı maqnit sahəsinin intensivliyi

$$H = k \frac{2\pi R^2 I}{(R^2 + l^2)^{3/2}} \quad (1.35)$$

şəklində ifadə olunur. Solenoidin dl hissəsini götürək. Bu hissədəki sarğılarının sayı ndl və bu hissənin solenoid daxilində yaratdığı sahənin intensivliyi dH olsa, aydındır ki,



Шякил 1.6

$$dH = Hndl = k \frac{2\pi R^2 nI}{(R^2 + l^2)^{3/2}} dl \quad (1.36)$$

olar. Bu ifadə də $\sqrt{R^2 + l^2} = r$ və dl dəyişən kəmiyyətlərdir. Onları bir α -dəyişəni ilə əvəz edək. 1.6-cı şəkildən görünür ki,

$$r = \frac{R}{\sin \alpha} \quad (1.37)$$

və

$$l = R \operatorname{ctg} \alpha \quad (1.38)$$

və ya

$$dl = -\frac{R d\alpha}{\sin^2 \alpha} \quad (1.39)$$

şəklində ifadə etmək olar. (1.37) və (1.39) ifadəsini (1.36)-də nəzərə alsaq yazarıq.

$$dH = -k 2\pi nI \sin \alpha d\alpha \quad (1.40)$$

Solenoidin bütün sarğılarının A -nöqtəsində yaratdığı sahə intensivliyini tapmaq üçün (1.40) ifadəsini α -nın bütün qiymətləri üzrə inteqrallamaq lazımdır. Onun üçün A nöqtəsindən solenoidin uclarına r_1 və r_2 radius vektorları çəkilir. Bu radius vektorların solenoidin oxu ilə əmələ gətirdiyi digər bucaqlar α_1 və α_2 olsun. Onda

$$H = - \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} k 2\pi nI \sin \alpha d\alpha = k 2\pi nI (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1)$$

$$H = k 2\pi nI (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) \quad (1.41)$$

alınar.

Xüsusi hallara baxaq.

1. Fərz edək ki, solenoid sonsuz uzundur. Bu halda

$\alpha_2 = 0$, $\alpha_1 = \pi$ olar. Ona görə də

$$H = k \cdot 4\pi nI \quad (1.42)$$

alınar.

2. Fərz edək ki, A -nöqtəsi solenoidin uclarından birində yerləşmişdir.

Bu halda $\alpha_2 = 0$, $\alpha_1 = -\frac{\pi}{2}$ və

$$H = k 2\pi nI \quad (1.43)$$

olar.

BS-də $k = \frac{I}{4\pi}$ olduğundan, (1.42) və (1.43) ifadələri, uyğun olaraq.

$$H = nI \quad (1.44)$$

$$H = \frac{I}{2} nI \quad (1.45)$$

şəklini alar. Solenoidin daxilində yaranan maqnit sahəsinin induksiyası isə BS-də, mühitdə

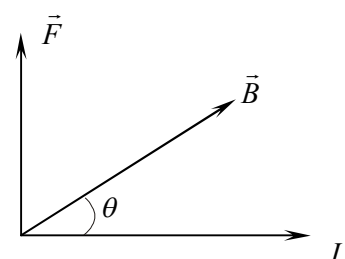
$$B = \mu \mu_0 nI \quad (1.46)$$

olar.

§20.5. Amper və Lorens qüvvələri

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 qütübləri arasında yerləşmiş cərəyanlı naqıl isə həm maqnit qüvvə xətlərinə, həm də naqılə perpendikulyar istiqamətdə meyl edir. Bu hadisələr sübut edir ki, maqnit sahəsində cərəyana qüvvə tə'sir edir. Ona Amper qüvvəsi deyilir. Amper qüvvəsinin qiyməti maqnit sahəsinin induksiyaşından, cərəyan şiddətindən və naqilin maqnit sahəsindəki uzunluğundan asılıdır:

$$F_A = IBl \sin \theta \quad (1.47)$$

və ya

$$\vec{F}_A = I[\vec{l} \vec{B}]$$

$Il = isl = iV$ olduğunu nəzərə alsaq, Amper qüvvəsini

$$F_A = iBV \sin \theta \quad 1.48$$

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 1.7). Göründüyü kimi cərəyan induksiya xətlərinə normal istiqamətdə axdıqda, $l \perp B$, $\theta = \pi/2$ və $F_A = F_{\max} = IBl$, paralel axdıqda $\theta = 0$ və $F_A = 0$ olur.

Müqayisə üçün yadımıza salaq ki, elektrik yükü intensivlik xətlərinə paralel hərəkət etdikdə tə'sir edən qüvvə maksimum, perpendikulyar istiqamətdə hərəkət edəndə isə sıfır olur.

Maqnit sahəsi bircinsli olmadıqda və ya naqilin induksiya xətlərilə əmələ gətirdiyi bucaq dəyişən olduqda Amper qanunu

$$d\vec{F} = I[d\vec{l} \vec{B}] \quad (1.49)$$

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 1.8).

Cərəyan nizamlı hərəkət edən sərbəst yüklərdən ibarət olduğu üçün ona maqnit sahəsində tə'sir edən qüvvə də ayrı-ayrı yüklərə tə'sir edən qüvvələrin vektoru cəmidir. Odur ki, maqnit sahəsində hərəkət edən bir yükə tə'sir edən qüvvəni hesablaya bilərik. Amper qüvvəsinə görə

$$F = IB\Delta l \sin \theta \text{ və } I\Delta l = is\Delta l = envs\Delta l = env\Delta V = evN$$

olduğu üçün

$$F = evNB \sin \theta$$

alırıq. Burada N naqilin ΔV həcmindəki yüklərin ümumi sayıdır. Son ifadənin hər tərəfini N –ə bölsək, bir yükə tə'sir edən qüvvəni alırıq:

$$F_l = \frac{F}{N} = evB \sin \theta \quad (1.50)$$

və ya

$$\vec{F}_l = e[\vec{v} \vec{B}] \quad (1.51)$$

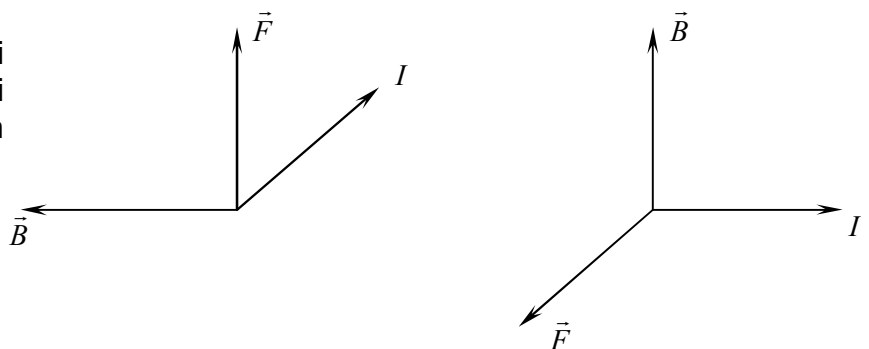
Buna Lorens qüvvəsi deyilir.

Sükunətdəki yükə ($\vec{v} = 0$)

maqnit sahəsi tə'sir etmir.

Göründüyü kimi $\vec{F}_l$ vektoru $\vec{v}$ və $\vec{B}$ vektorları yerləşən müstəviyə perpedikulyardır. θ isə $\vec{v}$ və $\vec{B}$ vektorları arasındakı bucaqdır.

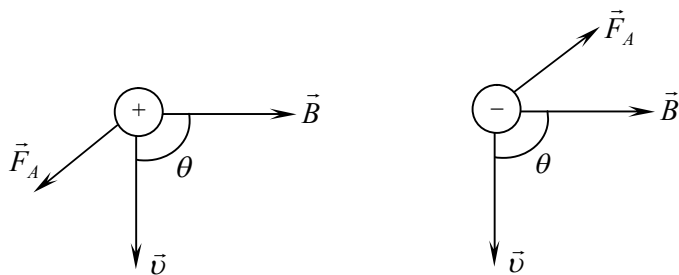
Yük induksiya xətlərinə paralel hərəkət etdikdə $\theta = 0$ və $F_l = 0$, perpendikulyar istiqamətdə hərəkət etdikdə isə $\theta = \pi/2$ və $F_l = F_{\max} = evB$ olur. Yadımıza salaq ki, yük



Шякил 1.8

elektrik intensivlik xətlərinə paralel hərəkət etdikdə qüvvə maksimum, perpendikulyar hərəkət etdikdə isə sıfır olur.

$\vec{F}_l$ -nin də istiqaməti sol əl qaydası ilə təyin olunur. Bu halda sol əlin dörd barmağı



Шякил 1.9

müsbət yüklərin hərəkəti istiqamətində yönəlsə və induksiya xətləri ovcun içinə daxil olursa, 90° altında açılmış dörd barmaq $\vec{F}_l$ istiqamətini göstərir (şəkil 1.9). Mənfi yüklər halında $\vec{F}_l$ istiqamətini əksinə dəyişir.

Bir sıra hallarda eyni zamanda elektrik və maqnit sahələrində hərəkət edən yüklü hissəciyə təsir edən qüvvə də Lorens qüvvəsi adlanır:

$$\vec{F}_l = e\vec{E} + e[\vec{v} \vec{B}] \quad (1.52)$$

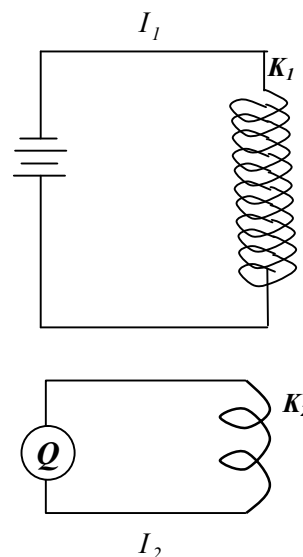
ƏDƏBİYYAT

7. Y.S. Feyziyev, R.M. Rzayev. Ümumi fizika kursu. Bakı. 2001
8. M.H. Ramazanzadə. Fizika kursu. Bakı. «Maarif». 1987.
9. N.Ş.Məmmədzadə. Fizika. Bakı. «Maarif». 1996.
- 10.İ.V.Savelğev. Kurs obhey fiziki. T. I, II, III. M.: Nauka. 1986.
- 11.T.İ.Trofimova. Kurs fiziki. M.: Vıssəə şkola. 2003.
- 12.E.V.Şpolğskiy. Atomnaə fizika. T. I, II. M.: Nauka. 1990.

21. Elektromaqnit induksiya hadisəsi.

Faradey qanunu

Əvvəlki paraqraflarda göstərdik ki, hər bir cərəyan öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır. Buradan belə bir sual çıxır.



Шякил.1

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 induksiyası, bu zaman əmələ gələn elektrik hərəkət qüvvəsi induksiya e.h.q.-si adlanır.

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 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 gələr. 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 dövrədə o zaman cərəyan axar ki, bu dövrə də e.h.q.-si tə'sir 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 sür'əti 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 sür'əti $\frac{d\Phi}{dt}$ ilə mütənasibdir. Yə'ni

$$E_i = k \frac{d\Phi}{dt} \quad (1)$$

Burada k -ölçü sisteminin seçilməsindən asılı olan mütənasiblik əmsalıdır, BS-də $k=1$ götürülür. (1) ifadəsi elektromaqnit induksiyası üçün Faradey qanunu adlanır.

1934-cü ildə E.X.Lens induksiya cərəyanının istiqamətini tə'yin 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 tə'sir göstərsin. Bu Lens qaydası adlanır. İnduksiya cərəyanının istiqamətini də nəzərə alsaq (1) düsturu, BS-də

$$E_i = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (2)$$

şəklini alar. (2) düsturunu enerjinin saxlanması qanunu əsasında almaq olar. Onun üçün fərz edək ki, cərəyanlı naqıl bircinsli maqnit sahəsində

hərəkət edir. Burada mənbənin gördüyü iş $\mathcal{E}Idt$ naqildə ayrılan I^2Rdt Coul-Lens istiliyinə və maqnit sahəsinin gördüyü $kId\Phi$ işinə sərf olunur. Enerjinin saxlanması qanuna görə

$$\mathcal{E}Idt = I^2Rdt + kId\Phi$$

olar. Bu ifadənin hər tərəfini Idt hasilinə bölüb, alırıq

$$\mathcal{E} = IR + k \frac{d\Phi}{dt} \quad (3)$$

Buradan da

$$I = \frac{\mathcal{E} + \left(-k \frac{d\Phi}{dt}\right)}{R} \quad (4)$$

alırıq. Burada

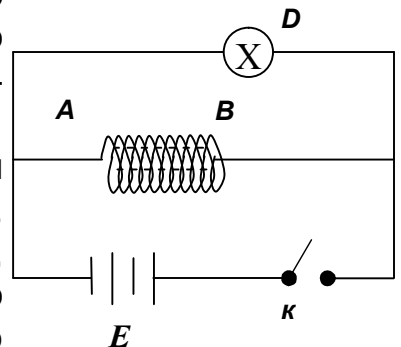
$$\mathcal{E}_i = -k \frac{d\Phi}{dt} \quad (5)$$

induksiya e.h.q.-sidir.

§2. Öz-özünə induksiya hadisəsi

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. Mə'lumdur 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, azaldıqda 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 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 dövrədəki



Шякил 2

cərəyan azalır və onun yaratdığı (elektromaqnitin əhatə etdiyi) maqnit sahəsi zəifləyir. Nəticədə dövrədə induksiya cərəyanı əmələ gəlir. Lens qaydasına görə induksiya cərəyanı onu yaradan maqnit sahəsini zəifləməyə qoymamaq üçün əsas cərəyan istiqamətində olur. Ona görə də dövrə açılanda lampa əvvəlcə öz parlaqlığını artırır və yalnız bundan sonra sönmür. Açarı qapadıqda dövrədə cərəyan sıfırdan hər-hansı I qiymətinə qədər artır. Buna uyğun olaraq elektromaqnitin 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 mə'lumdur ki, konturun əhatə etdiyi maqnit induksiya seli bu sahənin intensivliyi ilə mütənasibdir. Ona görə konturun əhatə etdiyi maqnit seli

$$\Phi = L \cdot I \quad (6)$$

şəklində yazılır. Burada mütənasiblik əmsalı olan L -konturun induktivliyi adlanır. (6) düsturundan görünür ki, $I = 1A$ olduqda $L = \Phi$ olur. Deməli, konturun induktivliyi $1A$ cərəyan keçən konturun səthinin əhatə etdiyi maqnit induksiya selinə qiymətcə bərabər olan kəmiyyətə deyilir. BS-də $\Phi = 1Vb$ və $I = 1A$ ilə ölçüldüyündən $L = I \frac{Vb}{A} = 1hn$ (henri) ilə ölçülər. Henri elə konturun induktivliyinə deyilir ki, ondan $1A$ cərəyan axanda induksiya seli $1Vb$ olsun. Asanlıqla göstərmək olar ki, $1hn = 10^9$ sm-dir.

Mə'lumdur ki, induksiya e.h.q.-si, faradey qanununa görə

$$E_i = -k \frac{d\Phi}{dt} \quad (7)$$

şəklində ifadə edilir.

(6) ifadəsini zamana görə diferensiallasaq,

$$\frac{d\Phi}{dt} = L \frac{dI}{dt} \quad (8)$$

alarıq. (8) ifadəsini (7)-i ilə müqaisə etsək və $k=1$ götürsək

$$E_i = -L \frac{dI}{dt}$$

olar. Bu son ifadədən aydın olur ki, öz-özünə induksiya e.h.q.-si dövredə cərəyanın dəyişmə sür'əti ilə düz mütənasibdir.

Qeyd edək ki, naqilin induktivliyi onun formasından, ölçülərindən və yerləşdiyi mühitin xassələrindən asılıdır.

§3. Solenoidin induktivliyi

Fərz edək ki, uzunluğu diametrinə nəzərən çox böyük olan solenoid var və ondan şiddəti I olan cərəyan axır. Belə uzun solenoidin daxilində maqnit sahəsini bircinsli qəbul etmək olar. Solenoidin uzunluğu l , en kəsik sahəsi S və sarğılarının ümumi sayı N olsun. Onda bu solenoidin vahid uzunluğuna düşən sarğıları sayı $n = \frac{N}{l}$ olar.

Mə'lumdur ki, solenoidin daxilində hər hansı nöqtədə sahənin intensivliyi, BS-də

$$H = nI = \frac{N}{l} I \quad (9)$$

şəklində ifadə olunur.

Fərz edək ki, solenoid maqnit nüfuzluğu μ olan mühitdə yerləşir. Solenoidin bir dolağının əhatə etdiyi maqnit seli

$$\Phi_l = BS = \mu\mu_0 HS = \mu\mu_0 \frac{N}{l} IS$$

nəticədə

$$\Phi_l = \mu\mu_0 \frac{N}{l} IS \quad (10)$$

olar. Bütünlüklə, solenoidin əhatə etdiyi maqnit seli isə

$$\Phi = N\Phi_l = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} IS$$

yə'ni

$$\Phi = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} IS \quad (11)$$

olar. Solenoid induktivliyi (6) düsturuna əsasən

$$L = \frac{\Phi}{I} = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} S$$

başqa sözlə induktivlik

$$L = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} S \quad (12)$$

şəklində ifadə olunur. Göründüyü kimi solenoidin induktivliyi onun sarğılarının sayından, uzunluğundan və mühitin maqnit nüfuzluğu əmsalından asılıdır.

(12)-düsturundan görünür ki, BS-də $\mu_0 = 4\pi \frac{\text{Hn}}{\text{m}}$ ilə ölçülür. (12) ifadəsi boşluqda

$$L_0 = \mu_0 \frac{N^2}{l} S \quad (13)$$

şəklini alar. (21.12) və (21.13) ifadələrindən

$$\mu = \frac{L}{L_0} \quad (14)$$

alınar. Deməli, mühitin maqnit nüfuzluğu, mühidə götürülmüş makara induktivliyinin, onun boşluqdakı induktivliyindən neçə dəfə böyük olduğunu göstərir. (21.12) ifadəsinin şəklini dəyişmək olar.

$$L = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l} S = \mu\mu_0 \frac{N^2}{l^2} Sl = \mu\mu_0 n^2 V$$

$$L = \mu\mu_0 n^2 V \quad (15)$$

Burada V – solenoidin həcmidir.

§4. Qarşılıqlı induksiya

Bir-birindən müəyyən məsafədə yerləşən iki qapalı kontur götürək (şəkil 3). Tutaq ki, bu konturlardan şiddətləri I_1 və I_2 olan cərəyan axır. Aydınır ki, hər bir kontur öz ətrafında maqnit sahəsi yaradar və konturlardan biri o birinin sahəsində yerləşmiş olar. 1-ci kontur 2-ci konturun yaratdığı maqnit qüvvə xətlərinin bir hissəsini əhatə edir. 2-ci kontur da öz növbəsində 1-ci konturun yaratdığı qüvvə xətlərinin bir hissəsini əhatə edir. Bu halda deyirlər ki, bu iki kontur bir-biri ilə qarşılıqlı maqnit əlaqəsindədirlər.

Aydınır ki, 1-ci konturun qüvvə xətlərinin ikinci kontur tərəfindən əhatə edilən hissəsi

$$\Phi_{2,1} = L_{2,1} I_1 \quad (16)$$

2-ci konturun qüvvə xətlərinin 1-ci kontur tərəfindən əhatə edilən hissəsi isə

$$\Phi_{1,2} = L_{1,2} I_2 \quad (17)$$

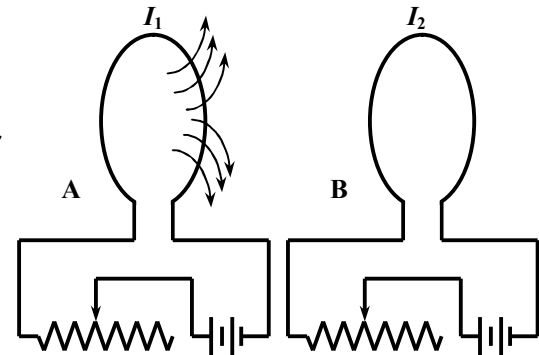
olar. $L_{1,2}$ və $L_{2,1}$ konturların qarşılıqlı induksiya əmsalı adlanır. 2-ci konturu 1-ci konturun sahəsindən çıxarıb sonsuzluğa aparanda görülən iş

$$A_1 = \Phi_{2,1} I_2 = L_{2,1} I_1 I_2 \quad (18)$$

1-ci konturu 2-ci konturun sahəsindən çıxarıb sonsuzluğa apardıqda görülən iş isə

$$A_2 = \Phi_{1,2} I_1 = L_{1,2} I_1 I_2 \quad (21.19)$$

olar. Aydınır ki, bu işlər bir-birinə bərabərdir. Çünki, hər iki halda kontur sahədən çıxarılıb sonsuzluğa aparılmışdır. Onda



Шякил 3

$$L_{1,2}I_1I_2 = L_{2,1}I_1I_2$$

və ya

$$L_{1,2} = L_{2,1} = L \quad (20)$$

olar.

Mə'lumdur ki, konturlardan birində cərəyanın dəyişməsi o biri konturun əhatə etdiyi maqnit selini dəyişdirir. Bunun da nəticəsində konturda induksiya e.h.q.-si əmələ gəlir. Onda konturlarda əmələ gələn induksiya e.h.q.-si uyğun olaraq

$$E_1 = -\frac{d\Phi_{1,2}}{dt} = -L_{1,2} \frac{dI_2}{dt} = -L \frac{dI_2}{dt} \quad (21)$$

$$E_2 = -\frac{d\Phi_{2,1}}{dt} = -L_{2,1} \frac{dI_1}{dt} = -L \frac{dI_1}{dt} \quad (22)$$

olar. Buradan görünür ki, 2-ci konturda cərəyanın dəyişməsi 1-ci konturda, 1-ci konturda cərəyanın dəyişməsi isə 2-ci konturda induksiya e.h.q.-nin yaranmasına səbəb olur.

§5. İnduksiya zamanı konturdan axan elektrik yükünün miqdarı

Fərz edək ki, qapalı konturda E.h.q.-si

$$E_i = -k \frac{d\Phi}{dt} \quad (23)$$

olan induksiya cərəyanı axır. Bu konturun müqaviməti R olsa, ondan axan induksiya cərəyanının şiddəti

$$I = \frac{E_i}{R} \quad (24)$$

və ya

$$I = -k \frac{1}{R} \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad (25)$$

olar. Aydınır ki, dt müddətində konturdan axan elektrik yükünün miq- darı

$$dq = Idt = -k \frac{1}{R} d\Phi \quad (26)$$

olar. Hər hansı sonlu t müddətində konturdan axan elektrik yükünün miqdarı isə

$$q = - \int_{\Phi_1}^{\Phi_2} k \frac{I}{R} d\Phi = k \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{R}$$

$$q = k \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{R} \quad (27)$$

olar. Buradan görünür ki, induksiya zamanı konturdan axan elektrik yükünün miqdarı bu konturun əhatə etdiyi maqnit selinin dəyişməsi ilə mütənasibdir. Bundan istifadə edərək maqnit selini tə'yin edirlər.

§2. Cərəyanın maqnit sahəsinin enerjisi

Mə'lumdur ki, cərəyan axan hər bir naqıl maqnit sahəsi ilə əhatə olunur. Bu maqnit sahəsinin enerjisini hesablayaq. Onun üçün induktivliyi

$$L = \mu\mu_0 \frac{N^2}{\ell} S \quad (28)$$

olan solenoid götürək və onu elektrik dövrəsinə qoşaq. Aydınır ki, açarı qapadıqda solenoiddən keçən cərəyanın qiyməti 0–dan I –yə kimi artır. Bu zaman onun ətrafında yaranan maqnit sahəsi də 0–dan hər hansı bir qiymətə qədər artar. Bunun nəticəsində solenoidin əhatə etdiyi maqnit seli dəyişər və solenoiddə induksiya e.h.q.-si yaranar. Bu induksiya e.h.q.-nin dt zamanda gördüyü iş

$$dA = -E_i Idt \quad (29)$$

şəklində ifadə olunur. Mə'lumdur ki,

$$E_i = -L \frac{dI}{dt} \quad (30)$$

Bunu nəzərə alsaq

$$dA = LI dI \quad (31)$$

olar. Dövrədə cərəyanın şiddəti 0–dan I –yə kimi artdıqda görülən iş isə

$$A = \int_0^I LI dI = \frac{1}{2} LI^2 \quad (32)$$

şəklində ifadə olunur. Bu iş solenoidin əhatə etdiyi maqnit sahəsinin enerjisinə çevrilir və ona görə də cərəyanın maqnit sahəsinin enerjisi olur. Deməli, cərəyanın maqnit sahəsinin enerjisi

$$W = \frac{1}{2} LI^2 \quad (33)$$

olur. (21.28) düsturunu nəzərə alsaq

$$W = \frac{1}{2} \mu \mu_0 \frac{N^2}{\ell} SI^2 \quad (34)$$

olar.

$$\frac{N^2}{\ell} S = \frac{N^2}{\ell^2} S \ell = n^2 V$$

və

$$n^2 I^2 = H^2$$

olduğunu nəzərə alsaq

$$W = \frac{1}{2} \mu \mu_0 H^2 V \quad (35)$$

alırıq. Burada V – maqnit sahəsinin həcmidir. Maqnit sahəsinin enerji sıxlığı isə

$$w_0 = \frac{1}{2} \mu \mu_0 H^2 \quad (36)$$

olar. Əgər

$$\mu \mu_0 H = B \quad (37)$$

olduğunu nəzərə alsaq

$$w_0 = \frac{1}{2} BH \quad (38)$$

şəklində yazılar. SQSM-də (21.36) ifadəsi

$$w_0 = \frac{1}{8\pi} \mu H^2 = \frac{1}{8\pi} BH \quad (39)$$

şəklini alar.

Əgər maqnit sahəsi bircinsli olmasa, onu elə kiçik dV həcmərə ayırmaq lazımdır ki, hər bir hissəyə bircinsli sahə kimi baxmaq olsun. Onda maqnit sahəsinin enerjisi bu kiçik dV həcmələrinin enerjiləri cəmindən ibarət olur. Yə'ni,

$$W = \int_V \frac{1}{2} \mu \mu_0 H^2 dV \quad (40)$$

olar.

ƏDƏBİYYAT

1. Y.S. Feyziyev, R.M. Rzayev. Ümumi fizika kursu. Bakı. 2001
2. M.H. Ramazanzadə. Fizika kursu. Bakı. «Maarif». 1987.
3. N.Ş.Məmmədzadə. Fizika. Bakı. «Maarif». 1996.
4. И.В.Савельев. Курс общей физики. Т. I, II, III. М.: Наука. 1986.
5. Т.И.Трофимова. Курс физики. М.: Высшая школа. 2003.
6. Е.В.Шпольский. Атомная физика. Т. I, II. М.: Наука. 1990.

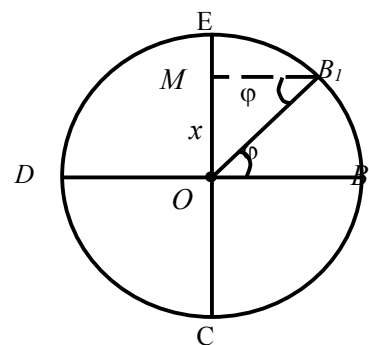
22. Harmonik rəqlər. Harmonik rəqlərin tənliyi. Eninə və uzununa dalğalar. Elektromaqnit dalğaları

1. Harmonik rəqsi hərəkət

Təbiətdə və texnikada zamandan asılı olaraq bu və ya digər dərəcədə təkrarlanan hərəkətlərə təsadüf edilir. Belə hərəkətlər rəqsi hərəkət adlanır. Təkrarlanan hərəkətə misal olaraq saat rəqqasının hərəkətini, radioqəbuledijinin rəqs konturunda kondensatorun göynəkləri arasındakı gərginliyin zamandan asılı olaraq dəyişməsinə, kamertonun ayaqlarının rəqsini və s. göstərmək olar.

Təkrarlanan proseslərin fiziki təbiətindən asılı olaraq rəqlər: mexaniki, elektromaqnit, elektromexaniki və s. ola bilər. Burada biz anjaq mexaniki rəqləri öyrənməklə kifayətlənəyik.

Rəqsi hərəkətlər zamanı jismnin hərəkət halı bərabər zaman fasilələrində eynilə təkrar olunursa, belə hərəkətlər periodik hərəkətlər adlanır. Periodik hərəkətlər içərsində ən geniş yayılan harmonik rəqsi hərəkətdir. *Harmonik rəqsi hərəkət elə hərəkətdə deyilir ki, bu hərəkət zamanı jismnin tarazlıq vəziyyətindən olan yerdəyişməsi sinus və ya kosinus qanununa tabe olur.* Fərz edək ki, çevrə boyunca hər hansı bir B nöqtəsi bərabərsür'ətlə hərəkət edir. Bu zaman nöqtənin çevrənin JE diametri üzərindəki proyeksiyası (şəkil 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 (jismnin) 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, sür'ətini və təjilini hesablayaq (şəkil 1)

Fərz edək ki, çevrə üzrə hərəkət edən B nöqtəsi t zamanda B_t nöqtəsinə gəlmişdir. Bu müddətdə nöqtənin proyeksiyası O -dan M -ə gələjəkdir. Belə halda nöqtənin vəziyyəti φ bujağı ilə təyin olunajaq- dır. OMB_t üçbujağından yazmaq olar:

$$\frac{OM}{OB_t} = \sin \varphi \quad (1)$$

Burada $OM = x$ və $OB_t = OC = A$ olduğundan, (1)-dən

$$x = A \sin \varphi \quad (2)$$

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

$$x = A \sin \omega \sin \omega t \quad (3)$$

şəklində göstərmək olar. Burada $\omega = 2\pi / T$ -dir. (3) harmonik rəqsi hərəkətin tənliyidir.

Əgər rəqsi hərəkət müəyyən başlanğıj fazaya malik olarsa, (3) düsturu

$$x = A \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (4)$$

şəklini alar. Burada φ_0 -başlanğıj 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 sür'ətini və təjilini hesablayaq. Mə'lumdur ki, $v = \frac{dx}{dt}$

və $a = \frac{d^2x}{dt^2}$ -dir. Bunları nəzərə alsaq,

$$v = \frac{d(A \sin \omega t)}{dt} = A\omega \cdot \cos \omega \sin \omega t \quad (5)$$

və

$$a = \frac{dv}{dt} = -A\omega^2 \sin \omega \sin \omega t \quad (6)$$

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

$$a = -\omega^2 x \quad (7)$$

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

$$F = -kx \quad (8)$$

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

Nyutonun II qanununa görə

$$F = ma = m \frac{d^2 x}{dt^2} \quad (9)$$

(8)-i (9)-da nəzərə alsaq,

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx \quad (10)$$

və ya

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + kx = 0 \quad (11)$$

hər tərəfi m -ə bölsək:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{k}{m} x = 0 \quad (12)$$

alarıq. Burada $\frac{k}{m} = \omega_0^2$ qəbul etsək, (12)-ni aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (13)$$

(7) düsturunu (9)-da nəzərə alsaq,

$$F = ma = -m\omega^2 x \quad (14)$$

şəklini alar.

Yuxarıda çıxardığımız düsturların müqayisəsindən aydın olur ki, rəqsi hərəkətdə olan maddi nöqtənin tarazlıq vəziyyətindən olan yerdəyişməsi, sür'əti, təjili və fazası bir-biri ilə çox sıx əlaqədardır. Sürtünmə qüvvəsi olmadıqda kvazielastiki qüvvənin təsiri ilə hərəkət edən jismin hərəkəti (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, rəqqasların hərəkətini göstərmək olar.

2. Harmonik rəqsi hərəkətin enerjisi

Harmonik rəqsi hərəkətdə olan maddi nöqtənin sür'əti tarazlıq vəziyyətindən olan məsafədən asılı olaraq dəyişdiyindən, onun kinetik enerjisi də uyğun olaraq dəyişəkdir.

Sürtünmə olmadıqda tam enerji sabit qalır. Nöqtə tarazlıq vəziyyətindən ən çox uzaqlaşdıqda $E_k = 0$, $E_p = \max$, tarazlıq vəziyyətində $E_p = 0$ və $E_k = \max$ olur. Ona görə də mexaniki sistemin tam enerjisi sabit qalır. $x = A \sin \omega t$ yerdəyişməsinə uyğun olan kinetik enerji:

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2 \quad (15)$$

şəklində olur. Burada $v = \frac{dx}{dt} = \omega A \cdot \cos \omega t$ olur. Bunu nəzərə alsaq,

$$E_k = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \cos^2 \omega t \quad (16)$$

alarıq. Nöqtə tarazlıq vəziyyətdən dx qədər uzaqlaşdıqda kvazielastik qüvvənin gördüyü iş

$$dA = Fdx = -kx dx \quad (17)$$

Buradan

$$A = \int -kx dx = -\frac{1}{2} kx^2 \quad (18)$$

olar. Bu isə potensial enerjisinin artmasına sərf olunur. Deməli,

$$A = -E_p = -\frac{1}{2} kx^2 \quad (19)$$

olar. $k = m\omega^2$ və $x = A \sin \omega t$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$E_p = \frac{1}{2} m\omega^2 A^2 \sin^2 \omega t \quad (20)$$

Tam enerji

$$\begin{aligned} E = E_p + E_k &= \frac{1}{2} m\omega^2 A^2 \cos^2 \omega t + \frac{1}{2} m\omega^2 A^2 \sin^2 \omega t = \\ &= \frac{1}{2} m\omega^2 A^2 \end{aligned} \quad (21)$$

olar.

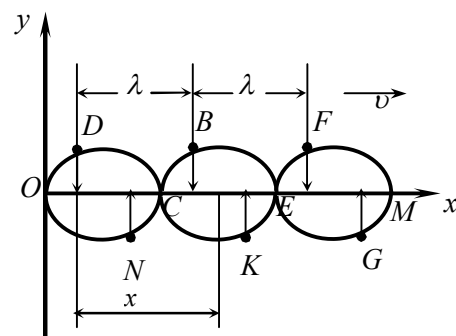
3. Dalğalar

Elastiki mühitdə yerləşən və rəqsi hərəkətdə olan cisim, ona çox yaxın olan və ona toxunan mühit hissəciklərini də rəqsi hərəkət etməyə məcbur edir. Rəqs edən bu mühit hissəcikləri qonşu hissəciklərə təsir göstərərək öz növbəsində onları da rəqsi hərəkətə gətirir. Bu proses ardıcıl olaraq davam edəcəkdir.

Burada rəqsə gələn hər bir mühit hissəjiyi özündən əvvəl rəqsə başlayan hissəcikdən faza e'tibarilə geri qalır. Beləliklə, rəqs edən maddi cisim elastiki mühitdə rəqs mənbəyi olur və öz rəqslərini bu mühit vasitəsilə hər tərəfə yayır.

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 kür 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 2). Şəkildə oxlar ilə eyni anda nöqtələrin hansı istiqamətdə rəqsi hərəkət etdikləri göstərilmişdir. O, J, 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 sür'ətinə faza sür'əti deyilir. Bir periodda (T) yayılan dalğaların dalğa uzunluğu:

$$\lambda = vT \quad (22)$$

$T = \frac{l}{v}$ 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 $y_0(t) = A \sin \omega t$ olajaqdır. Çünki qeyd etdiyimiz kimi götürdüyümüz rəqs harmonikdir. Deməli mənbənin rəqsi sinusoidal qanun üzrə olur. Bu jür qanun üzrə hərəkətə başlayan mənbə onunla qonşu olan mühitin nöqtələrini də hərəkətə başlamağa məjburla edir. Çünki mühit elastikdir və hissəciklər bir-birilə əlaqədardır.

Mənbədən uzaqda yerləşən mühit hissəcikləri özlərindən əvvəlki hissəciklərə nisbətən bir qədər gec rəqsə başlayırlar. Bu rəqslərin amplitud və tezlikləri eyni olur. Məsələn O-tarazlıq vəziyyətindən x qədər məsafədə yerləşən K nöqtəsinə rəqsi hərəkət $\tau = \frac{x}{v}$ müddət qədər gec çatır. v -mühitdə dalğanın sür'ətidir. Əgər t anında M nöqtəsinin yerdəyişməsi y_M , t' anında O nöqtəsinin yerdəyişməsi y_0 olarsa və

$t' = t - \tau = t - \frac{x}{v}$ olduğunu nəzərə alsaq, yaza bilərik:

$$y_M(t) = y_0(t') = A \sin \omega t'$$

və ya

$$y_M(t) = A \sin \left(t - \frac{x}{v} \right) \omega = A \sin 2\pi v \left(t - \frac{x}{v} \right)$$

olar. Dalğalar x -oxunun əks tərəfinə hərəkət etdikdə isə

$$y_M(t) = A \sin 2\pi v \left(t + \frac{x}{v} \right) \quad (23)$$

olar.

