

**AZƏRBAYCAN DÖVLƏT NEFT**  
**AKADEMİYASI**

**NİZAMİ MİKAYIL OĞLU MEHDİYEV**

**FİZİKA KURSU**  
**(Ali texniki məktəblər üçün dərs vəsaiti)**

**BAKI- 2010**

# MÜNDƏRİCAT

## I BÖLMƏ. MEXANİKA

### I FƏSİL. KİNEMATİKANIN ƏSASLARI

- § 1.1. Hərəkət, sürət.....9  
§ 1.2. Fırlanma hərəkətinin kinematikası.....16

### II FƏSİL. DİNAMİKA

- § 2.1. İrəliləmə hərəkəti. Nyutonun I qanunu.....20  
§ 2.2. Cisimlərin kütləsi və impulsu.....21  
§ 2.3. Nyutonun II və III qanunları.....22  
§ 2.4. Elastiki qüvvə. Bərk cismin deformasiyası.....27  
§ 2.5. İmpulsun saxlanma və çevrilmə qanunu.....33  
§ 2.6. Mexanikanın nisbilik prinsipi.....36  
§ 2.7. Eynşteynin nisbilik nəzəriyyəsi. Lorens çevrilmələri.....38  
§ 2.8. Qeyri inersial sistemlər. Ətalət qüvvəsi.....40  
§ 2.9. Bərk cismin fırlanma hərəkəti.....44  
§ 2.10. İmpuls momenti və onun saxlanma qanunu.....50

### III FƏSİL. İŞ, GÜC, ENERJİ

- § 3.1. Dəyişən qüvvənin işi və gücü.....52  
§ 3.2. Kinetik enerji.....55  
§ 3.3. Potensial enerji.....58

§ 3.4. Mexaniki enerjinin saxlanma və çevrilməsi.....	62
§ 3.5. Kürələrin mərkəzi zərbəsi.....	63
§ 3.6. Sıxılmayan, ideal mayenin qərarlaşmış axını...	67
§ 3.7. Özlü mayenin hərəkəti.....	73
§ 3.8. Klassik mexanikanın tətbiq olunma hüdudları...	79

#### **IV FƏSİL. MEXANİKİ RƏQSLƏR VƏ DALĞALAR**

§ 4.1. Yaylı rəqqas. Rəqs tənliyi.....	85
§ 4.2. Riyazi və fiziki rəqqaslar.....	88
§ 4.3. Rəqsi hərəkətdə sürət, təcil və enerji.....	91
§ 4.4. Harmonik rəqslərin toplanması.....	95
§ 4.5. Sönən və məcburi rəqslər.....	102
§ 4.6. Mexaniki dalğalar. Dalğa sürəti.....	107
§ 4.7. Dalğa tənliyi.....	111
§ 4.8. Dopler hadisəsi.....	113
§ 4.9. Dalğanın enerjisi.....	115
§ 4.10. Dalğaların toplanması, interferensiyası.....	117
§ 4.11. Dalğaların əks olunması. Durgun dalğalar...	119
§ 4.12. Səs (akustik) dalğaları.....	121

#### **II BÖLMƏ. MOLEKULYAR FİZİKA**

<b>V FƏSİL. MOLEKULYAR KİNETİK NƏZƏRİYYƏ</b>	
§ 5.1. MKN əsas müddələri.....	125
§ 5.2. MKN-nin əsas tənliyi.....	129

§ 5.3. Molekulların sürətinin təyini. Şterin təcrübəsi.....	132
§ 5.4. Molekulların sürətlərinə görə Maksvell paylanması.....	133
§ 5.5. Molekulların ağırlıq qüvvəsi ( <i>gravitasiya</i> ) sahəsində paylanması.....	136
§ 5.6. Qazlarda daşınma hadisələri.....	140
<b>VI FƏSİL. TERMODİNAMİKANIN ƏSASLARI</b>	
§ 6.1. İş və istilik. Termodinamikanın I prinsipi.....	151
§ 6.2. Qazların istilik tutumu.....	153
§ 6.3. Termodinamikanın I prinsipinin izoproseslərə tətbiqi.....	162
§ 6.4. Termodinamikanın II prinsipi.....	168
§ 6.5. Dönən və dönməyən proseslər. Karno dövrü...	171
§ 6.6. Entropiya.....	172
<b>VII FƏSİL. REAL QAZLAR</b>	
§ 7.1. Molekulyar qüvvələr.....	175
§ 7.2. Real qaz, buxar, maye.....	178
§ 7.3. Van-der Vaals tənliyi. Böhran halı.....	181
§ 7.4. Real qazın daxili enerjisi. Coul-Tomson effekti.....	185
<b>VIII FƏSİL. MAYELƏR VƏ BƏRK CİSİMLƏR</b>	
§ 8.1. Mayelərdə molekulyar hadisələr.....	188

§ 8.2. Mayelərdə səthi gərilmə.....	191
§ 8.3. Kapilyarlıq hadisələri.....	194
§ 8.4. Mayelərdə daşınma hadisələri.....	198
§ 8.5. Bərk cisimlərin quruluşu və xassələri.....	199
§ 8.6. Kristal qəfəslərin növləri.....	201
§ 8.7. Bərk cisimlərin mexaniki xassələri.....	202
§ 8.8. Bərk cisimlərin istilik xassələri.....	204

### **III BÖLMƏ. ELEKTRİK**

#### **IX FƏSİL. Elektrostatika**

§ 9.1. Kulon qanunu. Elektrik sahəsi.....	207
§ 9.2. Sahələrin toplanması. Dipolun elektrik sahəsi.....	210
§ 9.3. Qauss teoremi.....	213
§ 9.4. Elektrostatik sahədə görülən iş.....	219
§ 9.5. Dielektriklər elektrik sahəsində.....	225
§ 9.6. Dielektriklərin polyarlaşması.....	227
§ 9.7. Seqnetoelektrik, pyzoelektriklər.....	233
§ 9.8. Keçiricilər elektrik sahəsində. Elektrik tutumu.....	23
5	
§ 9.9. Kondensatorların birləşdirilməsi.....	239

§ 9.10. Elektrik sahəsinin və yüklənmiş kondensatorun enerjisi.....	24
1	

## **X FƏSİL. ELEKTRİK CƏRƏYANI**

§ 10.1. Sabit elektrik cərəyanı.....	244
§ 10.2. Elektrik hərəkət qüvvəsi.....	246
§ 10.3. Om və Coul-Lents qanunları.....	248
§ 10.4. Qeyri-bircins dövrə üçün Om qanunu.....	251
§ 10.5. Budaqlanmış dövrlər. Kirxhof qaydaları.....	253

## **XI FƏSİL. MÜXTƏLİF MÜHİTLƏRDƏ ELEKTRİK CƏRƏYANI**

§ 11.1. Metallarda elektrik cərəyanı.....	257
§ 11.2. Metalların elektrik keçiriciliyi.....	259
§ 11.3. Videman-Frans qanunu. Klassik elektron nəzəriyyəsinin çətinlikləri.....	262
§ 11.4. Keçiriciliyin kvant nəzəriyyəsi haqda məlumat.....	263
§ 11.5. Yarımkeçiricilərin elektrik keçiriciliyi.....	268
§ 11.6. Çıxış işi.....	273
§ 11.7. Termoelektron emissiyası.....	275
§ 11.8. Kontakt potensial fərqi.....	278
§ 11.9. Termoelektrik hadisələri.....	280

§ 11.10. Elektrolitlərdə	
cərəyan.....	284
§ 11.11. Qazlarda elektrik	
cərəyanı.....	287
<b>IV BÖLMƏ. MAQNİT SAHƏSİ</b>	
<b>XII FƏSİL. VAKUUMDA MAQNİT SAHƏSİ</b>	
§ 12.1. Cərəyanların qarşılıqlı	
təsiri.....	295
§ 12.2. Bio-Savar və Laplas qanunu.....	298
§ 12.3. Maqnit sahəsində cərəyanlı naqilə təsir edən	
qüvvə. Amper	
qanunu.....	308
§ 12.4. Lorens	
qüvvəsi.....	310
§ 12.5. Holl effekti.....	312
§ 12.6. Vahidlər sistemi	
haqqında.....	313
§ 12.7. Maqnit induksiya vektorunun	
sirkulyasiyası.....	316
§ 12.8. Maqnit seli.....	322
§ 12.9. Maqnit sahəsində görülən	
iş.....	323
<b>XIII FƏSİL. MÜHİTDƏ MAQNİT SAHƏSİ</b>	
§ 13.1. Maqnit sahə	
intensivliyi.....	326
§ 13.2. Maqnit nüfuzluğu	
§ 13.3. Maqnit qüvvə xətlərinin iki mühitin sərhədini	
keçməsi.....	331
§ 13.4. Maqnit materialları –	
maqnetiklər.....	338
<b>XIV FƏSİL. ELEKTROMAQNİT SAHƏSİ</b>	
§ 14.1. Elektromaqnit induksiya	
hadisəsi.....	349
§ 14.2. İnduksiya elektrik hərəkət	
qüvvəsi.....	350

§ 14.3. Öz-özünə induksiya. İnduktivlik.....	355
§ 14.4. Dövrəni açdıqda və qapadıqda cərəyanın dəyişməsi.....	356
§ 14.5. Maqnit sahəsinin enerjisi.....	358
§ 14.6. Elektromaqnit sahəsi.....	362
§ 14.7. Maksvell tənlikləri.....	367

## **XV FƏSİL. ELEKTROMAQNİT RƏQSLƏRİ VƏ DALĞALARI.**

§ 15.1. Sərbəst elektromaqnit rəqsləri.....	371
§ 15.2. Sönən elektromaqnit rəqsləri.....	373
§ 15.3. Məcburi elektromaqnit rəqsləri. Rezonans...	375
§ 15.4. Dəyişən elektrik cərəyanı.....	378
§ 15.5. Elektromaqnit dalğaları.....	385

## **V BÖLMƏ. OPTİKA**

### **XVI FƏSİL. İŞIQ HADİSƏLƏRİ**

§ 16.1. İşığın təbiəti.....	394
§ 16.2. Fotometriya.....	400

### **XVII FƏSİL. İŞIĞIN DALĞA XASSƏLƏRİ**

§ 17.1. İşıq dalğası.....	403
§ 17.2. İşığın iki mühit sərhədində qayıtması və sınması.....	405
§ 17.3. İşığın interferensiyası.....	408
§ 17.4. Koherentlik.....	415
§ 17.5. Nazik lövhədə interferensiya.....	421



§ 17.6. Çoxşüalı interferensiya.....	427
§ 17.7. İnterferometrlər.....	429
§ 17.8. İşığın difraksiyası.....	432
§ 17.9. Frenel zonaları.....	434
§ 17.10. Müxtəlif difraksiya.....	438
§ 17.11. Franhoufer difraksiyası (Paralel şüaların difraksiyası).....	444
§ 17.12. Difraksiya qəfəsi.....	450
§ 17.13. Rentgen şüaları və onların difraksiyası.....	456

## XVIII FƏSİL. İŞIĞIN POLYARLAŞMASI

§ 18.1. Xətti və elliptik polyarlaşmış ışıq.....	460
§ 18.2. İşığın qayıtma və sınımda polyarlaşması. Brüster qanunu.....	463
§ 18.3. Qoşa şüasınınması.....	466
§ 18.4. Polyarlaşma cihazları.....	469
§ 18.5. Polyarlaşmış şüaların interferensiyası.....	472
§ 18.6. Süni qoşa şüasınınması.....	478
§ 18.7. Polyarlaşma müstəvisinin fırlanması. Optik fəallıq.....	48

3

## XIX FƏSİL. İŞIĞIN MÜHİTLƏ QARŞILIQLI TƏSİRİ

§ 19.1. İşığın udulması.....	487
---------------------------------	-----

§ 19.2. Işığın səpilməsi.....	489
§ 19.3. Işığın dispersiyası.....	491
<b>XX FƏSİL. KVANT OPTİKASI</b>	
§ 20.1. İstilik şüalanması.....	497
§ 20.2. Fotoeffekt.....	507
§ 20.3. Kompton effekti.....	512
<b>VI BÖLMƏ. ATOM VƏ NÜVƏ FİZİKASI</b>	
<b>XXI FƏSİL. ATOMUN QURULUŞU HAQDA MƏLUMAT</b>	
§ 21.1. Şüalanma spektrləri.....	517
§ 21.2. Bor postulatları və onların təcrübi təsdiqi.....	522
§ 21.3. Hidrogen atomu üçün Borun yarımkvant nəzəriyyəsi.....	524
§ 21.4. Məcburi şüalanma. Lazerlər.....	529
§ 21.5. Optik holoqrafiya.....	535
<b>XXII FƏSİL. KVANT MEXANİKASININ ƏSASLARI</b>	
§ 22.1. De-Broyl hipotezi.....	537
§ 22.2. Qeyri-müəyyənlik prinsipi.....	541
§ 22.3. Şredinger tənliyi.....	543
§ 22.4. Şredinger tənliyinin xüsusi hallara tətbiqi.....	546
§ 22.5. Mexaniki və maqnit momentinin kvantlanması.....	55
3	
§ 22.6. Hidrogen atomu. Enerji səviyyələrinin cırlaşması.....	555
§ 22.7. Çoxelektronlu atomlar. Paulli prinsipi.....	559

§ 22.8. Elementlərin dövrü sistemi.....	561
§ 22.9. Molekulların spektri.....	565
<b>XXIII FƏSİL. NÜVƏ FİZİKASININ ELEMENTLƏRİ</b>	
§ 23.1. Atom nüvəsi və onun əsas xüsusiyyətləri.....	570
§ 23.2. Nüvə qüvvələri.....	577
§ 23.3. Radioaktivlik.....	580
§ 23.4. Nüvə reaksiyaları.....	585
§ 23.5. Nüvələrin bölünməsi və sintezi.....	588
§ 23.6. Nüvə reaksiyalarının tətbiqləri və təsirləri....	592
§ 23.7. Elementar zərrəciklər və kosmik şüalar.....	595

## I BÖLMƏ. MEXANİKA

Mexanika materiyanın ən sadə hərəkət formasını– cisimlərin və onun hissələrinin bir-birinə nəzərən yerdəyişməsini öyrənir. Başqa təbiət elmləri kimi mexanikanın da əsas prinsipləri çoxillik təcrübə və müşahidələrin nəticələrinin ümumiləşdirilməsi əsasında formalaşmışdır.