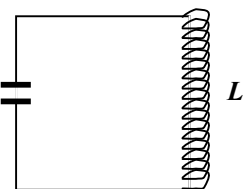
Bu tənliklərdən görünür ki, ixtiyari M nöqtəsinin yerdəyişməsi, t -dən və mənbədən olan məsafədən (x) aslıdır. Əgər, $T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{l}{v}$ olduğunu nəzərə alsaq, onda ixtiyari dalğa üçün

$$y = A \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right) = A \cdot \sin \left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi x}{vT} \right) \quad (24)$$

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.

4. Rəqs konturu. Rəqs konturunda enerji çevrilməsi

Bir-birilə ardıcıl birləşdirilmiş C kondensatorundan və L induktiv sargajından ibarət olan elektrik dövrəsi sadə rəqs konturu adlanır (şəkil3). 3-jü şəkildə kondensator C açarın a vəziyyətində jərəyan mənbəyi vasitəsi ilə yüklənir



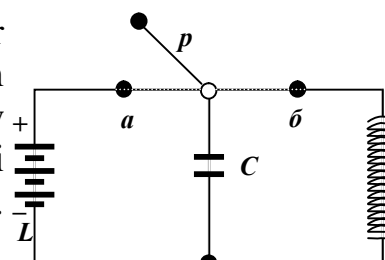
Шякил 3

(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 jərəyan axır. Bunun nətişində elektrik sahəsinin eiercesi azalır, induktiv sarğajdan axan jərəyanın yaratdığı maqnit sahəsi artır. İnduktiv sarğajda maqnit sahəsi yaranır. Maqnit sahəsinin enerjisi aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$W_M = \frac{1}{2} LI^2$$



Шякил 4

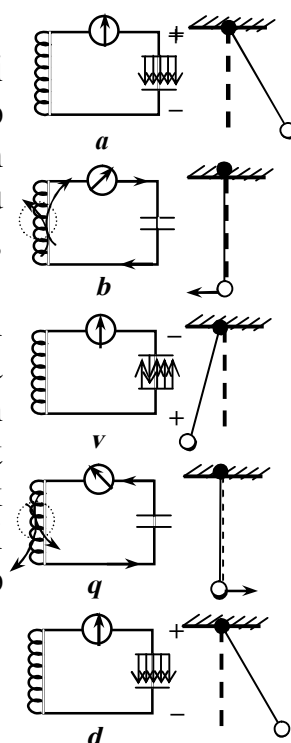
Bu dövrdə induktiv sarğaj olmasaydı, jərəyan yalnız kondensatorun köynəklərindəki potensial bərabərləşinşəyə qədər axardı. Kondensatorun köynəklərində gərginlik və köynəklər arasındakı elektrik sahəsi sıfıra bərabər olduqda jərəyan şiddətinin və maqnit sahəsinin qiyməti maksimum olur. İnduktiv sarğajda yaranan öz-özüne induksiya e.h.q.-si nətişində kondensator yenidən yüklənir. Bu zaman dövrdə əvvəlkinin əksinə jərəyan əmələ gəlir. Belə proses nətişində q yükü kondensatorun köynəklərində, U gərginliyi köynəklər arasında, I jərəyan şiddəti isə induktiv sarğajda periodik dəyişəmək, yəni rəqs edəjəkdir.

Aktiv müqavimət R , cıfıra 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 vəziyyətdən meyl etmiş rəqqasın potensial ($\Pi = mgh$) enerjisinə, jərəyanın induktiv sarğajda yaratdığı maqnit sahəsinin enerjisi $\left(W_M = \frac{1}{2} LI^2\right)$ isə hərəkət edən rəqqasın kinetik enerjisinə $\left(K = \frac{mv^2}{2}\right)$

uyğundur. Belə müqayisə 5-ji şəkildə göstərilmişdir. Kondensator boşalarkən elektrik sahəsinin enerjisi sarğajdan keçən jərəyanın maqnit sahəsinin enerjisinə çevrilir. Kondensator tam boşaldıqda elektrik sahəsinin enerjisinin hamısı maqnit sahəsinin enerjisinə çevrilir. Bu hal hərəkət edən rəqqasın tarazlıq vəziyyətinə qayıdarkən, potensial enerjisinin kinetik enerjiyə çevrilməsinə bənzəyir.

Kondensator yenidən dolarkən, induktiv sarğajdakı jərəyan zəifləməyə başlayır və kondensator tam dolana qədər davam edir. Kondensator tam dolan anda jərəyan sıfıra bərabər olur. Bu zaman induktiv sarğajdakı maqnit sahəsinin enerjisi kondensatorun lövhələri arasında elektrik sahəsinin enerjisinə çevrilir. Bu, rəqqas tarazlıq vəziyyətini keçdikdə kinetik enerjinin potensial enerjiyə çevrilməsinə oxşayır.



Шякил 5

Bu müqayisədən görünür ki, rəqs konturunda induktiv sarğaj 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 sarğajdakı $U_L = L\ddot{q} \left(\ddot{q} = \frac{d^2 q}{dt^2} \right)$ gərginlik düşgülərinin jəmi 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:

$$\ddot{q} + \frac{1}{CL}q = 0, \quad (25)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (26)$$

əvəzləməsi qəbul edək. ω_0 -məxsusi rəqsin dairəvi tezliyidir. (26) ifadəsini (25)-də nəzərə alaq:

$$\ddot{q} + \omega_0^2 q = 0 \quad (27)$$

(27) tənliyi mexanikadan mə'lum olan harmonik rəqsi hərəkətin tənliyinə ($\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0$) oxşadığından onun həlli aşağıdakı kimi olar:

$$q = q_M \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (28)$$

burada q_M -yükün amplitud qiymətidir. (28) tənliyindən görünür ki, kondensatorun köynəklərində elektrik yükü ω_0 -tezliyi ilə tə'yin olunan harmonik qanun üzrə dəyişir. Belə rəqsin periodunu tə'yin edək. Bilirik ki, dairəvi tezlik $\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$ düsturu ilə tə'yin olunur. Bu ifadədə (26) əvəzləməsini nəzərə alsaq:

$$\frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{2\pi}{T}$$

alırıq. Buradan

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (29)$$

(29) düsturu Tomson düsturudur. Rəqs tezliyi aşağıdakı düstur ilə tə'yin olunajaqdır:

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

Rəqs konturunda yükün dəyişmə qanunu mə'lum olduqdan sonra gərginliyin və jərəyan şiddətinin dəyişməsini 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 -jərəyan şiddətinin amplitud qiymətidir.

5. Elektromaqnit dalğaları

Sükunətdə olan yüklər elektrik sahəsi, hərəkətdə olan yüklər isə (jərəyan) elektrik və maqnit sahələri yaradır. Onda yük olmasa elektrik sahəsi və jərəyansız maqnit sahəsi mümkündürmü?

Maksvell tənlikləri bu suala javab verir. Bu tənliklərdən aydın görünür ki, elektrik sahəsi yüksüz, maqnit sahəsi isə jərəyansız mümkündür. Doğrudan da boşluq (dielektrik mühit) üçün yükün və jərəyanın sıxlığı $\rho = 0$, $i = 0$ olduğu üçün Maksvell tənliklərini

$$\text{rot}\vec{E} = [\vec{\nabla}\vec{E}] = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = -\mu_0\mu\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} \quad (30)$$

$$\text{div}\vec{B} = \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (31)$$

$$\text{rot}\vec{H} = [\vec{\nabla}\vec{H}] = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} = \varepsilon_0\varepsilon\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \quad (32)$$

$$\text{div}\vec{D} = \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (33)$$

şəklində yaza bilərik. Bunlardan (30) və (32) tənlikləri göstərir ki, zamana görə dəyişən maqnit sahəsi burulğanlı elektrik sahəsi və zamana görə dəyişən elektrik sahəsi burulğanlı maqnit sahəsi yaradır. (31) və (33) ifadələrinə görə isə dəyişən elektrik və maqnit sahələrinin mənbəyi yoxdur, qapalıdır.

Elektromaqnit sahəsinin dalğa xarakterli olması Maksvell tənliklərindən çıxır. (30) ifadəsindən bir də rotor alaq:

$$\text{rotrot}\vec{E} = -\mu_0\mu\frac{\partial}{\partial t} \cdot \text{rot}\vec{H} \quad (34)$$

Burada zamana və koordinatlara görə differensiaslama əməliyyatları bir-birindən asılı olmadığı üçün onların yerini dəyişmişik. (34)-in sol tərəfinin

$$\text{rotrot}\vec{E} = \text{graddiv}\vec{E} - \nabla^2\vec{E} \quad (35)$$

olduğunu və sağda $\text{rot}\vec{H}$ -in (32) ifadəsini nəzərə alaq:

$$\text{graddiv}\vec{E} - \nabla^2\vec{E} = -\mu_0\mu\varepsilon_0\varepsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} \quad (36)$$

(33)-ya görə $\text{div}\vec{E} = 0$ olduğu üçün son ifadəni belə yazaq:

$$\nabla^2\vec{E} - \varepsilon_0\varepsilon\mu_0\mu\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (37)$$

Əvvəllər qeyd olunduğu kimi bu formaya malik differensial tənliklər dalğa tənlikləri adlanır. $\partial^2\vec{E}/\partial t^2$ -i qarşısındakı əmsal isə sür'ətin kvadratının tərs qiymətinə bərabər olmalıdır:

$$v^2 = 1/\varepsilon_0\mu_0\varepsilon\mu \quad (38)$$

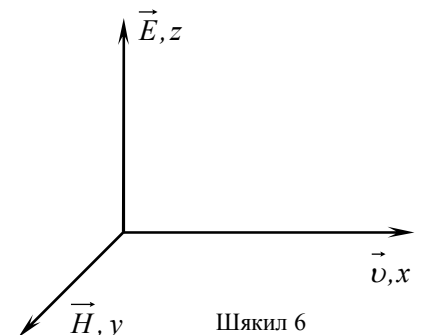
$\varepsilon_0\mu_0 = 1/c^2$ olduğu üçün

$$v = c/\sqrt{\varepsilon\mu} \quad (39)$$

Burada v elektromaqnit dalğasının mühitdə yayılma sür'ətidir. Eyni qayda ilə (32) ifadəsindən bir də rotor alıb, müvafiq əməliyyatlar aparsaq, elektromaqnit dalğasının maqnit vektoru üçün dalğa tənliyini alırıq:

$$\nabla^2\vec{H} - \varepsilon_0\mu_0\varepsilon\mu\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (40)$$

Dəyişən elektrik və maqnit sahələri bir-birindən ayrı



Шякил 6

mövjə olmadığı üçün $\vec{E}$ və $\vec{H}$ üçün (37) və (40) dalğa tənlikləri də bir-birilə bağlıdır.

Fərz edək ki, elektromaqnit dalğası x oxu istiqamətində yayılır (şəkil 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

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\epsilon_0 \mu_0}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (41)$$

şəklini alacaq. Eyni formalı tənliyi $\vec{H}$ vektoru üçün də yazmaq olar. Onların həlli isə

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_m \cos(\omega t - kx) \\ \vec{H} &= \vec{H}_m \cos(\omega t - kx) \end{aligned} \quad (42)$$

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 anjaq təsəvvür oluna bilər. Təcrübədə istifadə olunan dalğalar dalğa uzunluqları $\lambda, \lambda + d\lambda$ intervalında dəyişən dalğa qrupudur.

23. Optikanın əsas qanunları.

Tam daxili qayıtma.

Əsas fotometrik kəmiyyətlər.

Linzalar

1. Işığın təbiəti haqqında

Optika işığın xassələrini, onun təbiətini və maddələrlə qarşılıqlı təsirini öyrənən elmdir.

Şüurlu insanın ilk yaranışından bəri, onların mahiyyətini belə dərk etmədikləri ətraf aləmdən aldıkları informasiyaların böyük bir hissəsini optik şüalanma vasitəsilə qəbul etmiş və bir – birinə ötürmüşlər. İnsanlar informasiyanın 90% - dən çoxunu məhz görmə vasitəsilə alırlar. Fəaliyyətimizin müxtəlif sahələrində getdikcə daha çox optik cihazlardan və optik üsullardan istifadə edirik.

Optika elmi çox qədim olmağına baxmayaraq işığın təbiəti haqqında ardıcıl müşahidə və təcrübələrə əsaslanan ilk elmi nəzəriyyə Nyuton və onun müasiri Hüygens tərəfindən verilmişdir.

Nyuton işığın zərrəciklər selindən (korpuskullar selindən) ibarət axın olduğunu qəbul etmişdir. Buna korpuskulyar nəzəriyyə deyilir. Hüygens isə işığın dalğa nəzəriyyəsini irəli sürmüşdür. Hüygensə görə işıq efir adlanan elastik mühitin həyəcanlanmasından ibarət dalğa prosesidir. Yarandığı ilk vaxtlardan başlayaraq bu iki nəzəriyyə arasında mübarizə olmuşdur. Hər iki nəzəriyyənin uğurları ilə yanaşı çətinlikləri də olmuşdur. Bu isə fiziki hadisələrin izahında yeni nəzəriyyələrin yaranması ilə əlaqədardır. Bu nəzəriyyələrdən biri işığın elastik dalğa deyil, elektromaqnit dalğası, digəri isə işığın adi korpuskulalardan prinsipə fərqlənən və “foton” adlanan zərrəciklər seli olduğunu qəbul edir. Işıq dalğalarının dalğa uzunluğu elektromaqnit dalğalarının geniş şkalasının kiçik oblastına (400 – 760 nm) düşür. Sonralar aydın oldu ki, işıq enerjisinin başqa enerji növlərinə çevrilmədiyi proseslərdə işıq özünü elektromaqnit dalğası kimi aparır. Belə proseslərdə işığın interferensiyası, difraksiyası, polyarlaşması və s.

hadisələr misal ola bilər. Işıq enerjisinin başqa enerji növlərinə çevrildiyi proseslərdə (fotoeffekt və s.) isə işıq özünü fotonlar seli kimi aparır.

Işığın elektromaqnit nəzəriyyəsi maddənin sındırma əmsalını onun elektrik və maqnit xassələri ilə əlaqələndirməyə imkan verir. Hələ Huygens işığın dalğa nəzəriyyəsindən aldığı düsturdə işığın mühitdə yayılma sürətinin mühitin şüalandırma əmsalı (n) ilə tərs mütənəşib olduğunu göstərmişdir:

$$v = \frac{c}{n} \quad (1.1)$$

Burada c işığın vakuumdakı sürətidir. Bu düsturu Maksvel nəzəriyyəsindən alınan

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

düstur ilə müqayisə etsək mühitin şüalandırma əmsalını onun dielektrik parametrləri (elektrik və maqnit nüfuzluqları) ilə əlaqələndirən düstur alırıq:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (1.2)$$

Şəffaf cisimlərin əksəriyyəti üçün $\mu = 1$ olduğundan belə cisimlər üçün:

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad \text{və ya} \quad \epsilon = n^2 \quad (1.3)$$

yazmaq olar. Qazların və maye dielektriklərin böyük bir qrupu üçün (1.3) münasibəti yaxşı ödənilir. Lakin cisimlərin əksəriyyəti, məsələn, şüşə, su, spirt üçün $\epsilon \gg n^2$ olur. Bu ϵ - un və deməli, n - in işığın rəqs tezliyindən də asılı olmaları ilə əlaqədardır.

2. Optikanın əsas qanunları. Tam daxili qayıtma.

Optikanın bölmələrindən biri də həndəsi optikadır. Işığın yayılma qanunlarının işıq şüaları haqqındakı təsəvvürlər əsasında baxıldığı, optika bölməsinə, həndəsi optika deyilir. Həndəsi optikanın 4 əsas qanunu vardır:

1. Işığın düz xətt boyunca yayılması
2. Işıq dəstələrinin asılı olmaması
3. Işığın güzgü səthdən qayıtması
4. İki şəffaf mühit sərhədində işığın sınması

Bu qanunlara ayrılıqda baxaq:

Işığın düz xətt boyunca yayılması qanunu. Çoxlu sayda təcrübələrin köməyi ilə bu qanunun doğruluğuna inanmaq olar. Məsələn, nöqtəvi mənbənin qarşısına hər hansı bir qeyri – şəffaf cisim qoysaq, ekranda həmin cismin kəskin xəyalı (kölgəli) alınır. Bu onunla izah olunur ki, işıq şüaları mənbədən bütün istiqamətlərdə düz xətt boyunca yayılır.

Işıq dəstələrinin asılı olmaması qanunu. Bu qanuna işıq dəstələrinin superpozisiya prinsipi də deyirlər. Müxtəlif mənbələrdən gələn işıq dəstələri görüşdükdən sonra bir – birini həyəcanlandırmadan yayılır. Məsələn, fotoaparatin obyektivinə düşən işıq dəstəsinin bir hissəsinin qarşısını diafraqma vasitəsilə bağladıqda, keçən işıq dəstəsinin yaratdığı xəyalda dəyişiklik olmur.

Işığın qayıtma və sınma qanunları . İki şəffaf mühiti bir – birindən ayıran səthə düşən işıq şüası bu səthə normal olmadıqda o iki şüaya ayrılır. (şəkil 2.1) şüalardan biri bu səthdən qayıdır, digəri isə sınaraq ikinci mühitə keçir. Mühitləri ayıran səthə perpendikulyar düşən şüa isə sınmadan və iki şüaya ayrılmadan ikinci mühitə keçir. Güzgü səthinə düşən şüa isə yalnız birinci mühitə qayıdır.

İki mühit sərhədində baş verən optik hadisələr qayıtma və sınma qanunları üzrə baş verir.

Qayıtma qanununda deyilir: qayıdan şüa, düşən şüadan və ayırıcı səthə çəkilən perpendikulyar xətdən keçən müstəvi üzərində olur. Qayıtma bucağı düşmə bucağına bərabərdir:

$$i_1 = i \quad (2.1)$$

Sınma qanununda deyilir: sınan şüa, düşən şüadan və ayırıcı səthə çəkilən perpendikulyar düz xətdən keçən müstəvi üzərində olur. Düşmə bucağının sinusunun sınma bucağının sinusuna olan nisbəti verilən iki mühit üçün sabit kəmiyyətdir.

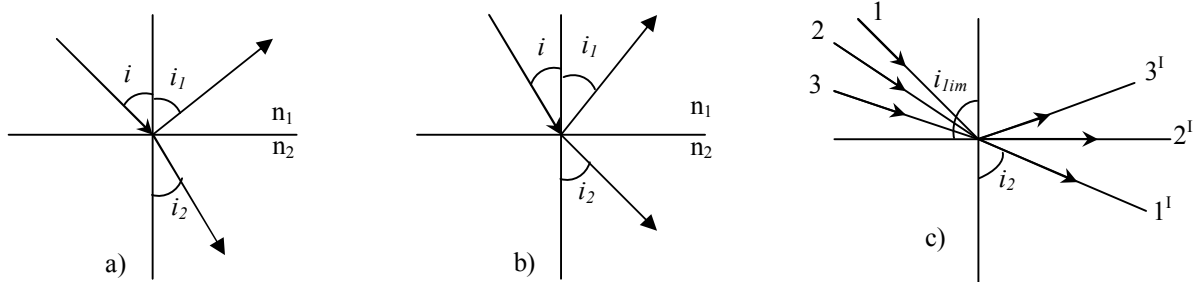
$$\frac{\sin i}{\sin i_2} = n_{21} \quad (2.2)$$

n_{21} – kəmiyyəti ikinci mühitin birinciyə görə nisbi şüasındırma əmsalı adlanır.

Maddənin vakuuma nisbətən sıdırma əmsalı mütləq sıdırma əmsalı adlanır. Əgər iki maddənin mütləq sıdırma əmsalları n_1 və n_2 olarsa, onların nisbi sıdırma əmsalı üçün aşağıdakı münasibət doğrudur:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.3)$$

Tam daxili qayıtma. Həm təcrübə və həm də (2.2) düsturu göstərir ki, işıq optik sıxlığı kiçik olan mühitdən böyük olanına ($n_1 < n_2$ və ya $n_{21} > 1$) keçəndə o düşmə bucağından kiçik bucaq altında sınır: $i_2 < i = i_1$ (şəkil 2.1,a). Əksinə, işıq optik sıxlığı böyük olan kiçik olanına ($n_1 > n_2$ və ya $n_{21} < 1$) keçəndə $i_2 > i = i_1$ olur (şəkil 2.1,b). Ona görə də düşmə bucağının müəyyən i_l qiymətində sınan şüa mühitləri ayıran səth üzrə sürüşür, yəni sınma bucağı 90° olur. Şüa i_l – dən böyük



Şəkil 2.1

bucaq altında düşdükdə isə sınan şüa elə birinci mühitin özündə yayılır. Bu hadisə tam daxili qayıtma hadisəsi, i_l isə tam daxili qayıtmanın *limit bucağı* adlanır (şəkil 2.1,c). Aydındır ki:

$$\sin i_l = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (2.4)$$

olar.

İşığın qayıtma və sınma qanunları P.Ferma prinsipi ilə də isbat edilə bilər. Bu prinsipə görə işıq fəzanın bir nöqtəsindən digərinə elə yolla yayılır ki, buna sərf olunana vaxt minimum olur. Işığın sürəti v , onun τ müddətində yayıldığı məsafə l olarsa $v = c/n$ və deməli;

$\tau = \frac{l}{v} = \frac{ln}{c}$ ifadəsinə əsasən işığın yayılma müddətinin (τ - un) minimum olması üçün optik bircins mühitdə nl , qeyri – bircins mühitdə isə ndl hasili minimum olmalıdır. dl yolun elə parçasıdır ki, bu məsafədə mühiti bircins hesab etmək olar.

İşığın yayıldığı mühitin sıdırma əmsalı ilə onun mühitdə qət etdiyi məsafənin hasili optik yol adlanır. Deməli, nl və ya $\int_l ndl$ optik yoldur. Yuxarıdakı mülahizələrə əsasən işıq

həmişə optik yolun minimum olduğu istiqamətdə yayılır. Vakuumda optik yol həndəsi ylin uzunluğuna bərabər və iki nöqtəni birləşdirən xətlərin ən kiçiyi düz xətt parçası olduğundan, vakuumda bu birinci mühitdə işıq həmişə düz xətt boyunca yayılır.

3. Əsas fotometrik kəmiyyətlər.

Mənbədən şüalanan elektromaqnit dalğaları ilə hər tərəfə enerji daşınır. Bu enerji közə və yaxud digər qəbuledici cihazlarla etdiyi təsir ilə qiymətləndirilən bəzi kəmiyyətlərlə əlaqədardır. Ona görə də laboratoriya işlərində işıq dalğaları ilə daşınan enerji, yaxud onunla bu və ya digər şəkildə əlaqədar olan kəmiyyətləri ölçmək tələb olunur. Optikada belə kəmiyyətlər fotometrik kəmiyyətlər, onların ölçülməsilə məşğul olan bölməyə isə fotometriya deyilir.

Fotometrik kəmiyyətlərin təyini aşağıdakı təsəvvürlərə əsaslanır.

Fərz edək ki, hər hansı L nöqtəvi işıq mənbəyindən hər tərəfə sferik dalğalar şəklində işıq seli yayılır (şək.3.1). Hər hansı səthdən vahid zamanda işıq dalğaları ilə keçən enerji miqdarına işıq enerjisi seli, yaxud işıq seli deyilir. Təpəsi L nöqtəsində və təpə bucağı $d\omega$ olan bir konus çəkək. $d\omega$ bucağına cisim bucağı deyilir.

Bu konusun içi ilə yayılan işıq seli, mənbədən hər tərəfə yayılan ümumi işıq selinin bir hissəsini təşkil edir. Bu hissəni dF ilə işarə edək. Konusun daxilində işıq selinin udulmadığını və işıq sahəsini də eyni cinsli olduğunu qəbul etsək, demək olar ki, konusun istənilən kəsiyindən (dS , dS_1 , dS_2 və s.) eyni miqdarda dF işıq seli keçəcəkdir. Digər tərəfdən, şəkildən görünür ki, $dS = R^2 d\omega$; $dS_1 = R_1^2 d\omega$; $dS_2 = R_2^2 d\omega$ və s.

Yəni konusun kəsiyinin sahəsi, mənbədən (konusun təpəsindən) olan məsafənin kvadratı ilə düz mütənasibdir. Beləliklə, dS , dS_1 , dS_2 səthlərinin hər birindən eyni miqdarda işıq seli keçdiyindən, onların vahid səthinə düşən işıq seli, mənbədən olan məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasib olaraq dəyişir. Işıqlanan səthnin vahid hissəsinə düşən işıq selinə işıqlanma deyilir və E ilə işarə olunur. Işıqlanmanı aşağıdakı kimi ifadə etmək olar:

$$E = \frac{dF}{dS} \quad (3.1)$$

Yuxarıdakı qeydlərə əsasən, konusun daxili oblastı üçün yazmaq olar:

$$EdS = dF = \text{const.}$$

$dS = R^2 d\omega$ olduğundan,

$$ER^2 = \frac{dF}{d\omega} = \text{const}$$

Nöqtəvi işıq mənbəyindən şüalanan işıq seli bütün istiqamətlər üzrə bərabər yayılarsa, dF/dW kəmiyyəti istiqamətdən asılı olmaz. Belə halda dF/dW kəmiyyəti yalnız işıq mənbəyini xarakterizə edən bir kəmiyyət olur ki, buna mənbəyin işıq şiddəti deyilir və J ilə işarə edilir. Beləliklə, işıq seli F , işıqlanma E və işıq şiddəti J arasında aşağıdakı münasibətlər alınır:

$$J = \frac{dF}{dW} \quad (3.2)$$

və nöqtəvi mənbə üçün

$$E = \frac{dF}{dS} = \frac{JdW}{R^2 dW} = \frac{J}{R^2} \quad (3.3)$$

L mənbəyindən şüalanan işıq seli hər tərəfə bərabər yayılarsa, şüalanan tam işıq seli

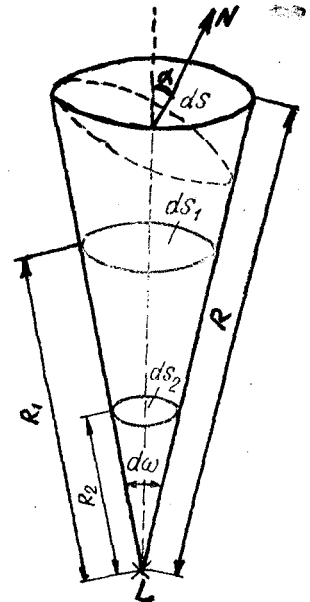
$$F = J\omega \quad (3.4)$$

Hər hansı nöqtə ətrafındakı cisim bucağı 4π steradian olduğundan:

$$F = 4\pi J \quad (3.5)$$

Buradan da

$$J = \frac{F}{4\pi} \quad (3.6)$$



Şəkil 3.1

İşıq şiddəti bütün istiqamətlər üzrə bərabər yayılmazsa, (3.6) ifadəsi işıq selinin və işıq şiddətinin orta qiyməti üçün doğru olar. İşıq şiddətinin bu orta qiymətinə *orta sferik işıq şiddəti* deyilir.

Yuxarıdakı bütün hallarda işıq şüasının işıqlandırdığı səthə normal istiqamətdə düşdüyü nəzərdə tutulmuşdur. İşıq şüası səthə hər hansı bir α bucağı altında düşərsə (bax: şəkil 3.1), o halda:

$$dW = \frac{dS \cos \alpha}{R^2}; \quad dF = \frac{JdS \cos \alpha}{R^2}$$

Səthin işıqlanması isə,

$$E = \frac{dF}{dS} = \frac{JdS \cos \alpha}{dSR^2} = \frac{J \cos \alpha}{R^2} \quad (3.7)$$

(3.7) ifadəsindən demək olar ki, səthin işıqlanması mənbəyin işıq şiddəti və düşmə bucağının kosinusu ilə düz, mənbədən səthə qədər olan məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasibdir.

Laboratoriya işlərində ən çox işıq şiddəti, işıq seli, işıqlanma, işıqlıq, parlaqlıq kimi fotometrik kəmiyyətlərdən istifadə olunur. Ona görə də ilk növbədə bu kəmiyyətlərin özlərini və vahidlərini müəyyən etmək lazımdır.

İşıq şiddəti (J). Vahid cisim bucağına düşən işıq selinə işıq şiddəti deyilir. Nöqtəvi işıq mənbəyindən şüalanan işıq seli bütün istiqamətlər üzrə bərabər paylanarsa, işıq şiddəti (3.6) düsturu ilə, bərabər paylanmazsa, (3.2) düsturu ilə müəyyən edilir.

Beynəlxalq vahidlər sistemində (BS) işıq şiddəti vahidi əsas vahid qəbul edilmişdir. Bu vahidə *kandela* (kd) deyilir. Bir kandela, bərkimə temperaturunda (2046,6K) götürülmüş təmiz platinin (platinin belə temperaturda şüalanması mütləq qara cismin şüalanması kimi qəbul olunur) 101325 Pa təzyiqdə $\frac{1}{600000} m^2$ səthindən normal istiqamətdə çıxan işıq şiddətinə deyilir.

Beynəlxalq vahidlər sistemi qəbul olunana qədər işıq şiddəti vahidi olaraq xüsusi şəkildə düzəldilmiş müəyyən cərəyan şiddəti və gərginlikdə közərən elektrik lampasının işıq şiddəti qəbul edilmişdir. Bu vahidə bir beynəlxalq *şam* (b. ş) deyilir. 75 vatlıq adi közərmə lampasının 120 volt gərginlikdəki işıq şiddəti təxminən 68 b. ş. qədərdir.

$$1 \text{ b. ş.} = 1,005 \text{ kd.}$$

İşıq seli (F). Verilmiş səthdən vahid zamanda keçən işıq enerjisi miqdarına o səthdən keçən işıq enerjisi seli, yaxud sadəcə olaraq işıq seli deyilir. İşıq seli F ilə işarə olunur.

İşıq seli vahidi törəmə vahiddir və (3.2) ifadəsindən təyin edilə bilər. Bu ifadədən tapırıq ki,

$$dF = Jd\omega \quad (3.8)$$

$$J = 1 \text{ kd}; \quad d\omega = 1 \text{ sr} \quad \text{olarsa,} \quad dF = 1 \text{ kd} \cdot \text{sr}$$

Deməli, şiddəti bir kandela olan nöqtəvi işıq mənbəyindən bir steradian cisim bucağı altında yayılan işıq seli vahid qəbul olunur. Bu fotometrik vahidə *lümen* (lm) deyilir.

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

$$E = \frac{dF}{dS} \quad (3.9)$$

$$\text{Əgər } dF = 1 \text{ lm və } dS = 1 m^2 \text{ olarsa,}$$

$$E = \frac{1 \text{ lm}}{1 m^2} = 1 \frac{\text{lm}}{m^2} = 1 \text{ lüks (lk)}$$

Deməli, 1 lm işıq seli 1 m² səthə bərabər sürətdə paylansa, belə səthin işıqlanması işıqlanma vahidi qəbul olunur. Bu vahid lüks adlanır. Əgər 1 lm işıq seli 1 sm² səthə bərabər paylansa, səthin işıqlanması 10⁴ lüks olar. Bu vahidə *fot* deyilir:

$$1 \text{ fot} = 10^4 \text{ lk}$$

Ancaq işıqlanma vahidini (3.3) düsturuna görə də seçmək olar. (3.3) ifadəsində $J = 1 \text{ kd}$ və $R = 1 \text{ m}$ olarsa,

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

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

İşıqlıq (R). Mənbəyi xarakterizə edən kəmiyyətlərdən biri də mənbəyin işıqlığıdır. Işıqlanan S səthinin 2π cisim bucağı altında hər tərəfə bərabər şüalandırdığı tam işıq seli F – in həmin səthə olan nisbətilə ölçülən kəmiyyətə (R) səthin *ışıqlığı* deyilir:

$$R = \frac{F}{S} \quad (3.10)$$

(3.10) ifadəsindən görünür ki, işıqlıq, ədədi qiymətcə, şüalanan cismin vahid səthindən buraxılan tam işıq selinə bərabərdir. Işıqlığın energetik vahidi:

$$\frac{\text{erq}}{\text{sm}^2 \cdot \text{san}} = \frac{Vt}{\text{sm}^2}, \text{ yaxud } \frac{Vt}{\text{m}^2} \text{ olar.}$$

Parlaqlıq (B). Parlaqlıq da işıqlıq kimi mənbəyi xarakterizə edən kəmiyyətdir.

Parlaqlıq B, işıqlıqdan dS səth elementindən, onun normalı ilə hər hansı i bucağı üzrə müəyyən olunan istiqamətdə kiçik $d\omega$ cisim bucağı daxilində çıxan dF işıq seli ilə xarakterizə olunan kəmiyyət olub aşağıdakı kimi ifadə edilə bilər:

$$B_i = \frac{dF}{dS \cos i \cdot d\omega} \quad (3.11)$$

Yaxud

$$B = \frac{dJ}{dS \cos i} \quad (3.12)$$

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

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

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

Görünür ki, stilb, mənbəyin hər kvadrat santimetr (sm) səthindən normal istiqamətdə 1 kd işıq şiddəti verən səth parlaqlığına deyilir.

Parlaqlığın energetik vahidi isə (3.11) düsturuna görə $\text{erq/sm}^2 \cdot \text{san}$. sr, yaxud $Vt/\text{sr} \cdot \text{sm}^2$ olar. Təcrübələr göstərir ki, səthləri cilalı və güzgüvari olmayan kələ - kötür səthli közərmiş bərk cisimlərin parlaqlığı onun işıqlığından π dəfə az olur:

$$B = \frac{R}{\pi} \quad (3.13)$$

İnsan gözü bir işıq selinin digərindən nə dərəcədə fərqli olduğunu müəyyən edə bilmir. Ancaq müxtəlif işıq sellərinin işıqlandırdıqları səthlərin işıqlanması çox asanlıqla müqayisə edə bilər. Buna görə də fotometrik kəmiyyətlər, əsasən, işıqlanmaların müqayisəsinə görə təyin olunur. Bu məqsəd üçün istifadə olunan cihazlara *fotometr* deyilir.

4. Linzalar.

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

Linzalar, iki səthlə hədudlanmış (onlardan biri adətən sferik, bəzən silindrik, ikinci isə sferik – yaxud müstəvi), işıq şüasını əks etdirən, əşyaların optik xəyallarını formalaşdırmaq qabiliyyətinə malik olan, şəffaf cisimlərdən ibarətdir. Linzalar üçün material olaraq, şüşədən, kvardan, kristallardan, plastmasdan və s. istifadə olunur. Xarici formalarına görə linzalar aşağıdakı qruplara bölünür (şəkil 4.1):

1. ikitərəfi qabarıq
2. müstəvi qabarıq
3. ikitərəfi çökük
4. müstəvi çökük
5. qabarıq çökük
6. çökük qabarıq

Linzalar optik xassələrinə görə toplayıcı və səpici olur.

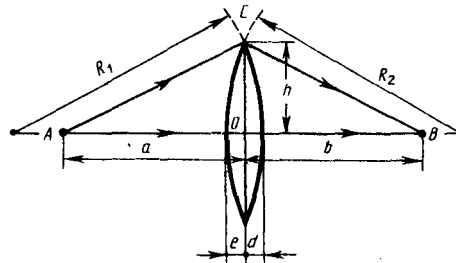
Qalınlığı, (həddəlandırıcı səthlər

arasındakı məsafə) linzanı həddəlandırıcı səthlərin radiusuna nəzərən kifayət qədər kiçik olan linzaya, nazik linza deyilir. Linzanın

müstəvilərinin ayrılık mərkəzindən keçən düz xəttə baş optik ox deyilir. Bütün linzalarda baş optik ox üzərində yerləşən və linzanın optik mərkəzi adlanan bu nöqtədən keçən şüalar, sınmadan keçir. Sadəlik üçün linzanın O optik mərkəzinin linzanın orta hissəsinin həndəsi mərkəzi ilə üst – üstə düşdüyünü hesab edək (bu yalnız hər iki səthlərin ayrılık radiusları eyni olan ikitərəfi qabarıq və ikitərəfi çökük linzalar üçün doğrudur; müstəvi qabarıq və müstəvi çökük linzalar üçün O optik mərkəzi baş optik oxla sferik səthlərin kəsişməsində yerləşir).

Nazik linzanın düsturunu çıxarmaq üçün (linzaların səthlərinin R_1 və R_2 ayrılık radiuslarını linzadan cismə - əşyaya və onun təsvirinə qədər olan a və b məsafələri ilə birləşdirən mütənasibliyi) Ferma prinsipindən istifadə edək:

A və B nöqtələrini birləşdirən AOB və linzanın kənarından keçən ACB şüalarına baxaq (şəkil 4.2).



Şəkil 4.2

İşıq şüasının AOB və AOC boyunca keçməsinin zaman bərabərliyi şərtindən istifadə edərək, işıq şüasının AOB boyunca keçmə zamanı üçün alırıq:

$$t_1 = \frac{a + N(e + d) + b}{c}$$

burada $N = n/n_1$ – nisbi sıdırma əmsalıdır (n və n_1 – uyğun olaraq linzanın və ətraf mühitin mütləq sıdırma əmsallarıdır). İşıq şüasının ACB boyunca keçmə zamanı

$$t_2 = \frac{\sqrt{(a + e)^2 + h^2} + \sqrt{(b + d)^2 + h^2}}{c}$$

bərabər olar.

$t_1=t_2$ olduğundan, onda

$$a + N(e + d) + b = \sqrt{(a + e)^2 + h^2} + \sqrt{(b + d)^2 + h^2} \quad (4.1)$$

olar.

Optik oxla kiçik bucaq təşkil edən, paraksial şüalara baxaq. Qeyd edək ki, yalnız paraksial şüalar istifadə etdikdə stiqlatik təsvir alınır, yəni A nöqtəsindən çıxan şüa dəstəsinin bütün şüaları, optik oxu eyni bir B nöqtəsində kəsirlər. Onda $h \ll (a + e)$, $h \ll (b + d)$ və

$$\sqrt{(a + e)^2 + h^2} = (a + e) \sqrt{1 + \frac{h^2}{(a + e)^2}} = (a + e) \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{a + e} \right)^2 \right] = a + e + \frac{h^2}{2(a + e)}$$

olar.

Uyğun olaraq, yazı bilərik:

$$\sqrt{(b + d)^2 + h^2} = b + d + \frac{h^2}{2(b + d)}$$

Tapılmış bu ifadələri(4.1) – də nəzərə alsaq:

$$(N - 1)(e + d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a + e} + \frac{1}{b + d} \right) \quad (4.2)$$

Nazik linzalar üçün $e \ll a$ və $d \ll b$ olduğundan (4.2) ifadəsini aşağıdakı formada yazmaq olar:

$$(N - 1)(e + d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$$

$$e = R_2 - \sqrt{R_2^2 - h^2} = R_2 - R_2 \sqrt{1 - h^2/R_2^2} = R_2 - R_2 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{h}{R_2} \right)^2 \right] = \frac{h^2}{(2R_2)}$$

və uyğun olaraq $d = \frac{h^2}{(2R_1)}$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$(N - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \quad (4.3)$$

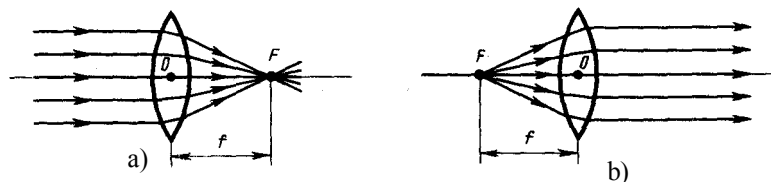
olar.

(4.3) ifadəsinə nazik linzanın düsturu deyilir. Qabarıq səthli linzanın əyrilik radiusu müsbət, çökük səthli linzanın əyrilik radiusu isə mənfi hesab edilir.

Əgər $a = \infty$ olarsa, yəni şüalar linzaya paralel dəstə halında düşürsə (şəkil 4.3,a), onda

$$\frac{1}{b} = (N - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

olar.



Şəkil 4.3

Bu halda uyğun olan $b=OF=f$ məsafəsinə linzanın *foks məsafəsi* deyilir və aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$f = \frac{1}{(N-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)}$$

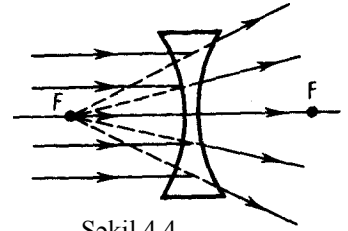
f kəmiyyəti nisbi sındırma əmsalından və əyrilik radiusundan asılıdır.

Əgər $b=\infty$ olarsa, yəni xəyal sonsuzluqda olarsa və buna görə də, şüalar linzadan paralel dəstələrlə çıxırsa (şəkil 4.3,b), onda $a=OF=f$ olar. Beləliklə, hər iki tərəfdən eyni mühitlə əhatə olunmuş linzaların foks məsafələri bərabərdir. Linzaların hər iki tərəfində, foks məsafəsinə bərabər məsafədə yerləşən, F nöqtələrinə linzanın *foksları* deyilir. Foks nöqtəsi – linzanın baş optik oxuna paralel düşən, bütün şüaların sındıqdan sonra yığıldıqları nöqtədir.

$$(N-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{f} = F \quad (4.4)$$

kəmiyyətinə linzanın *optik qüvvəsi* deyilir. Onun vahidi diopriyadır. Foks məsafələri 1 m olan linzaların optik qüvvəsinə *dioptriya* deyilir. $1 \text{ dptr} = 1/\text{m}$ – dir.

Müsbət optik qüvvəli linzalar toplayıcı, mənfi optik qüvvəli linzalar isə səpici olur. Linzanın baş optik oxuna perpendikulyar olaraq onun fokusundan keçən, müstəviyə *fokal müstəvi* deyilir. Toplayıcı linzadan fərqli olaraq səpici linza xəyali foksə malikdir. Xəyali – mövhümi foksda, (sındıqdan sonra) səpici linzanın baş optik oxuna paralel düşən, mövhümi şüaların uzantıları kəsişirlər (şəkil 4.4).



Şəkil 4.4

(4.4) ifadəsinə əsasən, linza düsturunu (4.3) aşağıdakı kimi yazmaq olar:

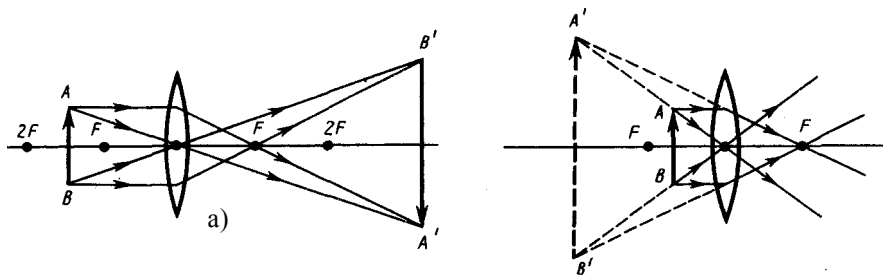
$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

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

Linzalarda xəyalın qurulması aşağıdakı şüaların köməyiylə yerinə yetirilir:

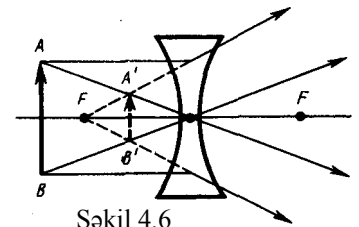
1. linzanın optik mərkəzindən keçən və öz istiqamətini dəyişməyən şüadan
2. baş optik oxla paralel gedən; linzadan sındıqdan sonra linzanın ikinci foksundan keçən, şüadan
3. linzanın birinci foksundan keçən; linzadan sındıqdan sonra linzanın baş optik oxuna paralel çıxan, şüadan yaxud onun uzatısından

Misal üçün toplayıcı (şəkil 4.5) və səpici (şəkil 4.6) linzalarda xəyalların qurulması



Şəkil 4.5

verilmiş
dir; Şəkil
4.5,a



Şəkil 4.6

həqiqi və şəkil 4.5,b mövhumı xəyaldır.

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

24.İŞIĞIN İNTERFERENSIYASI

İşığın təbiəti haqqında birinci mühüm nəzəriyyə XVII əsrdə Nyuton tərəfindən irəli sürülmüşdür. Nyutona görə işıq işıq şüalanmasını ya kiçik zərrəciklər seli, yaxud hər zərrəciklərə o korpuskullar adı vermişdir. Bu nəzəriyyə korpuskulyar nəzəriyyə adlanır. Bu korpuskulyar insan gözüne düşərək görmə hissi yaradır. Bu nəzəriyyə əsasında Nyuton o dövrə qədər məlum olan bütün işıq hadisələrini izah edə bilmişdir.

Nyutonla yanaşı ingilis alimi Huk işığın dalğa təbiətinə malik olması haqqında hipotez irəli sürmüşdür. İşığın dalğa təbiətinə malik olması Hollandiya fiziki Hüygens elmi əsaslarla inkişaf etdirmişdir. Hüygens göstərmişdir ki, işıq şüaları eninə mexaniki dalğalardır ki, bu dalğalar həm boşluqda, həm də hər hansı mühitdə yayıla bilər. Belə dalğalar isə ancaq bərk elastiki mühitdə yarana bilər.

Beləliklə, XVII əsrin axırlarında işığın iki nəzəriyyəsi meydana çıxdı. Bu nəzəriyyələrdən biri işığa düz xətt boyunca yayılan zərrəciklər seli kimi baxırdı. Bu nəzəriyyə korpuskulyar nəzəriyyə adlanır.

İkinci nəzəriyyə işığa efrdə yayılan mexaniki dalğalar kimi baxırdı. Bu nəzəriyyə dalğa nəzəriyyəsi adlanır və korpuskulyar nəzəriyyənin əksidir.

Maksvel elektromaqnit nəzəriyyəsini inkişaf etdirərkən göstərmişdir ki, elektromaqnit dalğaları da işıq sürəti ilə yayılır. Buradan da Maksvel, belə bir nəticəyə gəlmişdir ki, işıq dalğaları mexaniki dalğa olmayıb elektromaqnit dalğalardır.

İşıq dalğalarının görüşərkən bir-birini gücləndirməsi və zəifləməsi hadisəsinə işığın interferensiyası deyilir.

Təcrübə göstərir ki, iki və daha çox işıq mənbələrindən çıxan işıq dəstəsi fəzada görüşərkən bir-birilə toplanır. Bir neçə lampanın yaratdığı işıqlanma ayrı-ayrı lampaların yaratdığı işıqlanmanın cəminə bərabər olur.

Bizi əhatə edən maddi aləmdə müxtəlif mənbələrin buraxdığı işıq dalğalarının bir-birilə görüşməsi hadisəsinə rast gəlirik. Lakin bu dalğaların mənbəyi koherent deyil. Dalğaların interferensiya etməsi üçün gərək dalğalar koherent, həmçinin mənbələr koherent mənbələr olmalıdır. Koherent dalğalar buraxan mənbələrə koherent mənbələr deyilir.

Koherent dalğalar o dalğalara deyilir ki, onların rəqs tezliyi, yaxud periodları eyni olsun, fazalar fərqi sabit qalsın. Eyni tezlikli və fazalar fərqi sabit qalarsa, onda bu cür dalğalar koherent olacaqdır. Koherent işıq dalğaları toplarkən mühitin müəyyən bir nöqtəsində bu dalğaların bir-birini gücləndirilməsi və zəifləndirilməsi hadisəsi işığın interferensiyası adlanır.

Deməli, iki işıq dalğasının bir-birinin üzərinə düşməsi həm onların güclənməsinə, həm də onların zəifləməsinə səbəb ola bilər. İşığın interferensiyası işığın dalğa təbiətli olmasını təsdiq edir. İşıq verən iki müxtəlif mənbə koherent mənbə ola bilməz. Çünki işıq, cismi təşkil edən müxtəlif atom və molekullar tərəfindən şüalanan elektromaqnit dalğalarıdır. Bu zərrəciklərin şüalanma şəraiti müxtəlif olub, rəqsin fazası xaotik olaraq dəyişir. İşıq verən iki mənbəyin koherent mənbə olması üçün, birinci mənbəyin işıq şüalandıran zərrəciklərindən həmişə eyni faza ilə fərqlənməlidir və bu fazalar fərqi sabit qalmalıdır. Praktiki olaraq belə hadisə yaratmaq qeyri-mümkündür. Koherent mənbələr almaq üçün süni yolla bir mənbəyi iki mənbəyə çevirmək olur, bu zaman mənbələr koherent olur və görüşən dalğalar interferensiya edir. Başqa sözlə işıq dalğalarının interferensiyasını müşahidə etmək üçün bir mənbəyin göndərdiyi şüaları iki şüa dəstəsinə ayırıb onları müxtəlif istiqamətdə göndərüb, sonra bir nöqtədə görüşdürmək lazımdır. Məsələn, işıq mənbəyinin qarşısına, üzərində iki nöqtəvi deşik açılmış AB ekranı qoyulmuşdur (Yunq

üsulu). Huygens-Frenel prinsipinə əsasən işıq dalğası ekranın dəşiklərinə çatarkən burada ikinci S_1 və S_2 mənbələri yaranır (şəkil 1, a). Bu mənbələr müstəqil və eyni fazada eyni amplitud ilə rəqs edən mənbələr olacaqdır.

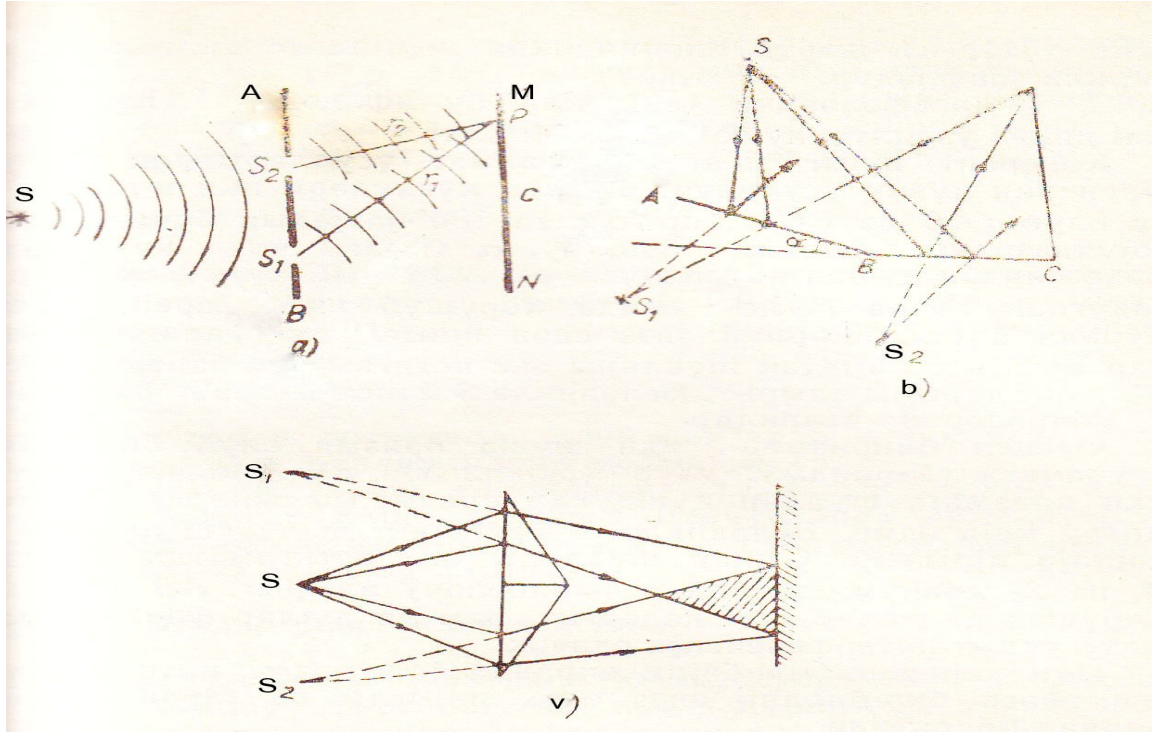
S işıq mənbəyində hər cür faza dəyişməsi S_1 və S_2 işıq mənbələrində də baş verəcəkdir, yəni olan faza dəyişməsi əsas S mənbəyindəki faza dəyişməsi kimi olacaqdır. Deməli, S_1 və S_2 mənbələrindən şüalanan dalğaların fazalar fərqi həmişə sabit qalacaqdır, yəni mənbələr koherentdir. Əgər AB ekranının qarşısında ikinci bir MN ekranı yerləşdirsək, onda bu ekranda interferensiya mənzərəsini müşahidə etmək olar. P nöqtəsində görüşən şüaların yollar fərqi ($\Delta r = r_1 - r_2$) cüt sayda yarım dalğa uzunluğuna bərabər olarsa, yəni

$$\Delta r = 2k \frac{\lambda}{2} \quad (1)$$

şərti ödənilərsə, onda rəqslər bir-birini gücləndirəcəkdir ($k=0,1,2,3\dots$ interferensiya tərtibini göstərir). Yollar fərqi tək sayda yarım dalğa uzunluğuna bərabər olan nöqtələrdə isə, yəni

$$\Delta r = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (1a)$$

şərti ödənilən yerlərdə rəqslər bir-birini zəiflədəcəkdir. (1) şərti interferensiyanın maksimumu, (1a) şərti isə interferensiyanın minimumu adlanır.



Şəkil 1.

İşığın interferensiyasına əsasən işıq dalğa uzunluğunu təyin etmək olar .
 S_1 ilə S_2 xəyalları arasındakı məsafə d , xəyal ilə ekran arasındakı məsafə ℓ ,
 ekranın mərkəzi (O nöqtəsi) ilə P nöqtəsi arasındakı məsafə X , S_1 və S_2
 xəyallarının P nöqtəsindən məsafəsi r_1 və r_2 olarsa yollar fərqi $\Delta r = r_1 - r_2$.
 Göstərmək olar ki:

$$\Delta r = \frac{xd}{\ell}.$$

Bu yollar fərqi cüt sayda yarım dalğa uzunluğuna bərabər olduqda, yəni (1)
 şərti ödənilirsə, işıq, dalğaları bir-birini gücləndirir, tək sayda yarım dalğaya
 bərabər olduqda, yəni (1a) şərti ödənildikdə isə işıq dalğaları bir-birini
 zəiflədir.

x , d , ℓ məsafələrini ölçməklə bu ifadələrin hər birindən dalğa uzunluğunu
 təyin etmək olar.

Koherent işıq mənbələri almaq üsullarından biri də Frenelin güzgü
 üsuludur. Frenel güzgüləri iki müstəvi güzgü olub (AB və BC), bir-birinə 180°
 –yə yaxın bucaq altında qoyulmuşdur (şəkil 1,b). α bucağı çox kiçikdir. S
 mənbəyindən düşən işıq şüaları AB və BC güzgülərindən əks olduqdan sonra

P nöqtəsində görüşüb interenferensiya edir. Burada biri digərini əvəz edən işıqlı və qaranlıq zolaqlar alınır. Qayıdan şüaları əks istiqamətdə uzatdıqda S_1 və S_2 xəyallarını alırıq. Beləliklə, S mənbəyi süni yolla S_1 və S_2 mənbələrinə çevrilir.

Frenel biprizması iki şüşə prizma olub bir-birinin oturacağı üzərində qoyulur (şəkil 1,v). S mənbəyindən hər iki prizmaya şüalar düşdükdə prizmada sınaraq oturacağa doğru meyl edir. Beləliklə S mənbəyindən düşən şüalar iki dəstəyə ayrılır. Sınan şüaları əks istiqamətdə uzatdıqda S_1 və S_2 mövhumı xəyallar (mənbələr) alırıq. AB ekranında görüşən dalğalar həm koherent, həm də yollar fərqi malik olduğundan interfenferensiya edəcəkdir.

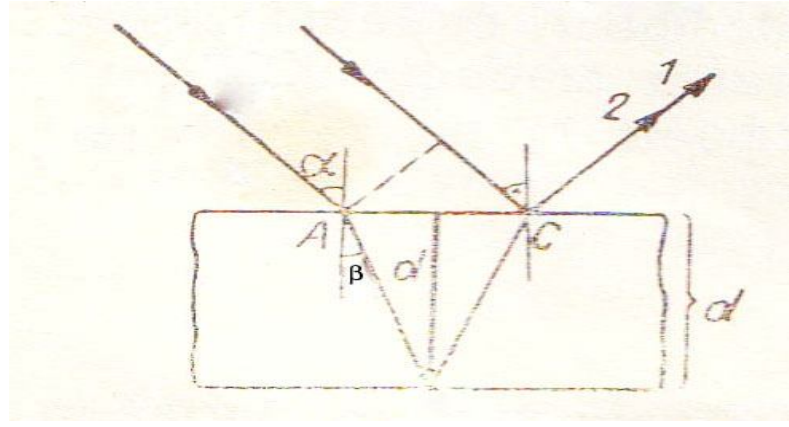
İki koherent mənbəyin ekranda yaratdığı interfenferensiya mənzərəsi bir-birini əvəz edən işıqlı və qaranlıq zolaqlardan ibarətdir.

Monoxromatik işıq əvəzinə ağ işıq götürülərsə, onda ekranda müxtəlif rənglər bir-birini əvəz edəcəkdir, yəni bütöv spektr alınacaqdır.

NAZİK TƏBƏQƏLƏRDƏ İNTERFERENSIYA.

Çox nazik şəffaf lövhələrdən (təbəqələrdə) əks olan şüaların interfenferensiyasına baxaq. Tutaq ki, qalınlığı d olan nazik lövhəyə paralel olaraq monoxromatik işıq şüası düşür (şəkil 2). Lövhə üzərində ixtiyari bir C nöqtəsindən eyni istiqamətdə iki koherent şüa əks olacaqdır. 1-ci şüa lövhənin üst səthindən, 2-ci şüa isə lövhənin alt səthindən əks olan şüalardır. Optik yollar fərqi (optik yol şüanın keçdiyi yolun uzunluğunun mühitin sındırma əmsalına hasilidir):

$$\Delta r = (AB + BC)n - DC... \quad (2)$$



Şəkil 2.

Şüaların Δr yollar fərqi α düşmə bucağından və lövhənin d qalınlığından asılı olacaqdır. Bundan başqa yollar fərqi lövhənin n sındırma əmsalından da asılıdır. Çünki daxilə, yəni ABC yolunda şüanın sürəti boşluqdakı DC yoluna nisbətən n dəfə az olur. (2) ifadəsində AB, BC və DC qiymətlərini təyin edib yerinə yazsaq və lövhədə yarım dalğa itkisini nəzərə alsaq yazarıq:

$$\Delta r = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}.$$

Yollar fərqi cüt sayda yarım dalğa uzunluğuna bərabər olduqda 1 və 2 şüaları bir-birini gücləndirir. Yollar fərqi (Δr) tək sayda yarım dalğa uzunluğuna bərabər olduqda şüalar bir-birini söndürəcək, lövhə qaranlıq görünəcəkdir. Deməli α bucağını dəyişdirməklə biz lövhəni gah işıqlı, gah da qaranlıq görəcəyik. Təbiətdə interferensiya hadisəsinə sabun köpüyündə, suyun səthində nazik neft təbəqəsi olduqda və s. hallarda rast gəlmək olar.

Bəzi həşəratların qanadları, quşların lələyi gözlə görmək mümkün olmayan şəffaf pulcuqlarla örtülmüşdür. Onlarda interferensiya mənzərəsi yaranır və bunun nəticəsində müxtəlif rənglər alınır.

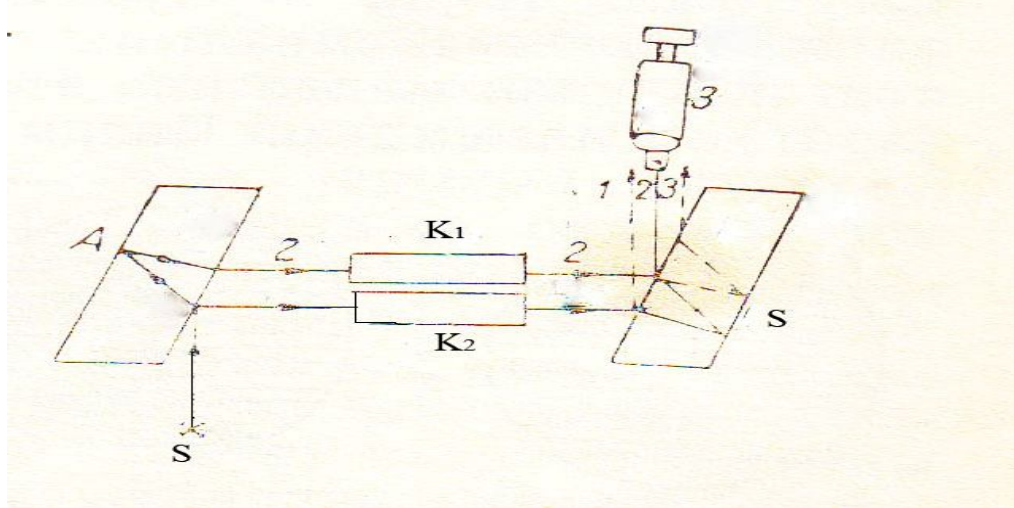
İNTERFERENSIYA HADİSƏSİNİN TƏTBİQİ

1.İnterferensiya mənzərəsi yollar fərqiə çox həssasdır; yəni yollar fərqiənin çox kiçik dəyişməsi interferensiya mənzərəsini dəyişdirir. Bu prinsipə

əsasən interferometr düzəldilir. Interferometrlə həm işığın dalğa uzunluğu, həm də şəffaf cisimlərin sındırma əmsalı (n) təyin edilir.

Jamen interferometri vasitəsilə qazların sındırma əmsalının təyininə baxaq. Buna qaz interferometri də deyilir.

Jamen interferometri eyni qalınlıqda A və B şüşə lövhələrdən ibarətdir ki, bu lövhələrin səthi güzgü səthi kimi hamarlanmışdır, lövhələr bir-birinə paralel qoyulur və düşən şüa ilə 45° -lik bucaq təşkil edir (şəkil 3).



Şəkil 3.

S mənbəyindən şüa A lövhəsinə düşür və bu şüanın bir hissəsi (1-ci şüa) qabaq üzdən, bir hissəsi isə (2-ci şüa) arxa üzdən əks olur. Bu şüalar B lövhəsinə düşərək yenidən həm qabaq, həm də arxa üzdən əks olur və 4 şüası əmələ gəlir. Bu şüalardan 2 və 3 bir-biri ilə interferensiya edir. Lövhələr tam bir-birinə paraleldirlərsə, onda yollar fərqi sıfıra bərabər olur (interferensiya refraktometrii).

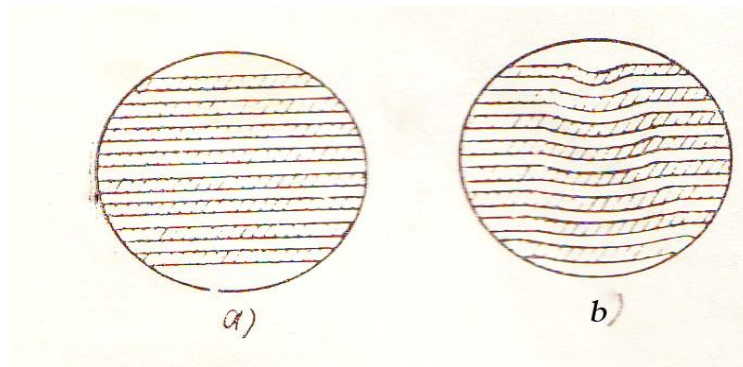
Əgər 1 və 2 şüalarının yoluna K_1 və K_2 kyüvetlərini qoysaq və bunlardan birinə sındırma əmsalı məlum olan və o birinə tədqiq olunan qaz doldursaq, bu zaman şüalar arasında yollar fərqi əmələ gələcəkdir. Bu yollar fərqi

$$\Delta l = n_1 l - n l = l(n_1 - n),$$

burada n -məlum qazın sındırma əmsalı, n_1 -isə tədqiq olunan qazın sındırma əmsalıdır, l isə şüanın qazda getdiyi yoldur. Yollar fərqi yarandığına görə, görüş borusunda interferensiya zolaqları alınacaqdır. Yollar fərqi cüt sayda yarım dalğa olduqda işıqlı zolaqlar, tək sayda yarım dalğa olduqda qaranlıq

zolaq alınır. Bu prinsipə əsasən araşdırılan qazın sındırma əmsalı təyin olunur. Sındırma əmsalını bilməklə həmin qazın tərkibi haqqında mühakimə yürütmək olur. Belə cihazlar şaxtalarda və istehsalat müəssisələrində tətbiq edilir və bunun vasitəsi ilə havanın tərkibi yoxlanılır, havada olan zərərli aşqarlar müəyyən edilir ki, bu da tibbdə böyük gigiyenik əhəmiyyətə malikdir.

2. Işığın interferensiyasına əsasən cisimlərin səthinin hamarlığı təyin edilir. Hər hansı kristalın səthinin hamar olması yoxlanarkən bu cisim etalon lövhənin səthi üzərinə qoyulur, onda bunlar arasında hava təbəqəsi alınır. Əgər hər iki lövhənin səthi tamamilə hamardırsa, onda bunlar arasında qalan hava təbəqəsinin də qalınlığı hər yerdə eyni olur. Bu lövhələr interferometrə qoyulduqda alınan interferensiya zolaqları (eyni meylin və ya eyni qalınlığın interferensiya zolaqları) düz və bir-birinə paralel olur (şəkil 4,a). Yoxlanılan səthdə kələ-kötür hissələr olursa, yəni səth hamar deyilsə, onda paralel xətlər əyilir (şəkil 4,b). Bu üsul optik sənayedə çox geniş tətbiq olunur. Cisimlərin səthinin hamarlığı bu üsulla 10^{-7} sm qədər dəqiqliklə təyin olunur. Bu üsulla cisimlərin istidən xətti genişlənmə əmsalını da təyin etmək olur. Bunun üçün tədqiq olunan maddə ilə etalon lövhə arasında hava təbəqəsi yaratmaq lazımdır. Cisim genişləndikdə bunlar arasında hava təbəqəsinin qalınlığı dəyişəcək, onda interferensiya zolaqları (bərabər qalınlıq interferensiya zolağı) yerini dəyişəcək. Mikrointerferometr baş verən interferensiya mənzərəsinə əsasən cisimlərin səthində olan defektlərin forması və ölçüsü haqqında çox dəqiq məlumat əldə etməyə imkan verir.



Şəkil 4.

3. Müasir optik cihazlarda (məsələn, fotoaparatda, periskopda və s.) linzalardan və prizmalardan istifadə olunur.

Şüa linza, yaxud prizma üzərinə düşərkən şüanın bir hissəsi səthdən əks olur. Bunun nəticəsində baxdığımız, yaxud şəklini çəkdiyimiz obyektin parlaqlığının zəifləməsinə, tutqunlaşmasına səbəb olur. Çünki şüanın bir hissəsi linzanın səthindən əks olunduğuna görə obyektin üzərinə düşən şüanın intensivi azalır. Bu nöqsanı aradan qaldırmaq üçün linzanın səthinə qalınlığı

$d = \frac{\lambda}{4n}$ olan şəffaf təbəqə çəkilir. Burada n - təbəqənin sındırma əmsalı olub,

linzanın sındırma əmsalından az olur. Linza üzərində nazik təbəqə çəkməklə praktiki olaraq şüaların səthdən əks olmasını aradan qaldırmaq olur. Şüa təbəqə altında olan optik sıxlığı çox olan mühitə, yəni linzaya daxil olur və bunun nəticəsində xəyalın keyfiyyəti xeyli yaxşılaşır.

Bu interferensiya hadisəsi optik sənayedə çox geniş tətbiq olunur, özü də aydınlaşdırma optikası adlanır.

4. İnterferometrlə kiçik məsafələri, yaxud məsafənin kiçik dəyişməsinə dəqiq olaraq yoxlamaq olur. Işığın dalğa uzunluğu dəqiq ölçülmüş və uzunluq vahidi olan metr, işığın dalğa uzunluğu ilə müqayisə edilmişdir. Beynəlxalq sistemdə uzunluq vahidi olan metr kripton 86 izotopunun buraxdığı işığın dalğa uzunluğunun 1650763,73 mislinə bərabərdir.

ƏDƏBİYYAT

1. Əliyev B.D., Həsənov Q.T. Ümumi fizika kursu. Bakı. 2005.
2. Qocayev N.M. Ümumi fizika kursu. I cild. Mexaniki. 2007.
3. Qocayev N.M. Ümumi fizika kursu. II cild. Molekulyar fizika. 2008.
4. Savalğev İ.V. Kurs fiziki.- M. Nauka, 1989-1992, t. 1-3
5. Trofimova T.İ. Kurs fiziki.- M. Vıssşə şkola, 2000

25. Nazik təbəqələrdə işığın interferensiyası

Məlumdur ki, işığın dalğa uzunluğu, yayılma sürəti və rəqs tezliyi arasında belə bir münasibət $c = \lambda \nu$, vardır. Rəqs tezliyi ν mühitdən asılı olmayıb mənbə

tərəfindən müəyyən edilir, ona görə də dalğa bir mühitdən digər mühitə keçdikdə yayılma sürətini dəyişdirdiyindən, uzunluğu da dəyişir.

Şüanın həndəsi yolunda yerləşən dalğalar sayı optik yolun uzunluğunu müəyyən edir. Tutaq ki, monoxromatik şüa, bir nöqtədə ikiləşmiş və onun bir hissəsi boşluqda, digər hissəsi isə bir sıra mühitlərdə yayılaraq yenə bir nöqtədə görüşmüşdür. Boşluqda şüanın yolu ℓ , verilmiş mühitlərdə isə $\ell_1, \ell_2, \ell_3, \dots$ və rəqslərin yayılma sürətləri uyğun olaraq $c_1, c_2, c_3, \dots$ olmuşsa, müəyyən şəraitdə yazmaq olar:

$$\frac{\ell}{c} = \frac{\ell_1}{c_1} + \frac{\ell_2}{c_2} + \frac{\ell_3}{c_3} + \dots$$

buradan yazırıq:

$$\ell = \frac{c}{c_1} \ell_1 + \frac{c}{c_2} \ell_2 + \frac{c}{c_3} \ell_3 + \dots$$

burada

$$\frac{c}{c_1} = n_1; \quad \frac{c}{c_2} = n_2; \quad \frac{c}{c_3} = n_3; \dots$$

$n_1, n_2, n_3, \dots$ uyğun mühitlərin mütləq sındırma əmsalları olduğundan yazırıq:

$$\ell = n_1 \ell_1 + n_2 \ell_2 + n_3 \ell_3 + \dots$$

Burada $n_1 \ell_1, n_2 \ell_2, n_3 \ell_3, \dots$ şüanın optik yolları adlanır.

Deməli, verilmiş mühitdə şüanın optik yolu, şüanın həndəsi yolunun uzunluğu ilə mühitin sındırma əmsalı hasilinə bərabərdir. Qeyd etmək lazımdır ki, işıq eyni uzunluqlu optik yollarını eyni zamanda keçir. Həqiqətən $n_1 \ell_1 = n_2 \ell_2$ olarsa, $\tau_1 = \frac{\ell_1}{c_1}$,

$\tau_2 = \frac{\ell_2}{c_2}$ olduğundan

$$\frac{c}{c_1} \tau_1 c_1 = \frac{c}{c_2} c_2 \tau_2$$

Fərz edək ki, monoxromatik şüadakı rəqslər hər hansı bir nöqtədə ikiləşərək eyni qalınlıqda hava və şüşə təbəqələri içərisində yayılmış və nəhayət, bir nöqtədə görüşmüşlər, $c_1 = \lambda_1 \nu$, $c_2 = \lambda_2 \nu$ olduğundan

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{c_1}{c_2}$$

və ya

$$\frac{c_1}{c_2} = N.$$

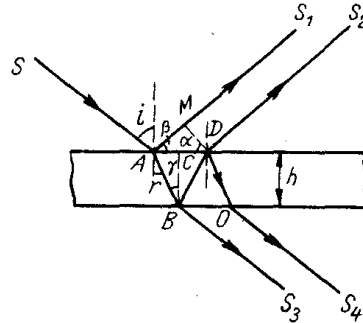
burada N – şüşənin havaya görə nisbi sındırma əmsalı olduğundan yazırıq:

$$N = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}.$$

Şüşənin sındırma əmsalı 1,5 olduğundan belə nəticəyə gəlmək olur ki, eyni qalınlıqda olan şüşə və hava təbəqələri içərisində monoxromatik şüanın dalğaları eyni miqdarda yerləşməyəcəkdir. Hava daxilində bir dalğa yerləşibse, şüşə daxilində 1,5 dalğa yerləşəcəkdir. Belə olan halda aydındır ki, monoxromatik

dalğaların fazaları şüşə və havaya daxil olarkən eyni olubsa, şüşə və havadan çıxarkən 180^0 fərqli olacaqdır.

Bu misal interferensiya hadisələrini təhlil edərək optik yollardan istifadə etməyin nə dərəcədə əhəmiyyətli olduğunu aydın göstərir.



şəkil 1

Tutaq ki, qalınlığı h , hazırlandığı maddənin sındırma əmsalı n olan paralel üzlü nazik şəffaf bir lövhə üzərinə S şüası düşür (şəkil 1). Nazik təbəqə dedikdə qalınlığı dalğa uzunluğu ilə müqayisə olunan təbəqə başa düşülür. Su səthinə yayılmış nazik neft və ya yağ təbəqəsi buna misal ola bilər.