Mexanikanın əsas qanunauyğunluqları ta qədim zamanlardan məlum olsa da, onların sistemləşdirilməsi XVI-XVII əsrlərdə Q.Qaliley, İ.Nyuton və L.Eyler tərəfindən həyata keçirilmişdir. Qaliley-Nyuton mexanikası «klassik mexanika» adlanır, çünki burada cisimlərin yalnız məhdud məkanda hərəkətinə baxılır və onun qanunları – insanın kütləsi ilə müqayisə oluna bilən (məs. daş, maşın) və ondan çox böyük (planetlər) cisimlərin nisbətən kiçik hərəkət sürətlərində dəqiq ödənilir. Böyük sürətlərdə cisimlərin hərəkətini təsvir etmək üçün məkan və zaman anlayışlarında bir sıra yeniliklər meydana çıxır ki, bu da

Eynşteynin nisbilik nəzəriyyəsi və relyativistik mexanikanın yaranması ilə nəticələnmişdir.

Klassik mexanika özlüyündə kinematika, dinamika və statika olmaqla üç hissəyə bölünür. Kinematika – mexaniki hərəkəti yaradan səbəblər təhlil olunmadan hərəkəti təsvir edir, dinamika hərəkəti doğuran səbəbləri və nəticələri təhlil edir, statikada isə qüvvə təsir edən cisimlərin tarazlıq hallarının yaranma səbəbləri aydınlaşdırılır.

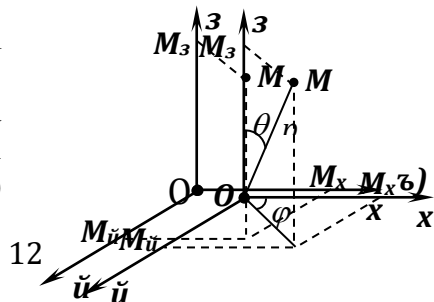
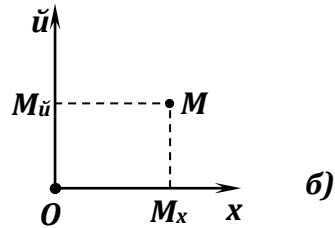
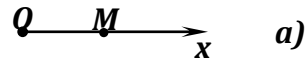
## I FƏSİL. KİNEMATİKANIN ƏSASLARI

### § 1.1. Hərəkət, sürət

Kinematika - səbəbini araşdırmadan verilmiş məkanda maddi cisimlərin zaman keçdikcə vəziyyətinin dəyişməsinə (hərəkəti) təsvir edir. Kinematikanın əsas anlayışları maddi nöqtə, hesablama sistemi və zamanın ölçülməsi üçün cihazdan ibarətdir.

Mexaniki hərəkət qismən təqribiliyə malikdir, çünki belə hərəkəti təsvir etdikdə bəzən cismin ölçüləri nəzərə alınmır, hərəkət edən cismə isə maddi nöqtə kimi baxılır. Lakin eyni bir cismə müəyyən hərəkətləri öyrəndikdə maddi nöqtə kimi baxmaq olsa da (məsələn kosmonavta uçuşu idarə etmə mərkəzindən), digər hərəkətdə (kosmonavtın gəmiyə nəzərən hərəkətində) bu mümkün olmur.

Cisimlərin fəzada vəziyyəti hər hansı mövqeyə nəzərən seçilmiş koordinat sistemində təyin olunur. Mövqedə yerləşən cisim *hesablama cismi* adlanır. Koordinat sistemi bir ölçülü (düz xətt, şəkil 1.1, a), iki ölçülü (müstəvi, şəkil 1.1, b)



və üç ölçülü (fəza, şəkil 1.1, c) ola bilər. Bu koordinat sistemlərində asılı olmayan koordinatların sayı *sərbəstlik dərəcəsi* adlanır. Müstəvi koordinat sistemində hərəkət edən avtobusun sərbəstlik dərəcəsinin sayı 2, rels üzrə hərəkət edə bilən qatarın sərbəstlik dərəcəsinin sayı isə 1-dir. Təyyarənin isə 3 sərbəstlik dərəcəsi vardır. Beləliklə, maddi nöqtə maksimum 3 sərbəstlik dərəcəsinə malik ola bilər  $(x, y, z)$ .

Cismin hərəkəti zamanı onun koordinatları zamana görə dəyişir. Cismin vəziyyətinin ardıcılıqları  $x(t)$ ,  $y(t)$ ,  $z(t)$  asılılıqları kimi təsvir olunur və *trayektoriya* adlanır. Bir sıra hallarda cismin koordinat başlanğıcına nəzərən vəziyyəti ondan olan məsafə vasitəsi ilə – *radius vektorla* təyin olunur. Bu halda digər iki sərbəstlik dərəcəsi  $\theta$  və  $\varphi$  bucaqlarını təyin edir:  $r$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  - *polyar koordinatlar* adlanır (Şəkil 1.2).

Adi koordinatlar ilə polyar koordinatlar arasında əlaqə şəkil 1.2-əsasında təyin oluna bilər.

$$\left. \begin{aligned} M_z &= r \cdot \cos\theta \\ M_x &= r \cdot \sin\theta \cos\varphi \\ M_y &= r \cdot \sin\theta \sin\varphi \end{aligned} \right\} M_x^2 + M_y^2 + M_z^2 = r^2 \quad (1.1)$$

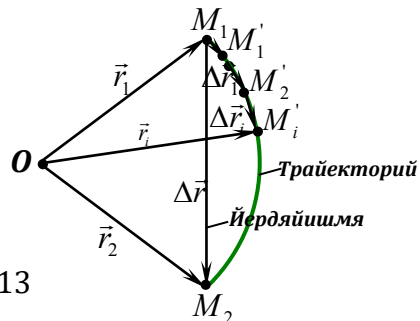
Polyar koordinatlardan istifadə etdikdə hərəkəti təsvir etmək daha asan olur. Əgər cisim hər hansı zaman anında  $M_1$  nöqtəsindən  $\Delta t = t_2 - t_1$  zamanında yerini dəyişərək  $M_2$  nöqtəsinə keçərsə (şəkil 1.3),  $M_1M_2$  əyri xəttinin uzunluğu gedilən yol,

$$\overline{MM_2} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 = \Delta\vec{r} \quad (1.2)$$

vektoru isə *cismin yerdəyişməsi* adlanır. Cismin yeni vəziyyəti

$$\vec{r}_2 = \vec{r}_1 + \Delta\vec{r} \quad (1.3)$$

kimi təyin olunacaqdır. Beləliklə cismin yeni vəziyyətinin təyini  $\Delta r$ -in



hesablanması ilə mümkündür.  $\Delta r$ -in təyini mexanikasının əsas məsələsidir və bunun üçün bir sıra vasitələrdən istifadə olunur.  $\Delta \vec{r}$  eyni olan iki müxtəlif hərəkət müxtəlif  $\Delta t$  zamanlarında icra olunursa, bu hərəkətlər həndəsi olaraq eyni olsa da, kinematik nöqtəyi nəzərdən fərqlənirlər. Bu fərqlənmə  $\Delta \vec{r}$  yerdəyişməsinin icra olunma yeyinliyi ilə xarakterizə olunur. Yerdəyişmənin icra yeyinliyini xarakterizə edən kəmiyyət *hərəkətin orta sürəti* adlanır.

$$\vec{v}_{or} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \quad (1.4)$$

Orta sürət yerdəyişmə ilə eyni istiqamətə yönələn (koleniar) vektordur. Əgər trayektoriyaları kiçik hissələrə bölsək, şəkil 1.3-dən görüldüyü kimi, həm  $\Delta r_i$ -nin, həm də  $\vec{v}_{or}^i$ -nin istiqaməti dəyişəcəkdir. Burada  $\Delta r_i$  və  $v_{or,i}$ - trayektoriyanın hər hansı  $i$ -ci hissəsində yerdəyişmə və orta sürətdir.  $\vec{v}_{or,i} = \frac{\Delta \vec{r}_i}{\Delta t}$ . Bu bölgünün miqyasını kiçildərək  $\Delta t = t_2 - t \rightarrow 0$  şərtində limiti,

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta r_i}{\Delta t} = \vec{v} \quad (1.5)$$

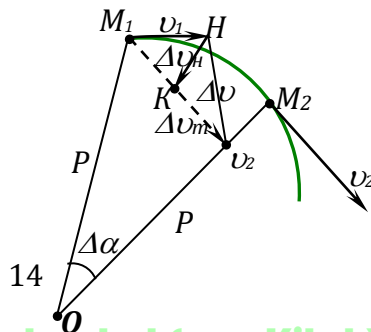
*hərəkətin ani sürətini* təyin edir. Beləliklə, *ani sürət yerdəyişmənin zamana görə birinci tərtib törəməsinə bərabərdir*:

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = r'$$

Əgər  $\vec{v} = const$  olarsa, belə hərəkət bərabərsürətli düzxətli hərəkət adlanır və belə hərəkətdə yerdəyişmə və cismin yeni vəziyyəti

$$\Delta \vec{r} = \vec{v} \Delta t \Rightarrow \vec{r}_2 = \vec{r}_1 + \vec{v} \Delta t \quad (1.6)$$

olar. Bu, ***bərabərsürətli düzxətli hərəkətin tənliyi*** adlanır. Bərabərsürətli hərəkətdə gedilən yol



zamanın xətti funksiyası olur. Düzxətli hərəkətdə  $\vec{v}$ -vektoru hərəkət istiqamətində, əyrixətli hərəkətdə isə trayektoriyaya toxunan istiqamətdə yönəlir. Düzxətli hərəkət zamanı sürət vektorunun istiqaməti dəyişmir, əyrixətli hərəkət zamanı isə daimi dəyişməyə məruz qalır. Beləliklə, hərəkət zamanı sürətin həm qiyməti (modulu), həm də istiqaməti dəyişməyə məruz qala bilər. Belə hərəkətlərə dəyişən sürətli hərəkət deyilir:  $\Delta\vec{v} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1$  (Şəkil 1.4). Dəyişənsürətli hərəkətdə sürətin dəyişmə yeyinliyini xarakterizə edən yeni kəmiyyətdən – *təcildən* istifadə olunur.

$$\vec{a}_{or} = \frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t}$$

*hərəkətin orta təcili* adlanır. Əgər zaman fasiləsini azaltmaqla limitə keçsək

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} \quad (1.7)$$

yəni təcil sürət vektorunun zamana görə birinci tərtib törəməsi kimi təyin olunur. Sürət vektorunun  $\Delta\vec{v}$  dəyişməsini  $\Delta v_t$  və  $\Delta v_n$  toplananlarına ayıraq. Sürətin modulunun  $\Delta v_t = |v_2 - v_1|$  dəyişməsi son sürətlə eyni düz xətt üzrə yönəlir. Sürətin  $\Delta v_n$  dəyişməsi isə istiqamətcə bu vektorların heç biri ilə üst-üstə düşür. Ümumi halda sürətin dəyişmə vektoru

$$\Delta\vec{v} = \Delta\vec{v}_t + \Delta\vec{v}_n \quad (1.8)$$

kimi təyin edərək, təcili təyin edən (1.7) ifadəsində nəzərə alaraq:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_t}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_n}{\Delta t} = \vec{a}_t + \vec{a}_n \quad (1.9).$$

Göründüyü kimi, dəyişənsürətli əyrixətli hərəkətdə təcil iki toplanandan ibarət olur. Birinci  $a_t$  təcili  $\Delta t \rightarrow 0$  olduqda  $\Delta v \rightarrow 0$  və  $v_1$  sürəti istiqamətində yönəldiyindən əyriyə çəkilən toxunanla üst-üstə düşür. Buna görə də *tangensial təcil* adlanır. İkinci təcili təyin etmək üçün fərz edək ki, sürət modulca dəyişmir.  $|v_1| = |v_2| = v$ ;  $a_t = 0$ . Sürət yalnız istiqamətcə dəyişir

və hərəkət trayektoriyası radiusu  $R$  olan çevrəyə uyğun gəlir (şəkil 1.4). Belə hərəkət çevrə üzrə bərabərsürətli hərəkət adlanır.  $M_1M_2 = \Delta\vec{r}$  yerdəyişmə olub  $\Delta r = M_1M_2 = v \cdot \Delta t$  kimi təyin olunur.  $MM_2O$  və  $MNK$  üçbucaqlarının oxşarlığından,  $NK = \Delta v_n$  kimi sürət vektorunun dəyişməsinə bərabər olduğundan,

$$\frac{NK}{M_1M_2} = \frac{v}{R} \Rightarrow \Delta v_n = \frac{v \cdot \Delta\vec{r}}{R}$$

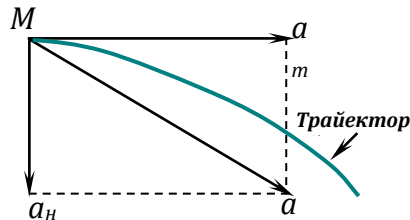
olar. Bu ifadəni  $a_n$ -in təyin olunduğu (1.9) tənliyində nəzərə alaraq

$$|\vec{a}_n| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v^2 \cdot \Delta t}{\Delta t \cdot R} = \frac{v^2}{R}, \quad (1.10)$$

təcilin, sürətin modulunun kvadratı ilə mütənasib olmasını təyin edirik.