Həmin şüa (S şüası) A nöqtəsində qismən əks olunacaq, qismən sınaaraq lövhəyə daxil olacaqdır. Lövhənin alt səthində B nöqtəsində AB şüası yenə qismən əks olunacaq BD istiqamətində yayılacaq, qismən sınaaraq lövhədən S_3 istiqamətində çıxacaqdır. BD şüası öz növbəsində, D nöqtəsində qismən əks olaraq O nöqtəsinə düşəcək, sonra da lövhədən S_4 istiqamətində çıxacaq, qismən sınaaraq lövhədən S_2 istiqamətində çıxacaqdır. Beləliklə, S şüası S_1 , S_2 və S_3 , S_4 kimi qoşa koherent şüalara ayrılmış olacaqdır. Əgər S_1 və S_2 şüalarının yolunda linza qoyub onları bir – birinin üzərinə salsaq interferensiya hadisəsini müşahidə edərək. Bilavasitə müşahidə apararkən, A nöqtəsinin xəyalı gözümüzdə alınmalıdır. İnterferensiya edən bu şüaların güclənmə və zəifləmə şərtini təyin edək. S_1 və S_2 şüalarının yollar fərqi üçün D nöqtəsindən S_1 şüası üzərinə perpendikulyar endirək. Lövhə daxilində S_2 şüası üzrə rəqs ABD yolunu getdiyi halda lövhədən kənarda S_1 şüası üzərindəki rəqs AM məsafəsini getdiyindən S_1 və S_2 şüalarının həndəsi yollar fərqi (MD dalğa səthi deyildir).

$$\Delta = AB + BD - AM$$

olacaqdır. Şəkildən göründüyü kimi $AB=BD$. Onda

$$\Delta = 2AB - AM$$

Lövhə yerləşmiş mühitin sındırma əmsalı n_1 olarsa, həmin şüaların optik yollar fərqi belə olacaqdır:

$$\delta = 2AB \cdot n - AM \cdot n_1 \quad (1)$$

AMD üçbucağında $\alpha = i$ olduğundan (həmin üçbucaqda $\beta + \alpha = 90^0$, $\beta = 90^0 - i$ və işığın qayıtma qanununa əsasən $i = i_1$ olduğundan $\alpha = i$):

$$AM = AD \cdot \sin i$$

Lövhə paralel səthli olduğuna görə ABD üçbucağında $AC = \frac{AD}{2}$ və ABC üçbucağında γ bucağı sınma bucağına bərabər olduğundan

$$AD = 2CB \operatorname{tg} r \quad \text{və ya} \quad AD = 2ht \operatorname{gr}$$

ona görə də

$$AM = 2ht \operatorname{gr} \sin i$$

Burada h – lövhənin qalınlığıdır. ABC üçbucağında $AB = \frac{CB}{\cos r} = \frac{h}{\cos r}$; AM və AB – nin qiymətlərinin yerinə yazsaq alarıq:

$$\delta = \frac{2h}{\cos r} n - 2hn_1 \operatorname{tg} r \sin i$$

Buradan

$$\delta = \frac{2hn}{\cos r} \left(1 - \frac{n_1}{n} \sin r \cdot \sin i\right)$$

$$\text{və } \frac{n_1}{n} = \frac{\sin r}{\sin i} \text{ olduğundan } \delta = \frac{2hn}{\cos r} (1 - \sin^2 r) \quad \text{və ya}$$

$$\delta = 2hn \cos r$$

Bu optik yollar fərqi. S_1 şüası sıx mühitdən əks olduğundan yarım dalğa itirmişdir. Ona görə də $S_1 S_2$ istiqamətindəki dalğaların yollar fərqi

$$\delta = 2hn \cos r \pm \frac{1}{2} \lambda$$

$S_3 S_4$ istiqamətindəki dalğaların yollar fərqi isə

$$\delta_2 = 2hn \cos r.$$

Buradan belə məlum olur ki, S_1 və S_2 istiqamətində interferensiya edən şüaların yollar fərqi, yarım dalğa uzunluğu qədər bir – birindən fərqlənəcəkdir:

$$\delta = 2hn \cos r \pm \frac{1}{2} \lambda$$

Maksimumluq şərti

$$\delta = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$$

minimumluq şərti isə belə olacaqdır:

$$\delta = (2k \pm 1) \frac{\lambda}{2}$$

burada k – tam ədəddir.

Maraqlı orasıdır ki, əks olunan şüalarda güclənmə baş verdiyi halda keçən şüalarda zəifləmə müşahidə olunacaqdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, interferensiya hadisəsini bilavasitə gözlə müşahidə edərkən gözün bir optik sistem kimi iştirak etməsi nəzərə alınmalıdır. Bu halda interferensiya mənzərəsi gözümüzün nə dərəcədə akkomodasiya etməsindən asılı olacaqdır. Əgər lövhə üzərinə monoxromatik şüalar düşərsə, interferensiya mənzərəsini seyr edən müşahidəçi lövhənin üzərində işıqlı və qaranlıq zolaqlar görəcəkdir.

Lövhə ağ işıqla işıqlanırsa, işıqlı və qaranlıq zolaqlar əvəzində müşahidəçi lövhənin əlvan rəngə boyandığını görəcəkdir. Bu halda lövhə S_1 və S_2

istiqa  t  rində bir – birini tamamlayan rənglərə boyanmış kimi görünəcəkdir. Ona görə də D nöqtəsini m   ahid  ci sarı rəngdə g  r  rs  , O nöqtəsində lövhəni mavi rəngdə görəcəkdir.

Eyni mailliliyin əyriləri. Mavi optika.

Biz qeyd etmişik ki, nazik lövhələrdə interferensiya etmiş     l  rın yollar fərqi

$$\delta = 2hncosr$$

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n, \quad \sin^2 i = n^2 \sin^2 r; \quad \sin^2 i = n^2(1 - \cos^2 r);$$

$$n^2 \cos^2 r = n^2 - \sin^2 i$$

olduğundan alırıq:

$$\delta = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

Buradan belə məlum olur ki, eyni qalınlıqda olan təbəqə üzərinə monoxromatik     l  r düşərkən,     l  rın yollar fərqi ancaq düşmə bucağından asılı olmalıdır. i – dən asılı olaraq bir istiqamətdə d    n     l  r g  cl  n  rs  , digər bir istiqamətdə d    n     l  r z  ifl  y  c  kdir.   ks olunan     l  r üçün maksimum alınma     ti

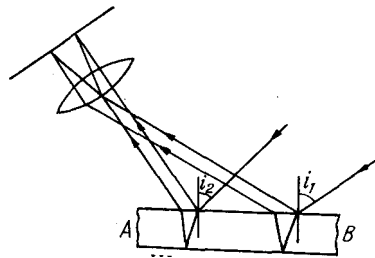
$$2h\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{1}{2}\lambda = 2k\frac{\lambda}{2}$$

minimum alınma     ti

$$2h\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = k\lambda$$

Bu halda əmələ gələn interferensiya zolaqlarına eyni mailliliyin əyriləri deyilir.

Təcrübə həmin hadisəni müşahidə etmək üçün $\frac{1}{4}$ dalğa uzunluğu dəqiqliyi ilə hazırlanmış paralel   zl   lövhədən v   enli işığı mənbəyindən istifadə edilir.



Şəkil 2

Tutaq ki, belə bir AB lövhəsi var və onun üzərinə müxtəlif bucaqlar altında     l  r d    r (  kil 2). Şəkildən göründüyü kimi i_1 bucağı altında d    n     l  r ekran üzərində müəyyən bir nöqtədə, i_2 bucağı altında d    n     l  r isə digər nöqtədə interferensiya edəcək. Əgər müşahidə bilavasitə g  zl   aparılarsa v   lövhəyə a   işığı d    rs  , m   ahid  ci müxtəlif istiqamətdə lövhənin müxtəlif rənglərə boyanmış olduğunu görəcəkdir. Belə bir hadisə su üzərində ya   və neft da  ıldığında, eləcə də, sabun k  p  y   üzərində işığı d    kd   müşahidə olunur.

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

İnterferensiya hadisəsindən istifadə edərək əks olunan şüaları zəiflətmək mümkündür. Bu məqsədlə linzanın üzərinə qalınlığı $\frac{1}{4}$ dalğa uzunluğuna bərabər olan nazik şəffaf təbəqə çəkilir. Təbəqə maddəsinin sındırma əmsalı, linza maddəsinin sındırma əmsalından kiçik olmalıdır. təbəqənin alt və üst səthlərindən əks etmiş şüaların yollar fərqi $\frac{1}{2}\lambda$ olduğundan həmin şüalar bir – birini zəifləndirərək yoxa çıxarır. Təbəqənin qalınlığından asılı olaraq, bu və ya digər rənglər zəifləmiş olur. Fotoaparatin obyektivi üzərinə çəkilmiş təbəqənin qalınlığını seçməklə əks olunan şüalar içərisində mavi şüalar müstəsna olmaqla yerdə qalanlarını zəifləndirmək olur ki, bunun nəticəsində obyektiv mavi rəngdə görünür.

İnterferometrlər

İnterferensiya hadisəsinin elm və texnikada geniş tətbiqi vardır. Maddənin sındırma əmsalını, dalğa uzunluğunu, cismin uzunluğunu təyin etmək üçün və cismin səthinin nə dərəcədə hamarlığını yoxlamaq üçün bu hadisədən istifadə edirlər.

Jamen interferometri – eyni şüşədən hazırlanmış paralel üzlü iki qalın lövhələrdən ibarətdir (şəkil). Lövhələr bir tərəfdən nazik gümüş təbəqəsi ilə örtülmüşdür. S işıq mənbəyindən D lövhəsi üzərinə düşən şüa A nöqtəsində qismən əks olur, M lövhəsi üzərinə düşür (S_1 şüası) qismən sınaraq D lövhəsinə daxil olan hissəsi, lövhənin gümüşlənmiş səthindən əks edərək lövhədən çıxır (S_2 şüası) və M lövhəsi üzərinə düşür və əks edərək S_3 istiqamətində yayılır. Beləliklə, eyni zamanda həmin istiqamətdə iki koherent şüa yayılmış olur. Bu şüaların optik yollar fərqi

$$\delta = 2hn(\cos r_1 - \cos r_2)$$

olduğundan lövhələr paralel qoyulduqda $\delta = 0$ olur və interferensiya müşahidə olunmur. Lövhələrin paralelliyini sabit saxlamaq şərti ilə S_1 və S_2 şüalarından birinin yolunda sındırma əmsalı havanınkindən fərqli bir cisim qoysaq, S_3 istiqamətində müşahidəçi interferensiya zolaqlarının əmələ gəldiyini görəcəkdir. Bu halda optik yollar fərqi və maksimumluq şərti

$$n_1 l - n_2 l = 2k \frac{\lambda}{2}$$

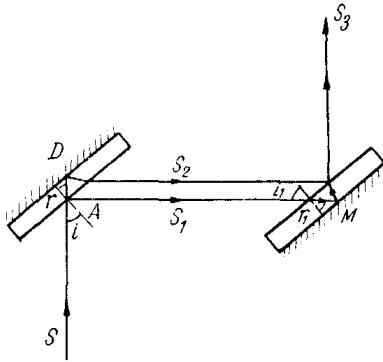
Bu hadisə əsasında sındırma əmsalının dəyişməsinə dəqiq təyin etmək olur. Sındırma əmsalının dəyişməsi

$$\Delta n = \frac{k\lambda}{l}$$

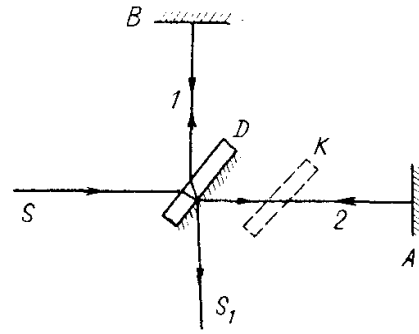
olduğundan, $\ell = 20 \cdot 10^{-2} m$ götürmüş olsaq, bənövşəyi şualardan istifadə edərkən $\Delta n - i \ 2 \cdot 10^{-6}$ dəqiqliklə hesablamaq olur.

Maykenson interferometri. Fizika elminin inkişafında xüsusi yer tutmuş təcrübələrdən biri Maykerson interferometri vasitəsilə edilmişdir. Şəkil 3.1 – dən

göründüyü kimi Maykerson interferometri prinsip etibarilə paralel üzlü bir şüşə lövhə və iki müstəvi güzgüdən ibarətdir.



Şəkil 3.1



Şəkil 3.2

D lövhəsinin bir səthi nazik gümüş təbəqəsi ilə örtüldüyündən lövhə yarımsəffaf olmuşdur. S işıq mənbəyindən lövhə üzərinə düşən şüa qismən lövhədən keçərək A güzgüsü üzərinə düşür, güzgü və lövhədən əks olaraq S_1 istiqamətində yayılır. Şüanın lövhə səthindən əks etmiş hissəsi isə B güzgüsü üzərinə düşür, əks olaraq lövhədən keçir və sonra S_1 istiqamətində yayılır. Bu şüalardan biri lövhədən üç dəfə, digər isə bir dəfə keçdiyindən əlavə yollar fərqi yaratmamaq məqsədi ilə 2 şüasının yolunda D lövhəsinin eyni olan ikinci bir K lövhəsi qoyulmuşdur. S_1 istiqamətində ikinci koherent şüa yayıldığından həmin istiqamətdə interferensiya müşahidə olunacaqdır. Əgər güzgülərdən birini $\frac{1}{4}\lambda$ qədər irəli və ya geri çəxsək, görüş sahəsində bir işıqlı dairəvi zolaq digər qaranlıq zolaqla əvəz olunacaqdır. Bu halda güzgülərin yerdəyişməsi $\frac{1}{10}\lambda$ və ya $5 \cdot 10^{-8}$ dəqiqliklə müəyyən etmək mümkün olur. İndi güzgülərdən birini bir az meyl etdirsək, konsentrik zolaqlar əvəzinə paralel interferensiya zolaqları görərik (eyni qalınlığı ayrılərində olduğu kimi).

Güzgülərdən birini verilmiş cismin uzunluğu üzrə hərəkət etdirməklə görüş sahəsində dəyişən zolaqların sayı ilə cismin uzunluğunun neçə dalğa uzunluğuna bərabər olduğunu təyin etmək olur. Bu qayda ilə 1 metrin uzunluğunu $\frac{1}{2000000}$ dəqiqliklə yoxlamaq mümkündür.

26. Işığın difraksiyası. Hüyens-Frenel prinsipi

Difraksiya hadisəsi və həmçinin interferensiya hadisəsi, işığın dalğa təbiətli olduğunu təsdiq edir. Işığın difraksiyası, həmişə difraksiya olunmuş şüaların intereferensiyası ilə

eyni zamanda baş verir. Işığın bircinsli mühitdə düz xət boyunca yayılmasından kənara çıxmasına (və ya maneədən əylərək onun arxasına keçməci hadisəsinə) difraksiya deyilir.

Difraksiya hadisəsinin izahı Hüygens prinsipi və interferensiya qanunları əsasənda verilir. Dalğa optikasından bu birgə qaydaya Hüygens-Frenel prinsipi deyilir.

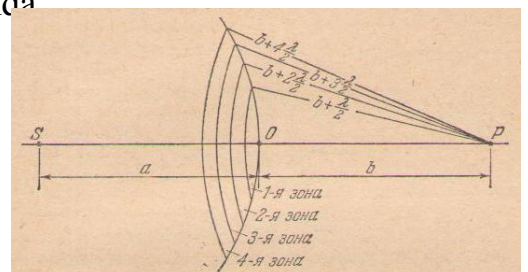
Hüygens prinsipinə əsasən, dalğa cəbhəsinin hər bir nöqtəsinə sərbəst rəqs mənbəyi kimi baxmaq olar. Fəzanın istənilən nöqtəsində dalğanın yaranmasına, dalğa cəbhəsinə bölünən, fiktiv mənbələrin (ikinci, üçüncü və s. mənbələrin) təkrar dalğalarının interferensiyasının nəticəsi kimi baxılması haqqındakı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

Frenel zonaları

Frenel üsulunun mahiyyətini başa düşmək üçün, birincisi, izotrop, mühitdə nöqtəvi S mənbəyindən yayılan, sferik dalğanın P nöqtəsində yaratdığı, işıq rəqsinin amplitudunu təyin etmək (şək.1). Belə dalğanın dalğa səthi SP xəttinə nəzərən simmetrik olur. Bundan istifadə edərək, şəkildə təsvir edilmiş dalğa səthini dairəvi zonalara bölək. Bu zonaların hər birinin kənarından P nöqtəsinə qədər olan məsafə, $\lambda/2$ qədər fərqlənir (λ - dalğanın yayıldığı mühitdəki dalğa uzunluğudur). Belə xassəyə malik olan zonaya Frenel zonası deyilir.

Şəkildən görüldüyü kimi, m-ci zonanın xarici kənarında P nöqtəsinə qədər olan b_m məsafəsi aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}, \quad (1)$$

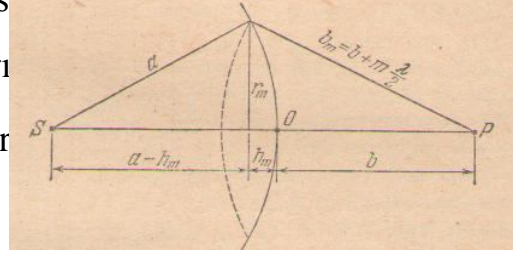


şəkil 1.

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

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

Zonanın sahəsini hesablayaq m – ci zonanın xarici sərhəddi dalğa səthindən h_m hündürlüklü sferik qövs ayırır (şək.2). Bu qövsü, yaxud qövslə vətər arasında qalan parçasını, S_m ilə işarə edək. Onda m – ci zonanın sahəsini:



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

şəkil

2 formasında təsəvvür etmək olar. Burada S_{m-1} - $(m - 1)$ – ci zonanın xarici sərhəddinin ayırdığı, sferik qövsün sahəsidir.

Şəkil 2 - dən göründüyü kimi,

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

Burada, a – dalğa səthinin radiusu, r_m – m – ci zonanın xarici sərhəddinin radiusudur. Mötərizəni açsaq alarıq:

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

(2) ifadəsindən sferik qövsün hündürlüyü üçün alarıq:

$$h_m = \frac{b m \lambda + m^2 (\lambda/2)^2}{2(a + b)} \quad (3)$$

λ - dalğa uzunluğunun kiçik olduğunu nəzərə alsaq, λ^2 olan toplananları nəzərə almamaq olar. Bu baxımdan,

$$h_m = \frac{b m \lambda}{2(a + b)} \quad (4)$$

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

m – ci zonanın sahəsi isə

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

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

(2) bərabərliyindən zonanın r_m radiusunu tapmaq olar. m çox böyük olmadıqda $h_m \ll a$ olar və buna görə də $r_m^2 = 2ah_m$ olar. h_m – in bu qiymətini (4) – də nəzərə alsaq m – ci zonanın xarici sərhəddinin radiusu üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda} \quad (5)$$

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

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

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

$$A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (6)$$

(6) ifadəsini aşağıdakı formada da yazmaq olar:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \dots \quad (7)$$

A_m monoton azaldığına görə təqribən hesab etmək olar ki,

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

Bu halda mötərizədəki ifadə sıfıra bərabər olar və (7) düsturu aşağıdakı formada sadələşir:

$$A = \frac{A_1}{2} \quad (8)$$

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

Deməli, bu halda bütün zonalarından P nöqtəsinə gələn rəqslərin yekun amplitudu mərkəzi zonanın həmin nöqtədə yaratdığı rəqs amplitudunun yarısına bərabərdir, başqa sözlə, bütün dalğa cəbhəsinin təsiri bu cəbhənin çox kiçik bir sahəsinin təsiri ilə əvəz olunur. Beləliklə, işığın S mənbəyindən P nöqtəsinə BP istiqamətində çox nazik kanalla yəni düz xətt boyunca yayıldığını qəbul etmək olar.

Beləliklə, yuxarıda deyilənləri ümumiləşdirərək deyə bilərik ki, mənbə ekran və müşahidə nöqyəsinin vəziyyətindən asılı olaraq ekran dəyişində yerləşən Frenel zonalarının sayı vahiddən çox böyük olmazsa, işıq düz xətt boyunca yayılmayıb difraksiyaya uğrayır. Deməli, $\lambda \rightarrow 0$ şərti dalğa optikasından həndəsi optikaya keçid şərtidir. Görünən Frenel zonalarının sayı $m \gg 1$ olduqda isə işığın düz xətt boyunca yayıldığını qəbul etmək olar. İşığın düz xətt boyunca yayılmasına işığın difraksiyasının xüsusi halı kimi baxmaq olar.

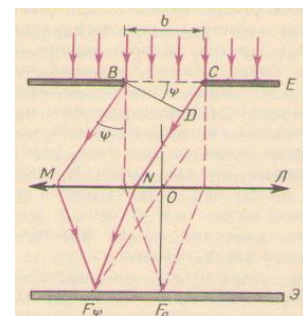
Bir və çox yarıqdan difraksiya.

Tutaq ki, $b = |BC|$ sabit eni və $\ell \gg b$ uzunluğu olan, ensiz BC yarığı açılmış, qeyri – şəffaf E ekranı üzərinə paralel monoxromatik işıq şüası perpendikulyar olaraq düşür (şək.3). Huygens - Frenel prinsipinə uyğun olaraq yarığın nöqtələri, eyni faza ilə rəqs edən, ikinci dalğa mənbələri olur. Əgər işığın yarıqdan keçməsi zamanı işıq düz xətt boyunca yayılısaydı, onda toplayıcı JI linzasının fokus müstəvisində yerləşdirilmiş, ε ekranında, işıq mənbəyinin şəkli alınardı. Ensiz yarıqda difraksiya nəticəsində mənzərə əsaslı surətdə, kökündən dəyişir: ekranda interferensiya maksimumları və minimumları müşahidə olunur.

Linzanın F_4 əlavə fokusunda, düşən dalğa cəbhəsinə perpendikulyar olan, linzanın optik OF_0 oxuna φ bucağı altında düşən, bütün paralel şüalar toplanır. BM və CN kənar şüalarının optik yollar fərqi

$$\delta = |CD| = b \sin \varphi$$

bərabərdir.



BC yarığın Frenel zonalarına bölək. Zonanın kənarından BM – ə paralel çəkilmiş, şüaların optik yollar fərqi. $\lambda/2$ bərabər olduğundan, zonanın eni $\lambda/(2\sin\varphi)$ bərabər olar.

Şəkil 3

Verilən istiqamətdə bütün zonalar işığı eyni qaydada buraxırlar. İşığın hər bir qonşu zona cütündən interferensiyası zamanı yekun rəqslərin amplitudu sıfıra bərabər olur. Belə ki, bu zonalar eyni amplitudlu, lakin əks fəzalı rəqslərin yaranmasına səbəb olurlar. Beləliklə, işığın F_4 nöqtəsindəki interferensiyasının nəicəsi, yarıqda yerləşən Frenel zonalarının sayı ilə təyin olunur. Zonaların sayı cüt olduqda, yəni

$$b \sin \varphi = \pm 2m \lambda/2 \quad (m = 1, 2, \dots), \quad (9)$$

Difraksiya minimumu müşahidə olunur (tam qaranlıq).

Zonaların sayı tək olduqda isə bir Frenel zonanın təsirinə uyğun olan, difraksiya maksimumu müşahidə olunur:

$$b \sin \varphi = \pm (2m + 1) \lambda/2 \quad (m = 1, 2, \dots), \quad (10)$$

$\varphi = 0$ istiqamətində, yarığın bütün hissələrinin F_0 nöqtəsində yaratdıqları rəqslər eyni faza ilə baş verdiyindən, ən intensiv 0 – cı nömrəli mərkəzi maksimum müşahidə olunur.

Çox yarıqdan difraksiya.

Frenelin zona metoduna əsasən difraksiya mənzərəsinin hesablanması, təqribi hesablamadır. Bu məsələnin dəqiq həlli üçün, yarığı B tərəfinə paralel olan, həddən artıq kiçik eyni zolaqlara bölürlər. BM istiqamətində yarığın bu hissələrinin şüalandırdığı, ikinci dalğalar sonsuz eyni kiçik amplitudaya malik olur və onların başlanğıc fazaları isə eni $\Delta\varphi$

$= 2\pi b \sin \varphi / \lambda$ olan intervalda yerləşir. Bu dalğaların interfersiyalarının nəticəsi $A = A_0$

$\left| \frac{\sin(\Delta\varphi/2)}{\Delta\varphi/2} \right|$ düsturuna əsasən verilir:

$$A_{\varphi} = A_0 \left| \frac{\sin(\pi b \sin \varphi / \lambda)}{\pi b \sin \varphi / \lambda} \right|, \quad (11)$$

Burada A_0 – sıfırıncı difraksiya maksimumdakı rəqslərin amplitududur, yəni $\varphi = 0$; A_{φ} – sərbəst φ difraksiya bucağına uyğun olan, yekun rəqslərin amplitududur. (11) düsturundan yarıqlar üçün alınan difraksiyanın minimumluq şərti:

$$\pi b \sin \varphi / \lambda = \pm 2m / 2 \quad (m = 1, 2, \dots), \quad (12)$$

maksimumluq şərti isə,

$$\operatorname{tg}(\Delta\varphi/2) = \Delta\varphi/2 \quad \text{yaxud}$$

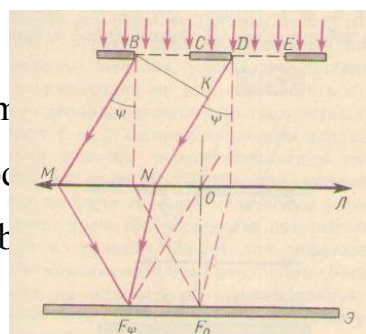
$$\operatorname{tg}(\pi b \sin \varphi / \lambda) = \pi b \sin \varphi / \lambda \quad (13)$$

formasında olar.

Difraksiya qəfəsi.

Sadə birölçülü difraksiya qəfəsi, eyni enə malik olan və qeyri – şəffaf aralıqla ayrılan, bir – birinə paralel N çoxsaylı yarıqlar sistemindən ibarətdir. Şəkil 4 – də yalnız iki qonşu BC və DE yarıqları göstərilmişdir. Yarıqların eni b , aralığının eni isə a işarə edilmişdir. $d = a + b$ kəmiyyətinə difraksiya qəfəsi sabiti deyilir.

Qəfəs səthinə normal istiqamətdə düşən, müstəvi monoxrom dalğanın difraksiyasına baxaq. Yarığın bütün nöqtələrindəki rəqslər bu nöqtələr eyni dalğa səthində olduqlarına görə, eyni faza ilə təvərin.



BC və DE yarıqlarının B və D, C və E nöqtələri oxşar olduğundan, δ optik yollar fərqi:

$$\delta = |DK| = d \sin \varphi,$$

və

$$\Delta\varphi_0 = 2\pi\delta / \lambda = 2\pi d \sin \varphi / \lambda \quad (14)$$

Əsas maksimumluq şərtindən $\Delta\varphi_0 = \pm 2\pi n$ və (14) düsturundan, əsas maksimumlar üçün aşağıdakı şərt alınır:

$$d \sin \alpha = \pm n\lambda, \quad (15)$$

burada $n = 0, 1, 2, \dots$ - əsas maksimumun (nömrəsidir) sırasıdır. Əsas minimumluq şərti:

$$b \sin \varphi = \pm (2m + 1) \lambda / 2$$

mütənasibliyi ilə ifadə olunur:

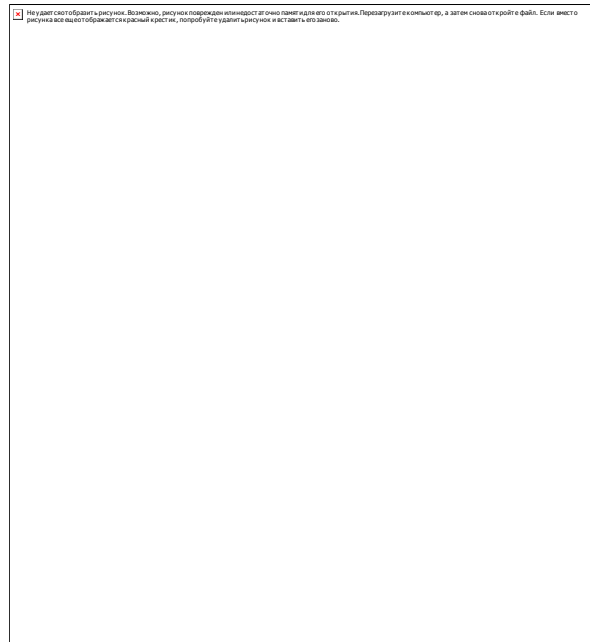
$$b \sin \varphi = \pm m\lambda \quad (16)$$

27. DİFRAKSIYA QƏFƏSİ.

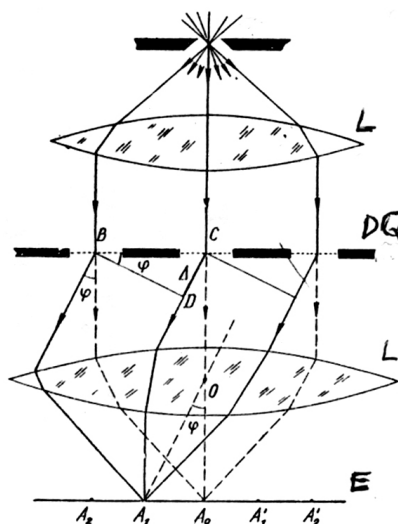
İşığın dalğa nəzəriyyəsinin təsdiqində Yunqun iki yarıqdan interferensiya təcrübələri və O.Frenelin (1788-1827) dalğa nəzəriyyəsi əsasında S.Puassonun təklifi ilə F.Araqonun həyata keçirdiyi qeyri-şəffaf diskdən difraksiya təcrübəsi həlledici rol oynamışdır. Frenel nəzəriyyəsinə görə nöqtəvi mənbədən yayılan işıq qeyri-şəffaf disk üzərinə düşərkən difraksiya nəticəsində kölgə mərkəzində gücləndirici interferensiya hesabına işıqlı «ləkə» alınmalı idi! Bu isə ağlabatmaz görünürdü. Araqonun təcrübəsi məhz nəzəriyyədən alınan nəticəni təsdiqləmişdi.

Bircins mühitdə işıq düz xətt boyunca yayılır. Qeyri-bircinsliklər (kiçik maneə, dəşik, yarıq və s.) olan mühitdə (qeyri-bircins mühitdə) işıqın düzxətli yayılması pozulur. Qeyri-bircins mühitdə dalğa yayılarkən rast gəldiyi maneəni aşaraq həndəsi kölgə oblastına daxil olur və difraksiya hadisəsi baş verir. Əgər maneənin (dəşik, yarıq və s.) ölçüsü dalğa uzunluğu $\ll$ tərtibində olarsa, difraksiya hadisəsi özünü daha bariz büruzə verir. Yarığın ölçüsü böyük olduqda ($\alpha \gg \lambda$) dalğa difraksiyası hiss olunmur. Səs dalğaları ($\lambda \approx 1m$) qapı və pəncərədən keçərkən difraksiya etdiyi halda işıq dalğalarının ($\lambda \approx 10^{-5} sm$) difraksiyası üçün maneənin ölçüsü olduqca kiçik olmalıdır. Difraksiya hadisələri Huydens-Frenel prinsipi əsasında izah olunur: dalğa səthinin, yaxud dalğa cəbhəsinin hər bir nöqtəsi elementar (ikinci) koherent dalğa mənbəyidir.

Fərz edək, müstəvi monoxromatik dalğa qeyri-şəffaf maneə üzərində açılmış və eni $BS=a$ olan yarıq üzərinə normal düşür (şəkil 1).



Yarıqda açılmış dalğa cəbhəsinin hər bir nöqtəsi yarıq arxasında bütün istiqamətlərdə yayılan ikinci dalğalar mərkəzidir. φ bucağı altında difraksiya etmiş şüalar linza köməyiylə ekranın M nöqtəsində toplanır və interferensiya edirlər. $\varphi = 0$ olduqda bütün dalğalar M_0 nöqtəsinə eyni fazada gəlir və bir-birini gücləndirirlər; ekranda işıqlı zolaq - mərkəzi maksimum müşahidə olunur. $\varphi \neq 0$ olduqda şüaların optik yollar fərqi $(DC = \Delta = a \sin \varphi)$ asılı olaraq mərkəzi maksimumun hər iki tərəfində bir-birini əvəz edən və bir-birinə paralel, simmetrik qaranlıq və işıqlı zolaqlar yerləşəcəkdir. Difraksiya bucağı (φ) artdıqca işıqlı zolaqların işıqlılığı azalır (şəkil 2).



Difraksiya maksimumu şərti

$$a \cdot \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (1),$$

minimumu şərti isə

$$a \cdot \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad (2)$$

kimi yazılır; $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ olub maksimumun tərtibi adlanır.

Difraksiyanı müşahidə etməyin ən maraqlı üsullarından biri difraksiya qəfəsindən istifadə etməklə həyata keçirilir. Difraksiya qəfəsi bir-birindən qeyri-şəffaf aralıqlarla ayrılmış, paralel və işığa şəffaf dar yarıqlardan ibarət qurğudur. Adətən difraksiya qəfəsi şüşə üzərinə almaz vasitəsilə çox nazik paralel xətlər çəkilməklə hazırlanır. Ştrixlərarası boşluq yarıq rolunu oynayır. Müasir dövrdə 1 sm-də 10 000 ştrixə malik difraksiya qəfəsləri hazırlanır. Difraksiya qəfəsinin xarakteristikası qəfəs sabitidir (d):

$$d = a + b \quad (3)$$

a - yarığın eni; b - yarıqlararası məsafədir.

Difraksiya qəfəsində (şəkil 2) interferensiyanın maksimum şərti

$$d \cdot \sin \varphi = k\lambda \quad (4)$$

olar.

(4)-dən λ -nı təyin etsək,

$$\lambda = \frac{d \cdot \sin \varphi}{k} \quad (5)$$

olar. (5) düsturu difraksiya qəfəsilə dalğa uzunluğunu təyin etdikdə əsas hesablama düsturudur.

RENTGEN ŞÜALANMASI VƏ ONUN TƏBİƏTİ

Fotoeffekt hadisəsi işıq fotonlarının öz enerjisini elektronlara verməsini inandırıcı şəkildə sübut edir:

$$h\nu = A + \frac{mv^2}{2} \quad (1)$$

Bəs əks proses mümkündürmü? Başqa sözlə hərəkət edən elektronun enerjisinin bir hissəsini, yaxud hamısını fotona çevirmək olarmı? Əks fotoeffekt hadisəsi nəinki mümkündür, onun varlığı hələ Plank və Eynşteynin nəzəri işlərinə qədər təcrübi olaraq aşkar edilmişdir.

1895-ci ildə V.Rentgen özünün apardığı klassik təcrübədə sürətli elektronların maddə ilə toqquşması zamanı təbiəti məlum olmayan nüfuzedicilə şüalanmanın yarandığını müəyyən etmişdi. Bu şüalar sonralar Rentgen şüaları adlanmışdı. Tezliklə Rentgen şüalarının həтта maqnit və elektrik sahələrində düzxətli yayıldığı, qeyri-şəffaf maddələrdən asanlıqla keçdiyi, fotoqrafiya lövhələrini qaralda bilməsi və s. kimi xassələri aşkar olundu. İlk elektronların sürəti böyük olduqca yaranan Rentgen şüalanması daha çox nüfuzedicidir və elektronların sayı çox olduqca daha intensivdir.

Rentgen şüalarının kəşfindən sonra onların elektromaqnit dalğaları olması fərz edilirdi. EM nəzəriyyəyə görə təcillə hərəkət edən yüklü zərrəcik, yaxud elektrik yükü elektromaqnit dalğası şüalandırmalıdır; sürətləndirilmiş elektron isə toqquşma zamanı birdən dayanarkən mənfi təcil alacaqdır.

Məhz mənfi təcil hesabına, elektronlar hədəfdə tormozlanarkən, klassik EM nəzəriyyəyə görə, Rentgen şüalanması yaranır. Rentgen şüalanmasının iki növünü fərqləndirirlər. 1) tormozlanma, 2) xarakteristik şüalanma.

Tormozlanma şüalanması sürətli elektronun kəskin tormozlanması zamanı onların itirdiyi enerji hesabına yaranır və spektri bütövdür; bu spektr qısa dalğa tərəfindən aydın $\lambda_{\min}$ sərhədinə malikdir. Duant və Xant müəyyən etmişlər ki, $\lambda_{\min}$ sürətləndirici potensial ilə tərs mütənasibdir:

$$\lambda_{\min} = \frac{1,24 \cdot 10^{-6}}{U} \quad (2)$$

Rentgen borusunda gərginliyin müəyyən qiymətində bütöv spektr fonunda anod materialı üçün xarakterik olan ayrı-ayrı intensiv xətlər əmələ gəlir. Bu cür spektr xətti, şüalanma isə xarakteristik şüalanma adlanır. Xarakteristik şüalanma atom nüvəyə yaxın daxili elektronlardan birini qopardıqda, yaxud həyəcanlandırmaq üçün kifayət edən enerji porsiyası udduqda mümkündür.

Rentgen şüalarının dalğa təbiətinə malik olması 1906-cı ildə Barkl tərəfindən təcrübi olaraq bu şüaların polyarizasiyası göstərildikdən sonra qəbul olundu.