Zaman fasiləsini azaltmaqla  $M_1$  və  $M_2$  nöqtələrini bir-birinə yaxınlaşdıraraq,  $KM_1O$  bucağı  $90^\circ$ -yə yaxınlaşar və buna görə də  $\Delta\vec{v}_n$  vektoru sürət vektoruna perpendikulyar olmaqla radius istiqamətində mərkəzə doğru yönəlir. Buna görə  $a_n$  təcili normal və ya mərkəzə qaçma təcili adlanır. Ümumi halda cisim həm sürətin modulunun dəyişməsinə uyğun tangensial  $a_t$ , həm də

sürətin istiqamətinin dəyişməsinə uyğun normal  $a_n$  təcillərinə malik olarsa, hərəkətin ümumi təcili qarşılıqlı perpendikulyar təcillər üzərində qurulmuş düzbucaqlının diaqonalı üzrə yönəlir (Şəkil 1.5). Ümumi təcilin modulu isə,



ШЯКИЛ

$$a = \sqrt{a_t^2 + a_n^2} \quad (1.11)$$



olar. Sürətin istiqaməti dəyişməzsə,  $R \rightarrow \infty$ ,  $a_n = 0$  və hərəkət trayektoriyası düz xəttə çevrilir. Bu zaman təcil yalnız sürət vektorunun modulunun dəyişməsinə uyğun tangensial təcilə bərabər olar:

$$a_n = 0, \vec{a} = \vec{a}_t = \left| \frac{d\vec{v}}{dt} \right| \quad (1.12).$$

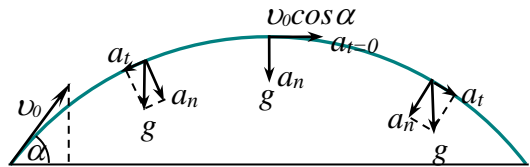
Düzxətli hərəkətdə təcil vektorunun istiqaməti sürətin  $\Delta v$  dəyişməsinin işarəsindən asılı olaraq ya hərəkət istiqamətində (yeyinləşən hərəkət  $\Delta v > 0$ ), ya da hərəkətin əksinə ( $\Delta v < 0$  yavaşlayan hərəkət) ola bilər. Xüsusi halda  $a_t = \text{const}$  zaman keçdikcə sabit qalarsa, belə hərəkət *bərabərtəcilli hərəkət* adlanır. Bu halda hərəkətin yerdəyişmə və sürəti

$$r_2 = r_1 + v_0 t + \frac{a_t t^2}{2}; \quad v = v_0 + a_t t \quad (1.13)$$

ifadələri ilə təyin olunur. Burada  $v_0$  başlanğıc sürət ( $t = 0$  olduqda sürətin qiyməti),  $r_1$  başlanğıc koordinatdır. Əgər  $v_0$  ilə  $a_t$ -nin işarəsi eyni olarsa, *bərabəryeyinləşən*,  $a_t$  ilə  $v_0$  müxtəlif işarəli olarlarsa, *bərabəryavaşlayan* hərəkət olar. Xüsusi halda  $a_n = 0$ ,  $a_t = 0$ ,  $v = \text{const}$  isə, bərabərsürətli düzxətli hərəkətin (1.6) ifadəsini alırıq.

Elə hərəkətlər var ki,  $a_t$  və  $a_n$  zamandan asılı olaraq elə dəyişirlər ki, onların cəmi olan tam təcil sabit qalır. Məsələn üfqə nəzərən  $\alpha$  bucağı altında  $v_0$  sürəti ilə atılan cismin hərəkətində (şəkil 1.6) trayektoriyasının müxtəlif nöqtələrində normal ( $a_n$ ) və tangensial ( $a_t$ )

təcilləri müxtəlif qiymətə və istiqamətə malik olsalar da, onların vektoru cəmi həmişə  $g$  sərbəstdüşmə təcilinə



Шякил

bərabər olmaqla aşağıya yönəlir.

$$\vec{a}_{\text{tan}} = \vec{a}_n + \vec{a}_t = \vec{g}$$

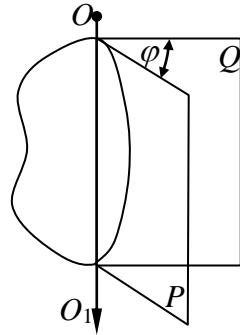
Trayektoriyanın ən yüksək nöqtəsində tangensial təcil sıfır olduğundan, sərbəstdüşmə təcili normal təcilə bərabər olur:

$$g = a_n = \frac{(v_0 \cos \alpha)^2}{R} \quad (1.13a).$$

Bu ifadədən trayektoriyanın əyrilik radiusu təyin oluna bilər.

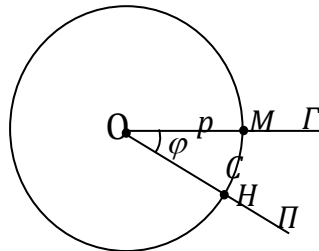
## § 1.2. Fırlanma hərəkətinin kinematikası

Fırlanma hərəkətinin ən sadə növü bərk cismin tərpənməz ox ətrafında fırlanmasıdır. Fırlanma oxu cismin daxilində və ondan xaricdə yerləşə bilər. Əgər cismin iki ixtiyari nöqtəsi arasında məsafə hərəkət zamanı dəyişməz qalırsa, bu mütləq bərk cisim adlanır. Mütləq bərk cisim irəliləmə hərəkəti icra edərsə, onun bütün nöqtələri eyni yerdəyişmə və ya yol icra edərlər. Buna görə də mütləq bərk cismin irəliləmə hərəkəti onun kütlə mərkəzində yerləşən maddi nöqtənin hərəkəti kimi təyin oluna bilər. Lakin fırlanma hərəkətində bərk cismin müxtəlif nöqtələri fərqli gedilən yola malik olurlar.  $OO_1$  oxu ətrafında fırlanan bərk cismə nəzər yetirək (şəkil 1.7). Fırlanma oxunun mütləq istiqaməti olaraq yuxarıdan aşağıya işarə edək.  $OO_1$



Шякил 1.7

oxundan  $P$  və  $Q$  ilə işarə olunan iki müstəvi keçirək.  $Q$  müstəvisi tərpənməz olaraq hesablamə başlanğıcı qəbul olunarsa,  $P$  müstəvisi ondan  $\varphi$  bucağı qədər dönmə ilə alınar. Belə cism  $\varphi$  dönmə bucağına malik 1 sərbəstlik dərəcəsi ilə xarakterizə olunar. Zaman keçdikcə  $\varphi$  dönmə



bucağının dəyişməsi baş verirsə, belə hərəkət fırlanma hərəkəti adlanır və

$$\varphi = \varphi(t) \quad (1.12)$$

asıllığı onun tənliyi olacaqdır. Fırlanma zamanı bərk cismin ayrı-ayrı nöqtələri mərkəzi fırlanma oxunda olan müxtəlif radiuslu konsentrik çevrələr cızacaqlar. Belə nöqtələrin kinematik xarakteristikaları (yol, sürət, təcil) bir-birilə əlaqədardır və ümumilikdə cismin *kinematik xarakteristikalarını* təyin edir. Cisim üzərində götürülmüş hər hansı  $M$  nöqtəsinin hərəkətinə nəzər yetirək (Şəkil 1.8). Dönmə  $\varphi$  bucağı radianla ölçülərsə,  $M$  nöqtəsindən  $N$  nöqtəsinə keçdikdə cismin getdiyi yol və dönmə bucağı

$$S = r \cdot \varphi \Rightarrow \varphi = \frac{S}{r} \quad (1.13)$$

olar. İrəliləmə hərəkəti ilə analogi olaraq, fırlanma hərəkətində *dönmə bucağının dəyişmə yeyinliyi bucaq sürəti* adlanır.

$$\omega_{or} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}; \quad \omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \varphi'(t) \quad (1.14)$$

Beləliklə, bucaq sürəti dönmə bucağının zamana görə birinci tərtib törəməsi kimi təyin olunur. Bucaq sürətinin ölçü vahidi *radian/san*-dir. (1.13) ifadəsini (1.5)-də nəzərə alınırsa,

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{r \cdot \Delta\varphi}{\Delta t} = r \cdot \omega \quad (1.15)$$

bucaq sürəti ilə  $M$  nöqtəsinin xətti sürəti arasında əlaqəni təyin edərək. Burada  $r$  fırlanma oxundan baxılan nöqtəyə qədər məsafədir. Göründüyü kimi, sabit  $\omega$  bucaq sürəti ilə fırlanan cismin müxtəlif nöqtələri fərqli xətti sürətlə xarakterizə olunurlar.

Bucaq sürəti cismin fırlanma tezliyini ( $n$ ) və fırlanma periodunu ( $T$ ) təyin edir. Tam dövrə sərf olunan  $T$  zamanı cismin dönmə bucağı  $\Delta\varphi = 2\pi$  olduğundan, bucaq sürəti ilə  $T$  arasında əlaqə

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \Rightarrow T = \frac{2\pi}{\omega} \quad (1.16)$$

olar. Vahid zamanda dövrlərin sayı *fırlanma tezliyi* adlanır:

$$n = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi} \Rightarrow \omega = 2\pi n \quad (1.17)$$

Bucaq sürəti vasitəsi ilə normal təcili də ifadə etmək olar. Bunun üçün  $a_n$ -in (1.10) ifadəsində (1.15) nəzərə alınmalıdır:

$$a_n = \omega^2 r = \omega v \quad (1.18)$$

Fırlanan bərk cisimin bütün nöqtələri eyni  $\omega$  bucaq sürətinə malik olsa da, fırlanma oxundan uzaqlaşdıqca normal təcilin qiyməti artır.

Dəyişən sürətlə fırlanan bərk cisimin bucaq sürəti zaman keçdikcə dəyişməyə məruz qalır. *Bucaq sürətinin dəyişmə yeyinliyi bucaq təcili* adlanır.

$$\beta_{or} = \frac{\Delta\omega}{\Delta t} \Rightarrow \beta = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (1.19)$$

Beləliklə, bucaq təcili bucaq sürətinin zamana görə birinci, dönmə bucağının isə zamana görə ikinci tərtib törəməsi kimi təyin olunur. Bərk cisim  $\omega = const$  bucaq sürəti ilə fırlanarsa, dönmə bucağı

$$\varphi = \omega t + \varphi_0 \quad (1.20)$$

kimi təyin olunur. Bu bərabərsürətli fırlanma hərəkətinin tənliyidir və irəliləmə hərəkətinin (1.6) tənliyinə analogidir.

Fırlanan bərk cisimin bucaq sürəti zamandan asılı olaraq xətti qanunla dəyişərsə, yəni bucaq təcilinin qiyməti sabit olarsa, belə hərəkətin tənlikləri

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_0 + \beta t \\ \varphi &= \varphi_0 + \omega_0 t + \frac{\beta t^2}{2} \end{aligned} \quad (1.21)$$

kimi yazıla bilər. Bu tənliklər də bərabərtəcilli hərəkətin (1.11) tənlikləri ilə uyğunluq təşkil edir. Bucaq təcili vasitəsilə fırlanan cisimin tangensial təcilini əlaqələndirmək olar.

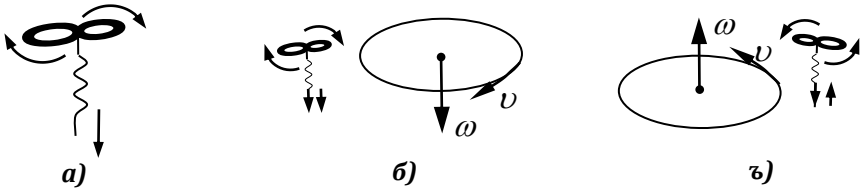
$$a_t = \frac{dv}{dt} = r \frac{d\omega}{dt} = \beta \cdot r \quad (1.22)$$

Bu halda tam təcil

$$a = \sqrt{\beta^2 r^2 + \omega^4 r^2} = r \sqrt{\beta^2 + \omega^4} \quad (1.23)$$

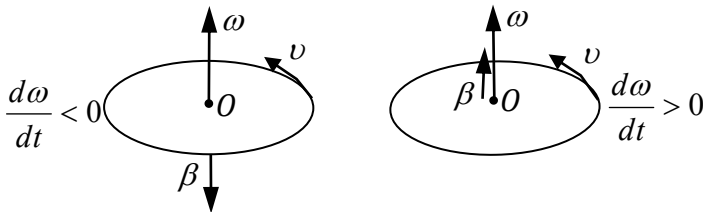
kimi təyin oluna bilər.

Həm bucaq sürəti, həm də bucaq təcili vektoru kəmiyyətlərdir. Bucaq sürətinin istiqamətinin *sağ burğu qaydası ilə* təyin olunması qəbul olunmuşdur (şəkil 1.9, a). Burğuda iki istiqamət mövcuddur – dəstəyin fırlanması və tiyənin irəliləmə istiqamətləri qarşılıqlı perpendikulyar olmaqla bir-birindən asılıdır. Sağ burğunun dəstəyi bərk cismin fırlanması istiqamətini təkrarlayarsa (şəkil 1.9, b,c), tiyənin irəliləmə hərəkəti bucaq sürətinin istiqamətini təyin edir.



Шякил

Beləliklə, bucaq sürəti fırlanma oxu boyunca yönələrək həm radius vektora, həm də nöqtənin xətti sürətinə perpendikulyardır.



Шякил

Bucaq təcili bucaq sürətinin dəyişməsi ilə xarakterizə olunduğundan, o istiqamətcə bucaq sürəti ilə eyni düzxətt üzrə yönəlir. Yeyinləşən fırlanma hərəkəti halında  $\Delta\omega > 0$  olduğundan  $\omega$  və  $\beta$  bir-birinə paralel, yavaşlayan fırlanma hərəkətində isə  $\Delta\omega < 0$  olduğundan,  $\omega$  və  $\beta$  bir-birinə əks istiqamətə malik olurlar (şəkil 1.10)

## II FƏSİL. DİNAMİKA

### § 2.1. İrəliləmə hərəkəti. Nyutonun I qanunu

Dinamika bölməsində kinematikada təsvir olunan hərəkətlərin baş vermə səbəbləri və nəticələri araşdırılır. Dinamikanın əsasları insanların çoxillik müşahidələri əsasında müəyyən olunsada, onun əsas mahiyyəti İ.Nyutonun formalaşdırdığı üç qanunda şərh olunur. İ.Nyuton özünün «natural fəlsəfənin riyazi müddəaları» kitabında yazır: «Bütün cisimlər öz sükunət halını və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkətini o qədər saxlaya bilər ki, qarşılıqlı təsir vasitəsi ilə kənardan başqa cisimlər bu halların pozulmasına onu məcbur etməsin». Burada cismə maddi nöqtə kimi baxılır və onun fırlanma hərəkəti icra etməsi istisna olunur. Sonradan göstəriləcək ki, xarici təsirlər olmadıqda cisim bərabərsürətli fırlanma hərəkəti də icra edə bilər. Beləliklə, Nyutonun I qanununa görə cismin sükunət halının və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkətinin dəyişməsi yalnız kənardan başqa cisimlərin təsiri ilə baş verə bilər. Sükunət və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkətin səbəbi cismə başqa cisimlərin təsir etməməsidir. Beləliklə, Nyutonun I qanunu sükunət və düzxətli bərabərsürətli hərəkətin səbəbini aydınlaşdırır. Cismin öz halını saxlaması *ətalət* adlanır və Nyutonun I qanununa bəzən *ətalət qanunu* deyirlər.

Nyutonun I qanununu bilavasitə təcrübələrlə yoxlamaq mümkün deyildir, çünki həqiqətdə elə cisim tapmaq mümkün deyil ki, ona başqa cisimlər təsir etməsin. Adətən sükunət halının müşahidəsi cismə təsir edən müxtəlif cisimlərin təsirinin qarşılıqlı tarazlaşması ilə əlaqələndirilir. Məsələn, sükunətdə olan bütün cisimlərin Yer tərəfindən cəzb olunması dayaqın reaksiyası ilə tarazlaşır. Burada sükunətin və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkətin hansı hesablamada cisminə (koordinat sistemində) nəzərən təyin olunması aydınlaşdırılmalıdır. Nyutonun özü «*mütləq fəza*»da «*mütləq hərəkət*»in mövcud olmasını qəbul edirdi. O yazır ki, mütləq fəza həmişə tərpənməz və dəyişməz qalır. Mütləq hərəkət isə bir mütləq fəzadan digərinə keçidlə əlaqədardır.

Əslində bu mühakimə doğru deyildir. Belə ki, cismin vəziyyəti və hərəkəti yalnız digər maddi cisimlərə nəzərən baş verə bilər. Müxtəlif cisimlərə nəzərən eyni cisim həm sükunətdə, həm də hərəkətdə ola bilər. Beləliklə, Nyutonun I qanunu istənilən hesablama sistemi üçün ödənilir. Aydınlıq üçün hesablama sistemi olaraq düzxətli bərabərsürətli hərəkət edən vaqon seçək. Vaqonda yerləşən cisimə başqa təsirlər olmazsa, o hərəkətə gəlməz. Lakin vaqon sürətlənərsə və ya tormozlanarsa, oradakı cismə bilavasitə kənar təsir olmasa da, o hərəkətə gələrək Nyutonun I qanununu pozur. Vaqon sürətləndikdə və tormozlandıqda təcilə malik olur və yalnız bu halda I qanun pozulur. Təcilli sistemlərdə I qanun doğru olur.

Hesablama sisteminin təcili olmazsa, Nyutonun I qanunu böyük dəqiqliklə ödənilir. Nyutonun I qanununun ödəndiyi sistemlərə *inersial (ətalət)* sistemləri deyilir. İstənilən fırlanan sistem, məsələn Yer, mərkəzəqaçma təcilinə malik olduğundan, inersial ola bilməz. Həqiqi inersial sistem olaraq koordinat oxları ulduzlara yönələn Günəşi qəbul etmək olar. Qeyd edək ki, inersial sistemə nəzərən təcilə malik olmayan – düzxətli bərabərsürətli hərəkət edən hesablama sistemi də inersial sistemdir.

## § 2.2. Cisimlərin kütləsi və impulsu

Nyutonun I qanununa görə cisim öz halını kənar təsir nəticəsində dəyişir, yəni təcil alır. Təcrübələr göstərir ki, eyni bir kənar təsir müxtəlif cisimlərə bərabər olmayan təcillər verir. Belə məlum olur ki, istənilən cismin öz halını saxlaması xassəsi mövcuddur. Bu xassə ətalətlilikdir. *Cisimlərin ətalətlilik ölçüsü kütlə adlandırılır.* Kütlə  $m$  hərfi ilə işarə olunur və onun ölçü vahidi **kiloqram**, zaman vahidi **saniyə** və uzunluq vahidi **metrlə** birgə Beynəlxalq Vahidlər Sisteminin (BS) əsas vahidlərindən bir qismini təşkil edirlər. Kütlə vahidi olaraq müəyyən ölçülü platin-iridiumdan hazırlanmış slindr götürülür, digər cisimlərin kütləsi isə etalonla müqayisədən təyin olunur. Müasir təsəvvürlərə görə kütlə cismin yarandığı zaman sərf olunan işi xarakterizə edən enerji xarakteristikasıdır və Eynşteynin  $E = mc^2$  düsiuru

vasitəsilə təyin olunur,  $c$  - işığın vakuumdakı sürətidir ( $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ ). Əgər hər hansı  $m$  kütləli cisim etalonla qarılıqlı təsirə gətirilərsə və digər cisimlərin təsiri nəzərə alınmazsa, qarşılıqlı təsir zamanı hər iki cismin sürəti dəyişməyə məruz qalır. Təcrübələr göstərir ki, cisimlərin aldıkları təcillər onların etalətliliyi ilə tərs mütənasibdir.

$$\frac{m}{m_{et}} = \frac{a_{et}}{a_{cism}} \Rightarrow m = \frac{a_{et}}{a_{cism}} m_{et} \quad (2.1)$$

Burada  $a_{et}$ ,  $a_{cism}$  etalonun və cismin qarşılıqlı təsir zamanı əldə etdiyi təcillərdir. Qarşılıqlı təsir müddəti hər iki cisim üçün eyni olduğundan, təcilin (1.7) ifadəsindən istifadə edək:

$$m_{et} \cdot \overrightarrow{\Delta v_{et}} = -m \cdot \overrightarrow{\Delta v}. \quad (2.2)$$

Burada  $\Delta v_{et}$  və  $\Delta v$  uyğun olaraq etalonun və cismin qarşılıqlı təsir zamanı sürətinin dəyişməsinə təyin edir. Klassik mexanikada cismin kütləsi sabit kəmiyyət olaraq onu təşkil edən maddə miqdarı ilə təyin olunur. Ona görə də (2.2) ifadəsini

$$\Delta(m_{et} \cdot \vec{v}_{et}) = \Delta(m \cdot \vec{v}) \quad (2.3)$$

kimi yazmaq olar. Cismin kütləsinin sürətinə hasili onun *impulsu* adlanır.

$$\vec{K} = m\vec{v} \quad (2.4)$$

İmpuls vektordur, onun istiqaməti sürətin istiqaməti ilə üst-üstə düşür. Cismin kütləsi sıfır ola bilməz, lakin sükunətdə olan cismin impulsu sıfır olur. İmpulsun BS –də ölçü vahidi  $kq \cdot m / san$ -dir.

### § 2.3. Nyutonun II və III qanunları

Bu qanunlar qarşılıqlı təsir zamanı cisimlərin hərəkətində baş verən dəyişikliyi aydınlaşdırır. Cisimlərin qarşılıqlı təsiri qüvvə adlanan vektorial fiziki kəmiyyətlə ( $\vec{F}$ ) xarakterizə olunur. Təcrübələr göstərir ki, hərəkətdə dəyişiklik təsir edən qüvvə istiqamətində baş verir. Belə dəyişiklik sükunətdə olan və ya düzxətli bərabərsürətli hərəkət edən cismin sürətinin dəyişməsinə,



yəni təcilin əmələ gəlməsidir. Beləliklə demək olar ki, *cisimlərin təcilə malik olmasının səbəbi onlara təsir edən qüvvələrdir.* Əlbəttə, qarşılıqlı təsir (qüvvə) böyük olduqca cisimin aldığı təcil daha yüksək olacaqdır, yəni cismin malik olduğu təcil təsir edən qüvvə ilə düz mütənəsbdir. Eyni qarşılıqlı təsirdən kütləsi kiçik olan cisim daha böyük təcil alır:

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (2.5).$$

Bu Nyutonun II qanunudur. *Cismin hərəkət təcili ona təsir edən qüvvə ilə düz mütənəsbdir.*

Əgər cismə bir neçə qüvvə təsir edərsə, onun aldığı təcil qüvvələrin vektorial cəmi ilə təyin olunur. (2.5) ifadəsində  $\vec{F}$  - qüvvəsi cismə təsir edən bütün qüvvələrin vektorial cəmi olaraq *avəzləyici qüvvəni* təyin edir.

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n \quad (2.6)$$

Nyutonun ikinci qanununun daha ümumi ifadəsini almaq üçün təcilin (1.7) ifadəsini nəzərə alaq:

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = \frac{d\vec{K}}{dt} \quad (2.7)$$

Beləliklə, *cismin impulsunun dəyişmə yeyinliyi ona təsir edən qüvvəni xarakterizə edir.* (2.7) ifadəsi həm kiçik sürətlər, həm də relyativistik mexanika üçün işıq sürətləri ilə müqayisə olunan sürətlər üçün doğru qalır.

Qüvvə vahidi olaraq  $1 \frac{kg \cdot m}{san} = 1N$  (Nyuton) qəbul olunmuşdur.

Nyuton BS-də törəmə vahidlər sırasına daxildir. Bəzən kütləsi 1 qram ( $10^{-3} kg$ ) olan cismə  $1 \frac{sm}{san^2} (10^{-2} \frac{m}{san^2})$  təcil verən qüvvə vahidindən - *dina*-dan istifadə olunur.

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

*1 dina 1 Nyutondan  $10^5$  dəfə kiçik qüvvədir.* Qeyd edək ki, qüvvə yalnız cisimlərə təcil verməsi ilə məhdudlaşmır. Qarşılıqlı təsir zamanı cisimlərin deformasiya olunması – onların həcm və

formasının dəyişməsi də qüvvə ilə əlaqədardır. Belə hadisələrdə meydana çıxan qüvvələr *elastik qüvvə* adlanır. Ümumdünya cazibə qanununa görə kütləsi olan istənilən cisimlər arasında cazibə təbiətli qüvvələr meydana gəlir. Bu qüvvə *qravitasiya qüvvəsi* adlanır. Nyuton qanunları istənilən təbiətli qüvvələr üçün doğrudur.

Deformasiya və qravitasiya qüvvələri ilə yanaşı toxunan cisimlərin molekulları arasında ilişmə qarşılıqlı təsiri kimi təzahür edən qüvvələr də mövcuddur. Belə qüvvələr əsasən toxunan cisimlərdən birinin digərinə nəzərən hərəkəti zamanı meydana çıxır və *sürtünmə qüvvələri* adlanır. Müxtəlif cisimlərin bir-birinə nəzərən hərəkəti zamanı meydana gələn sürtünmə qüvvəsi *xarici (sürüşmə) sürtünmə*, eyni cismin müxtəlif hissələrinin bir-birinə nəzərən yerdəyişməsi nəticəsində yaranan qüvvələr isə *daxili sürtünmə qüvvəsi* və ya *özülülük* adlanır. Sonuncu qüvvə əsasən maye və qazlarda mövcud olur və xarici sürtünmə qüvvəsindən xeyli kiçik qiymət alır. ( $F_{sur}^{xar} \gg F_{sur}^{dax}$ ).

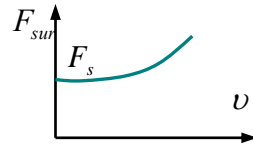
Xarici sürtünmə qüvvəsi cisimlərin nisbi hərəkətində daha mühüm rol oynayır. Bu qüvvənin

əsas xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, o həmişə hərəkətin əksinə (Şəkil 2.1, a) toxunan səthlər üzrə yönələrək sürətin artmasına mane olur. Sürtünmə qüvvəsinin ədədi qiyməti toxunan səthlərin sahəsindən asılı olmayıb, cisimlərin bir-birinə nəzərən nisbi sürətindən asılıdır (Şəkil 2.1, b). Bu xassə sürtünmə qüvvəsini bütün başqa qüvvələrdən fərqləndirir.