RENTGEN ŞÜALARININ DİFRAKSİYASI

1912-ci ildə alman alimi Laue təcrübi olaraq göstərmişdir ki, Rentgen şüaları kristal cisimlər üzərində düşdükdə difraksiya edir. Laue bu təcrübəni qoyarkən belə bir fərziyyədən çıxış edirdi ki, əgər atomlar kristalda müntəzəm olaraq (periodik) yerləşmişlərsə, onda bu kristallar atomlararası məsafə tərtibində (10^{-10} m) dalğa uzunluğuna malik çox qısa dalğalar üçün difraksiya qəfəsi rolunu oynaya bilər. O vaxtlar fiziklərin əksəriyyəti maddənin kristal quruluşu barədə yuxarıdakı nəzəriyyəni qəbul etsələr də bu nəzəriyyə təcrübi olaraq təsdiq edilməmişdi. Məhz Laue kristalda səpilən rentgen şüalarının xarakterik maksimum və minimuma malik difraksiya mənzərəsi verdiyini və beləliklə həm bu şüaların həm elektromaqnit təbiətli olmasını, həm də kristallarda atomların müntəzəm olaraq yerləşdiyini təsdiq etdi. Müasir dövrdə rentgen şüalarının dalğa uzunluğu $0,01 \div 10$ nm diapazonda olan elektromaqnit dalğası olması sübut edilmişdir.

Şəkil 1-də bir-birilə qonşu kristalloqrafik atom müstəviləri (qırıq-qırıq xətlə) və bu müstəvidə yerləşən atomlar (nöqtələrlə) göstərilmişdir. Əgər I şüa yolunun uzunluğu tam dalğa uzunluğu qədər II şüanın yolundan böyükdürsə, onda gücləndirici interferensiya baş verir. Bu iki şüa arasında yollar fərqi $2d \sin \theta$ -dir. Deməli maksimumlar

$$m\lambda = 2d \sin \theta \quad (m=1, 2, 3 \dots)$$

şərtində müşahidə olunur. Bu şərt Vulf-Breqq şərti adlanır. Əgər maksimuma uyğun θ bucağı məlumdursa, onda atomlararası d məsafəsini təyin etmək olar (rentgen quruluş analizi). Digər tərəfdən məlum kristaldan difraksiyaya görə R-şüanın dalğa uzunluğunu təyin etmək olar (rentgen spektroskopiyası). Rentgen quruluş analiz üsulu ilə DNT və RNT-nin strukturu aşkar olunmuşdur.

28. Işığın polyarizasiyası

A. Təbii və polyarlaşmış işıq. Malyus qanunu.

İşıq dalğasında elektrik və maqnit sahə intensivlikləri vektoru kəsilməz, sürətli ($\nu \sim 10^{14} \text{ } h s$) rəqslər edir.

Təcrübələr göstərir ki, işığın gözə və digər qəbuledicilərə təsiri E vektorunun rəqsləri ilə

bağlıdır; buna görə də onu işıq vektoru adlandırırlar. Müstəvi dalğa üçü yazı bilərik .

$$E = E_m \cos \omega(t - \frac{r}{\nu}) = E_m \cos \omega(t\nu - \frac{\nu}{\lambda}) \quad (1)$$

ν - faza sürəti, ν və ω xətti və dövrü tezlikdir.

Müəyyən tezliyə malik işıq monoxromatik işıq adlanır. Təbiətdə tam monoxromatik işıq yoxdur.

Real mənbənin işığı – onu təşkil edən atomların şüalanmalarının birgə təsirinin nəticəsidir və

hər bura sərbəst olaraq çox kiçik zaman müddətində ($\tau = 10^{-8} \text{ } san$) şüalanır. Praktikada işıq o zaman

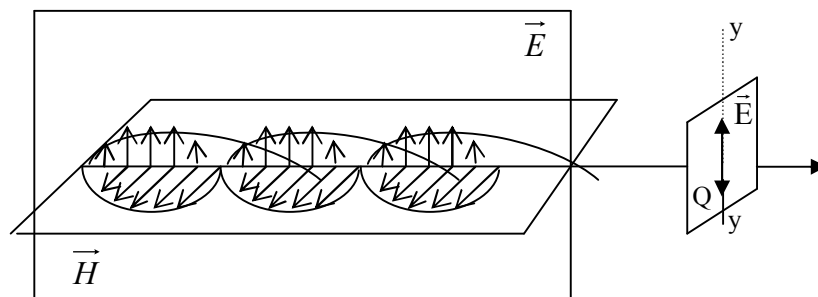
monoxromatik hesab olunur ki, onu xarakterizə edən $\Delta \nu$ intervalı kiçik olsun.

Hər bir şüalanma aktında atom E vektoru müəyyən müstəvidə rəqs edən dalğa buraxır.

Əgər işıq

vektorunun rəqsləri şüadan keçən bir müstəvidə baş verərsə, işıq müstəvi polyarlaşmış müstəvi

adlanır. (şəkil 1)



Şəkil 1

$\vec{E}$ vektorunun Q müstəvisində rəqsləri yeganə yə istiqaməti ilə xarakterizə olunur.

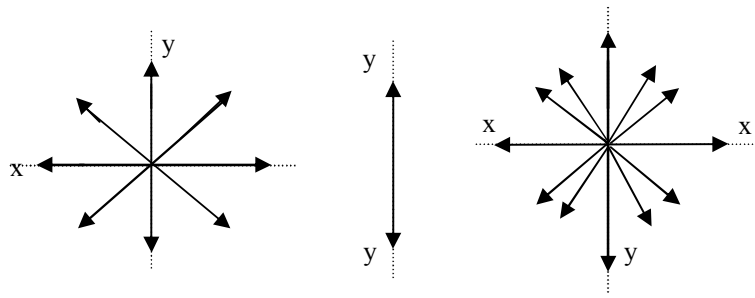
Təbii işıq polyarlaşmamış işıqdır; bu işıq ayrı – ayrı atomlar çoxluğunun şüalandırdığı işıq

dalğalarının toplusu olur E və H vektorlarının şüaya perpendikulyar bütün istiqamətlərdə

rəqsləri ilə xarakterizə olunur. Təbii işıqda E – nin rəqslərinin baş verə biləcəyi bütün istiqamətlər eyni

Əgər E vektorunun rəqslərinin üstün olduğu istiqamət varsa, bu cür işıq cismən polyarlaşmış işıq

adlanır. Şəkil 2 – də şüaya olan müstəvidə E – nin rəqslərinin mümkün halları göstərilmişdir.



a) təbii işıq
polarlaşmış işıq.

b) müstəvi polarlaşmış işıq

c) qismən

Şəkil 2

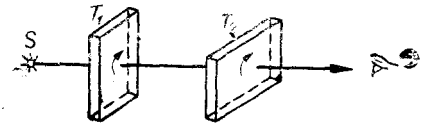
İşığın polarlaşması işığın dəstəsindən müəyyən istiqamətli rəqsləri seçməkdən ibarətdir.

Məqsədlə xüsusi qurğulardan – polarizatorlardan istifadə olunur. Polarizator E vektor toplananının

(yalnız müəyyən müstəvidə - polarizator müstəvisində olan) buraxır. Əgər təbii işığın intensivliyi $I_{\text{təbii}}$

polarlaşmış işığın intensivliyi I olsa, onlar arasında aşağıdakı münasibət var.

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{təbii}}$$



İnsan gözü təbii və polarlaşmış işığı fərqləndirə bilmir. Əgər polarizator polarlaşmış işığı analiz etmək

üçün istifadə olunursa, , bu halda O analizator adlanır. Əgər analizatora qismən işıq düşürsə, onda

analizatorun şüa ətrafında fırlanması keçən işığın intensivliyinin maksimumdan (δ , yy) minimuma (xx

istiqaməti) qədər dəyişməsi ilə müşayiət olunur.

Əgər analizatora polarlaşmış işıq düşürsə, onda

$$E = E_0 \cos \alpha \quad (1) \text{ toplananı analizatordan keçərək } \alpha - \vec{E} \text{ vektoru}$$

rəqslərinin baş verdiyi müstəvi ilə (pp) analizator müstəvisi arasında bucaqdır.

İşığın intensivliyi $I \sim E^2$ olduğundan (1) nəzərə almaqla

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (2)$$

alınar. I – analizatordan çıxan işığın intensivliyi , I_0 – düşən işığın intensivliyidir. (2) düsturu malyus düsturu adlanır.

Analizatoru şüa ətrafında fırlanmaqla onun elə vəziyyətini tapmaq olar ki, bu halda işıq ondan keçmir (intensivliyi sıfıra bərabərdir.). Fərq işığın tam

polyarlaşmış olmasını təsdiq edən etibarlı üsuldur. Əgər intensivliyi I_{tebii} olan təbii işıq ardıcıl olaraq polyarizator və analizatordan keçirsə, onda çıxan dəstənin intensivliyi

$$I = \frac{1}{2} I_{tebii} \cos^2 \alpha \quad (3) \text{ olar.}$$

$\alpha = 0$ olduqda (polyarizator və analizatorun müstəviləri paraleldir) I intensivliyi maksimal olur və $\frac{1}{2} I_{tebii}$ bərabərdir. “ Çarpazlaşmış “ polyarizator və analizator ($\alpha = \frac{\pi}{2}$) işığı tamamilə buraxmır.

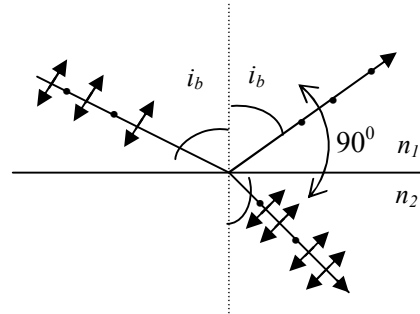
İşığın polyarlaşma üsulları.

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

$$\operatorname{tgi} = n \quad \left(n = \frac{n_2}{n_1} \right) \quad (1)$$

Şərtini ödəyirsə, onda qayıdan şüa düşmə müstəvisinə $\perp$ olan müstəvidə tam polyarlaşır. Qismən polyarlaşmış sınan şüada isə düşmə müstəvisinə paralel olan müstəvidə rəqslər üstünlük təşkil edir.

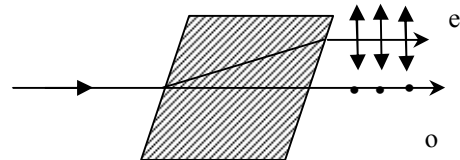
(1) münasibəti Bruster qanunu, i_b - bucağı isə tam polyarlaşma bucağı olur bruster bucağı adlanır.



Qayıdan şüanın polyarlaşması effekti kosmosdan dəniz səthi üzərində neft təbəqəsini aşkar etmək üçün istifadə olunur.

Optik anizotrop mühitdən keçdikdə işığın polyarlaşması böyük praktik əhəmiyyətə malikdir. Optik anizotropluq dedikdə mühitin optik xassələrinin istiqamətdən asılılığı nəzərdə tutulur. Şəffaf kristalların çoxu (island şpəti, turmalin, kvars və s.) optik analizatordur.

Bu cür mühitlərdə işıq sürəti və deməli sındırma əmsalı müxtəlif istiqamətlərdə eyni olmadığından , onlarda qoşa şüasınınma hadisəsi baş verir: Işıq şüası iki şüaya ayrılmış olur. Sınan şüalardan birinin (O şüası) istiqaməti sınma qanunlarına uyğundur. Bu şüa adi şüa adlanır.



e şüasının istiqaməti məlum sınma qanunlarına uyğun gəlmir və bu şüa qeyri – adi şüa adlanır. e – şüası üçün sındırma əmsalı kristalda istiqamətdən asılı olduğu halda (n_e), 0 – şüası üçün n_o asılı deyil. 0 və e şüalarının sürətlərinin üst – üstə düşdüyü istiqamət kristalın optik oxu adlanır, bu ox boyunca şüanın ayrılması baş vermir. $n_o > n_e$ olduqda kristal mənfi, $n_o < n_e$ olduqda isə müsbət kristal adlanır.

Polyarlaşma müstəvisinin fırlanma istiqamətindən asılı olaraq optik aktiv maddələr sağa və sola fırladan olmaqla iki yerə ayrılır. Şüaya qarşı baxdıqda sağa fırladan maddələrdə polyarlaşma müstəvisi saat əqrəbi istiqamətində, sola fırladanlarda isə saat əqrəbinin hərəkətinin əksi istiqamətdə dönəcəkdir. Beləliklə, şüanın yayılma istiqaməti və fırlanma istiqaməti sağa fırladan maddələrdə sol vint, sola fırladan maddələrdə isə sağ vint sistemi əmələ gətirir. Fırlanma istiqaməti (şüaya nisbətən) optik p aktiv mühitdə şüanın istiqamətindən asılı deyil, buna görə də məsələn kvars kristalının antik oxu boyunca ondan keçmiş şüanın, güzgü ilə əks etdirib, onu yenidən kristaldan əks istiqamətə köçürməyə məcbur etsək onda polyarlaşma müstəvisinin ilkin vəziyyəti bərpa olunacaqdır.

Polyarlaşma müstəvisinin fırlanmasını izah etmək üçün Frenel optik aktiv mühitlərdə çevrə boyunca sağa və sola polyarlaşmış işığın eyni sürətlə yayılmaması fərziyyəsini irəli sürür.

Hər iki şüa (o və e) qarşılıqlı perpendikulyar müstəvilərdə polyarlaşmış olur. Əgər kristal udmursa, onun intensivliyi bu iki şüa arasında bərabər bölünmüş olur.

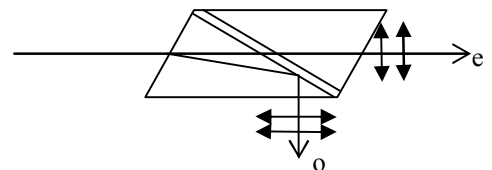
İkiqat (qoşa) sındıran kristallar o – və e – şüalarını müxtəlif cür udurlar. Bu hadisə dixroizm adlanır (kristallar – dixroik). Bu kristallar işıq polyarizatorları kimi istifadə oluna bilərlər (məsələn turmalin). Geniş yayılmış və ucuz təbəqəli polyarizatorların (polyaroid) təsiri herapatit maddəsinin dixroizminə əsaslanmışdır və artıq 0,1 mm qalınlığında həmin təbəqə o – şüanı tam udur.

Yüksək keyfiyyətli polyarizator Nikol prizmasıdır. Nikolun iş prinsipi island şpatında qoşasındırma hadisəsinə əsaslanır. Bütöv kristaldan prizma kəsilir, o iki yerə bölünür və sındırma əmsali $n_o < n < n_e$ olan kanad abalzamı ilə yenidən bir – birinə yapışdırılır. Oxunası yapışma yerinə tam qayıtma bucağından böyük bucaq altında düşdükcə tam qayıtmaya məruz qalır və prizmadan kənara çıxır. e – şüası kristaldan keçir və müstəvi polyarlaşmış işıq kimi istifadə olunur.

Polyarlaşma mikroskopu

Carpazlaşdırılmış polyarizator və analizator işığı buraxmır. Lakin əgər onlar arasında optik aktiv maddə qoyulsa, müşahidə zonası işıqlanır. Bu onunla izah olunur ki, bu cür maddədə işıq qoşa şüa sınmaya məruz qalır (o və e şüaları) və bu maddə daxilində həmin şüalar arasında optik yollar fərqi yaranır. Analizator iki şüadan eyni istiqamətli rəqsləri seçir. Analizatoru keçən sərbəst koherent olan bu rəqslər bir – birini yollar fərqiindən asılı olaraq gücləndirərək, yaxud zəiflədərək interferensiya edirlər. Ağ işıqa müşahidə apardıqda görmə zonası rəngli olacaq, belə ki, yollar fərqi işıq dalğasının uzunluğundan asılıdır. Bu hadisə optik anizotrop mühitləri tədqiq etmək üçün istifadə olunan polyarlaşma mikroskopunun işinin əsasında durur. Bu mikroskop digər metodlarla müşahidəsi çətin olan obyektləri (məsələn xromosomları, hüceyrə bölünməsi prosesini) müşahidə etməyə imkan verir.

Maye kristal adlanan maddələr güclü optik anizotropiyaya malikdirlər. Bu maddələrdə mütəhərriklik və elastiklik hissəciklərin nizamlı yerləşməsi ilə



çulğaşır. Maye kristalların qoşa şüa sındırması və dioxrizmi son, zəncir formalı uzunsov molekulların nizamlı düzülüşü ilə şərtlənir. Uzununa istiqamətdə yerləşmiş dəyişən bu molekullar düzülüşü molekulyar qarşılıqlı təsir hesabın saxlayırlar. Maye kristal quruluşu (struktur) təbiətdə geniş yayılmışdır: onlar hüceyrə membranının elastik əsasını, əzələ liflərini, birləşdirici toxumaların, xromosom və mitoxondrilərin və s. əsasını təşkil edirlər. Bu kristallar qoşa şüa sınma xassəsinə malik olduqlarından polyarlaşma mikroskopunda tədqiq oluna bilər.

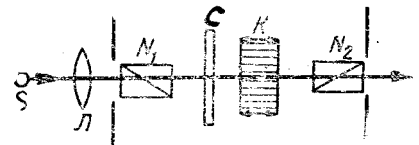
Maye kristallar halı mayedən öz optik, elektrik və s. xassələri ilə fərqlənir. Bu kristalların molekulyar quruluşu olduqca zəif xarici təsirlərə həssasdır (temperatur dəyişməsi, maqnit və elektrik sahələrinə və s.). Bioloqlar maye kristalların öyrənilməsinə böyük maraq göstərirlər. Belə ki, onlarla canlı orqanizmin mühüm funksiyaları əsaslanır: qavrama, hərəkət, çoxalma, sintez, enerji mübadiləsi.

Polyarlaşma müstəvisinin fırlanması

Müstəvi

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

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



$$\varphi = \alpha d \quad (1)$$

α - fırlanma sabiti, d – təbəqənin qalınlığıdır. Ən böyük optik aktivliyə maye kristallar malikdir: $\alpha = 18000$ dər/mm. Əgər optik aktiv maddə məhlulda isə, onda

$$\varphi = [\alpha]cd \quad (2)$$

olur. α - dm-lərlə, c – məhlulun konsentrasiyası (q/sm^3) istifadə olunur. $[\alpha]$ - xüsusi fırlanma adlanır. α - ın dalğa uzunluğundan asılılığı fırlanma dispersiyası adlanır və hər bir maddə üçün bu asılılıq məxsusudur. Maddələrin optik aktivliyi onları təşkil edən molekulların quruluşundakı assimetriyası ilə bağlıdır. Məsələn biopolimerlərin optik aktivliyi onun molekullarının spiralvarı strukturu ilə əlaqələndirilir.

Polyarimetriya, Saxarimetriya

İşıq optik aktiv mühitdən keçdikdə onu polyarlaşma müstəvisinin fırlanmasının ölçülməsinə əsaslanmış tədqiqat metodu polyarimetriya adlanır. İstifadə olunan cihazlar isə polyarimetr adlanır. Sxemi aşağıda verilir.

Analizatorun dönmə bucağına görə φ bucağı tapılır. φ tapıldıqdan sonra $[\alpha]$ qiyməti xüsusi cədvəldən götürülür və (2) –yə görə c hesablanır. Bütün təkərlər – güclü fırladığı maddələrdir. Buna görə polyarimetriya tibdə istifadə olunur. Şəkər məhlulunu tədqiq etmək üçün istifadə olunan cihaz saxarimetr adlanır.

Bioloji toxumaların polyarlaşmış ışıqda tədqiqi

Şəffaf bioloji obyektləri adi mikroskopda müşahidə etməklə müxtəlif quruluşları ayırd etmək çətindir. Buna görə də xüsusi metodika, o cümlədən polyarlaşma mikroskopu metodu tətbiq edilir.

Bir sıra toxumalar (əzələ, sümük, sinir) optik anizotropiyaya malik olduqlarından bioloji obyektlərin mikroskopu ilə tədqiqi mümkündür. “Çarpazlaşmış” polyarizator və analizator halında o liflər görünəcəkdir ki, onların anizotropiyası polyarlaşmış işığı dəyişdirir.

Polyarlaşmış işığı sümük toxumalarında meydana çıxan mexaniki gərginlikləri model şəraitdə qiymətləndirməyə imkan verir. Hər metod fotoelastiklik xassəsinə əsaslanmışdır. Fotoelastiklik dedikdə başlanğıcda izotrop olan bərk cisimlərdə mexaniki gərginlik nəticəsində optik anizotropiyanın yaranması başa düşülür.

Şəffaf izotrop maddə, məsələn pleksiqlasdan sümüyün müstəvi modeli hazırlanır. Çarpazlaşmış polyaroidlərdə bu maddə görünür belə ki, müşahidə sahəsi qaranlıqdır. Gərginlik tətbiq etməklə pleksiqlasın anizotropiyasını törədirlər və bu zaman zolaq və ləkələrdən ibarət xarakterik mənzərə yaranır. Hər mənzərəyə həmçinin həmin mənzərənin gərginliyini artırıb, azalması zamanı dəyişilməsinə görə modeldə, o cümlədən sümükdə yaranan gərginliklər barədə nəticə çıxarmaq olar.

29.İşığın maddələrlə qarşılıqlı təsiri

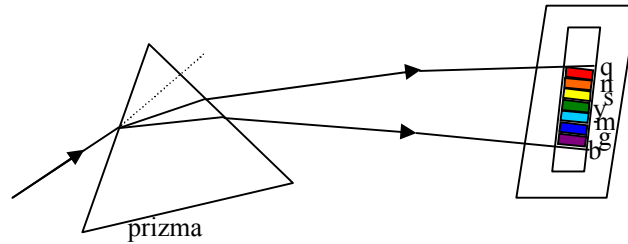
İşığın dispersiyası

Maddənin şüasındırma əmsalının qiyməti bu maddənin özündən başqa, ondan keçən işığın dalğa uzunluğundan da asılıdır. Bu hadisə işığın dispersiyası adlanır. Verilən hər bir maddə üçün sındırma əmsalı dalğa uzunluğunun funksiyasıdır. $n=f(\lambda)$ (1)

Bu funksiyanı Koşi açmışdır. Koşiyə görə

İki λ_1 və λ_2 dalğa uzunluqlarına sındırma əmsallarının n_1 və n_2 qiymətləri uyğun olarsa, λ_1 –dən λ_2 -yə qədər olan hissədə orta dispersiya və ya olar.

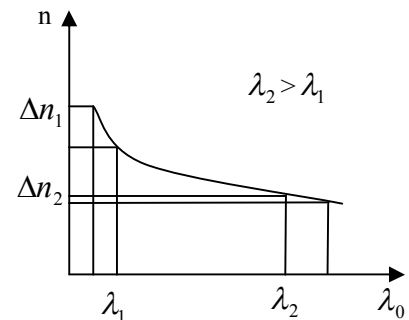
Hələ İ. Nyuton təcrübədə müəyyən etmişdi ki, (1672) ağ işığın nazik dəstəsi üçbucaqlı şüşə prizmadan keçəndə bu işığın müxtəlif monoxromatik komponentləri müxtəlif dərəcədə sınır və ona görə də prizmanın arxasına qoyulmuş ekranda rəngli spektr alınır: dalğa uzunluğu kiçik olan, məsələn, bənövşəyi işıq daha çox sınır. (şəkil 1.)



Şəkil 1

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

Təcrübə göstərir ki, maddənin şüasındırma əmsalı işığın dalğa uzunluğundan qeyri xətti asılılıqdadır. (şəkil 2) Bu o deməkdir ki, şüasındırma əmsalının dalğa uzunluğunun eyni intervalına uyğun dəyişməsi bənövşəyi işıq üçün daha böyükdür, nəinki qırmızı işıq üçün: $\left(\frac{\Delta n}{\Delta \lambda_0}\right)$



Şəkil 2

bən $\left(\frac{\Delta n}{\Delta \lambda_0}\right)$. qız Deməli, müxtəlif maddələr

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

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

$$D = \frac{dn}{d\lambda_0}. \quad (1)$$

Burada λ_0 - işığın vakuumdakı dalğa uzunluğudur.

Dispersiyanın normal və anomal (qeyri – normal) halları olur. İşığın dalğa uzunluğu kiçildikcə maddənin şüasındırma əmsalı böyüyərsə dispersiya normal, əks halda anomal (qeyri – normal) hesab olunur. Göründüyü kimi normal dispersiya halında D – nin qiyməti mənfi, anomal dispersiya halında isə müsbət olur. Normal dispersiyaya nisbətən, anomal dispersiya halında maddə onun üzərinə düşən işığı daha çox udur. Dispersiyanın normal və anomal halları həm maddədən

və həm də işığın vakuumdakı dalğa uzunluğundan asılıdır. Təcrübə göstərir ki, bütün maddələr üçün spektrin istər görünən və istərsə də görünməyən oblastlarında anomal dispersiya halları mövcuddur. Bəzi maddələrin spektrində bu cür hallar çox dar zolaq və ya xətt şəklində olur və spektrin bir neçə yerində müşahidə edilir.

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

İşığın dispersiyasının elektron nəzəriyyəsi.

Təcrübə göstərir ki, vakuumda işığın yayılma istiqaməti dəyişmir: dispersiya hadisəsi yalnız maddi mühitdə baş verir. Ona görə də bu hadisə işıqla maddə zərrəciklərinin (atomların, molekulların və.s) qarşılıqlı təsirlərinin nəticəsi hesab edilə bilər. İşığın dispersiyası haqqında müasir nəzəriyyə kvant mexanikasının müddəalarına əsaslanarsa da, maddə quruluşunun ideallaşdırılmış sadə modeli əsasında dispersiyanın klassik nəzəriyyəsini yaratmaq mümkündür. Maddənin ən sadə halı qazdır. Çünki qaz molekulları kimi seyrək halda olan zərrəciklərin bir – birinə qarşılıqlı təsirlərini nəzərə almamaq da olar. Bu cəhət işığın mühitə təsirini, onun ayrı – ayrı zərrəciklərə təsiri ilə əvəz etməyə imkan verir. Buna görə də əvvəlcə işıq dalğasının təcrid edilmiş atoma təsirini nəzərdən keçirək.

Atomun daxili elektronlarının məxsusi tezliyi işıq rəqslərinin tezliyindən çox böyük olduğundan, işıq həmin elektronları rəqsə gətirə bilmir. (Atomun daxili elektronlarının məxsusi tezliyi işıq rəqslərinin tezliyindən çox böyük olduğundan, işıq fotonunun enerjisi həmin elektronları rəqsə gətirməyə kifayət etmir. Daxili elektronları yalnız tezlikləri və deməli, enerjiləri yüksək olduqlarından, rentgen fotonları rəqsə gətirə bilər.) İşığın dispersiyasına səbəb öz atomları ilə kvazistatik rabitədə olan valent elektronlarının işığın elektrik sahəsi ilə qarşılıqlı təsiridir. Ona görə də bu elektronlar optik elektronlar adlanır. Əvvəlcə bircins mühitdə işığın necə yayıldığına baxaq.

Maddədən işıq keçdikdə optik elektronlardan hər biri işığın elektrik sahəsinin təsiri ilə yerini dəyişərək molekul dipol momenti qazandırır və məcburedici $F = eE_0 \cos \omega t$ qüvvəsinin təsiri ilə rəqs edir. (Təbii dipol momentinə malik olan molekulun kütləsi elektrona nəzərən çox – çox böyük olur. Ona görə də belə dipol işığın elektrik sahəsinin sürətli dəyişməsinə izləyə bilmədiyindən, onun ikinci dalğaların şüalanmasında payı olmur). Burada E_0 - sahə intensivliyinin amplitud qiyməti, ω - işıq rəqslərinin tezliyi, e isə elektronun yüküdür. Atom miqyasında və mühitin seyrək olduğu şəraitdə onun müqavimət qüvvəsini (r) sıfır hesab etmək olar. Bunu nəzərə almaqla optik elektronun məcburi rəqsinin:

$$x = x_0 \cos \omega t \quad (2)$$

qanunu ilə icra edildiyini görürük. Bu o deməkdir ki, elektronun məcburi rəqsi harmonik rəqsdir. Məcburi rəqsin amplitudu və başlanğıc fazası üçün

$$A = \frac{f}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \quad (3)$$

(6.40) düsturunda $\beta = 0$ ($r = 0$ olduğundan) şərtini və $f = \frac{e}{m} E_0$ əvəzləməsini nəzərə alıqda həmin düsturu optik elektronun məcburi rəqsinin amplitudına da aid etmək olar:

$$x_0 = \frac{-eE_0}{m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (4)$$

Burada $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ elektronun məxsusi tezliyi, m isə onun kütləsidir. Mənfi işarəsi elektronun yerdəyişməsinin işığın elektrik sahəsinin intensivlik vektorunun əksinə yönəlməsi ilə əlaqədardır. Verilən mühit (maddə) üçün bu düsturun sağ tərəfindəki kəmiyyətlər maddənin bütün optik elektronları üçün eyni və sabit kəmiyyətlər olduğundan, həmin maddənin bütün optik elektronlarının məcburi rəqslərinin amplitudları da bir – birinə bərabər sabit kəmiyyət olacaqdır.

Optik elektronlar maddədən keçən işığın rəqs tezliyinə uyğun məcburi rəqs etdiklərindən, həmin rəqslərin tezlikləri və amplitudları ilkin işığın verilən tezliyi üçün sabit qalan kəmiyyətlər olacaqdır.

Optik elektronlar maddədən keçən işığın rəqs tezliyinə uyğun məcburi rəqs etdiklərindən, həmin rəqslərin tezlikləri və amplitudları ilkin işığın verilən tezliyi üçün sabit qalan kəmiyyətlər olacaqdır. Aydınır ki, bu rəqslər atomdan dalğa şəkilində şüalanacaqdır. Düşən işığın elektrik sahəsinin təsiri ilə elektronların şüalandırdıqları bu dalğalar ikinci dalğalar adlanır.

Müxtəlif optik elektronların rəqsləri fəzanın çox müxtəlif istiqamətlərində icra edildiklərindən, onların şüalandırdıqları dalğalar da nəinki düz istiqamətdə, eləcə də bu istiqamətlə müxtəlif bucaqlar təşkil edən yan istiqamətlərdə də yayılırlar.

Bircins mühitdə yan istiqamətlərə yayılan dalğalardan hər biri üçün onunla əks fəzada olan ikinci bir dalğada mövcud olur. İkinci dalğaların tezlikləri və amplitudları eyni olduğundan belə əks fazalı dalğalar görüşdükləri nöqtələrdə bir – birini söndürəcək və ona görə də yalnız düz istiqamətdə yayılan işığın intensivliyi sıfırdan fərqli qalacaqdır. Bu səbəbdən bircins mühitdə işıq öz istiqamətini və intensivliyini dəyişmədən yayılır.

Tutaq ki, işıq iki maddə sərhəddində onların birindən keçib, digərinin səthinə düşür. Müxtəlif maddələrin molekullarındakı (atomlarındakı) optik elektronların məxsusi rəqs tezlikləri bir – birindən fərqli olduqlarından (2) və (4) düsturlarına əsasən onların məcburi rəqsləri də müxtəlif olacaqdır. Buna görə də işıq ikinci mühitə keçdikdə elə bu mühitləri ayıran səthdəcə öz istiqamətini dəyişəcəkdir. Bu istiqaməti tapmaq üçün ikinci mühiti vakuum hesab edib, birinci mühitin mütləq şüasıdırma əmsalını (n) təyin edək. əvvəlcə (2) düsturuna əsasən işığın təsiri ilə molekulun qazandığı dipol momentinin ifadəsini yazaq:

$$p_e = ex_0 = \frac{\frac{e^2}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

Onda polyarlaşma vektoru (maddənin vahid həcmindəki dipol momentlərinin cəmi) üçün aşağıdakı ifadəni yazı bilərik:

$$\vec{p} = \frac{e^2 n_0 / m}{\omega_0^2 - \omega^2} \vec{E}_0 \quad (5)$$

Burada n_0 - maddənin vahid həcmindəki dipollarının sayıdır. Bu ifadəni polyarlaşma vektorunun yekun sahənin intensivliyindən asılılığı üçün $\vec{p}_e = \varepsilon_0(\varepsilon - 1)\vec{E}$ ifadəsi bərabərliyi ilə müqayisə etsək, mühitin dielektrik nüfuzluğu üçün aşağıdakı düsturu alarıq:

$$\varepsilon = 1 + \frac{e^2 n_0 / (\varepsilon_0 m)}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (6)$$

Şəffaf cisimlərin əksəriyyəti üçün $n^2 = \varepsilon$ bərabərliyi ödənildiyindən sonuncu ifadədən maddənin şüasındırma əmsalı üçün:

$$n^2 = 1 + \frac{e^2 n_0}{\varepsilon_0 m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \text{ və ya}$$

$$n = \sqrt{1 + \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \frac{P}{E_0}} \quad (7)$$

düsturunu alarıq.

n - nin (7) düsturu ilə hesablanan və eləcə də bir çox maddələr üçün təcrübədən alınan qiymətlərinin işığın rəqs tezliyindən asılılığını ifadə edən ayrılar xaraktercə bir – birinə yaxındır. Udma oblastındakı anomal dispersiya hallarından başqa qalan hallarda ω artdıqca n də artır. Udma oblastındakı anomal dispersiya halında və eləcə də bəzi maddələr üçün (7) düsturunun ödənilməsinə səbəb, həmin düsturun seyrək maddələrə (qazlara, maddə buxarlarına) aid olmasıdır. Molekulları sıx olan maddələrdə xarici elektrik sahəsindən başqa bu sahənin təsirlə polyarlaşan molekulların daxili sahəsi də olur. Bu əlavə sahəni də nəzərə aldıqda molekulları seyrək olmayan maddənin şüasındırma əmsalı üçün aşağıdakı düsturu almaq olar:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 - 2} = \frac{e^2 n_0}{3\varepsilon_0 m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (8)$$

Bu düsturu ilk dəfə bir - birindən xəbərsiz və eyni vaxtda H.A. Lorens və L.V. Lorens tərəfindən işığın elektromaqnit nəzəriyyəsi əsasında alınmışdır.

Seyrək qazlar üçün n vahidə yaxın olduğundan $n^2 + 2 \approx 3$ hesab etmək olar. Onda (8) düsturu (7) düsturuna çevriləcək.

Verilən maddə və şıq üçün $e, m, \omega_0, \omega, \varepsilon_0$ sabit kəmiyyətlər və n_0 maddənin ρ sıxlığı ilə mütənasib olduğundan Lorens – Lorens düsturunu aşağıdakı şəkildə də yazmaq olar:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = \text{const} = r. \quad (9)$$

r - maddənin xüsusi refraksiyası adlanır. Lorens – Lorens düsturuna görə xüsusi refraksiya maddənin sıxlığından asılı deyildir. Doğrudan da havanın təzyiqi normal qiymətdən 200 dəfə böyük olduqda belə onun xüsusi refraksiyası 10^{-3} rəqəminə qədər dəqiqliklə sabit qalır. Maddə hətta qaz halından maye halına keçdikdə də r demək olar ki, dəyişmir. Məsələn, oksigen qaz halından maye halına keçəndə onun sıxlığının 800 dəfə, su buxarı maye halına keçdikdə isə sıxlığın 1200 dəfə artmasına baxmayaraq refraksiya 2 – 3% xəta ilə sabit qalır.

İşığın udulması

İşık dalğasının maddə ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində bu maddədəki optik elektronlar müəyyən enerji qazanır. Həmin enerjinin bir hissəsi ikinci dalğaların şüalanmasına, digər hissəsi isə atomların xaosik rəqsi hərəkətlərinin güclənməsinə və deməli, maddənin qızmasına sərf edilir. Beləliklə, maddədən işıq keçərkən onun enerjisinin bir hissəsi bu maddə tərəfindən udulur. Bunun nəticəsində maddədən keçən işığın intensivliyi azalır. Aydındır ki, maddəni qalınlığı dl olan təbəqəsində intensivliyin dəyişməsi təbəqənin qalınlığı və işığın bu təbəqədə udulmazdan əvvəlki intensivliyi ilə mütənasib olmalıdır: (şəkil 3)

$$dJ = -xJdl \quad (10)$$

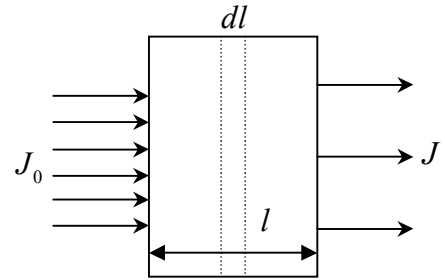
Burada x - udma əmsalı adlanır. Mənfə işarəsinin yazılmasına səbəb odur ki, işığın maddə daxilində qət etdiyi məsafə artdıqca onun intensivliyi azalır və ona görə də dJ kiçilir. Yuxarıdakı bərabərliyi inteqrallamaqla işığın intensivliyinin maddənin l qalınlığından asılılığı üçün Buqer qanunu (1729) adlanan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

$$J_1 = J_0 \cdot e^{-xe} \quad (11)$$

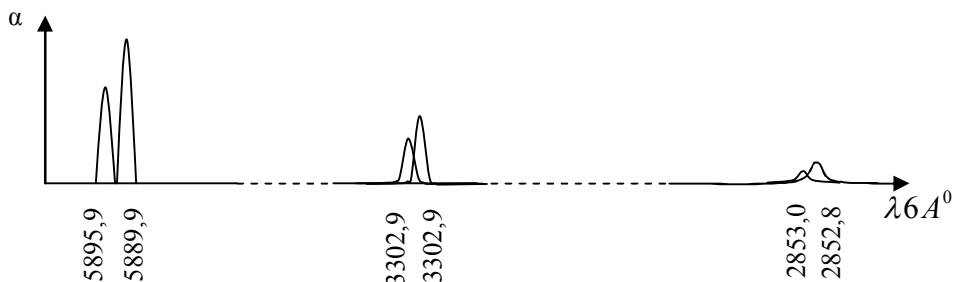
Udma əmsalı işığın dalğa uzunluğundan (tezliyindən) asılıdır. Bu kəmiyyət işığın intensivliyindən və uducu təbəqənin qalınlığından asılı deyildir. Udma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığı seçmə xarakteri daşıyır: udulma dalğa uzunluğunun yalnız müəyyən qiymətlərində baş verir. Udulma, həmçinin maddənin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

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

Maye və bərk cisimlərdə udulma, tezliyin çox geniş intervalında müşahidə edilir. (şəkil 4)



Şəkil 3



Şəkil 4

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

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

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

31. İstilik şüalanması. Stefan-Bosman və Vin qanunları.