Sürtünmə qüvvəsi mövcud olduqda Nyutonun II qanununun ifadəsi

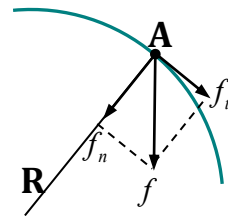


a)



b)

Шякил 2.1



Шякил

$$\vec{F} + \vec{F}_{sur} = m \cdot \vec{a} \quad (2.8)$$

kimi yazıla bilər. Skalyar şəkildə (2.8) ifadəsi

$$a = \frac{1}{m} \cdot (F - F_{sur}) \quad (2.9)$$

olar. Real olaraq (2.9) ifadəsi cisimlərin istənilən növ hərəkətini təsvir edə bilər. Əgər  $F = F_{sur}$  olarsa, (2.9) ifadəsindən  $\vec{a} = 0$  və  $\vec{v} = const$  alınır. Beləliklə, cisim o zaman düzxətli bərabərsürətli hərəkət icra edər ki, ona təsir edən qüvvə sürtünmə qüvvəsi ilə tarazlaşsın.  $F > F_{sur}$  olduqda  $a > 0$  və cisimin sürəti zaman keçdikcə artır. Sürtünmə qüvvəsi sürət artdıqca artdığından (Şəkil 2.1, b), dartı qüvvəsinin sabit qiymətində bir müddətdən sonra  $\vec{v}$  elə qiymətə çatacaq ki,  $F = F_{sur}$  şərti ödəniləcək və  $\vec{F} + \vec{F}_{sur} = 0$  olduqda cisim daha böyük sürətlə düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə olacaqdır. Cisim tormozlandıqda  $\vec{F}$  qüvvəsi azalır. İlk olaraq  $F < F_{sur}$  olduğundan, cisim yavaşlayan hərəkət icra edir və sürət kiçildiyindən  $F_{sur}$  kiçilir. Müəyyən müddətdən sonra  $\vec{F} + \vec{F}_{sur} = 0$  şərti ödənilir və yenə də cisim bərabərsürətli hərəkət edir, lakin bu halda hərəkət sürəti əvvəlki haldan kiçik olur. Eyni mühakiməni Yer səthinə sərbəst düşən cisim (paraşütçinin hərəkəti) haqda demək olar. Havanın müqaviməti nəticəsində yaranan sürtünmə qüvvəsi cisimin (paraşütçinin) bərabərsürətli hərəkətinə səbəb olur və hərəkət sürəti paraşüt açılmamışdan əvvəl malik olduğu sürətlə təyin olunur.

Cismə qüvvə təsir etdikdə o hərəkətə gəlmirsə, tətbiq olunan qüvvə *sükunət sürtünmə qüvvəsi* ilə tarazlaşır. Təsir edən qüvvə artaraq  $F_s$ -ə bərabər olduqda (şəkil 2.1, b) cisim hərəkətə gəlir.  $F_s$ - sükunət sürtünmə qüvvəsinin maksimal qiyməti olub təxminən sürüşmə sürtünmə qüvvəsinə bərabərdir. Sonuncu

$$F_s = \mu \cdot F_n \quad (2.10)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $F_n$  cismi sürüşdüüyü səthə sıxan normal təzyiq qüvvəsi (xüsusi halda ağırlıq qüvvəsi),  $\mu$  isə

toxunan səthlərin materialından və hamarlığından asılı olan *sürtünmə əmsalıdır*. Sürtünmə əmsalı sürüşən cisimlərin bir-birinə nəzərən nisbi sürətindən asılıdır.

İndi də əyrixətli hərəkətdə qüvvələrə nəzər yetirək. Dinamikanın II qanunu  $F = ma$  ifadəsi əyrixətli hərəkət üçün də doğru olsa da, əyrixətli hərəkətdə iki növ təcil mövcud olduğundan, təsir edən qüvvələri də ayırd etmək gərəkdir. Şəkil 2.2-dən aydın olur ki,  $A$  cisminə həm normal təcilə uyğun  $f_n$  mərkəzəqaçma qüvvəsi, həm də sürətin modulunun dəyişməsinə uyğun  $a_t$  təcilinə görə trayektoriyaya toxunan istiqamətdə  $f_t$  qüvvəsi təsir edir.

$$f_n = ma_n = \frac{mv^2}{R} = m\omega^2 R \quad (2.11)$$

$$f_t = ma_t = \frac{m|\Delta v|}{\Delta t} \quad (2.12)$$

Bu qüvvələr qarşılıqlı perpendikulyardır, əvəzləyici qüvvə isə

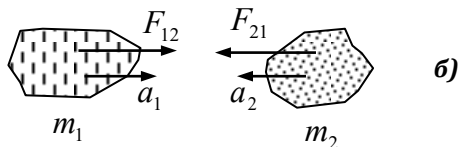
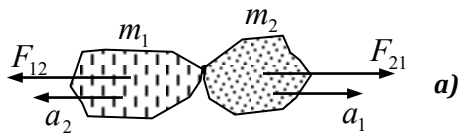
$$f = \sqrt{f_n^2 + f_t^2} \quad (2.13)$$

ifadəsi ilə hesablanır və görünür ki, radius və toxunan üzrə yönəlmişdir.

Nyutonun şərh olunmuş qanunlarında qarşılıqlı təsirdə olan cisimlərə baxılırdı. Belə ki, qarşılıqlı təsirdə ən azı 2 cisim iştirak edir və bu cisimlərin hər birinə qüvvə təsir edir. Sadəlik üçün 1 və 2 cisimlərindən ibarət sistemə baxaq (Şəkil 2.3). Bu cisimlərin qarşılıqlı təsiri zamanı II cismin təsiri ilə I cisim  $a_1$  təcili alır və ona təsir edən qüvvə  $F_{12} = m_1 a_1$  kimi təyin olunur. Bu qüvvələr həm itələmə (şəkil 2.3, a), həm də cazibə (şəkil 2.3, b) xarakterli ola bilər. Eynilə, I cisimin təsiri II cisimə  $a_2$  təcili verir və ona təsir edən qüvvə  $F_{21} = m_2 a_2$  kimi təyin olunur. Qarşılıqlı təsirdə bu iki cisim iştirak edirsə, onlara təsir edən qüvvələr modulca eyni olmaqla bir-birinə əks istiqamətdə yönəlirlər. Bu Nyutonun III qanunudur.

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} \Rightarrow m_1 a_1 = -m_2 a_2 \quad (2.14)$$

Nyutonun III qanunu fırlanma hərəkətində də özünü biruzə verir. Burada ikinci qüvvə cisimi fırlanmağa məcbur edir və *mərkəzdənqaçma qüvvəsi* adlanır. İpə bağlanmış cisimin fırlanmasında cisimin hərəkətinə səbəb ipə təsir edən mərkəzdənqaçma



Шякил

qüvvəsidir. Cisimin özünə isə  $a_n$  təcilinə uyğun (2.11) qüvvəsi təsir edir.

Nyutonun III qanunu I və II qanunları tamamlayır və qarşılıqlı təsirin nə ilə nəticələnməsini aydınlaşdırır. Bu səbəbdən təsvir olunan üç qanunun vəhdəti dinamikanın əsası adlanır.

## § 2.4. Elastiki qüvvə. Bərk cismin deformasiyası

Qüvvələrin təsiri ilə cismin forma və həcmnin dəyişməsi deformasiya adlanır. İstənilən cisim ona qüvvə ilə təsir etdikdə çox və ya az dərəcədə deformasiyaya uğrayır. Təsir edən qüvvə aradan qaldırıldıqdan sonra cisim ilkin forma və həcmi tam bərpa edərsə, belə deformasiya *elastiki deformasiya*, deformasiyayada meydana çıxan qüvvəyə isə *elastiki qüvvə* deyilir. Beləliklə deformasiya olunmuş cisimi ilkin vəziyyətə elastiki qüvvə qaytarır.

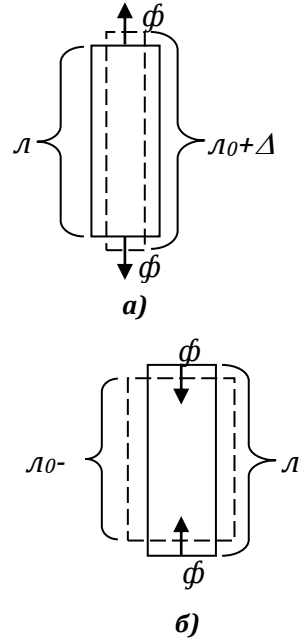
Xarici qüvvənin təsiri kəsildikdən sonra cismin əvvəki forması və həcmi bərpa olunmazsa, deformasiya *qeyri-elastiki* və ya *plastiki deformasiya* adlanır. Belə deformasiya zamanı elastiki qüvvə yaranmır.

Bərk cisimlərdə elastiki deformasiyanın 4 sadə növü, *gərilmə* (sıxılma və dartılma), *sürüşmə*, *əyilmə*, *burulma* deformasiyaları fərqləndirilir. Bu deformasiyalardan ən sadəsi gərilmə deformasiyasıdır və belə deformasiyaya bərk cisimlərlə yanaşı maye və qazlar da məruz qala bilər. Lakin qazlarda dartılma deformasiyası elastiki xarakter daşımır, yalnız sıxılma deformasiyasında xarici təsir götürüldükdə qaz əvvəlki həcmi bərpa edə bilər.

Uzunluğu  $l_0$ , en kəsiyinin sahəsi  $S_0$  olan çubuğun  $f$  qüvvəsinin təsiri ilə gərilmə deformasiyasına məruz qalmasına baxaq (Şəkil 2.4). Deformasiyadan sonra çubuğun vəziyyətləri qırıq xətlərlə göstərilmişdir. Deformasiya zamanı çubuğun uzunluğunun dəyişməsi

$$\Delta l = l - l_0 \quad (2.15)$$

*mütləq deformasiya* adlanır. Burada  $l_0$  deformasiyadan əvvəlki,  $l$  isə deformasiya etmiş çubuğun uzunluğudur. Dartılma deformasiyasında (şəkil 2.4, a) mütləq deformasiya müsbət ( $\Delta l > 0$ ), sıxılma deformasiyasında isə mənfi ( $\Delta l < 0$ ) olur. Eyni qüvvənin təsiri altında çubuğun uzunluğu artdıqca  $|\Delta l|$  mütləq deformasiyanın modulu da artır. Eyni uzunluğa malik eyni materialdan hazırlanmış çubuqlara tətbiq olunan qüvvə artdıqca  $\Delta l$  mütləq deformasiyası artır. Eyni qüvvənin təsiri ilə eyni materialdan hazırlanmış eyni uzunluğa malik çubuqların en kəsiyinin sahəsi artdıqca  $\Delta l$  mütləq deformasiyası azalır. Deyilənləri düstur şəklində



Шякил

$$\Delta l \sim l_0, F, \frac{1}{S_0} \Rightarrow \Delta l = \alpha \frac{F \cdot l_0}{S_0} \quad (2.16)$$

yazmaq olar. Burada  $\alpha$  *elastiklik əmsalı* adlanır və çubuğun hazırlanmış materialdan, onun birincisliyindən asılıdır, lakin çubuğun uzunluğundan, en kəsiyindən və təsir edən qüvvədən asılı deyildir. (2.16) ifadəsində sadə əməliyyatlar apararaq

$$\frac{\Delta l}{l_0} = \alpha \cdot \frac{F}{S} \quad (2.17)$$

alar.  $\frac{F}{S} = \sigma$  kimi təyin olunan və vahid səthə düşən qüvvəni xarakterizə edən kəmiyyət *mexaniki gərginlik* adlanır. Vahid uzunluğun deformasiyasını xarakterizə edən adsız  $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0}$

kəmiyyəti isə *nisbi deformasiya* adlanır. Qeyd edək ki, nisbi deformasiya çubuğun uzunluğundan asılı deyildir. Bu işarələmələrdə (2.17) ifadəsi

$$|\varepsilon| = \alpha \cdot \sigma \quad (2.18)$$

göstərir ki, elastiki deformasiyada nisbi uzanma tətbiq olunan mexaniki gərginliklə düz mütənasib olaraq dəyişir. Bu *Hüq qanunudur*. Adətən elastiklik əmsalının əvəzinə onun tərs qiymətindən-  $E = \frac{1}{\alpha}$  kəmiyyətindən- istifadə olunur. Bu *Yunq modulu* adlanır. Yunq modulunda istifadə edərək Hüq qanunu

$$\sigma = E \cdot |\varepsilon| \quad (2.19)$$

kimi yazıla bilər. Göründüyü kimi,  $\varepsilon = 1$  olarsa,  $\sigma = E$  olar.  $\varepsilon = 1$  olması isə  $\Delta l = l_0$  və ya  $l = 2l_0$  şərtinə uyğun gəlir. Beləliklə, *Yunq modulu çubuğun ölçüsünü iki dəfə dəyişmək üçün lazım olan mexaniki gərginliyə deyilir*. Yunq modulu bəzi elastiki materiallar istisna olmaqla çox böyük qiymətə malik olur ( $\sim 10^{10} Pa$ ) və materiallar bu mexaniki gərginlikdən xeyli kiçik gərginliklərdə dağılırlar. Yunq modulu materialın növündən, təmizliyindən asılıdır və müxtəlif materiallar üçün cədvəllər

vasitəsilə verilir. Mexaniki gərginliyin və Yunq modulunun ölçü vahidləri eyni olmaqla, BS-də  $\left[ \frac{N}{m^2} \right] = \left[ \frac{kq}{m \cdot san^2} \right] = Pa$  (Paskal) adlanır.

Təsir edən qüvvənin materialda əmələ gələn  $f_{el}$  elastiki qüvvə ilə tarazlaşmasını qəbul edərək ( $f = -f_{el}$ ) (2.19) ifadəsindən qüvvəni təyin edək:

$$f_{el} = -\Delta l \frac{E \cdot S}{l} \quad (2.20).$$

Burada  $k = \frac{E \cdot S}{l}$  işarələməsi apararaq

$$f_{el} = -k\Delta l \quad (2.21)$$

kimi Hük qanununun başqa ifadəsini alırıq. Burada  $k$  - materialın *sərtlilik əmsalı* adlanır və onun vahidi BS-də  $[k] = \left[ \frac{N}{m} \right] = \left[ \frac{kq}{s^2} \right]$  -ə uyğun gəlir. Təyin olunmasından aydın olur ki, yayın sərtliyi onun materialından asılı olmaqla onun en kəsiyinin sahəsi ilə düz, uzunluğu ilə tərs mütənasibdir.

Çubuqların gərilmə deformasiyasında en kəsiyinin ölçüləri də dəyişir. Dartılma zamanı en kəsiyin ölçüləri kiçilir, sıxılma deformasiyasında isə artır. Çubuğun eninin  $d$  ölçüsünün nisbi dəyişməsi mexaniki gərginlik ilə mütənasibdir.

$$\frac{\Delta d}{d} = \beta \cdot \sigma \quad (2.22)$$

Mütənasiblik əmsalı olan  $\beta$  *uzununa dartılmada eninə sıxılma əmsalı* adlanır. Onun ölçü vahidi elastiklik əmsalı ilə eyni olub,  $\left[ \frac{1}{Pa} \right]$ -a uyğun gəlir.  $\beta$  əmsalı ilə (2.18) ifadəsində təyin olunan elastiklik əmsalı nisbəti adsız *Puasson əmsalı* ( $\gamma$ ) adlanır.

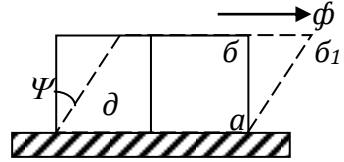
$$\gamma = \frac{\beta}{\alpha} \quad (2.23)$$



Puasson əmsalı materialın bircinsliliyindən və anizotropluğuundan asılıdır. Kifayət qədər bircins və izotrop materiallar üçün Puasson əmsalı  $\frac{1}{4}$  qiymətinə yaxın olur.

Bərk cisimlərdə baş verən başqa sadə deformasiya sürüşmə deformasiyasıdır.

Sürüşmə deformasiyası bərk cismin səthinə toxunan istiqamətdə qüvvə təsir etdikdə mümkün olur (Şəkil 2.5).



ШЯКИЛ 2.5

Belə qüvvənin təsiri altında bərk cismin qatları bir-birinə nəzərəən elə sürüşürlər ki, qüvvəyə perpendikulyar götürülən  $ab$  xətti  $\psi$  bucağı qədər dönərək  $ab_1$  vəziyyətinə keçir. Deformasiya olunmuş mühitin forması qırıq xətlərlə təsvir olunmuşdur. Kiçik elastiki deformasiyalarda  $\psi$  bucağının qiyməti deformasiyanın qiyməti ( $bb_1$ ) ilə yanaşı qüvvəyə perpendikulyar istiqamətdə mühitin ölçüsündən asılıdır.

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{bb_1}{d} \Rightarrow \psi = \frac{bb_1}{d} \quad (2.24)$$

Belə təyin olunmada  $\psi$  bucağı nisbi sürüşməni xarakterizə edir və elastiklik hüdudu daxilində bu deformasiya üçün də Hük qanunu yazıla bilər.

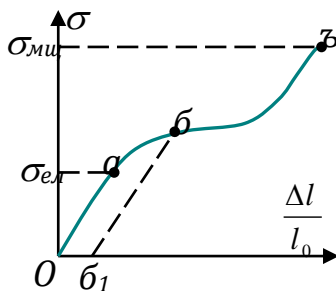
$$\psi = n \cdot \sigma \quad (2.25)$$

Mütənəsiblik əmsalı  $n$  - sürüşmə əmsalı, onun tərs qiyməti  $N = \frac{1}{n}$  isə *sürüşmə modulu* adlanır. Sürüşmə modulu bu növ deformasiyada görülmə deformasiyasındakı Yunq modulunun oynadığı rolu ifa edir. Onun ədədi qiyməti də Yunq modulu ilə əlaqəlidir. Təmiz materiallar üçün sürüşmə modulu Yunq modulunun təxminən 40%-ni təşkil edir. Fiziki olaraq sürüşmə modulu materialı  $\varphi = 45^\circ$  deformasiya etdirmək üçün lazım olan gərginlikdir.

Tətbiq olunan qüvvənin artması ilə deformasiya öz elastikliyini itirir və qüvvənin təsiri kəsildikdən sonra qalıq deformasiya əmələ gəlir. Gərginliyin geniş dəyişmə intervalında  $\frac{\Delta l}{l}$  nisbi

deformasiyasının mexaniki gərginlikdən asılılığı şəkil 2.6-də göstərilmişdir. Bu asılılığa *gərginlik diaqramı* deyilir.

$\frac{\Delta l}{l}(\sigma)$  asılılığında xəttilik



Шякил 2.6

gərginliyin  $0 \div \sigma_{el}$  aralığına uyğundur və burada Hüq qanunu böyük dəqiqliklə ödənilir. Asılılığın bu hissəsi xəttilik oblasti,  $\sigma_{el}$  isə xəttilik hüdudu adlanır. Mexaniki gərginliyin  $\sigma > \sigma_{el}$  qiymələrində deformasiya plastiki xarakterə malik olur. Qüvvənin təsiri kəsildikdə deformasiya yox olmur və gərginliyin azalması ilə nisbi uzanma  $b_1 b$  xətti üzrə azalaraq  $Ob_1$  qalıq deformasiyası alınır. Dartılma deformasiyasına məruz qalan çubuğun plastiki deformasiyadan sonrakı uzunluğu əvvəlki  $l_0$  uzunluğundan böyük olur.

Plastiki deformasiya alındıqdan sonra da tətbiq olunan mexaniki gərginlik artırılarsa, materialın qırılması (dağılması) baş verər. Diaqramın  $c$  nöqtəsi materialın dağılmasına uyğun mexaniki gərginliyi – möhkəmlik hüdudunu ( $\sigma_{mh}$ ) təyin edir. Materiala  $\sigma_{mh}$  gərginliyi tətbiq olunduqda dağılır. Əksər materiallarda  $\sigma_{mh}$  -nin qiyməti  $E$  Yunq modulunun qiymətindən yüzlərlə dəfə kiçik olur. Elastiklik hüdudu  $\sigma_{el}$  ilə möhkəmlik hüdudu  $\sigma_{mh}$  bir-birinə yaxın olan materiallar *kövrək mühitlər* adlanır. Kövrək mühitlərə misal olaraq çuqunu və şüşəşi göstərmək olar.

Deformasiyanın fiziki mahiyyəti və onun göstərilən xüsusiyyətləri bərk cisimlərin atomları arasındakı qarşılıqlı təsirlə izah olunur. Belə məsələlərə molekulyar fizika bölməsində baxılır (bax § 8.7).

### § 2.5. İmpulsun saxlanma və çevrilmə qanunu

Nyutonun II qanunu hərəkət edən nöqtənin verilmiş zaman anında təcilini tapmağa imkan verir. Praktikada çox vaxt hərəkətin müəyyən zaman intervalında dəyişməsi maraqlı kəsb edir. Belə məsələni həll etmək üçün dinamikanın II qanunu sonsuz sayda, zaman intervalına daxil olan bütün anlar üçün tətbiq olunmalıdır. Belə çətinlikləri aradan qaldırmaq üçün dinamikanın qanunlarının şəklini dəyişərək elə hala salmaq mümkündür ki, aralıq hallarda təcil və sürəti hesablamadan dərhal son sürəti təyin etmək mümkün olsun. Bu məqsədlə *impulsun dəyişmə və saxlanma xassələrindən* istifadə olunur.

Nyutonun II qanununun (2.5) ifadəsində elə  $\Delta t$  müddətinə baxılır ki, təcilin  $\vec{a} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$  qiymətinə uyğun  $\vec{F}$  qüvvəsi qiymət və istiqamətcə dəyişməyə macal tapmır. Qüvvə və təcili uyğun orta qiymətlərlə əvəz edərək (2.5) ifadəsini

$$\vec{F}_{or} = m \cdot \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} \Rightarrow \vec{F}_{or} \cdot \Delta t = m \cdot \Delta \vec{v} \quad (2.26)$$

kimi yazıla bilər.  $\Delta \vec{v} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1$  olduğu nəzərə alınarsa,

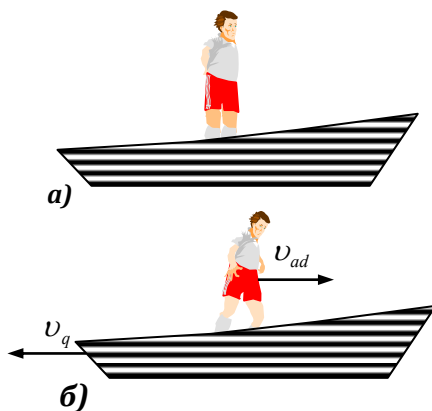
$$\vec{F}_{or} \cdot \Delta t = m \vec{v}_2 - m \vec{v}_1 = \vec{K}_2 - \vec{K}_1 \Rightarrow \vec{F}_{or} \cdot \Delta t = \Delta \vec{K} \quad (2.27)$$

impulsun dəyişməsinin  $\vec{F}_{or} \cdot \Delta t$  kimi təyin olunan *qüvvə impulsuna* bərabər olması aydınlaşar.

Müəyyən cisimlərdən təşkil olunmuş mexaniki sistemdə qarşılıqlı təsir qüvvəsi xarici və daxili olmaqla iki növə ayrılır. Burada  $\vec{F}_{or}$  xarici və daxili qüvvələrin vektorial cəmi kimi təyin olunur. Daxili qüvvələr sistemə daxil olan cisimlərin bilavasitə bir-biri ilə qarşılıqlı təsirini xarakterizə edir. Xarici qüvvə sistemdən kənar cisimlər tərəfindən sistemdəki cisimlərə



İmpulsun saxlanma qanunu fəzanın bircinsliyi ilə əlaqədardır və mexanikanın ən fundamental qanunlarından biridir. Xüsusi halda sükunətdə olan ( $\vec{K}_1 = 0$ ) cisim bir neçə hissədən ibarət olarsa, hissələrdən birinin hərəkətə gəlməsi digər hissələrin elə hərəkətinə səbəb olur ki, bütün hissələrin impulslarının vektorial cəmi «0» olsun. Məsələn, suda tərpənməz dayanan qayıqda (Şəkil 2.7) olan adam hərəkət etdikdə qayığın əks tərəfə sürət alması müşahidə olunur.



Шякил  
2.7

$$v_{ad} \cdot m_{ad} - (m_q + m_{ad}) \cdot v_q = 0$$

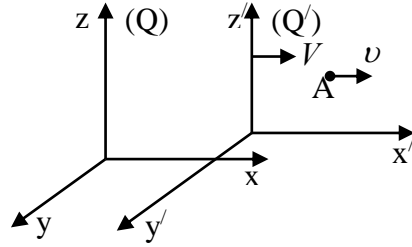
Burada adamın hərəkət sürətini bilməklə qayığın aldığı sürəti

$$v_q = \frac{m_{ad} \cdot v_{ad}}{m_q + m_{ad}} \quad (2.31)$$

kimi təyin etmək olar. Burada  $m_{ad}$  və  $m_q$  uyğun olaraq qayığın və adamın kütlələri,  $v_{ad}$  və  $v_q$  isə adamın qayığa və qayığın suya nəzərən sürətləridir. Cisimin müəyyən hissəsinin ona nəzərən hərəkətə gəlməsi sayəsində cisimin özünün sürət alması *reaktiv hərəkət* adlanır. Reaktiv hərəkətdən istifadə edərək K.E.Sialkovski raketlərin hərəkətə gəlməsini və onların idarə olunmasını həyata keçirmişdir. Yanar qazların raket və ya mühərrikdə olan yarıqdan xaric olunması raket və ya təyyarənin əks istiqamətdə impuls almasına şərait yaradır. Əgər tüstü bacası hərəkət istiqamətinə yönəldilərsə, əksinə raket və ya maşının tormozlanması həyata keçirilə bilər.

## § 2.6. Mexanikanın nisbilik prinsipi

Bir-birinə nəzərən  $\vec{V} = \text{const}$  sabit sürətlə hərəkət edən iki inersial sistemə görə müəyyən cisimin hərəkətinə nəzər yetirək (Şəkil 2.8). Cisimin koordinatlarının, zaman və kütlənin bir sistemdən digərinə keçdikdə dəyişməsi



Шякил

$$\begin{cases} z = z' \\ y = y' \\ x = x' + \vec{V}t \\ t = t' \\ m = m' \end{cases} \quad (2.32)$$

olur. Bu ifadələr *Qaliley çevrilmələri* adlanır. Qaliley çevrilmələrində cismin vəziyyəti nisbi, zaman və kütlə isə mütləqdir. Bu çevrilmələrə görə iki nöqtə arasında məsafə  $\Delta x = \Delta x'$ , yəni *cismin ölçüləri bir inersial sistemdən digərinə keçdikdə dəyişmir*.

$Q'$  sistemində A cismi  $v$  sürətinə malikdir:  $v_{Q'} = v$ .  $Q$  sistemində cismin sürəti (2.32) ifadəsindən törəmə alıb,  $\frac{dx'}{dt} = v$ ,

$\frac{dx}{dt} = v_Q$  olduğu nəzərə alınsa,

$$\vec{v}_Q = \vec{v} + \vec{V} \quad (2.33)$$

olar. Əgər  $\vec{v}$  və  $\vec{V}$  eyni istiqamətdə və ya əks istiqamətdə yönəlsə, (2.32) ifadəsi skalyar şəkildə uyğun olaraq

$$v_Q = v_{Q'} - V; \quad v_Q = v_{Q'} + V \quad (2.34)$$

kimi yazıla bilər. Bu ifadələr sürətlərin klassik toplanma düsturu adlanır.