Plank düsturu

Cisimləri qızdırdıqda işıqlanır və buna istilik şüalanması deyilir. İstilik şüalanması maksimumlarının vəziyyəti temperaturdan asılı olan kəsilməz spektrlərlə xarakterizə olunur. Çox yüksək temperaturlarda qısa elektromaqnit dalğaları (görünən və ultrabənövşəyi), aşağı temperaturlarda isə uzun (infraqırmızı) dalğalar üstünlük təşkil edir.

İstilik şüalanması yeganə tarazlıqlı şüalanmadır.

İstilik şüalanması kəmiyyətcə cismin energetik işıqlanmasının spektral sıxlığı ilə xarakterizə olunur. Cismin vahid səthinin vahid tezlik intervalına düşən şüalanmasının gücü:

$$R_{\nu,T} = \frac{dW'_{\nu,\nu+d\nu}}{d\nu}$$

burada, $dW'_{\nu,\nu+d\nu}$ - vahid zamanda buraxılan elektromaqnit şüalanmasının enerjisidir. $(R_{\nu,T})$ - in vahidi C/m^2 -dir.

Yuxarıdakı ifadəni dalğa uzunluğunun funksiyası kimi də vermək olar:

$$dW'_{\nu,\nu+d\nu} = R_{\nu,T} d\nu = R_{\lambda,T} d\lambda$$

Belə ki, $c = \lambda\nu$, onda

$$\frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} = -\frac{\lambda^2}{c}$$

Beləliklə,

$$R_{\nu,T} = R_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c} \quad (1)$$

(1) düsturu ilə $R_{\nu,T}$ -dən $R_{\lambda,T}$ -ə və əksinə keçmək olar.

Energetik işıqlanmanın spektral sıxlığını bilməklə inteqral energetik işıqlanmanı (cismin energetik işıqlanmasını) bütün tezliklərə görə hesablamaq olar:

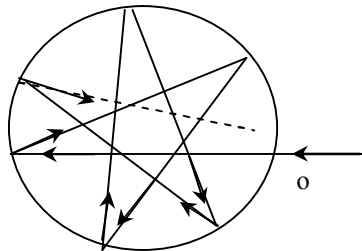
$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\nu,T} d\nu \quad (2)$$

Cismin öz üzərinə düşən şüalanmanı udma qabiliyyəti

$$A_{\nu,T} = \frac{dW''_{\nu,\nu+d\nu}}{dW_{\nu,\nu+d\nu}} \text{ olar.}$$

Spektral udma qabiliyyəti özçüsüz kəmiyyətdir. $R_{\nu,T}$ və $A_{\nu,T}$ cisimlərin təbiətindən, onların termodinamik temperaturlarından asılı olduqları üçün müxtəlif tezlikli şüalanmalar üçün müxtəlifdirlər.

Cisim istənilən temperaturda öz üzərinə düşən ixtiyari tezlikli şüalanmanı tam udmaq qabiliyyətinə malik olarsa, belə cisməmətləq qara cisim deyilir. Onda mütləq qara cisim üçün ($A_{\nu,T} \equiv 1$). Təbiətdə mütləq qara cisim yoxdur, lakin ona yaxın olan cisimlər vardır. Mütləq qara cismin energetik işıqlanması yalnız temperaturdan asılıdır.



Şək. 1.

Stefan-Bolsman və Vin qanunları

Kirxhof qanunundan çıxır ki, m.q. cismin energetik işıqlanmasının spektral sıxlığı universal funksiya ola bilər. Ona görə də onun tezlikdən və temperaturdan asılılığının tapılması istilik şüalanması nəzəriyyəsinin əsas məsələsi olmuşdur. Stefan və Bolsman bu məsələni qismən həll etmişdir. Belə ki, onlar energetik işıqlanmanın R_e temperaturdan asılılığını müəyyən etmişlər:

$$R_e = \delta T^4 \quad (1)$$

burada, δ - Stefan-Bolsman sabiti olub, təcrübi qiyməti $5,67 \cdot 10^8 \text{ Vt} / (\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$.

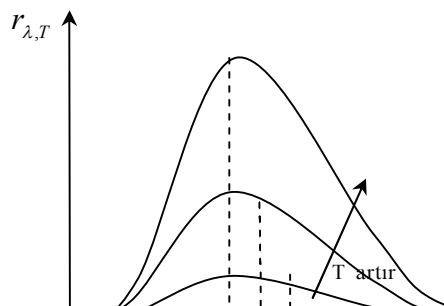
Stefan-Bolsman qanunu R_e -nin temperatur asılılığını müəyyən etməsinə baxmayaraq, m.q. cismin şüalanmasının spektral tərkibi haqqında suala cavab vermir.

$r_{\lambda, T}$ -in λ -dan təcrübi asılılıq ayrılərindən göründüyü kimi, m.q. cisimlərdə enerji spektrlərdə müxtəlif cür paylanır (şək. 2). Bütün ayrilərdə maksimumlar temperaturun artması ilə qısa dalğalara tərəf sürüşür.

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

$$\lambda_{\max} = b / T \quad (2)$$

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



Şək. 2.

Reley-Cins və Plank düsturları

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

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

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} <\varepsilon> = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \quad (1)$$

burada, $<\varepsilon> = kT$ - ν tezliyinə malik ossilyatorun enerjisidir. Rəqs edən ossilyator üçün kinetik və potensial enerjilərin orta qiymətləri bərabərdir. Ona görə də hər birsərbəstlik dərəcəsi üçün $<\varepsilon> = kT$.

Təcrübə göstərir ki, (1) düsturu çox kiçik tezliklər və yüksək temperaturlar üçün təcrübi faktlarla üst-üstə düşür. Böyük tezliklər oblastında Reley-Cins düsturu təcrübi faktlardan və eləcə də Vinin yerdəyişmə qanunundan kəskin fərqlənir. Bundan başqa Reley-Cins düsturundan Stefan-Bolsman qanunun alınması cəfəngiyyat gətirib çıxarır:

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

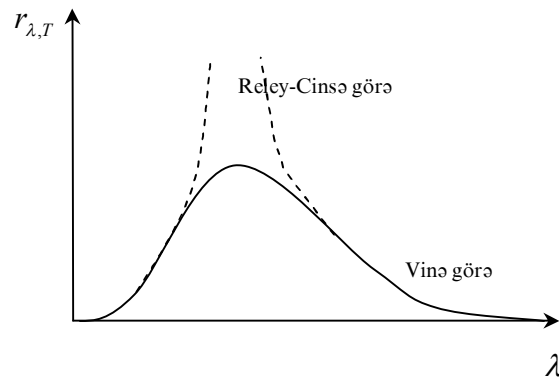
Bu nəticə ultrabənövşəyi fəlakət adlanır. Beləliklə klassik fizika qanunları çərçivəsində m.n. cismin spektrində enerjinin paylanması qanununu izah etmək mümkün deyildir.

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

$$r_{\nu,T} = C\nu^3 A e^{-A\nu/T}$$

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

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi kT}{c^2} e^{-h\nu/(kT)} \text{ olar.}$$



Şək. 3.

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

$$\varepsilon_0 = h\nu = hc / \lambda \quad (2)$$

burada, $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ C} \cdot \text{san}$ - Plank sabitidir. Ossilyatorun enerjisi yalnız ε_0 -nin tam qiymətlərini ala bilər:

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

Onda Bolsman paylanması görə ossilyatorun orta enerjisi

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

Qara cismin energetik işıqlanmasının spektral sıxlığı isə

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

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

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

(3) düsturu bütün tezlik və temperaturalar üçün təcrübədən alınan nəticələrlə üst-üstə düşür.

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

ƏDƏBİYYAT

1. Т.И.Трофимова. Курс физики. М.; Высшая школа. 2004.
2. М.М.Сушинский. Курс физики. Т. I, II, III. М.; Наука. 1973.
3. Г.А.Зисман и С.М.Тодес. Курс общей физики. Т. I, II, III. М.; Наука. 1974.
4. И.В.Савельев. Курс общей физики. Т. I, II, III. М.; Наука. 1986.
5. А.А.Детлаф, Б.М.Яворский. Курс физики. Т. I, II, III. М.; Высшая школа. 1983.

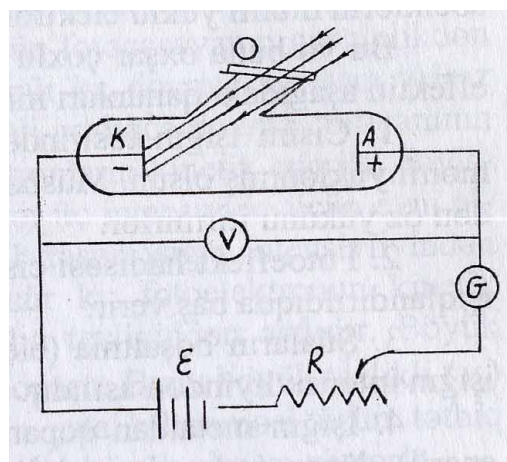
32. FOTOELEKTRİK EFFEKTİ

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

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

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

Vakuum borusunda iki elektrod batareyaya elə birləşdirilmişdir ki, R potensimetrlərinin köməyi ilə nəinki onlara verilən gərginliyin qiymətini, eləcə də işarəsini dəyişmək olur. Katodu monoxromatik işıqla işıqlandırıldıqda dövrədə



yaranan cərəyan milliampermetrlə

ölçülür. Katodu müxtəlif dalğa uzunluqlu işıqla işıqlandıraraq, A.Q.Stoletov aşağıdakı qanunauyğunluqları müəyyən etmişdir:

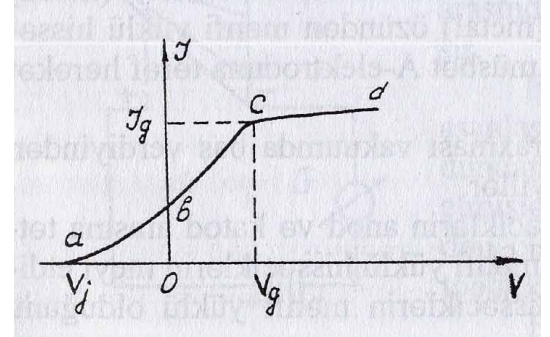
1. Ultrabənövşəyi şüalanma daha effektiv təsir göstərir;
2. Işıqın təsiri altında maddə yalnız mənfi yüklərini itirir;
3. Işıqın təsiri altında yaranmış cərəyan şiddəti işıqın intensivliyinə düz mütənəsibdir.

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

Ventil fotoeffekti iki müxtəlif yarımkeçiricinin və ya yarımkeçirici və metalın toxunma sərhədini işıqlandırdıqda e.h.q.-nin yaranmasına deyilir.

Fotoeffekt zamanı yaranan cərəyana fotocərəyan deyilir. Fotocərəyanın elektrodlar arasına təbiiq olunan gərginlikdən asılılıq əyrisi şəkindəki kimidir.

Gərginliyin artması ilə fotocərəyan şiddəti əvvəlcə artır, yəni daha çox elektron anoda çatır. Gərginliyin sonrakı artımı zamanı isə cərəyan şiddəti dəyişmir. Bu cərəyan doyma cərəyanı adlanır. Bu doyma cərəyanının alınması işığın vahid zamanda



katoddan vurub çıxardığı elektronların hamısının anoda çatmasını göstərir.

$$\text{Doyma cərəyanı} \quad I_{\text{doy}} = en$$

qanununa əsasən təyin edilir. Burada n – katoddan bir saniyədə buraxılan elektronların sayıdır. Doyma cərəyanı yalnız düşən işıq selindən asılıdır. Işıq seli artdıqca doyma cərəyanının şiddəti artır.

Gərginliyin sıfır qiymətində fotocərəyanın müəyyən qiymətə malik olması katoddan çıxan elektronlar müəyyən kinetik enerjiyə malik olması ilə izah edilir. Fotocərəyanın sıfır olması üçün elektrodlara əks istiqamətdə gərginlik, yəni yavaşdırıcı potensial (U_0) qoşmaq lazımdır, Bu zaman hətta maksimum sürətə malik olan heç bir elektron anoda çatmır.

Fotoelektronların anoda çata bilməməsi üçün onların kinetik enerjisi yavaşdırıcı potensialın gördüyü işə bərabər olmalıdır, yəni

$$\frac{mv^2}{2} = eU_0$$

Xarici fotoeffektin üç qanunu müəyyən edilmişdir:

1. Düşən işığın qeyd olunmuş tezliyində katoddan vahid zamanda qopan fotoelektronların sayı düşən işığın intensivliyinə mütənasibdir

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

XARİCİ FOTOEFFEKT ÜÇÜN EYNŞTEYN DÜSTURU

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

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

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

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}$$

olar. Bu ifadəyə xarici fotoeffekt üçün Eynşteyn düsturu deyilir.

Eynşteyn düsturu fotoeffektin ikinci və üçüncü qanunlarını da izah edir. Bu düsturdan alınır ki, fotoelektronların maksimum kinetik enerjisi düşən işığın tezliyinin artması ilə xətti qanunla artır, lakin düşən işığın intensivliyindən asılı deyil, çünki nə elektronun metaldan çıxış işi, nə də düşən işığın tezliyi işığın intensivliyindən asılı deyil (fotoeffektin ikinci qanunu). Işığın tezliyi azaldıqca, fotoelektronların kinetik enerjisi azalır (verilmiş

metallar üçün elektronun metaldan çıxış işi sabitdir). Tezliyin müəyyən bir minimum qiymətində fotoelektronların kinetik enerjisi sıfır olur və fotoeffekt dayanır (fotoeffektin üçüncü qanunu). $\nu = \nu_0$ olduqda, $\frac{m\nu_{\max}^2}{2} = 0$ olur. Eynşteyn düsturuna görə $h\nu_0 = A$, $\nu_0 = \frac{A}{h}$ tezliyi elə verilmiş metal üçün fotoeffektin «qırmızı sərhədi»dir.

FOTOELEMENTLƏR

Xarici fotoeffekt kimi, yarımkəçiricilərdə müşahidə olunan fotoeffekt xüsusi fotoelementlərin yaradılmasına təkan verdi. Ən geniş yayılmış fotoelementlər qapayıcı layı olan fotoelementlərdir. Fotoelementlərin spektral həssaslığı həssas səthin materialının seçilməsindən çox güclü asılıdır. Yaxşı fotoelementlər kimi selen qapayıcı layına malik olan fotoelementlər qəbul edilmişdir ki, onlarda həssaslığın maksimumu insan gözünün maksimum həssaslığı ilə (5500Å) üst-üstə düşür. Bundan başqa, həssaslığı spektrin ultrabənövşəyi və infraqırmızı oblastlarına düşən fotoelementlər də vardır.

KOMPTON EFFEKTİ

İşığın hissəcik (korporuskulyar) təbiətinə malik olmasını göstərən hadisələrdən biri də Kompton effekti adlanan hadisədir. Kompton 1923-cü ildə rentgen şüalarının müxtəlif maddələrdən səpələnməsini öyrənərkən müşahidə etmişdir ki, səpələnən şüalar içərisində uzunluğu λ olan ilk rentgen şüasından başqa yeni λ' uzunluqlu şüalar əmələ gəlir. Özü də $\lambda' > \lambda$ olur və $\lambda' - \lambda = \Delta\lambda$ fərqi nə ilk rentgen dalğasının uzunluğundan, nədə səpici maddənin növündən asılı olmayıb, yalnız ilk və yeni dalğaların istiqamətləri arasındakı θ bucağından asılıdır, yəni

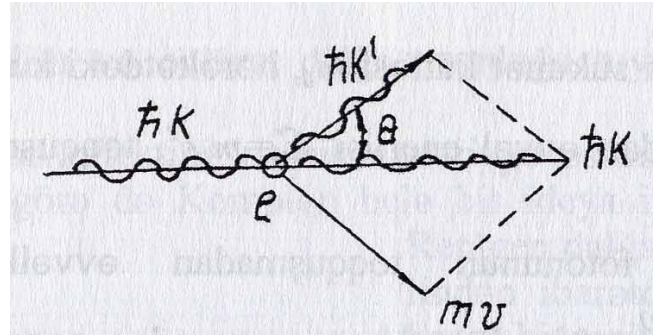
$$\Delta\lambda = \lambda_0(1 - \cos\theta) = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

olur. Burada $\lambda_0 = 2.43 \cdot 10^{-12} m$ - Kompton dalğasının uzunluğudur.

Kompton effekti dedikdə, qısal dalğalı elektromaqnit şüalanmasının maddənin sərbəst elektronlarından səpilməsi nəzərdə tutulur ki, bu zaman dalğa uzunluğu artır. Rentgen şüalarının fotonlarının maddənin sərbəst

elektronları ilə toqquşması zamanı foton özünün enerjisinin və impulsunun müəyyən hissəsini enerjinin və impulsun saxlanma qanunlarına görə elektrona verir.

Fərz edək ki, $p_\gamma = \frac{h\nu}{c}$ impulsuna və $\varepsilon_\gamma = h\nu$ enerjisinə malik olan foton sükunətdə olan sərbəst elektronla toqquşur (elektronun sükunət enerjisi $W_0 = m_0c^2$ -dir). Foton elek-



tronla toqquşan zaman öz enerjisinin və impulsunun bir hissəsini elektrona verir və hərəkət istiqamətini də-yişir. Fotonun enerjisinin azalması səpilən şüalanmanın dalğa uzunluğunun artması deməkdir.

Səpilən fotonun impulsu $p'_\gamma = \frac{h\nu'}{c}$, enerjisi isə $\varepsilon'_\gamma = h\nu'$ olsun. Əvvəl sükunətdə olan elektron müəyyən enerji ($W = mc^2$) və impuls ($p_e = m\nu$) alaraq, hərəkətə başlayır. Hər bir belə toqquşma zamanı enerjinin və impulsun saxlanma qanunları ödənilir.

Enerjinin saxlanma qanununa görə

$$W_0 + \varepsilon_\gamma = W + \varepsilon'_\gamma,$$

impulsun saxlanma qanununa görə isə

$$p_\gamma = p_e + p'_\gamma \quad \text{olar.}$$

$$m_0c^2 + h\nu = mc^2 + h\nu'$$

$$(m\nu)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu'\cos\theta$$

$$\nu = \frac{c}{\lambda}; \nu' = \frac{c}{\lambda'}; \Delta\lambda = \lambda' - \lambda$$

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0c}\sin^2\frac{\theta}{2}$$

Bu ifadədə h , m_0 və c -nin qiymətlərini qoysaq, elektronun Kompton dalğa uzunluğunu təyin etmək olar.

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0c} = 2.426\text{nm}$$

LÜMINESSENSİYA

Cisimlərdə istilik şüalanmasından başqa, eyni temperaturda istilik şüalanmasından üstün digər bir şüalanma növü – lüminessensiya da mövcuddur. Lüminessensiya molekulların istilik hərəkəti enerjisinin elektromaqnit şüalanması enerjisinə çevrilməsi baş vermir. Bu, müxtəlif proseslər nəticəsində mənbələrə enerjinin verilməsi ilə işığın şüalanmasından ibarətdir. Lüminessensiyanın aşağıdakı növləri vardır:

Katodolüminessensiya – maddənin elektronlarla və ya digər yüklü zərrəciklərlə bombardlanması zamanı cisimlərin şüalanmasına deyilir.

Elektrolüminessensiya maddədən elektrik cərəyanı keçdikdə və ya elektrik sahəsi təsir göstərdikdə yaranır.

Fotolüminessensiya cisimlərin görünən, ultrabənövşəyi işıqla, rentgen və ya qamma şüalarla şüalanması zamanı müşahidə olunur.

Bütün lüminessensiya hadisələrinin səbəbi odur ki, lüminessensiyanın mərkəzləri – lüminessensiya işıqlanmasının mənbələri olan maddənin atomları, molekulları və ya ionları kənar mənbələr tərəfindən verilən enerji hesabına həyəcanlaşmış hala keçir. Həyəcanlaşmış lüminessensiya mərkəzlərinin normal və ya daha az həyəcanlaşmış hala keçidi işığın şüalanması ilə müşayiət olunur ki, bu da maddənin özünün lüminessensiya işıqlanmasıdır.

İstifadə olunan ədəbiyyat

1. Əliyev B.D., Həsənov Q.T. Ümumi fizika kursu. Bakı. 2005
2. Савельев И.В. Курс физики. М.:Наука.1992. Т.3.
3. Трофимова Т.И. Курс физики. М.Высшая школа. 2000.

33. ATOMUN TOMSON VƏ REZERFORD MODELİ

Ə 1. TOMSON MODELİ

Bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmayan atomların şüalanması zamanı buraxılan ayrı-ayrı spektral xətlərin, atom spektrində dalğa uzunluğuna görə nizamlı düzülüşü, atomun daxili quruluşunun dərk olunması üçün əsas oldu. Bununla əlaqədar olaraq atom modeli haqqında müxtəlif ideyalar formalaşmağa başladı.

Klassik təsəvvürlərə əsasən, şüalanan atomda elektron harmonik rəqs edən zaman monoxromatik dalğa buraxa bildiyindən, tarazlıq vəziyyəti ətrafında $F = -kr$ kvazielastiki qüvvə hesabına qala bilər. Burada r - tarazlıq vəziyyətindən olan məsafədir. **1903-cü** ildə ilk atom modeli J.Tomson tərəfindən verilmişdir. Bu modelə əsasən atom, daxilində elektron olan, müsbət elektrik yüklərinin bərabər paylandığı **R** radiuslu kürədir (**şəkl.1.1.**).

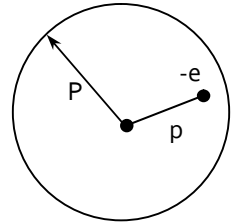
Kürənin müsbət və mənfi yüklərinin cəmi bərabər olduğundan, atom bütövlükdə neytral olur. Məlumdur ki, bərabər yüklənmiş kürə daxilində sahə intensivliyi $\vec{E}$ aşağıdakı ifadə ilə təyin edilir:

$$\vec{E}(\vec{p}) = \frac{e}{P^3} \vec{p} \quad (0 \leq p \leq P),$$

burada **e**-kürənin yükü, **R**-kürənin radiusudur.

Buna görə də, tarazlıq vəziyyətindən **r** məsafədə olan elektrona

$$\vec{\Phi} = (-e)E = -\frac{e^2}{P^3} p = kp,$$



şəkil 1.1

qüvvəsi təsir edər. Tarazlıq vəziyyətindən çıxarılmış elektron bu halda

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{e^2}{mP^3}} \quad (1.1.)$$

tezlikli rəqs edər. Burada **e**-elektronun yükü, **m**-elektronun kütləsi, **R** isə atomun radiusudur. (1.1.)-dən, atomun ölçüsünü təyin etmək üçün, aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$P = \left(\frac{e^2}{m\omega^2} \right)^{1/3} \quad (1.2.)$$

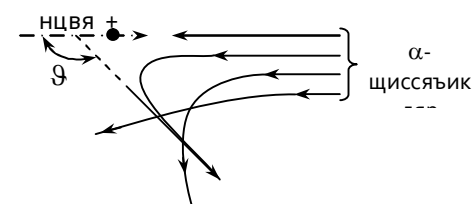
(1.2.) ifadəsində e , m və ω -nın qiymətlərini və spektrin görünən oblastına uyğun olan dalğa uzunluğuna ($\lambda=600 \text{ Å}$) $\omega=3\cdot 10^{15} \text{ san}^{-1}$ uyğun gəldiyini nəzərə alaraq, $R\approx 3\cdot 10^{-8} \text{ sm}$ alırıq. Atomun ölçüsü üçün alınmış bu qiymətin başqa üsulla alınmış qiymətə uyğun gəl-məsinə, Tomson modelinin təsdiqi kimi baxıla bilərdi. Lakin sonralar bu modelin yararsız olduğu aşkar edildi. Bu model hazırda yalnız atomun quruluşu haqqındakı təsəvvürlərin inkişafı prosesində tarixi bir fakt kimi əhəmiyyət kəsb edir.

Ə 2. REZERFORD MODELİ

1911-ci ildə Rezerford tərəfindən aparılmış təcrübə, tamamilə başqa modelin yaranmasına səbəb oldu. Rezerford və onun əməkdaşları, radioaktiv maddənin par-çalanması zamanı buraxılan, α - hissəciklərinin nazik metal lövhədən keçməsi zamanı onların yayılma istiqamətinin dəyişməsini müşahidə etmişlər. Müsbət yüklü α hissəciklərinin sürəti **10^9 sm/san** tərtibindədir, kütləsi isə hidrogen atomu kütləsindən dörd dəfə böyükdür. Təcrübədən məlum oldu ki, α hissəciklərinin müəyyən bir hissəsi böyük bucaq altında ($\sim 180^\circ$) səpilir. Rezerford təcrübənin nəticəsini araşdıraraq belə qərara gəldi ki, α hissəciklərinin çox böyük bucaq altında səpilməsi yalnız o vaxt müm-kündür ki, atomun daxilində böyük yükə malik olan və çox kiçik həcmdə toplanmış, həddən artıq güclü elektrik sahəsi olsun. Bu qərara əsasən Rezerford atomun nüvə modelini verdi.

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

Rezerfordun fikrincə, α hissəciklərinin meyl etməsi onlara atom nüvələri tərəfindən göstərilən təsir hesabına olur (**şək.2.1.**). α hissəciyinin



Шякил 2.1

kütləsi elektronun kütləsindən dörd dəfə böyük oldu-ğundan, onun elektronla qarşılıqlı təsiri zamanı meyl etməsi gözə çarpacaq dərəcədə ola bilməz.

α hissəjik nüvənin yaxınlığından keçərkən, ona Kulon dəfətmə qüvvəsi təsir etdiyindən (şəkl.2.2.),

$$\bar{\Phi} = \frac{23e^2}{r^2}. \quad (2.1.)$$

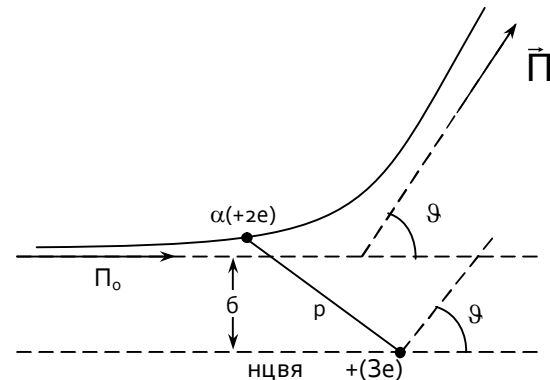
hissəciyin trayektoriyası hiperbola olar. Rezerfordun atom nüvə modeli xarici formasına görə, günəş sistemini xatırlatdığından, onu bəzən planetar model adlandırırlar. Şəkil 2-də ϑ -səpilmə bucağı, b isə hədəf parametri adlanır. Səpilmə bucağı ilə hədəf parametri arasındakı asılılıq aşağıdakı kimidir:

$$\frac{\vartheta}{2} = \frac{M_\alpha \vartheta}{23e^2} b \quad (2.2.)$$

Müsbət yüklənmiş atom nüvəsinin diametri 10^{-13} sm-dir. Atomun diametri nüvənin diamet-rindən 100000 dəfə böyükdür və 10^{-8} sm tərti-bindədir.

Beləliklə, α - hissəciklərinin səpilməsi üzrə aparılan təcrübələrin nəticəsi, Rezerfordun təklif etdiyi, atom nüvə modelini təsdiq etdi. Lakin, nüvə

modeli klassik mexanika və elektrodinamika qanunları ilə ziddiyətli oldu. Rezerford hərəkətsiz yüklər sisteminin tarazlıq vəziyyətində qala bilməməsi şərtinə əsaslanaraq, atomun statistik modelindən imtina etməyə və elektronların nüvə ətrafında, əyrixətli trayektoriya jızaraq, hərəkət etdiklərini fərz etməyə məjbur oldu. Lakin, bu halda elektron təjillə hərəkət etdiyindən, klassik elektrodinamikaya əsasən,o fasiləsiz olaraq elektromaqnit dalğası şüalandırmalıdır.şüalanma prosesi enerji itkisi ilə getdiyindən, elektron son nətiyədə nüvəyə düşməlidir. Praktikada isə belə hala təsadüf olunmur.



ƏDƏBİYYAT

1. Abdinov C.Ş., Axundova N.M. Fizika. Bakı. 1999.
2. N.Ş.Məmmədşadə Fizika. Bakı. 1996.
3. Feyziyev Y.S., Rzayev R.M. Ümumi Fizika kursu. Bakı. 2001.
4. İ.V.Savelğev «Kurs obhey fiziki» t.3. Moskva, «Nauka», 1982.
5. A.S.Şubin «Kurs obhey fiziki», M. «Vıssş.kola»,1976.
6. A.A.Detlaf, B.M.Əvorskiy. Kurs fiziki. M. Vıssş.kola, 1989.
7. T.İ.Trafimova. Kurs fiziki. M.Vıssş.kola. 1990.

34.De – Broyl fərziyyəsi. Cismin dalğa xassəsi. Şredinger tənliyi. Dalğa funksiyasının statistik mənası

1. Zərrəciklərin dalğa xassələri haqqında fərziyyə və onu təsdiq edən təcrübələr

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

$$\omega = \frac{E}{h} \quad (1)$$

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

$$\vec{k} = \frac{\vec{P}}{h} \text{ və ya } \kappa = \frac{P}{h} \quad (2a)$$

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

Zərrəciklərin dalğa xassələrinə malik olması haqqında de – Broyl fərziyyəsi tezliklə təcrübədə təsdiq olundu. 1927 – cil ildə K. C. Devison və L. H. Cermer

elektronların kubik quruluşlu nikel monokristalında difraksiyasını kəşf etdilər. Difraksiya qəfəsi kimi nikel kristalından təsadüfən istifadə edilməmişdi: bu kristalın difraksiya sabitinin ölçüsü elektronlar üçün de – Broyl dalğasının uzunluğu tərtibində - 0,1 nm – dir.

Devisson və Cermer bu təcrübədə rentgen şüalarının difraksiyasının təhlili üçün tətbiq edilən üsuldən istifadə etmişlər. Kifayət qədər sürətləndirilmiş elektronların nazik dəstəsi müəyyən bucaq altında nikel monokristalının cilalanmış səthinə düşür. Elektronların hərəkətinə kənar təsirlərin olmaması üçün qurğu vakuumda yerləşdirilir. Gözlənilirdi ki, güzgü səthindən olduğu kimi elektronlar kristalın səthindən də düşmə bucağına bərabər bucaq altında əks edəcəklər. Lakin təcrübə göstərdi ki, eyni bir istiqamətdə düşən elektronlar kristalda müxtəlif bucaqlar altında səpilirlər və bu zaman müxtəlif istiqamətdə əks edən elektronların sayı bir – birindən kəskin fərqlənir: bəzi istiqamətlərdə bu say maksimum, digərlərində minimum olur. Başqa sözlə, səpilmə zamanı elektronların difraksiyası baş verir. Kristalın səthindən ixtiyari φ bucağı altında səpilən elektron dəstəsi qalvanometrə birləşdirilmiş silindrik elektronların arasına düşür. Qalvanometrin ölçüldüyü cərəyana görə kristaldan əks edən dəstənin intensivliyini qiymətləndirmək olur. Elektronları qeydə alan qurğunu çevrə boyunca döndərmək olur ki, bu da istənilən bucaq altında səpilən elektron dəstəsini qeyd etməyə imkan verir.

Təcrübə göstərdi ki, kristalın səthindən səpilən elektron dəstəsinin intensivliyi əksətmə bucağından başqa, həm də elektronların bu səthə hansı sürətlə və hansı bucaq altında düşməsindən asılıdır. Məlum oldu ki, elektronların kinetik enerjisinin $E_k=54$ eV qiymətində onlar səthə $\varphi=60^\circ$ bucaq altında düşdükdə, 60° -lik bucaq altında qayıdan dəstənin intensivliyi maksimum olur. (2) düsturuna və kinetik enerjinin məlum ifadəsinə əsasən 54 eV enerjili elektronların hərəkətinə ekvivalent de – Broyl dalğasının uzunluğu:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{mv} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2mE_k}} = 0,167\text{ nm}$$

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

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

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

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

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

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

(2) düsturu göstərdi ki, de – Broyl dalğasının uzunluğu $\hbar$ sabiti ilə düz, cismin impulsu yəni onun həm kütləsi və həm də sürəti ilə tərs mütənəsbidir. Lakin, cisimlərin sürətlərinin təbiətdə mümkün olan ən böyük və ən kiçik qiymətləri arasındakı fərq, onların kütlələri arasındakı belə fərqdən çox – çox kiçik olduğundan de – Broyl dalğasının uzunluğu əsasən cismin kütləsindən asılıdır. Ona görə də λ - ın ölçü cihazlarının hiss edə biləcəyi qədər olması üçün zərrəciyin kütləsi $\hbar$ sabiti tərtibində olmalıdır. Makroskopik cismin kütləsi nə qədər kiçik olur – olsun, o yenə də bu tələbi ödəyə bilməz. Buna görə də yalnız elementar zərrəciklərin, atom və molekulların dalğa xassələrini aşkar etmək mümkündür. Buna inanmaq üçün eyni sürətlə hərəkət edən elektronla kütləsi 10^{-6} kq olan toz dənəsinə uyğun dalğa uzunluqlarını müqayisə edək. Tutaq ki, həm elektron və həm də toz dənəciyi $v = 3 \cdot 10^6$ m/san sürətlə hərəkət edir. Elektronun kütləsi $9,1 \cdot 10^{-31}$ kq olduğundan (2) düsturuna əsasən elektronun və toz dənəsinin hərəkətinə ekvivalent dalğa uzunluğu üçün aşağıdakı rəqəmlər alınır:

$$\lambda_{el} = 0,24 \text{ nm} \quad \text{və} \quad \lambda_{toz} = 0,22 \cdot 10^{-21} \text{ nm} \approx 10^{-21} \lambda_{el}$$

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

Zərrəciyin dalğa xassəsi o hadisədə aşkar görünür ki, onun üçün de – Broyl dalğasının dalğa uzunluğu həmin hadisənin baş verdiyi obyektin xarakter ölçüsü tərtibində olsun. De – Broyl dalğasının uzunluğu zərrəciyin həm kütləsindən və həm də sürətindən, yəni kinetik enerjisindən asılıdır. Buna görə də hətta eyni bir zərrəciyin dalğa təbiətinin aşkar edilib – edilməməsi onun hansı kinetik enerji ilə və hansı obyektə qarşılıqlı təsirdə olmasından asılıdır. Məsələn, Devisson və Cermerin təcrübəsi göstərir ki, kinetik enerjinin orta qiyməti 10^{-18} C tərtibində olan elektronlar nikel monokristalından keçəndə difraksiyaya uğrayır, yəni bu hadisədə elektronların dalğa təbiəti rol oynayır. Çünki həm həmin enerjiyə uyğun elektron dalğasının uzunluğu və həm də nikel monokristalının difraksiya sabitinin qiyməti eyni tərtibdən $\sim 0,1$ nm – dir. Lakin həmin kristaldan enerjisi 10^{-10} C olan elektronlar seli keçdikdə difraksiya hadisəsi baş vermir, yəni onların dalğa xassələri aşkar olunmur. Çünki belə enerjili elektronlara uyğun de – Broyl dalğasının uzunluğu 10^{-6} nm – dir. Bu rəqəm nikel monokristalının difraksiya sabitinin qiymətindən 10^5 dəfə kiçikdir. Lakin belə enerjili elektronlar atom nüvələrindən səpiləndə isə onların dalğa xassələri aşkar olunur. Çünki atom nüvələrinin ölçüsü də 10^{-6} nm tərtibindədir.

Hal – hazırda zərrəciklərin dalğa xassələrindən praktikada geniş istifadə olunur. Maddə quruluşunu öyrənmək üçün rentgenoqrafik üsulla yanaşı, elektronogrammalardan da geniş istifadə edilir. Rentgen şüalarına nisbətən elektronların nüfuzetmə qabiliyyətləri kiçik olduğundan, çox vaxt elektronografiya vasitəsilə bərk cisimlərin səthi öyrənilir. Neytronlar elektrik yükünə malik olmadıqlarından onlar maddə daxilində yaxşı nüfuz edə bilir. Ona görə də

neytronların difraksiyası vasitəsilə maddələrin quruluşunu tədqiq edirlər. Elektron mikroskopunun iş prinsipi də elektronların dalğa xassəsinə əsaslanır. Bu mikroskopun ayırdetmə qabiliyyəti çox yüksəkdir: optik mikroskoplar iki min dəfədən çox böyüdə bilmədikləri halda, müasir elektron mikroskopları milyon dəfələrlə böyütmə qabiliyyətinə malikdir.