İndi fərz edək ki, cisim hər hansı vasitə ilə təcil alır:  
 $a_{Q'} = \frac{dv}{dt}$ . Bu  $Q'$  sistemində təcildir,  $Q$  sistemində isə təcil (2.33)

ifadəsinə görə

$$a_Q = \frac{dv_Q}{dt} = \frac{d(\vec{v} \pm \vec{V})}{dt} = \frac{dv}{dt} \pm \frac{dV}{dt} = a_{Q'} \quad (2.35)$$

olar. Beləliklə, təcil müxtəlif inersial sistemlərdə eyni qiymətə malik olur. Nəzərə alınsa ki, klassik mexanikada cismin kütləsi müxtəlif hesablama sistemlərində eynidir (kütlə mütləqdir) (2.35) ifadəsinin hər tərəfini cisimin kütləsinə vuraraq

$$ma_Q = ma_{Q'} \Rightarrow F_Q = F_{Q'}$$

alırıq. Deməli, *Nyutonun qanunları bir inersial sistemdən digərinə keçdikdə dəyişmir*. Dinamika qanunları inersial sistemlərə nəzərən invariantdırlar. Deyilən fikirin çox maraqlı təzahürləri meydana çıxır. Tutaq ki, düzxətli bərabərsürətli hərəkət edən qatarı baxılır. Belə sistemdə yerləşən cismə hər hansı  $a$  təcili vermək üçün qüvvə ona sükunətdən həmin təcili vermək üçün lazım olaq qüvvəyə bərabərdir. Bütün mexaniki proseslər sükunətdə olan və düzxətli bərabərsürətli hərəkətdə olan sistemlərdə eyni cür baş verir, yəni qatar daxilində aparılan heç bir təcrübə ilə onun sürəti təyin oluna bilməz, hətta qatarın hərəkət edib etməməsini də ayırd etmək mümkün deyildir. İkinci misal olaraq bərabərsürətli hərəkət edən gəmiyə nəzər yetirək. Gəmidəki idmançı gəminin hərəkət istiqamətində və gəminin hərəkətinə əks istiqamətdə tullandıqda hər iki halda eyni nəticəyə nail olacaqdır, baxmayaraq ki, idmançı tullanma icra etdikdə (havada olduqda) gəmi hərəkət edir. Bu nəticə gəminin sükunətdə olduğu hal ilə də tam üst-üstə düşür. Bu misallar əsasında Q.Qaliley nisbilik prinsipini formalaşdırmışdır. *İnersial sistem daxilində aparılan heç bir fiziki eksperimentlə sistemin sükunətdə və ya bərabərsürətli düzxətli hərəkətdə olmasını ayırd etmək mümkün deyildir*. İstənilən inersial sistemi sükunət halında götürmək mümkündür və bütün digər inersial sistemlərin sürətini baxılan sistemə görə təyin etmək olar.

## § 2.7. Eynşteynin nisbilik nəzəriyyəsi. Lorens çevrilmələri

Eynşteynin nisbilik prinsipi yalnız mexaniki hadisələrə deyil, həm də elektrik, maqnit, işıq və s. hadisələri üçün ümumiləşdirilə bilər. Bu Eynşteynin *ümumi nisbilik prinsipi* adlanır.

İşığın sürətinin müxtəlif üsullarla ölçülməsi ilə istənilən hesablama sistemində onun boşluqda  $c=3 \cdot 10^8 m/san$  olması aydınlaşdırıldı. Bu, sürətlərin (2.34) toplanma qanununa ziddir. (2.32) Qaliley çevrilmələri də bu baxımdan düz olmayacaqdır. Belə əksliyi Eynşteyn (2.32) çevrilmələrində zamanın və iki nöqtə arasında məsafənin mütləq qəbul edilməsi ilə əlaqələndirmişdir. Bu əsasda 1905-ci ildə Eynşteyn xüsusi nisbilik nəzəriyyəsini yaratmışdır. Nisbilik nəzəriyyəsi *isbatı olmayan 2 mühakimə – postulat* üzərində qurulur.

1. Təbiətin bütün hadisələri istənilən inersial sistemdə eynidir, yəni inersial sistemlər eynihüquqludur.

2. İşığın boşluqdakı  $c = 3 \cdot 10^8 m/san$  sürəti ən böyük sürətdir və bütün inersial sistemlərdə eyni qiymətə malikdir.

Xüsusi nisbilik prinsipinə görə zamanın axını və düz xətt parçasının uzunluğu nisbidir, bir hesablama sistemindən digərinə keçdikdə dəyişməyə məruz qala bilər. Bu prinsip bir sistemdən digərinə keçdikdə sürətlərin toplanması və zamanın dəyişməsini yeni nəzəriyyə əsasında hesablanmasını tələb edir. 1904-cü ildə Lorents bir inersial hesablama sistemindən ona nəzərən  $\vec{V}$  sürəti ilə hərəkət edən digər inersial hesablama sisteminə keçdikdə koordinatın və zamanın dəyişməsi üçün yeni düsturlar verdi:

$$x = \frac{x' + \vec{V}t}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; \quad y = y'; \quad z = z'; \quad t = \frac{t' + \frac{\vec{V}x}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (2.36)$$

Bu düsturlar Lorents çevrilmələri adlanır və  $V \ll c$  olduqda (2.32) Qaliley çevrilmələri ilə üst-üstə düşür. Beləliklə, Qaliley çevrilmələri və Nyuton mexanikası nisbətən kiçik sürətlərdə

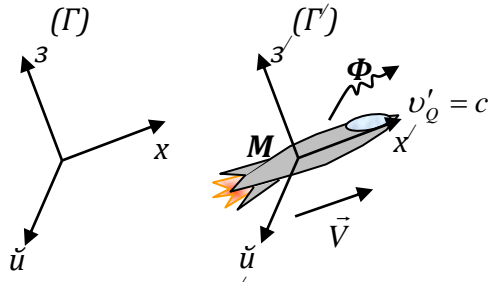


( $\bar{v} \ll c$ ) doğrudur. Sistemin və ya cismin sürəti işıq sürətinə yaxınlaşdıqda məkan və zaman anlayışlarında dəyişiklik əmələ gəlir. Lorents çevrilmələrindən istifadə etdikdə şəkil 2.8 əsasında sürətlərin torlanma qanunu

$$v_Q = \frac{\bar{v}_Q + \vec{V}}{1 + \frac{v_Q \cdot V}{c^2}} \quad (2.37)$$

olur. Göründüyü kimi ( $\bar{v}, \vec{V} \ll c$ ) olduqda (2.37) ifadəsi

klassik sürətlərin torlanma qanunu olan (2.34) ifadəsinə çevrilir. Lakin (2.37) ifadəsində,  $\bar{v}_Q$  və  $\vec{V}$ -nin istənilən qiymətlərində (əlbəttə  $v_Q, V \leq c$ )  $\bar{v}_Q$  işığın vakumdakı sürətindən kiçik olur. Tutaq ki, yerə nəzərən  $\vec{V} < c$  sürəti ilə



Шякил 2.9

hərəkət edən  $M$  raketindən  $F$  işıq siqnalı ( $v_Q = c$ ) buraxılır (Şəkil 2.9). Bu halda yerdəki müşahidəçiyə görə işıq siqnalının sürəti (2.34)-ə görə  $v_Q = V + c > c$ , (2.37) düsturuna görə isə  $v_Q = c$  alınar. Beləliklə, (2.37) düsturu Eynşteyn nəzəriyyəsinin ikinci postulatını ifadə edir.

$x$  oxu istiqamətində  $Q'$  sistemində hərəkət edən xətkəşin  $x'_2 - x'_1 = l_0$  uzunluğunun  $Q$  sistemindəki  $x_2 - x_1 = l$  uzunluğu ilə müqayisə edək. Hər iki sistemdə koordinatlar eyni zamanda ölçülmüşsə ( $t'_0 = t$ ),

$$l_0 = \frac{(x_2 - x_1) + V(t'_0 - t)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \Rightarrow l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (2.38)$$

kimi hərəkət edən sistemlərdə iki nöqtə arasında məsafənin (xətkeşin uzunluğunun) qısalmasını təyin edirik.

Bir hesablama sistemindən digərinə keçdikdə zamanın axması, eynizamanlılıq pozulur. Eyni bir  $A$  nöqtəsində baş verən ( $x_2 = x_1$ ) müəyyən hadisənin davam etmə vaxtı  $Q$  sistemində  $\tau = t_2 - t_1$ ,  $Q'$  sistemində isə  $\tau_0 = t'_2 - t'_1$  olarsa (şəkil 2.9), Lorents çevrilmələrindən istifadə edərək

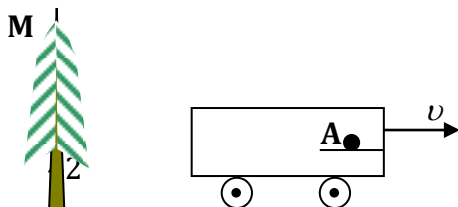
$$\tau = t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1 + \frac{v}{c^2}(x_2 - x_1)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \Rightarrow \tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.39)$$

zamanın nisbilik ifadəsini alırıq. (2.39) ifadəsinə görə hərəkət edən sistemlərdə vaxt sükunətdə olan sistemlərə nəzərən ləngiyir. Bu müddəa müasir fizikada öz təsdiqini tapmışdır. Yaşama müddəti kiçik olan zərrəcikləri sürətləndirərək onların «ömürlərini» xeyli artırmaq və onları ölçmək mümkündür. Beləliklə, Eynşteynin nisbilik nəzəriyyəsi daha ümumi mənə daşıyaraq Qaliley prinsipinin xüsusi hal kimi kiçik sürətlər üçün doğru olmasını göstərmişdir.

### § 2.8. Qeyri inersial sistemlər. Ətalət qüvvəsi

Yuxarıda qeyd olundu ki, Nyuton qanunları inersial sistemlərdə ödənilir. Təcilə malik olan qeyri inersial sistemlərdə Nyuton qanunları doğru olmur, cisimə başqa cisimlər təsir etmədikdə də öz sükunət halını və ya bərabərsürətli düzxətli hərəkətini dəyişdirə bilər. Nəticədə cisim təcil alır və Nyutonun II qanunu pozulur. Sözsüz ki, əks təsir də baş vermir və III qanun pozulur. Qeyd edək ki, daima kontaktda olduğumuz sistemlərin əksəriyyəti qeyri inersialdır. Belə sistemlər həm fırlanma, həm də dəyişən sürətli ilənilmə hərəkətində ola bilərlər. Digər istənilən hərəkət bu iki hərəkətin cəmi kimi təsvir oluna bilər.

Qeyri inersial sistemlərə Nyuton qanunlarını tətbiq etmək üçün *yeni növ qüvvə*

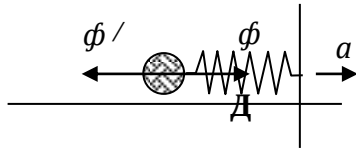


olan *ətalət qüvvələninin* mövcud olması qəbul olunmalıdır. Bu mənbəyi məlum olmayan qüvvə olsa da, o cisimə təcil vermək xüsusiyyətinə malikdir. Ətalət qüvvəsini başa düşmək üçün  $\vec{v} = const.$  sürəti ilə düzxətli bərabərsürətli hərəkət edən qatar vaqonun rəfində yerləşən  $m$  kütləsinə malik  $A$  kürəsinə nəzər yetirək. Rəf tam hamardır və sürtünmə qüvvəsi yaratmır. Dəmir yolu qırağında yerləşən ağaca- tərپənməz  $M$  hesablama sisteminə-görə kürə  $\vec{v} = const.$  sürəti ilə düzxətli bərabərsürətli hərəkət edir (şəkil 2.10). Digər hesablama sistemi olan vaqona görə  $A$  kürəsi sükunətdədir. Nyutonun I qanunu hər iki sistemdə ödənilir, kürəyə heç bir qüvvə təsir etmir, ağırlıq qüvvəsi ilə rəfin reaksiya qüvvəsi isə bir-birini tarazlaşdırırlar.