2. Şredinger tənliyi

Elementar zərrəciklərin təbiətindəki dualizm, onların hərəkətini klassik elektrodinamika və ya dinamika qanunları ilə təsvir etməyin qeyri – mümkünliyünü göstərir. Zərrəciyin hərəkətini təsvir edən tənlik, onların həm dalğa və həm də korpuskulyar xassələrini ifadə etməlidir. Belə tənlik 1926 – cı ildə E. Şredinger tərəfindən təklif edilmişdir.

Şredinger zərrəciyin hərəkətini koordinat və zamandan asılı olan funksiya ilə təsvir etmişdir. Bu funksiya zərrəciyin həm korpuskulyar və həm də dalğa xassələrinin daşıyıcısı olsa da, Şredinger onu dalğa funksiyası adlandırmışdır.

Şredinger tənliyinin ən sadə şəkli qərarlaşmış qüvvə sahəsində hərəkət edən zərrəciyə aiddir. Belə sahədə zərrəciyin fiziki parametrləri zaman keçdikcə dəyişmir. Ona görə də zərrəciyin belə sahədə hərəkətini təsvir edən dalğa funksiyası zamandan deyil, yalnız koordinatdan asılı olur. Bu funksiya $\psi(x,y,z)$ və ya sadəcə ψ hərfi ilə işarə edilir.

Qərarlaşmış sahədə hərəkət edən zərrəcik üçün Şredinger tənliyinin şəkil belədir:

$$\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0 \quad (3)$$

Burada m – zərrəciyi kütləsi, E onun həmin sahədəki tam, U isə potensial enerjidir. ∇^2 dalğa funksiyasının laplas operatorudur.

Xüsusi halda birölçülü fəzada, məsələn x oxu boyunca hərəkət edən zərrəcik üçün Şredinger tənliyi aşağıdakı kimi olur:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0 \quad (4)$$

Qüvvə sahəsinin mövcud olmadığı fəzada sərbəst hərəkət edən zərrəciyin potensial enerjisi sıfır ($U=0$) olduğundan, belə zərrəcik üçün Şredinger tənliyi:

$$\nabla^2\psi + \frac{2mE}{\hbar^2}\psi = 0 \quad (5)$$

kimi yazılar. Sərbəst zərrəcik birölçülü fəzada hərəkət etdikdə isə:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{2mE}{\hbar^2}\psi = 0 \quad (6)$$

olar. Sərbəst zərrəciyin potensial enerjisi sıfır olduğundan, axırıncı iki tənlikdəki E , həm də bu zərrəciyin kinetik enerjisinə bərabər olacaqdır.

Şredinger tənliyi qeyri – relyativistik kvant mexanikasının əsas tənliyidir: bu tənlik işığın boşluqdakı sürətindən çox – çox kiçik sürətlərlə hərəkət edən zərrəciklərə aiddir. Elmlərin digər fundamental qanunları kimi Şredinger tənliyini

də çıxarmaq olmaz, onun doğruluğuna yalnız ondan çıxan nəticələrin təcrübi faktlarla təsdiq olunması ilə inanmaq olar. Şredinger tənliyi belə sınaqdan çıxmışdır. Bundan başqa müəyyən sadə hallardan istifadə etməklə (5) və ya (6) tənliklərinə gəlib çıxmaq olar. Bunun üçün tutaq ki, zərrəcik birölçülü fəzada x oxu istiqamətində sərbəst hərəkət edir. Bu hərəkəti müstəvi dalğa ilə əvəz etsək və müstəvi dalğanın $\psi = B \cos kx + C \sin kx$ tənliyindən $x - a$ görə iki dəfə ardıcıl törəmə alıb, $E = \frac{P^2}{2m}$ əvəzləməsindən istifadə etdikdə (6) tənliyi alınır. Eyni qayda üzrə (5) tənliyini də almaq olar. Lakin təkrar edirik ki, bu əməliyyat yeni elmi əsas tənliyinin çıxarılışı deyildir.

3. ψ funksiyasının fiziki mənası

ψ funksiyasının fiziki mənasını ilk dəfə (1926) M. Born şərh etmişdir. Bornə görə de – Broyl dalğasının intensivliyi və ya amplitudunun mütləq qiymətinin kvadratı fəzanın müəyyən yerində zərrəciyin olması ehtimalını verir. Şredinger tənliyi ilə təsvir olunan dalğanın amplitudu ψ olduğundan, zərrəciyin hər hansı t anında fəzanın müəyyən oblastının vahid həcmində olması ehtimalı, yəni ehtimalın sıxlığı:

$$\frac{d\omega}{dV} = |\psi|^2 \quad (7)$$

olacaqdır. Buradan zərrəciyin dV həcmində olması ehtimalı üçün:

$$d\omega = |\psi|^2 dV \quad (7a)$$

ifadəsini alırıq. (7) - ə oxşar olaraq zərrəciyin dx oblastının x nöqtəsində olması ehtimalı:

$$d\omega = |\psi(x)|^2 dx \quad (8)$$

Buna uyğun olaraq zərrəciyin $\Delta x = x_2 - x_1$ intervalında aşkar edilməsi ehtimalı isə:

$$\omega = \int_{x_1}^{x_2} |\psi(x)|^2 dx \quad (9)$$

$\frac{d\psi}{dV}$ həm də zərrəciyin t anında fəzanın koordinatları x , y və z olan nöqtəsində olması ehtimalı olduğundan, $|\psi|^2$ paylanma funksiyası rolunu oynayır.

(7a) ifadəsi zərrəciyin sonlu V həcmnin dV hissəsində olması ehtimalı olduğundan, zərrəciyin V həcmində olması ehtimalı vahidə bərabər olar. Ona görə də:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dV = 1 \quad (10)$$

yaza bilərik. 35. Mexaniki və maqnit momentinin kvantlanması

Elektronların atom daxilində hərəkəti kvant mexanikası qanunlarına tabe olduğundan hərəkət trayektoriyası anlayışı öz mənasını itirir. Klassik mexanikaya görə r radiuslu orbitdə v sürəti ilə hərəkət edən elektron $M = mvr$ kimi orbital mexaniki momentə malik olur.

Kvant mexanikasında isbat edilir ki, atom daxilində elektronun hərəkəti halında Şredinger tənliyinin sonlu və birqiymətli həlli olması üçün, orbital mexaniki momentin kvadratının məxsusi qiymətləri diskret olması və $M_l^2 = \hbar^2 l(l+1)$ kimi təyin olunmalıdır. Burada l -**orbital kvant ədədi** adlanır və 0;1;2;3; kimi tam müsbət qiymətlərə malik ola bilər. Mexaniki momentin modulu da yalnız diskret qiymətlərə malikdir:

$$|M_l| = \hbar \sqrt{l(l+1)}.$$

Şredinger tənliyinin həlli M_l^2 -la yanaşı mexaniki momentin hər hansı ixtiyari ox üzrə proyeksiyasının (M_z)-da diskret qiymətlərə malik olduğunu göstərir. Bu zaman M -in digər iki toplananı tam qeyri-müəyyən qalır. M_z -in məxsusi qiymətləri $M_z = m_l \hbar$ kimi təyin olunur ki, m_l -**maqnit kvant ədədi** adlanır. Vektorun proyeksiyasının onun modulundan böyük olmadığını nəzərə alsaq, $M_z \leq M_l$ və m_l -in ala biləcəyi qiymətlər $m_l = (0, \pm 1; \pm 2; \dots; \pm l)$ kimi təyin olunur. M_z və M_l -in qiymətlərinə nəzər salsaq, hətta $m_l = l$ olduqda belə $M_z < M_l$ olur. Vektorun proyeksiyasının onun modulundan həmişə kiçik olması (*bərabər ola bilməməsi*) göstərir ki, M_l fəzada hər hansı sabit bir istiqamətə malik ola bilməz, yəni M_l -in istiqaməti qeyri müəyyəndir.

1925-ci ildə Ulenbek və Qaudsmi atomun şüalanma spektrinin incə quruluşunda əlavə xətlər müşahidə edərək, bunu elektronun spinə malik olması ilə (bax §14.6) əlaqələndirmişlər. Spinə elektronla yanaşı əksər elementar zərrəciklər də malikdirlər. Kvant mexanikasında spinin qiyməti Plank sabitinin vahidləri ilə ölçülür və elementar zərrəciklər üçün $\hbar$ -nin tam və ya yarım mislinə bərabər ola bilər. Elektron, proton, neytron spinini $\frac{\hbar}{2}$ -yə, foton isə spinini $\hbar$ -yə bərabər olan zərrəciklərdir. Elə zərrəciklər var ki, məsələn k və π mezonlar, onlar üçün spin «0»-a bərabərdir.

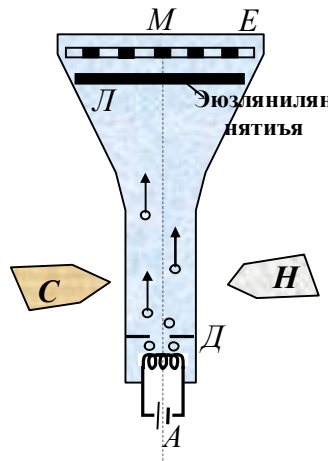
Kvant mexanikasında isbat olunur ki, elektronun spini

$$M_s = \hbar \sqrt{S(S+1)} = \frac{1}{2} \hbar \sqrt{3} \quad (22.24)$$

kimi təyin olunur. Spinin üstün ox üzrə proyeksiyası $M_{sz} = m_s \hbar$ və $m_s = \pm \frac{1}{2}$ **spin kvant ədədi** adlanır. Deməli elektronun məxsusi momentin proyeksiyası $-\frac{\hbar}{2}$ və $\frac{\hbar}{2}$ kimi diskret qiymətlər ala bilər.

Atomda nüvənin maqnit momenti elektrona nisbətən çox kiçik olduğundan, yekun maqnit momenti əsasən elektronların məxsusi və orbital maqnit momentlərinin cəmi kimi təyin olunur.

Atomların maqnit momentinin diskret qiymətlərə malik olmasını, Gerlax sübut etmişlər. Təcrübənin 22.8-də göstərilmişdir. Maqnit mənbəyindən buxarlanan Ag diafraqmasından keçərək E ləkəsini yaradırlar. Dəstənin maqnit sahəsi yaradılsa, maqnit atomlar öz hərəkət etməlidirlər. Meylətmənin qiyməti momentləri ilə xarici sahənin istiqaməti arasındakı bucaqdan asılı təsəvvürlərə görə atomlar xaoslu bucağın qiyməti $0 \div \pi$ intervalında



Шякил 22.8

kvantlanması, yəni təcrübə olaraq Ştern və prinsipial sxemi şəkil sahəsi olmadıqda A atomları D ekranında M nöqtəvi yolunda qeyri bircins momentinə malik istiqamətlərindən meyl atomların maqnit induksiya vektorunun olacaqdır. Klassik hərəkət etdiyindən, bu bütün qiymətləri ala bilər

və nöqtəvi M ləkəsi L kəsilməz zolağı ilə əvəz olunmalı idi. Lakin, təcrübənin nəticəsi tam gözlənilməz oldu. Kəsilməz L zolağı əvəzinə E ekranında M nöqtəsinə nəzərən simmetrik yerləşən kəskin xətlər müşahidə olundu. Bu bilavasitə atomların maqnit momentinin yalnız seçilmiş qiymətlərə malik ola bilməsini sübut edir. Atomların maqnit momenti ilə maqnit sahəsinin induksiya vektoru arasında bucaq ixtiyari deyil, yalnız seçilmiş qiymətlərə malik ola bilər. Xətlərin M nöqtəsinə nəzərən simmetrik yerləşməsi Ag atomunun xarici təbəqəsindəki yeganə elektronun spini ilə izah olunur ($M_s = \pm M_0$).

§ 22.6. Hidrogen atomu. Enerji səviyyələrinin cırlaşması

Nüvəsinin yükü $+1$ olan və ətrafında 1 elektron fırlanan ən sadə atom olan hidrogen üçün potensial enerji $U = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0^2}{r}$ kimi təyin olunduğundan, Şredinger tənliyi

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m_0}{\hbar^2} \left(E + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0^2}{r} \right) \psi = 0 \quad (22.25)$$

şəklinə düşər. Bu tənliyin dəqiq həlli mövcuddur, lakin mürəkkəb riyazi əməliyyatlar tələb etdiyi üçün yalnız onun nəticələri ilə tanış olaq.

a) (22.25) tənliyinin sonlu, kəsilməz və birqiymətli həlli E -nin müsbət kəsilməz və mənfi diskret qiymətlərinə uyğun gəlir. Tam enerjinin müsbət olması nüvə ilə elektron arasında itələmə qüvvəsinin mövcud olması halına uyğundur. Buna elektronun nüvə ətrafında səpilməsi deyilir. $E < 0$ nüvə ilə Kulon cəzəbetmə əlaqəsində olan elektrona məxsusdur və (22.25) tənliyinin diskret həlləri enerjinin

$$E_n = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{m_0 q_0^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (22.26)$$

qiymətlərinə uyğun gəlir. **n -baş kvant ədədi** adlanır. Göründüyü kimi E_n -in ifadəsi Borun yarımklassik nəzəriyyəsi əsasında alınan stasionar orbitlərin enerjisinə uyğun gəlir. Deməli Borun kvantlanma şərti kvant mexanikasının əsas tənliyindən nəticə kimi alınır və buna görə də onun doğruluğu heç bir şübhə doğurmur.

b) Şredinger tənliyindən alınan ψ məxsusi funksiyası n -dən əlavə daha iki tam qiymətlərə malik ola bilən l və m_l parametrlərindən də asılı olur

$$\psi \Rightarrow \psi_{nlm_l} \quad (22.27)$$

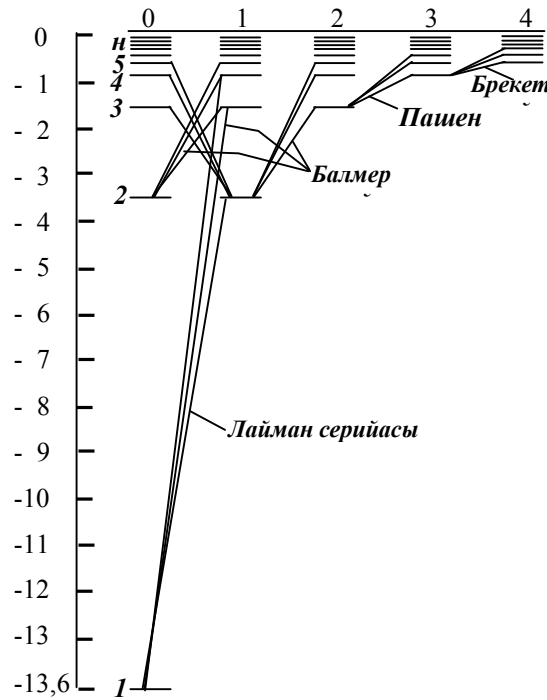
Baş kvant ədədi n halın enerjisini, köməkçi və ya orbital kvant ədədi l halın impuls momentini, maqnit kvant ədədi m_l isə impuls momentinin üstün ox üzrə proyeksiyasını xarakterizə edir.

c) (22.25) tənliyinin standart, birqiymətli, kəsilməz, sonlu həlləri orbital kvant ədədinin $l \leq n-1$ qiymətlərinə uyğun gəlir, yəni $l = 0; 1; 2; \dots; n-1$ kimi qiymətlər ala bilər. Orbital kvant ədədinin qiymətlərinə görə enerji səviyyələri $s (l=0)$, $p (l=1)$, $d (l=2)$, $f (l=3)$, $g (l=4)$, $h (l=5)$ kimi işarə olunurlar. $l < n$ olduğundan $n=1 \begin{cases} 1s \end{cases}$ $n=2 \begin{cases} 2s \\ 2p \end{cases}$ $n=3 \begin{cases} 3s \\ 3p \\ 3d \end{cases}$ $n=4 \begin{cases} 4s \\ 4p \\ 4d \\ 4f \end{cases}$ və s. kimi enerji səviyyələri mümkündür.

d) n və l müəyyən qiymətlərə malik olduqda Şredinger tənliyinin həllərinin sayı $2l+1$ sayda olur. Yəni $m_l = l; l-1; \dots; 1; 0; -1; \dots; -l$ kimi $2l+1$ sayda qiymətlər ala bilər. Məsələn, $n=4$, $l=3$ olduqda $m_l = 3; 2; 1; 0; -1; -2; -3$ kimi yeddi qiymətdən hər hansı birini ala bilər.

e) Yuxarıda qeyd edilən halları ümumiləşdirsək, hidrogen atomunda baş kvant ədədi n olan E_n enerji səviyyəsinə orbital l və maqnit m_l kvant ədədləri müxtəlif ola bilən bir neçə dalğa funksiyasının uyğun gəldiyini müəyyən edərək. Enerjinin eyni bir qiymətinə malik olan bir neçə kvant halının mövcudluğuna **cırılma**, mövcud ola bilən halların maksimal sayına isə **cırılma tərtibi** deyilir. Cırılma tərtibini ədədi silsilənin cəmini hesablamaqla təyin edərək:

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2 . \quad (22.28)$$



Шякил 22.9

Əgər elektronun spinə də malik olduğunu nəzərə alsaq, cırlaşma tərtibi $2n^2$ olar. Məsələn, $n=3$ olduqda spin nəzərə alınmazsa, E_3 enerji səviyyəsi ψ_{300} , ψ_{310} , ψ_{320} , ψ_{311} , ψ_{31-1} , ψ_{321} , ψ_{32-1} , ψ_{322} , ψ_{32-2} kimi dalğa funksiyalarına malik doqquz qat cırlaşmaya malik olur. Spin nəzərə alındıqda cırlaşma tərtibi 18 olar, çünki yuxarıda göstərilən hər bir hala $\psi_{nlm_l + \frac{1}{2}}$ və $\psi_{nlm_l - \frac{1}{2}}$ kimi psi funksiya uyğun gəlir.

f) Qismən (l -ə görə) cırlaşma nəzərə alındıqda hidrogen atomunun enerji spektrinə nəzər yetirək. Qapalı sistem kimi atom üçün impuls momentinin saxlanması qanunu optik keçidlərdə l -in dəyişməsinə məhdudiyyət qoyur. Müəyyən halda $\frac{\hbar}{2}$ spinə malik elektronu olan atom foton şüalandıqda bu spini itirir, foton udulduqda isə qazanır. Ümumi momentin dəyişməsi $\frac{\hbar}{2} + \frac{\hbar}{2} = \pm\hbar$ olduğundan $\Delta M = \hbar\Delta l$ ifadəsindən $\Delta l = \pm 1$ alınır. Buna l üçün **seçmə qaydası** deyilir. Deməli hidrogen atomunda yalnız $l = \pm 1$ şərtini ödəyən optik keçidlər mövcud ola bilər. Qeyd edilənləri ümumiləşdirərək hidrogen atomu üçün müşahidə olunan şüalanma seriyaları şəkil 22.9-da göstərilən kimi təsvir edilə bilər.

$np \rightarrow 1s$ ($n = 2, 3, 4, \dots$) keçidləri Layman;

$ns \rightarrow 2p$ və $nd \rightarrow 2p$ ($n = 3, 4, 5$) keçidləri Balmer;

$np \rightarrow 3d$ və $nf \rightarrow 3d$ ($n = 4, 5, 6$) keçidləri Paşen və s. seriyaların alınması ilə nəticələnir.

Qeyd edək ki, göstərilən sxem həm də udma spektrinin seriyalarını izah edir. Hidrogen atomunun ən kiçik enerjiyə malik həyəcanlaşmamış əsas halı $1s$ olduğundan, onun elektronu məhz bu halda məskunlaşır. Atomu həyəcanlandırmaq üçün lazım olan enerji fotonlarının udulması hesabına əldə edilir. Foton da elektron kimi bölünməz olub, yalnız bütöv şəkildə udula bilər. Ona görə atom yalnız o fotonları uda bilər ki, onların enerjisi hidrogenin enerji səviyyələri fərqinə bərabər olub, onu bir stasionar haldan digərinə keçirsin. Buna görə də tezliyi buraxma seriyalarının tezliyinə uyğun gələn udma xətləri müşahidə olunur.

§ 22.7. Çoxelektronlu atomlar. Paulli prinsipi

Hidrogen atomunun yeganə elektronu I stasionar səviyyədə yerləşdiyindən, bu atomun əsas halı $1s^1$ kimi göstərilir (

$n = 1, l = 0, m_l = 0, m_s = 1/2$). Beləliklə atomda elektronun halı 4 kvant ələli ilə tam təyin olunur. Əgər atomdakı elektronların sayı artarsa, yeni kimyəvi elementlər yaranar. Yeni elektronlar da enerji nöqtəyi nəzərdən ən aşağı səviyyə olan $1s$ səviyyəsində məskunlaşmalıdırlar. Onda bütün atomların əsas halı $1s$ -ə uyğun gəlməlidir. Lakin təcrübələr müxtəlif atomların əsas hallarının fərqləndiyini nümayiş etdirir. Elektronların atomun halları üzrə paylanması *Paulli prinsipi* tənzimləyir. Kvant mexanikasının əsas qanunlarından biri olan bu prinsipə görə, atomda bütün 4 kvant ədədi eyni olan yalnız bir elektron mövcud ola bilər: Çoxelektronlu atomda hər bir elektronun yerləşdiyi kvant hallarının 4 kvant ədədindən heç olmazsa biri fərqlənməlidir.

n -in qiyməti	1	2	3	4	5	6	7
Təbəqənin işarələnməsi	K	L	M	N	O	P	Q
Təbəqədə elektronların maksimal sayı	2	8	18	32	50	72	98

Baş kvant kvant hallarının təyin olunur. Baş olan halların adlanır. Təbəqələr n -in qiymətlərindən asılı olaraq baş hərflərlə və ya n -in göstəricisi olan rəqəmlə işarə olunur.

ədədi n olduqda sayı $2n^2$ kimi kvant ədədi eyni məcmusu **təbəqə**

Hər bir təbəqə özlüyündə n örtükdən ibarət olur. Örtüklər l -in qiymətlərinə görə fərqlənilir. K təbəqəsi 1, L təbəqəsi 2, M təbəqəsi 3 və s. örtükdən ibarətdir. Örtüklər l -in qiymətlərinə uyğun olaraq s ($l = 0$), p ($l = 1$), d ($l = 2$), f ($l = 3$), g ($l = 4$) və s. kimi işarə olunurlar.

Hər bir örtük m_l -in qiymətlərinə görə fərqlənən $2l + 1$ sayda özəkdən ibarət olur. Məsələn $l = 2$ olan d örtüyü 5 özəkdən ibarət olur: ($m_l = 2; 1; 0; -1; -2$).

Hər bir özəkdə spinlərinin istiqamətinə görə fərqlənən 2 elektron qərarlaşa bilər ($m_s = \pm 1/2$).

Elektronun atomda hansı kvant halında məskunlaşması onun enerji və impulsundan asılıdır. Çoxelektronlu atomda elektronların orbital (M_l) və spin (M_s) momentləri

toplanaraq atomun yekun momentini (M_y) təyin edirlər. M_l və M_s əlaqəli olduğundan, atomlarda spin-orbital qarşılıqlı təsiri mövcud olur. Çoxelektronlu atomların əksəriyyətində elektronların M_l momentləri öz aralarında daha güclü qarşılıqlı təsirə malik olduğundan, M_l -lər toplanaraq yekun orbital M_L , M_s -lər isə toplanaraq atomun yekun spin M_S momentlərini əmələ gətirirlər.

Orbital kvant ədədi l tam və ya sıfır ola bildiyindən, yekun orbital kvant ədədi L də tam ədəd və ya sıfır ola bilər. Yekun spin kvant ədədi S isə elektronların miqdarının cüt və ya tək olmasından asılı olaraq tam və ya $\frac{1}{2} +$ tam ola bilər. Elektronların sayı (N) cüt olduqda spinlərin istiqamətindən, onların paralel və ya antiparalel olmasından asılı olaraq $S = \frac{N}{2}$ -dən sıfıra qədər *tam qiymətləri* ala bilər. Məsələn, $N = 4$ olduqda $S = 2; 1; 0$ ola bilər. N tək olduqda S həmişə $(\frac{1}{2} + \text{tam})$ olur. Məsələn, $N = 5$ olduqda S -in mümkün qiymətləri $\frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{1}{2}$ ola bilər.

M_L və M_S cəmlənərək atomun yekun momenti M_Y -ni əmələ gətirirlər. Yekun M_Y momentinə uyğun gələn Y kvant ədədi $Y = L + S; L + S - 1; \dots; |L - S + 1|; |L - S|$ kimi qiymətlərdən birini ala bilər. Aydın ki, N tək olduqda Y $(\frac{1}{2} + \text{tam})$, N cüt olduqda isə, tam olur. Atomun L , S və Y kvant ədədlərindən istifadə edərək onun əsas **termi** təyin edilir: $^{2S+1}L_Y$. Əsas termi eyni olan atomlar oxşar kimyəvi xassələrə malik olurlar. L -in qiymətlərindən asılı olaraq termlər $S (L = 0)$, $P (L = 1)$, $D (L = 2)$, $F (L = 3)$, $G (L = 4)$ və s. kimi baş hərflərlə işarə olunurlar. Məsələn, 3P_0 , 3P_2 , 3P_3 termləri $S = 1$ və $L = 1$ kimi eyni qiymətə malik olmaqla, tam kvant ədədi Y -nin qiymətinə görə fərqlənir və bu termlərə uyğun atomlar tamamilə müxtəlif kimyəvi xassələrə malik olurlar.

§ 22.8. Elementlərin dövrü sistemi

Çoxelektronlu atomlarda kvant hallarının elektronlarla tutulma ardıcılığı enerjinin minimumluq və Paulli prinsipləri əsasında tənzimlənir. Yeni atom yaranarkən əlavə olunan elektron enerji təsvirində Paulli prinsipinin icazə verdiyi ən aşağı enerjili kvant halında məskunlaşmalıdır. Əlavə olunan elektron atomda L , S və Y kvant ədədlərinin (əsas termin) və buna görə də kimyəvi xassələrin dəyişməsinə səbəb olur. Elektronlarla tam dolmuş örtük üçün orbital və spin momentlərinin cəmi sıfıra bərabər olduğundan ($L = 0$, $S = 0$) belə örtüyün yekun momenti də sıfıra bərabər olur ($Y = 0$). Məsələn, $3d$ örtüyündə m_l -in qiymətləri $-2, -1, 0, 1, 2$ olduğundan, on elektron yerləşə bilər. Bu örtük tam olduqda $L = \sum m_l = 0$. Hər özəkdə spinləri bir-birinə əks olan iki elektron yerləşə bildiyindən $S = 0$. Beləliklə, atomun yekun momentini hesabladıqda tam dolmuş örtükləri nəzərə almamaq olar. Ona görə də elektronların sayı artdıqca hər hansı örtüyün dolması ilə

atomun əsas termləri dövrü olaraq təkrarlanacaqdır. Bu isə elementlərin dövrü sisteminin fiziki olaraq izahı deməkdir.

Hidrogen atomunda olan yeganə elektron $1s$ halında məskunlaşır: $L = 0$, $S = \frac{1}{2}$, $Y = \frac{1}{2}$ və hidrogenin əsas termi $^2S_{1/2}$ olur.

Növbəti element heliumda elektronların sayı 2-dir. Hər iki elektron $1s$ özəyində antiparalel spinlə məskunlaşa bildiyindən, He -un elektron quruluşu $1s^2$ olur. $L = 0$, $S = 0$, $Y = 0$ olduğundan əsas term 1S_0 kimi təyin olunur. Heliumda K təbəqəsi tam dolur və növbəti elementin əsas termini hesabladığımızda bu təbəqəni nəzərə almamaq olar.

Dövrü cədvəldə növbəti üçüncü element olan litiumun üçüncü elektronu S tam dolduğundan, yalnız L təbəqəsinin $2s$ örtüyündə yerləşə bilər. Onun elektron quruluşu $1s^2 2s^1$, kvant ədədləri $L = 0$, $S = \frac{1}{2}$, $Y = \frac{1}{2}$, əsas termi $^2S_{1/2}$ olub, hidrogenlə tam uyğunluq təşkil edir. Beləliklə, H və Li oxşar fiziki və kimyəvi xassələrə malik olmalıdırlar. Lakin, litiumun üçüncü elektronu hidrogenə nisbətən daha yüksək enerji səviyyəsində yerləşdiyindən nüvə ilə əlaqəsi zəifləyir, bu isə onun optik və kimyəvi xassələrini kəmiyyətə hidrogendən fərqləndirir.

Növbəti 7 elektron L təbəqəsinin özəklərini tədricən doldurur. Atomdakı elektronların sayı 10 olduqda L təbəqəsi tam dolur və uyğun neon elementinin elektron quruluşu $1s^2 2s^2 2p^6$ şəklində göstərilə bilər. Kvant ədədləri $L = 0$, $S = 0$, $Y = 0$, əsas term 1S_0 olub, heliumla tam uyğunluq təşkil edir. Əsas termi 1S_0 olan elementlər **təsirsiz qazlar** qrupunu təşkil edirlər. Neondan sonra növbəti elektron M təbəqəsində məskunlaşdığından alınan natrium elementinin elektron konfigurasiyası $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$, kvant ədədləri $L = 0$, $S = \frac{1}{2}$, $J = \frac{1}{2}$ əsas termi $^2S_{1/2}$ olub hidrogen və litiumla uyğunluq təşkil edir. Bu elementlər oxşar optik və kimyəvi xassələrə malik olub **qələvi metallar** qrupunu təşkil edirlər. Cədvəldə dövrü sistemin ilk 19 elementi üçün kvant hallarının dolma ardıcılığı və hesablanan əsas termləri göstərilmişdir.

Elementlərin adı	n	1k	L (n=2)				M (n=3)				N (n=4)			Əsas term	
	1	1S	2S	2P (l=1)			3S	3P (l=1)		3d (l=2)	4S	4P	4d		
	m _l	0	0	1	0	-1	0	1	0	-1	2;1;0;-1;-2	0	1;0;-1		2;1;0;-1;-2
1.H	I dövr	↑	-	-	-	-									² S _{1/2}
2.He		↑↓	-	-	-	-									¹ S ₀
3.Li	II dövr	2	↑	-	-	-									² S _{1/2}
4.Be		2	↑↓	-	-	-									¹ S ₀
5.B		2	2	↑	-	-									² P _{1/2}
6.C		2	2	↑	↑	-									³ P ₀
7.N		2	2	↑	↑	↑									⁴ S _{3/2}
8.O		2	2	↑↓	↑	↑									³ P ₂
9.F		2	2	↑↓	↑↓	↑									² P _{3/2}
10.Ne		2	2	↑↓	↑↓	↑↓									¹ S ₀
11.Na		III dövr	2	2	2	2	2	↑	-	-	-				
12.Mg	2		2	2	2	2	↑↓	-	-	-					¹ S ₀

Göründüyü kimi təbəqələrin dolması ilə əsas termlər də təkrarlanır. Bu isə fiziki və kimyəvi xassələrin təkrarlanması deməkdir.

13.Al		2	2	2	2	2	2	↑	-	-						$^2P_{1/2}$
14.Si		2	2	2	2	2	2	↑	↑	-						3P_0
15.P		2	2	2	2	2	2	↑	↑	↑						$^4S_{3/2}$
16.S		2	2	2	2	2	2	↑↓	↑	↑						3P_2
17.Cl		2	2	2	2	2	2	↑↓	↑↓	↑						$^2P_{3/2}$
18.Ar		2	2	2	2	2	2	↑↓	↑↓	↑↓						1S_0
19.K	IV dövr	2	2	2	2	2	2	2	2	2	-	↑	-	-		$^2S_{1/2}$

Cədvələ nəzər salsaq, bəzi kvant hallarının məskunlaşmasında kənar çıxımların da mövcud olduğunu görürük. Məsələn, kaliumda son elektron $3d$ örtüyündə deyil, baş kvant ədədi (enerjisi) daha böyük olan $4s$ örtüyündə məskunlaşır.

Çoxelektronlu atomda kvant halının enerjisi qeyd edilən 4 kvant ədədinin hər birindən asılıdır. Enerjinin m_l və m_s -dən asılılığı çox zəifdir, çünki spin orbital qarşılıqlı təsirinin enerjisi kvant halının məxsusi enerjisinə nəzərən çox kiçikdir.

Halın enerjisi baş kvant ədədi n -dən daha güclü, l -dən isə nisbətən zəif asılıdır. Kvant hallarının enerjisi müqayisəsi $l+n$ cəmi əsasında təyin olunmalıdır. Əgər iki örtük üçün $l+n$ eynidirsə, n -i böyük örtük daha böyük enerjiyə malik olur və bu halda yeni gələn elektron l -i daha böyük (n -i kiçik) örtükdə məskunlaşır. Məsələn, $2p$ və $3s$ örtükləri üçün $l+n=3$ olduğundan, $2p$ örtüyü daha tez dolur. Lakin n -in böyük qiymətlərində elə kvant halları mövcud ola bilər ki, n -in daha böyük qiymətlərinə daha kiçik enerji uyğun gəlir. Məsələn, $3d$ və $4s$ örtüklərini müqayisə etsək, $4s$ örtüyü üçün baş kvant ədədinin böyük olmasına baxmayaraq o, $3d$ örtüyündən daha tez məskunlaşır. $5s$ örtüyü də, eyni ilə, $4d$ və $4f$ örtüklərindən əvvəl məskunlaşır.

Elektronların kvant hallarını tutma ardıcılığı və atomun əsas terminin hesablanması *Hundun* təklif etdiyi 2 qayda ilə tənzimlənir.

Birinci qayda özəklərin (eyni l , müxtəlif m_l -ə malik kvant hallarının) dolma ardıcılığını müəyyən edir. Bu prinsipə görə eyni elektron quruluşuna malik termlərdən yekun spin kvant ədədi S ən böyük və S -ə uyğun, L -in ən böyük qiymətlərinə malik olan kvant halı daha kiçik enerjiyə malik olur. Yəni özəklərdə elektronlar Pualli prinsipi əsasında elə paylanırlar ki, əvvəl atomun yekun spinini ən böyük olsun, sonra L -in də qiyməti ən böyük olsun. Məsələn, $2p$ örtüyünə düşən ilk elektron $m_l=1$ olan özəkdə, ikinci elektron $m_l=0$ olan özəkdə, üçüncü $m_l=-1$ olan özəkdə spinləri paralel olmaqla məskunlaşırlar. Dördüncü elektron $m_l=1$ özəyində I elektrona antiparalel spinlə məskunlaşır və oksigen elementi üçün cədvəldə göstərilən quruluş reallaşır.

Hundun II qaydası atomun əsas terminin hesablama prinsipini müəyyənləşdirir. Bu qaydaya görə əgər örtükdəki kvant hallarının yarıdan azı elektronlar tərəfindən tutulubsa, bütün spinlər bir-birinə paralel düzülür ($S = \sum m_s$), L ən böyük qiymətlərinə malik olur ($L = \sum m_l$) və bu halın enerjinin daha kiçik qiymətinə uyğun gəlməsi üçün yekun kvant ədədi $J = |L - S|$ kimi təyin olunmalıdır. Örtükdəki kvant hallarının yarıdan çoxu elektronlar tərəfindən tutulduqda isə atomun yekun kvant ədədi $J = L + S$ kimi hesablanır. Məsələn, karbon (C) atomunda $2p$ örtüyündə məskunlaşan 2 elektron kvant hallarının

yarıdan azını tuturlar və kvant ədədləri $S = \sum m_s = 1$, $L = \sum m_l = 1$ $J = |L - S| = 0$ əsas term isə 3P_0 olar. Oksigen atomunun $2p$ örtüyündəki 4 elektron kvant hallarının yarıdan çoxunu doldurduğundan, $S = 1$, $L = 1$, $J = L + S = 2$, əsas term isə 3P_2 olur. Müxtəlif atomların Hund qaydası əsasında hesablanmış termləri cədvəldə nümayiş etdirilir.

Bu ifadə ehtimalın normallaşma şərti adlanır. Birölçülü fəzada hərəkət edən zərrəcik üçün normallaşma şərti aşağıdakı kimi olar:

$$\int_{x_1}^{x_2} |\psi(x)|^2 dx = 1 \quad (10a)$$

36. Molekulyar spektrlər

Molekulların quruluşunu və onların energetik səviyyələrinin xassələrini molekulyar spektrlərdə aşkar sürətdə meydana çıxır. Molekulyar spektr dedikdə molekulların enerji səviyyələri arasında kvant keçidləri zamanı meydana çıxan şüalanma (udulma) spektrləri başa düşülür. Molekulun şüalanma spektri onun energetik səviyyələrinin quruluşu və uyğun seçmə qaydaları əsasında müəyyənləşir. Məsələn həm rəqsi, həm də fırlanma hərəkətləri üçün kvant ədədlərinin dəyişməsi ± 1 olmalıdır.

Beləliklə, müxtəlif növ keçidlərdə səviyyələr arasında müxtəlif cür molekulyar spektr yaranır. Elektron spektrlərində spektral xətlərin tezliyi 1 elektron səviyyəsindən digər səviyyələrə keçidlərə uyğun gəlir. Həmçinin rəqsi (fırlanma) spektrlərində müxtəlif rəqsi (fırlanma) səviyyələri arasında keçidlər əsas rol oynayır. Dediklərimizdən əlavə elektron – rəqsi və elektron – fırlanma spektrləri də mövcuddur. Buna görə də molekulların spektri kifayət qədər mürəkkəb quruluşa malikdir.

Tipik molekulyar spektrlər – zolaqlı spektrlər az və ya çox dərəcədə dar zolaqların ultrabənövşəyi, görünən və infraqırmızı oblastda məcmusundan ibarətdir. Böyük ayırıcılıq qabiliyyətinə malik spektral cihazlar tətbiq etməklə görmək olar ki, zolaqlar bir – birinə çox yaxın yerləşmiş xətlərdən ibarətdir və buna görə də çox çətin ayırd edilə bilirlər. Molekulyar spektrlərin quruluşu müxtəlif molekullar üçün bir – birindən fərqlənir və molekulda atomların sayı artdıqca daha da mürəkkəbləşir, nəticədə bütöv eninə zolaqlar müşahidə olunur. Qeyd edək ki, rəqsi və fırlanma spektrinə ancaq çox atomlu molekullar malikdir, iki atomlu molekullar isə belə spektrə malik deyil. Bu onunla əlaqədardır ki, iki atomlu molekullar dipol momentinə malik deyillər.

1928 – ci ildə Q. Lansberq və L. Mandelstam və onlarla eyni vaxtda Ç. Rıman və K. Krişnan işığın kombinasiya səpilməsi hadisəsini kəşf etdilər. Əgər maddənin üzərinə (qaz, maye, şəffaf kristal) çox təmiz monoxromatik işıq düşürsə, onda səpələn işıq spektrində sürüşməyən spektr xətti ilə yanaşı sürüşən xətlər də meydana çıxır. Bu sürüşən xətlərin tezliyi ($\nu = \nu_i$) kombinasiyası şəklindədir. Burada ν düşən işığın tezliyi, ν_i – səpici mühit molekullarının məxsusi rəqsi (fırlanma) hərəkətinə uyğun tezlikdir.

Kombinasion səpilmə spektrlərində ν tezliyindən kiçik ($\nu - \nu_i$) tezlikli xətlər stoks (yaxud qırmızı) peyklər, ν tezliyindən böyük ($\nu + \nu_i$) tezlikli xətlər isə antistoks (yaxud bənövşəyi) peyklər adlanır. Kombinasion səpilmə spektrlərinin analizi aşağıdakı nəticələrə gətirir:

1. peyklərə uyğun xətlər sürüşməyən xəttə görə simmetrik yerləşirlər;

2. məxsusi ν_i tezlikləri düşən işığın tezliyindən asılı olmayıb, ancaq səpici maddədən asılıdır və həmin maddənin quruluşu və tərkibini xarakterizə edir;
3. peyklərin sayı səpici maddənin təbiətindən asılıdır;
4. antistoks peyklərin intensivliyi stoks peyklərin intensivliyinə nisbətən azdı və maddənin temperaturu artdıqca böyüyür, eyni zamanda stoks peyklərinin tezlikləri praktiki olaraq temperaturdan asılı olmur.

Kombinasion səpilmənin izahı ancaq kvant nəzəriyyəsi əsasında mümkündür. Bu nəzəriyyəyə əsasən işığı səpilməsi molekul tərəfindən bir foton udulması və bir fotonun buraxılması prosesidir. Əgər fotonların enerjisi eynidirsə, onda səpilən işıqda sürüşməyən xətt müşahidə olunur. Ancaq elə səpilmə prosesləri mümkündür ki, bu zaman udulan və şüalandırılan fotonların enerjisi eyni olmur. Fotonların enerjisinin müxtəlifliyi molekulun normal haldan həyəcanlanmış hala keçməsinə (buraxılan foton az enerjiyə malik olur – stoks peyki yaranır) və ya həyəcanlanmış səviyyədən normal səviyyəyə keçir (antistoks peyki yaranır).

İşığın səpilməsi molekulun müxtəlif rəqsi və fırlanma səviyyələri arasında keçidlərlə müşayiət olunur ki, bu zaman bir sıra simmetrik yerləşmiş peyklər yaranır. Beləliklə, peyklərin sayı molekulların energetik spektri ilə, daha doğrusu səpici maddənin təbiətindən asılıdır. Həyəcanlanmış molekulların sayı həyəcanlanmamışların sayından dəfələrlə az olduğu üçün, antistoks peyklərin intensivliyi də stoks peyklərinə nisbətən çox zəifdir. Temperatur artdıqca həyəcanlanmış molekulların sayı artır və nəticədə antistoks peyklərin intensivliyi də artır.

Molekulyar spektrlər və o cümlədən kombinasion səpilmə spektrləri molekulların quruluşu və xassələrini öyrənmək üçün molekulyar spektral analizdə, lazer spektroskopiyasında, kvant elektronikasında və s. tətbiq olunur.

Optik kvant generatoru – Lazer

Lazer ingilis sözü olub, məcburi şüalanma yolu ilə işıq şüasının güclənməsi deməkdir. Bildiyimiz kimi işıq şüası dx – qalınlıqlı maddə daxilindən keçdikdə, onun intensivliyinin azalması

$$J = J_0 e^{-kx} \quad (1)$$

Buger qanununa tabe olur. Bu azalma, işıq şüasının maddəni təşkil edən atomlarla qarşılıqlı təsiri ilə əlaqədardır. Yəni bu qarşılıqlı təsir zamanı, işıq şüası enerjisinin bir hissəsi atomlar tərəfindən udulur və bu udulma nəticəsində atom E_1 – enerjisi səviyyəsindən E_2 – enerji səviyyəsinə keçir. Atom E_2 , yuxarı səviyyəsindən aşağı E_1 – səviyyəsinə keçərək bu enerjilər fərqi bərabər enerji şüalandırır. Hələ 1915 – ci ildə A.Eynşteyn göstərmişdir ki, yuxarı enerji səviyyəsindən aşağı enerji səviyyəsinə keçid, özbaşına (spontan) və məcburi (xarici təsir nəticəsində) keçid kimi iki yolla ola bilər. Atomun bu məcburi keçidinə uyğun şüalanma isə məcburi şüalanma deyilir. Bu deyilənlərdən aydın olur ki, atomun E_1 – halından E_2 – halına keçidi, işıq şüasının məcburi udulması ilə bağlı olub, işıq intensivliyin azalmasına səbəb olur, E_2 – halında E_1 – halına keçid isə məcburi şüalanma ilə bağlı olub, işıq şüalanmasının güclənməsinə səbəb olur. Buger qanunundan görüldüyü kimi işıq şüasının intensivliyinin azalması, udma əmsalının $k > 0$ qiymətinə uyğun gəlir. Buna müsbət udulma da deyilir. Udulma əmsalının qiyməti $k < 0$ olduğu halda isə, işıq şüasının intensivliyi əksinə, güclənir. Buna isə mənfi udulma halı deyilir. Əgər E_1 – halına uyğun (atomun normal halı) atomların sayını N_1 , E_2 – halına (həyəcanlanmış halı) uyğun gələn atomların sayı isə N_2 ilə göstərsək, təbiidir ki, işığın müsbət udulma halı $N_1 > N_2$ şərtini ödəməlidir. Bu hala termodinamik tarazlıq halı deyilir. $N_2 > N_1$ olduğu halda isə, yəni termodinamik tarazlıq halı pozulduğu halda isə, mənfi udulma baş verir. Yəni işıq şüasının intensivliyi azalmayıb, əksinə, güclənir. Deməli, belə nəticəyə gəlirik ki, işıq şüasının intensivliyini gücləndirmək üçün atomları normal haldan, həyəcanlanmış halına keçidini təmin etmək lazımdır. A.Eynşteyn göstərmişdir ki, atomun aşağı səviyyədən yuxarı səviyyəyə keçmə

ehtimalı P_{12} , yuxarı səviyyədən aşağı səviyyəyə keçmə ehtimalına (P_{21}) bərabərdir. Yəni $P_{12}=P_{21}$.

Bu keçmə ehtimalının özü isə işıq şüasının enerji sıxlığı $U_\nu = \frac{J}{C}$ ilə düz mütənasibdir. Müsbət udulmaya məruz qalmış atomların $\Delta N_{1,2}$ sayı, həmin səviyyədə olan atomların ümumi N_1 sayı ilə, məcburi keçidə məruz qalmış atomların ΔN_2 sayı isə, o səviyyədə olan atomların ümumi N_2 sayı ilə düz mütənasibdir. Onda bu deyilənləri nəzərə alsaq,

$$\Delta N_{1,2} = P_{1,2} N_1 = B_{1,2} U_\nu N_1 = B_{1,2} \frac{J}{c} N_1$$

$$\Delta N_{1,2} = P_{1,2} N_2 = B_{2,1} U_\nu N_2 = B_{2,1} \frac{J}{c} N_2$$

olduğunu alırıq. Burada B_{12} və B_{21} uyğun səviyyələrə keçid üçün Eynşteyn əmsalları olub bir – birinə bərabərdir ($B_{12}=B_{21}$). İndi fərz edək ki, qalınlığı dx olan maddə üzərinə J intensivliyə malik işıq şüası düşür. Bu zaman baş verən məcburi udulma zamanı işıq intensivliyinin azalması (dəyişməsi)

$$dJ_1 = -B_{1,2} \frac{J}{c} h\nu N_1$$

məcburi şüalanma zamanı isə intensivliyin dəyişməsi

$$dJ_2 = B_{2,1} \frac{J}{c} h\nu N_2$$

olar. Ümumi intensivliyin dəyişməsi isə

$$dJ_2 = -(B_{1,2} \frac{J}{c} h\nu N_1 - B_{2,1} \frac{J}{c} h\nu N_2) dx$$

olar. Buradan da

$$\frac{dJ}{J} = -B_{1,2} \frac{h\nu}{c} N_1 \left(1 - \frac{N_2}{N_1}\right) dx$$

olduğunu alırıq. Sonuncu ifadəni inteqrallasaq,

$$J = J_0 e^{-\frac{B_{1,2}}{c} N_1 \left(1 - \frac{N_2}{N_1}\right) h\nu x} \quad (2)$$

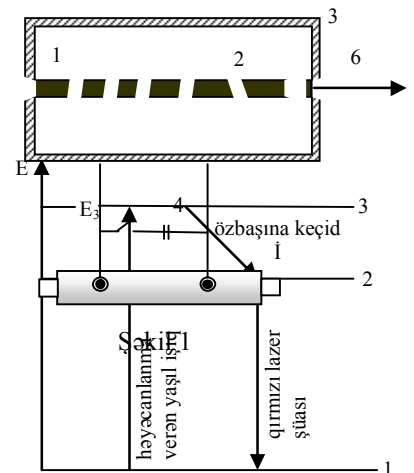
olduğunu alırıq. (1) və (2) ifadələrinin müqayisəsindən, udulma əmsalı üçün

$$k = \frac{B_{1,2}}{c} N_1 \left(1 - \frac{N_2}{N_1}\right) h\nu \quad (3)$$

olduğunu alırıq.

Əgər $N_1 > N_2$ – sə, yəni termodinamik tarazlıq halı mövcuddursa, $k > 0$ olur. Yəni müsbət udulma halı alınır. Əgər $N_1 < N_2$ – sə, yəni termodinamik tarazlıq halı pozulmuşsa, $k < 0$ olur ki, bu da mənfi udulma adlanır. Yəni işıq şüası maddə daxilindən keçdikdə zəifləməyib, əksinə, güclənib. Məcburi şüalanma verə bilən süni mühitin yaradılması fikrini 1940 – cı ildə verən rus alimi V.A. Fabrikant olmuşdur. 1953 – cü ildə isə rus alimlərindən N.Q. Basov və A.İ. Proxorov, amerikan fiziklərindən isə C. Taunson və Qordon bir – birindən asılı olmayaraq, mikrodalğalar diapazonunda işıq şüalarının məcburi şüalanma yolu ilə güclənməsini əldə etmişlər. Belə diapazonda işləyən generatorlara Mazerlər deyilir. 1960 – cı ildə isə amerikan fiziki Meyman tərəfindən optik diapazonda işıq şüasının güclənməsi əldə edilmişdir. Bu diapazonda işləyən cihazlara isə Lazerlər və ya optik kvant generatorları deyilir. Lazerlər kristal və qaz lazerləri kimi iki cür olur.

Kristal növ optik kvant generatoru – məcburi şüalanmanı yaradan aktiv fəal mühitdən, bu mühitin atomlarını həyəcanlandırma bilən mənbədən və foton selini gücləndirən rezonatordan (əks etdirici güzgülərdən) ibarətdir (şəkil 1). Aktiv



Şəkil 2

hissə alüminium oksidi ilə (Al_2O_3), xrom oksidin (Cr_2O_3) qarışığından alınmış və silindrik çubuq şəklində hazırlanmış süni yaqut kristalından ibarətdir. Yaqut çubuğunun diametri 2 sm - ə, uzunluğu isə 40 – 50 sm - ə qədər olur. Yaqutun tərkibində olan xrom (Cr^{3+}) atomlarının konsentrasiyası çox cüzi olub 0,03% - 0,5% təşkil edir. Xrom atomlarının konsentrasiyasından asılı olaraq, onun rəngi al çəhrayı rəngdən, tünd çəhrayı rəngə çalır. Yaqut çubuğuna spiralvarı 2 – impuls lampası dolanmışdır. İ – induktoruna birləşdirilmiş 4 kondensatorunun hər dəfə boşalması zamanı yaranan 560 nm dalğa uzunluqlu yaşıl işıq şüası xrom atomlarını həyəcanlandıraraq E_1 – enerji səviyyəsindən E_3 – enerji səviyyəsinə qovur (şəkil 2). E_3 – səviyyəsindən E_1 – səviyyəsinə özbaşına keçid ehtimalı, E_3 – səviyyəsindən E_2 – səviyyəsinə keçid ehtimalından çox az olduğundan, atomların özbaşına keçidi əsasən 2 – enerji səviyyəsinə olur.

Əgər atomun 3 – enerji səviyyəsində orta yaşama müddəti 10^{-8} san – sə, 2 – enerji səviyyəsində onun bu yaşama müddəti 10^{-3} san. olur. Yəni 2 enerji səviyyəsində atomun yaşama müddəti 10^5 dəfə artmış olur. Atomun bu halına metastabil halı və ya metastabil səviyyə deyilir. Beləliklə atomların özbaşına metastabil halına keçməsi nəticəsində termodinamik tarazlıq halı pozulmuş olur.

Yəni $N_2 > N_1$ şərti ödənməmiş olur. Özbaşına keçid zamanı yaranan yaranan şüalardan bir qismi, yaqut kristalının oxuna paralel istiqamətdə yayılaraq (bucaq altında yayılan şüalar kristal səthindən çıxaraq onu tərk edir) oxa perpendikulyar istiqamətdə qoyulmuş rezonatorlara (qaytarıcı güzgü səthlərinə) düşür. Rezonatordan əks olunmuş şüalar isə öz yolunda metastabil səviyyədə yerləşmiş xrom atomlarına təsir edərək, onları məcburən E_1 – səviyyəsinə keçirirlər. Beləliklə E_2 – səviyyəsindən E_1 səviyyəsinə keçid zamanı $6943 \text{ \AA}$ dalğa uzunluqlu qırmızı lazer şüalanması yaranır. Məcburi şüalanma (lazer) özünün dörd əsas xüsusiyyətinə görə: monoxromatikliyinə, paralelliyinə (yəni məcburi şüalanmanın istiqaməti onu yaradan şüa istiqamətində olur), koherentliyinə (məcburi şüa onu yaradan şüa ilə koherentdir) və ən nəhayəti eyni cür polyarlaşmasına görə fərqlənir.

Lazer şüalarının tətbiq sahəsi çox genişdir. Lazer şüaları çox kiçik bucaq daxilində (10^{-4} rad) yayılma qabiliyyətinə malikdir. Əgər belə şüanın Ay səthinə verdiyi işıqlı dairənin diametri 1 km təşkil edərsə, adi projektorunki isə 40000 km - ə çatır. Onun bu xüsusiyyətindən istifadə edərək uzaq məsafələri çox böyük dəqiqliklə ölçmək olur. Lazer şüaları vasitəsilə yerin süni peykləri ilə əlaqə və onların idarə olunması, kosmosdan Yerə kartoqrafik şəkillərinin alınması kimi məsələlərin yerinə yetirilməsində mühüm rol oynayır. Lazer şüaları vasitəsilə kimyəvi proseslərdə: möhkəm materialların doğranmasında, qaynaq edilməsində, onlarda çox kiçik diametrə malik deşiklərin açılmasında, təbabətdə göz və digər xəstəliklərin qansız cərrahiyyə əməliyyatlarının aparılmasında geniş tətbiq olunur. Lazer ən güclü işıq mənbəyi olub onun enerji impulsunun gücü 10^9 Vt/sm^2 – a bərabərdir. Halbuki Günəş şüasının verdiyi bu enerji 10^4 Vt/sm^2 – dır. Optik linzalar vasitəsilə lazer şüalarını fokuslayaraq onun gücünü 10^{15} Vt/sm^2 çatdırmaq olur ki, bu da onun tətbiq dairəsini başqa sahələrdə daha da genişlənməsinə imkan yaradır.

37. Atom nüvəsinin tərkibi, ölçüsü və yükü. Kütlə defekti və nüvənin əlaqə enerjisi. Radioaktivlik. Radioaktiv çevrilmə qanunları. α - və β - parçalanma.

Nüvənin tərkibi. Nuklonların xassələri.

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

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

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

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

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

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

(1) düsturu göstərir ki, müxtəlif nüvələrin radiusları bir neçə 10^{-15} m-ə bərabərdir. Atomun radiusunun 10^{-10} m tərtibində olduğunu xatırlasaq, aydın olur ki, nüvə atomun həcmi üçün çox cüzi hissəsini tutur. Buna baxmayaraq atomun kütləsinin 99,9%-i nüvənin payına düşür. Bu həm nüvədəki nuklonların konsentrasiyasının və həm də nuklonun kütləsinin elektronun kütləsindən çox-çox böyük olması ilə əlaqədardır. Nüvə maddəsinin sıxlığı $2 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3$ -na yaxındır.

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

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

Nüvənin rabitə enerjisi.

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

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

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

Nüvənin kütləsini tapmaq çətin olduğundan, praktik hesablamalar üçün (2) düsturu o qədər də əlverişli deyildir. Ona görə də aşağıdakı əvəzləmələrdən istifadə etməklə həmin düsturu praktik hesablamalar üçün əlverişli şəkllə salmaq.

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

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

yaza bilərik. Bu əvəzləmələri rabitə enerjisinin (2) düsturunda yerinə yazsaq, onun şəkli aşağıdakı kimi olar:

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

Kütlə enerji vahidlərində ölçüldükdə isə

$$E_{rab} = Zm_n + (A - Z)m_n - m_a \quad (2b)$$

yaza bilərik.

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

$$\varepsilon_{x.rab} = \frac{E_{rab}}{A} \quad (3)$$

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

(2b) və (3) düsturlarından istifadə edərək bəzi nüvələrin rabitə enerjisini və xüsusi rabitə enerjisini hesablayaq.

Radioaktivlik. Radioaktiv parçalanma qanunu.

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

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

$$dN = -\lambda N dt \quad (1)$$

Burada λ verilən radioaktiv maddə üçün xarakterik olub, parçalanma saiti adlanır. $dt=1$ san olduqda $\lambda = -dN/N$ olur, yəni parçalanma sabiti 1 san-də bir nüvənin digərinə çevrilməsi ehtimalını ifadə edir. Mənfi işarəs, dN artdıqca N -in azalması ilə əlaqədardır. (1) ifadəsini integrallasaq alarıq:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2)$$

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

$$N_0 - N = N_0 (1 - e^{-\lambda t}) \quad (3)$$

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

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

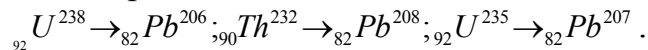
$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (4)$$

Hal-hazırda bizə məlum olan radioaktiv nüvələrin yarımparçalanma müddəti $3 \cdot 10^{-7}$ san (${}_{84}P^{212}$ üçün) –dən $1,4 \cdot 10^{17}$ ilə (${}_{82}Pb^{204}$ üçün) qədər geniş diapazonu əhatə edir. Asanlıqla isat etmək olar ki, radioaktiv nüvənin orta ömrü (τ) λ -ın tərs qiymətinə bərabərdir.

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \quad (5)$$

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

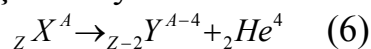
Təbiətdə üç radioaktiv ailə vardır. Bu ailələrin “əcdadlar”ı ${}_{92}U^{238}$, ${}_{90}Th^{232}$ və ${}_{92}U^{235}$ elementlərinin nüvələridir. Parçalanmanın ardıcıl aktlarında bu radioaktiv ailələrdən hər biri müxtəlif nüvələrə çevrilirlər. Lakin, bütün aktlarının son məhsulu qurğuşunun stabil izotoplarıdır:



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

Alfa-parçalanma

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



Burada X ana, Y isə bala nüvənin simvoludur.

Alfa-parçalanmanın baş verməsi üçün o enerji baxımından sərfəli olmalıdır: hər bir parçalanma aktında ana nüvədən uçan α -zərrəciyin kinetik enerjisi şəkildə enerjinin ayrılması üçün ana nüvənin kütləsi α -zərrəcik ilə bala nüvənin kütlələri cəmindən çox olmalıdır. Əks halda α -zərrəcik nüvəni tərk etməz. Bu o deməkdir ki, α -zərrəcik ilə bala nüvənin xüsusi rabitə enerjilərinin cəmi, ana nüvənin xüsusi rabitə enerjisindən çox olmalıdır. α -zərrəciyin rabitə enerjisi 28 MeV olduğundan onun xüsusi rabitə enerjisi 7 MeV-a bərabərdir. Ona görə də yalnız o nüvələr α -parçalanma verə bilər ki, onların xüsusi rabitə enerjiləri 7 MeV-dan çox deyildir. Göründüyü kimi belə şərt yalnız ağır nüvələr üçün ödənilir. Təcrübə göstərir ki, α -

parçalanma yalnız $Z \geq 82$ olan ağır nüvələr məruz qala bilər. α -aktiv nüvələrin ən yüngül ${}_{82}\text{Pb}^{204}$ izotopudur: ${}_{82}\text{Pb}^{204} \rightarrow {}_{80}\text{Hg}^{200} + {}_2\text{He}^4$.

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

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

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

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

Alfa-zərrəciklər yüksək ionlaşdırma qabiliyyətinə malikdir: havada bu zərrəciklərin bir cüt ion yaratmaları üçün 35 eV enerji kifayətdir. Ona görə də α -zərrəcik öz yolunda 10^5 -ə qədər ion cütü yarada bilər. Alfa zərrəciyin böyü enerjiyə malik olmasına baxmayaraq, o sıx mühitdən keçəndə bu mühitin zərrəcikləri ilə tez-tez toqquşaraq, çox kiçik məsafədə öz enerjisini tamamilə itirə bilər. Müqayisə

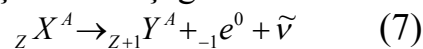
üçün qeyd edək ki, normal şəraitdə havada alfa-zərrəciklərin uçuş məsafəsi bir neçə sm olduğu halda, bərk maddədə bu məsafə 10^{-5} m tərtibində olur. α -zərrəciklər adi kağız vərəqdə belətamamilə udula bilirlər.

Beta-parçalanma

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

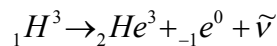
Beta-parçalanmanın bu növlərini ayrı-ayrılıqda nəzərdən keçirək.

1. Beta-elektron parçalanma aşağıdakı sxem üzrə gedir:

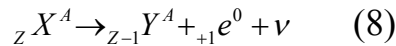


Göründüyü kimi bu parçalanma nəticəsində ana nüvə yük ədədi ondan bir vahid böyük olan, kütlə ədədi isə dəyişməz qalan nüvəyə çevrilir və bu zaman elektrondan başqa daha bir zərrəcik – antineytrino ($\bar{\nu}$) yaranır.

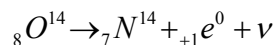
Beta-aktiv nüvəyə tretium nüvəsi (${}_1 H^3$) misal ola bilər. Parçalanma nəticəsində tretium nüvəsi heliumun ${}_2 He^3$ izotopunun nüvəsinə çevrilir:



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

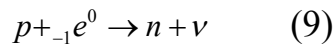


Pozitron şüalanması verən beta-aktiv elementə oksigenin ${}_8 O^{14}$ izotopu misal ola bilər:

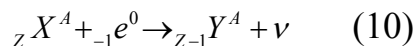


3. Elektronun zəbti ilə əlaqədar beta-parçalanmanı (beta-zəbt parçalanması) nəzərdən keçirək.

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



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



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

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



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

$$n + \nu \rightarrow p + {}_{-1}e^0 \quad \text{və} \quad p + \tilde{\nu} \rightarrow n + {}_{+1}e^0 \quad (11)$$

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

Qamma – parçalanma

Qamma – parçalanma elektromaqnit kvantlarının şüalanması ilə müşayiət olunan nüvə parçalanmasıdır. Ona görə də bu parçalanmaya uğrayan nüvələrin yük və kütlə ədədləri dəyişmir. Qeyd etdiyimiz kimi qamma – şüalanma α -aktiv nüvələrdən α -zərrəciklərin ucması ilə birlikdə baş verir.

Buna səbəb alfa – parçalanma zamanı yaranan “bala” nüvənin həyəcanlanmasıdır: həyəcanlanan nüvə γ -kvantları şüalandıraraq əsas hala keçir.

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

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

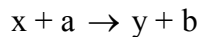
α -aktiv və β – aktiv nüvələrə nisbətən γ – aktiv nüvələrin ömrü çox qısa, γ – şüaların maddələrə nüfuz etmə qabiliyyəti yüksək olur. Uzunömürlü γ – aktiv nüvələr də mövcuddur. Belə nüvələr izomerlər adlanır. Qamma aktiv nüvələrin izomerləşməsi hadisəsi O. Qan tərəfindən kəşf edilmişdir (1921). Nüvələrin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

5. H. B. Qasimov, V. İ. İsmayilov, C.P. Xasayev. Fizika kursu. I hissə (mexanika və molekulyar fizika). Bakı – 2007.
6. Y. S. Feyziyev, Rzayev R. M. Ümumi fizika kursu. Bakı. 2001.
7. M. H. Ramazanzadə. Fizika kursu. Bakı. “Maarif” nəşriyyatı. 1987.
8. Т. И. Трофимова. Курс физики. М.: Высшая школа. 2003.

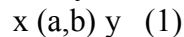
38.Nüvə reaksiyası.

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

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



Bu növ reaksiyaların tənliyi aşağıdakı formada yazılır:

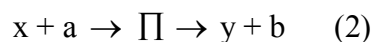


Mötərizədə,reaksiyada iştirak edən yüngül hissəciklər göstərilmişdir(əvvəlcə birinci,sonra isə axırıncı).a və b yüngül hissəcikləri neytron(n),proton(P),deytron(d), α - hissəcik və γ - foton əvəz edə bilər.

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

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

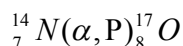
1936 – cı ildə N.Bor müəyyən etdi ki,orta sürətli hissəciklər hesabına yaranan reaksiya,iki etapda gedir.Birinci etap x nüvəsinə yaxınlaşan a və b hissəciklərinin zəbt olunaraq,qarışıq nüvə adlanan,aralıq Π nüvəsinin yaranmasından ibarətdir.İkinci etapda qarışıq(yaxud mürəkkəb)nüvə b hissəciyi buraxır.Reaksiyanın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



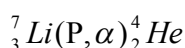
Buraxılan hissəciklə zəbt edilən(mənimsənilən)hissəcik olduqda ($b \equiv a$),proses (2) səpilən adlanır. $E_b = E_a$ olduqda,səpilmə elastiki səpilmə olur.

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

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



Rezerford,atom nüvəsinin bölünməsi üçün təbii mərmidən - α - hissəciklərindən istifadə etmişdir.Süni yolla sürətləndirilmiş hissəciklər hesabına yaranan,ilk nüvə reaksiyası,Kokrof və Uolton tərəfindən aparılmışdır(1932).Onlar protonları 0.8 MeB enerjisində qədər sürətləndirərək aşağıdakı reaksiyanı aparmışlar:



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

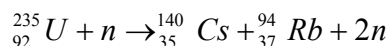
Nüvə qüvvələri.

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

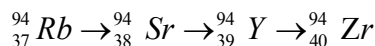
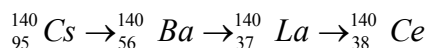
1. Nüvə qüvvələri qısatəsirlidir. Onların təsir radiusu 10^{-13} sm tərtibindədir. Bu məsafədən kiçik məsafələrdə, nuklonların qarşılıqlı cəzə olunması dəfə olunma ilə əvəz olunur.
2. Güclü qarşılıqlı təsir nuklonların yükündən asılı deyil. İki proton, proton və neytron və iki neytron arasında təsir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

Nüvənin bölünməsi. Zəncirvari reaksiya.

1938 – ci ildə alman alimləri O. Han və F. Ştrasman müəyyən etmişlər ki, uran elementini neytronlarla şüalandırıqda barium və lantan elementləri yaranır. Bu hadisənin izahı alman alimləri O. Frişem və L. Meytner tərəfindən verilmişdir. Onların fikrincə, uran nüvəsi neytron olaraq, bölünmə qəlpələri adlanan, təqribən iki bərabər hissəyə bölünür. Sonrakı tədqiqatlar göstərir ki, bölünmə müxtəlif yollarla baş verə bilər. Cəmi 80 yaxın müxtəlif qəlpələr yaranır ki, onlardan da kütlələri 2 : 3 nisbəti kimi olanlarının qəlpələrə bölünmə ehtimalı daha çoxdur. Ağır nüvələrdə neytronların nisbi sayı, orta nüvələrdəkinə nisbətən daha çoxdur. Ona görə də yaranan qəlpələr həddən artıq neytronlarla yüklənir və nəticədə onlar özlərindən bir neçə neytron buraxırlar. Əksər neytronlar anı olaraq buraxılır ($\sim 10^{-14}$ c, az müddətdə), gecikmiş neytronlar adlanan neytronlar isə 0.05 saniyədən 1 dəqiqəyə qədər gecikmə ilə buraxılır. Orta hesabla hər bir bölünmə aktına 2.5 ayrılmış neytron düşür. Neytronların anı və ləngimi ilə ayrılma neytronlara bölünən qəlpələrin artıq yükünü tam olaraq ləğv edə bilmir. Buna görə də qəlpələrin əksəriyyəti radioaktiv olur və γ - şüaları buraxaraq, β - silsilə çevrilməsinə məruz qalırlar. Deyilənləri misalla izah edək.



Sezium və rubidium – qəlpələrinin bölünməsi – aşağıdakı çevrilməyə məruz qalırlar:



Yekun məhsul – serium ${}_{56}^{140}\text{Ce}$ və sirkonum ${}_{40}^{94}\text{Zr}$ – sabit elementlərdir.

Uranda başqa, neytronlarla şüalanma zamanı torium (${}_{90}^{232}\text{Th}$) və protaktinium (${}_{91}^{231}\text{Pa}$), həmçinin plutoniumda (${}_{94}^{239}\text{Pu}$) bölünür. Həddən artıq yüksək enerjiyə malik olan neytronlar (bir neçə yüz MəB) yüngül nüvələrində bölünməsinə səbəb olur. ${}^{235}\text{U}$ və ${}^{239}\text{Pu}$ nüvəsi istənilən enerjili neytronlarla şüalandırılan zaman bölünür. ${}^{238}\text{U}$ nüvəsi yalnız sürətli neytronlar hesabına (~1 MəB az olmayan, enerjili) bölünür. Enerjisi az olan neytronlar ${}^{238}\text{U}$ nüvəsini bölə bilmədiyindən onlar nüvə tərəfindən udulur. Nəticədə, həyəcanlanma enerjisi γ - foton formasında ayrılaraq, ${}^{239}\text{U}$ nüvəsi yaranır. Ona görə də belə prosesə radiasiya alma deyilir. ${}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$ və ${}^{233}\text{U}$ nüvələrinin bölünməsi zamanı bir neçə neytronların buraxılması zəncirvari reaksiyanın yaranmasına imkan yaradır. Həqiqətən, bir nüvənin bölünməsi zamanı buraxılan Z neytronlar Z nüvənin bölünməsinə səbəb ola bilər, nəticədə, Z^2 nüvənin bölünməsinə səbəb olan, yeni Z^2 neytronlar buraxılırlar və s. Beləliklə, hər bölünmə zamanı yaranan neytronların sayı, həndəsi silsilə ilə artır.

Təbii uran 99.27% ${}^{238}\text{U}$; 0.72% ${}^{235}\text{U}$ və 0.01% ${}^{234}\text{U}$ izotopundan ibarətdir. Buna görə də, az sürətli neytronlar tərəfindən bölünən hər bir ${}^{235}\text{U}$ nüvəsinə 140 ${}^{238}\text{U}$ nüvəsi düşür. Ona görə də təbii uranda zəncirvari reaksiya bölünməsi yaranmır.

Uranda zəncirvari nüvə reaksiyasını iki qayda ilə yaratmaq olar. Birinci qayda təbii urandan bölünən ${}^{235}\text{U}$ izotopunun ayrılmasından ibarətdir. Qeyd edək ki, ${}^{235}\text{U}$ nüvəsinin bölünməsi zamanı buraxılan, neytronların enerjisi ~ 2 MəB sürəti isə ~ $2 \cdot 10^9$ sm/c uyğundur. Tərkibcə təmiz ${}^{235}\text{U}$ - in kiçik bir hissəsində nüvə tərəfindən alınan hər bir neytron ~ 2.5 yeni neytron buraxaraq bölünməyə səbəb olur. Lakin, əgər baxılan hissənin kütləsi müəyyən kritik qiymətdən kiçikdirsə, onda əksər buraxılan neytronlar, bölünmə yaratmadan, nüvədən uzaqlaşırırlar. Baxılan kütlə, kritik qiymətdən böyük olduqda, neytronlar sürətlə artır və reaksiya (təhlükəli) partlayışlı xarakter alır. Atom bombasının təsiri bu prinsipə əsaslanır.

Termonüvə reaksiyası.

Nüvə sintezi, yəni yüngül nüvələrin bir nüvəyə çevrilməsi, küllü miqdarda enerji ayrılan, aöir nüvələrin bölünməsi kimi gedir. Nüvə sintezi üçün həddən artıq temperatur lazım olduğundan, bu prosesə termonüvə reaksiyası deyilir.

Kulon dəfolunmasına əsaslanan, potensial çəpəri aşmaq üçün, Z_1 və Z_2 sıra nömrəli nüvə:

$$E = \frac{Z_1 \cdot Z_2 e^2}{r_a}$$

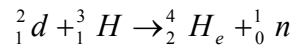
enerjiyə malik olmalıdır. Burada r_a – nüvə qüvvələrinin təsir radiusudur, $\sim 2 \cdot 10^{-13}$ sm - ə bərabərdir. $Z_1 = Z_2 = 1$ olduqda bu enerji:

$$E = \frac{e^2}{r_a} = \frac{(4.8 \cdot 10^{-10})^2}{2 \cdot 10^{-13}} = 1,15 \cdot 10^{-6} \text{ epr} \approx 0.7 \text{ MeB},$$

olar.

Göründüyü kimi hər bir toqquşan nüvənin payına 0.35 MeB düşür və bu enerji $2 \cdot 10^9$ K temperaturna uyğun gəlir. Lakin yüngül nüvələrin sintezi nisbətən aşağı temperaturlarda da gedə bilər $\sim 10^7$ K.

Xüsusən deyteriy və tritiy nüvələrinin sintezi üçün, hansı ki aralarındakı reaksiya rezonans xarakterlidir, daha əlverişli şərait mövcuddur. Bilavasitə bu maddələr hidrogen (yaxud termonüvə) bombasının yükünü təşkil edirlər. Belə bombada fitil olaraq adi atom bombası iştirak edir, hansı ki partlayış zamanı 10^7 K temperatur yaranır. Deytronun (d) və tritey nüvəsinin (3_1H) reaksiya sintezi



17.6 MəB bərabər, enerjinin ayrılması ilə gedir. Hidrogen bombasında termonüvə reaksiyası nəzarət edilə bilməyən xarakterlidir. Termonüvə reaksiyasını idarə etmək üçün müəyyən həcmdə 10^8 K həddində temperatur yaratmaq və saxlamaq lazımdır.