Fərz edək ki, hər hansı vasitə ilə vaqon hərəkət istiqamətində  $a$  təcili alır.  $M$  hesablama sisteminə görə kürə  $v$  sürəti ilə öz bərabərsürətli düzxətli hərəkətini davam etdirəcəkdir, çünki heç bir qüvvə təsir etmir. Vaqonla bağlı hesablama sistemində isə vəziyyət başqadır. Vaqon təcil aldığı üçün sürətini artıracaqdır, kürə isə əvvəlki halını saxladığı üçün qatardan geri qalacaqdır. Beləliklə, əvvəlcə sükunətdə olan kürə vaqonun hərəkətinin əksinə təcil alacaqdır. Bu təcil qiymətcə vaqonun  $a$  təcilinə bərabər olacaqdır.

$$a_{cisim} = -a_{vaqon} \quad (2.40)$$

Vaqon inersial sistem olmadığından ona Nyutonun II qanununu tətbiq etmək olmaz. Bu qanundan formal olaraq istifadə etməklə təcilli sistemdə cisimə əlavə olaraq  $f' = -am$  qüvvəsinin tətbiq olunmasını alırıq. Deməli Nyutonun II qanununun ödənilməsi üçün biz təcilli sistemlərdə  $f'$  fiktiv qüvvəsinin əmələ gəlməsini qəbul etməliyik. Bu əlavə qüvvə *ətalət qüvvəsi* adlanır. Ətalət qüvvəsini təyin edək. Bunun üçün vaqonun rəfində kürəni  $D$  dinamometri ilə hərəkət istiqamətindəki divara bərkidək (Şəkil 2.11). Təcilli hərəkət zamanı kürə geri qalmaq istəsə də  $D$  dinamometri deformasiyaya uğrayaraq kürəni vaqonla birlikdə çəkib aparacaqdır. Yaranan  $f$  elastiki qüvvəsi kürəyə  $a$  təcilini verəcəkdir:



Шякил 2.11

$$f = ma \quad (2.41).$$

Nyutonun III qanununa görə dinamometrə tətbiq olunan və hərəkətin əksinə yönələn əkstəsir  $f_1$  qüvvəsi yaranacaqdır :

$$f_1 = -f = -ma \quad (2.42).$$

Yayın dartılmasından sonra yenidən kürə sükunətdə qalacaqdır və buna görə də kürəyə təsir edən qüvvələrin cəmi «0» olmalıdır. Bu şərtin ödənilməsi üçün  $f$  qüvvəsindən əlavə kürəyə

$$f' = -ma = f_1 \quad (2.43)$$

qüvvəsinin təsir etməsi qəbul olunmalıdır. Təcilli sistemdən istifadə etdikdə bu qüvvəni qəbul etməklə dinamik məsələni (hərəkəti) kürənin tarazlığı, yəni statik məsələ ilə əvəz etmiş oluruq. Belə əvəzetmə istənilən təcilli sistem üçün doğrudur. Nyutonun II qanununa görə

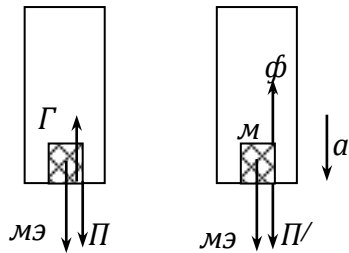
$$f = ma \Rightarrow f + (-ma) = 0 \quad (2.44)$$

alarıq.  $f' = ma$  olduğundan,

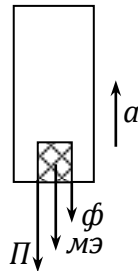
$$f + f' = 0 \quad (2.45)$$

olar. Burada  $f'$  ətalət qüvvəsidir. Beləliklə, *təcilli sistemdə zamanın hər bir anında cisimə təsir edən qüvvə ətalət qüvvəsi ilə tarazlaşır.* Bu *Dalamber prinsipi* adlanır. Bu prinsip həm də fırlanan sistemlər üçün doğrudur və fırlanan cisimə təsir edən fiktiv qüvvə *mərkəzəqaçma ətalət qüvvəsi* adlanır:  $f'_m = -m\omega^2 r$ .

İkinci misal kimi liftin içərisində yerləşən cisimə nəzər yetirək (şəkil 2.12). Sükunət halında dayağın reaksiyası cisimin  $mg$  ağırlıq qüvvəsi ilə tarazlaşacaqdır. Cisimin  $P$  çəkisi dayağın  $Q$



a)



б)

reaksiya qüvvəsinə bərabər olaraq ( $P=mg$ ) cismi liftin döşəməsinə sıxır. Lift yerə doğru  $a$  təcili ilə hərəkət etdikdə (şəkil 2.12, a), ətalət qüvvəsi  $f' = ma$  olmaqla ağırlıq qüvvəsinin əksinə yönəlir və cisimin döşəməyə sıxılmasını (çəkisini) azaldır.

$$P' = mg - f' = mg - ma \quad (2.46)$$

Əgər cisim  $a$  təcili ilə yuxarı qalxarsa (şəkil 2.12 b), ətalət qüvvəsi  $mg$  ilə eyni istiqamətdə olaraq onunla toplanır və cisimin çəkisi

$$P'' = mg + ma \quad (2.47)$$

kimi artır. Hər iki halda yük liftə görə sükunətdə qalır, yalnız cisimə bərkidilmiş dinamometrin göstərişi, yəni cisimin çəkisi müxtəlif olur. Çəkinin dəyişməsi ağırlıq qüvvəsinə ətalət qüvvəsinin əlavə olunması ilə əlaqədardır.

Avtobusda gedən sənişinlərin maşının kəskin sürətlənməsi zamanı hərəkətin əksinə, tormozlanma zamanı isə hərəkət istiqamətinə yığılması da ətalət qüvvələri ilə əlaqələndirilə bilər.

Qeyd edək ki, ətalət qüvvələri yerin fırlanma nəticəsi olaraq sərbəstdüşmə təcilinin coğrafi enlikdən asılılığını izah edir, təbiətdə müşahidə olunan bir sıra vacib hadisələri izah etmək imkanı yaradır.

### § 2.9. Bərk cisimin fırlanma hərəkəti

Bərk cisimin hərəkəti ona təsir edən qüvvələrlə təyin olunur. İrəliləmə hərəkəti halında  $M$  kütləli bərk cisimin bütün nöqtələri eyni sürətə və təcilə malik olurlar. Əgər fikrən bərk cismi kütləsi  $\Delta m_i$  olan kiçik elementlərə ayırısaq, hər bir hissənin hərəkət tənliyi

$$\Delta m_i \cdot \vec{a}_i = \vec{F}_d + \vec{F}_x \quad (2.48)$$

olar. Burada  $F_d$ - cismin hissəcikləri arasında təsir qüvvəsi,  $F_x$  - cismə təsir edən xarici qüvvədir. Nyutonun III qanununa görə  $\sum \vec{F}_d = 0$  olduğundan,

$$\sum_{i=1}^N m_i \cdot a_i = \sum \vec{F}_x \quad (2.49)$$

$\sum F_x = \vec{F}$  xarici qüvvələrin baş vektoru adlanır. Cismin hissələrinin təcili eyni olduğundan ( $a_i = \text{const} = a$ ), (2.39) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\vec{F} = a \cdot \sum_{i=1}^N \Delta m_i = a \cdot M \quad (2.50)$$

Beləliklə, *bərk cisimin irəliləmə hərəkətinə kütləsi cismin kütləsinə bərabər bir maddi nöqtəyə xarici qüvvələrin baş vektoruna bərabər qüvvənin tətbiq olunması kimi baxmaq olar.*

Əgər cismin hərəkəti tam irəliləmə deyilsə, onun ayrı-ayrı hissələrinin sürəti və təcili fərqləndiyindən (2.49) ifadəsində cəmi hesablamaq mümkün olmur.

$$\sum \Delta m_i a_i = \vec{F} + \sum f_{dax} \quad (2.51)$$

Bu halda cismin hərəkətini xarakterizə etmək üçün onun kütlə mərkəzinin koordinatları təyin olunmalıdır. Cismə irəliləmə hərəkəti verən qüvvələrinin təsir xətlərinin kəsişmə nöqtəsi *kütlə mərkəzi* adlanır. Təsir xətti kütlə mərkəzindən keçməyən qüvvə bərk cismi fırlanma hərəkətinə məcbur edir. Kütlə mərkəzinin  $x_c$ ,  $y_c$ ,  $z_c$  koordinatları

$$x_c = \frac{\sum \Delta m_i x_i}{M}; \quad y_c = \frac{\sum \Delta m_i y_i}{M}; \quad z_c = \frac{\sum \Delta m_i z_i}{M} \quad (2.52)$$

kimi təyin olunur. (2.52) ifadəsindən törəmələr alaraq koordinatın ikinci tərtib törəməsinin təcil olması nəzərə alınarsa, kütlə mərkəzinin təcili

$$a_{xc} = \frac{\sum \Delta m_i a_{xi}}{M}; \quad a_{yc} = \frac{\sum \Delta m_i a_{yi}}{M}; \quad a_{zc} = \frac{\sum \Delta m_i a_{zi}}{M} \quad (2.53)$$

olar. Onda cismin kütlə mərkəzinin təcilini təyin edən  $\vec{a}_c$  vektoru

$$\vec{a}_c = \frac{\sum_i \Delta m_i a_i}{M} \quad (2.54)$$

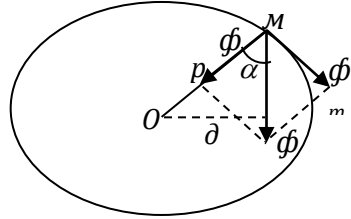
kimi təyin olunur. (2.54) ifadəsini (2.51) ilə müqayisə edək:

$$\sum \Delta m_i a_i = \vec{F} = \vec{a}_c \cdot M \quad (2.55)$$

Beləliklə, irəliləmədən fərqli hərəkət icra edən bərk cismin kütlə mərkəzi elə hərəkət edir ki, sanki kütləsi cismin kütləsinə bərabər maddi nöqtə xarici qüvvələrin baş vektorunun təsiri altındadır.

Bərk cismin fırlanma hərəkəti icra etməsi üçün qüvvə təsir etməsi kifayət deyildir. Qüvvənin fırlatma qabiliyyəti onun

modulu ilə yanaşı qüvvənin təsir xəttinin fırlanma oxundan olan məsafədən (*qüvvənin qolu*) də asılıdır. Bu səbəbdən fırlanma hərəkətinə baxdıqda qüvvə əvəzinə qüvvə ilə onun qolunun hasilini kimi təyin olunan *qüvvə momenti*, kütlə əvəzinə isə fırlanmaya ətalətliyi bildirən *ətalət momenti*



Шякил 2.13

anlayışlarından istifadə olunur. Tutaq ki, kütləsi  $m$  olan maddi nöqtə  $O$  nöqtəsindən keçən  $ox$  ətrafında  $f$  qüvvəsinin təsiri ilə fırlanır (Şəkil 2.13).  $f$  qüvvəsini  $f_n$  və  $f_t$  kimi normal və tangensial toplananlara ayırıq. Cismi yalnız  $f_t$  qüvvəsi fırladır,  $f_n$  isə cismi fırlanma oxuna sıxır. Qüvvə ilə radius arasında bucaq  $-\alpha$ , fırlanmanın bucaq təcili  $-\beta$  olarsa,

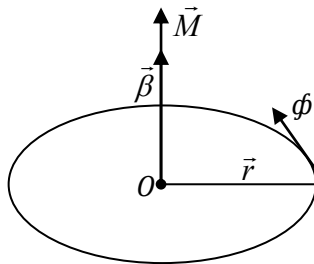
$$f_t = f \cdot \sin \alpha; \quad f_t = ma_t = m\beta r \quad (2.56)$$

ifadələrindən istifadə edərək  $f$  qüvvəsinin fırladıcı momentini təyin edək:

$$M = f \cdot d = f \cdot r \cdot \sin \alpha = f_t \cdot r$$

$$M = \beta \cdot m \cdot r^2 = \beta \cdot I \quad (2.57).$$

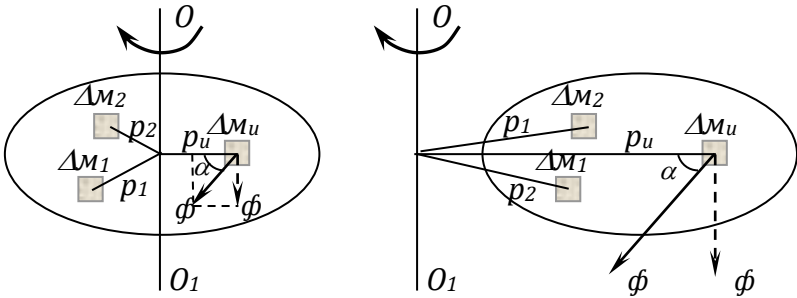
Sonuncu ifadədə  $I = mr^2$  kimi təyin olunan kəmiyyət ətalət momenti adlanır. Ətalət momenti kütlə kimi skalyardır, həmişə müsbətdir, lakin kütlə ilə yanaşı cismin fırlanma oxuna nəzərən vəziyyəti ilə təyin olunur. **Qüvvə momenti vektordur** və (2.57) ifadəsindən aydın olur ki, onun istiqaməti  $\beta$  bucaq təcilinin istiqaməti ilə üst-üstə düşərək fırlanma oxu boyunca yönəlir (Şəkil 2.14). (2.57) düsturu fırlanma hərəkəti üçün Nyutonun II qanununu ifadə edir və irəliləmə hərəkətinin (2.55) düsturu ilə müqayisədə  $I$  ətalət momenti  $m$  kütləsinə,  $M$  momenti isə  $\vec{F}$  qüvvəsinə uyğun gəlir.



Шякил 2.14



Bərk cisimin tərpənməz ox ətrafında fırlanmasına nəzər yetirək. Fırlanma oxu həm cisimdən kənar, həm də cisimin daxilindən keçə bilər (şəkil 2.15). Fırlanan bərk cisim halında hərəkət tənliyini yazmaq üçün cismi  $\Delta m_i$  kütləli kiçik hissələrə ayıraq. Bu hissələrin fırlanma oxundan məsafəsi  $r_i$  olsun.  $\Delta m_i$  kütləli hissəyə təsir edən qüvvələrin cəmi  $f_i$  olarsa,  $f_i = f_{xar} + f_{dax}$ . Bu qüvvənin radius üzrə toplananı fırlanma yarada bilməz. Xarici qüvvə adətən cismin hər hansı nöqtəsinə



Шякил 2.15

tətbiq olunur. Digər nöqtələr üçün  $f_x = 0$ . Daxili qüvvələrin cəmi isə Nyutonun III qanununa görə  $\sum f_{dax} = 0$ . Fırlanmanı yalnız təsir edən xarici qüvvənin tangensial toplananı yaradacaqdır:

$$f_{t,i} = f_i \sin \alpha; \quad M_i = f_{t,i} \cdot r_i = f_i \cdot r_i \sin \alpha \quad (2.58)$$

Bərk cismin bütün nöqtələri eyni  $\beta$  bucaq təcili ilə fırlandığından, fırladıcı qüvvə

$$f_i = \Delta m_i a_i = \Delta m_i r_i \beta \quad (2.59),$$

qüvvə momenti isə

$$M_i = f_i \cdot r_i = (\vec{f}_{dax} + \vec{f}_{xar}) \cdot r_i = \Delta m_i \cdot r_i^2 \beta \quad (2.60)$$

olar. Bu ifadəni bərk cismin bütün nöqtələri üzrə cəmləsək bütövlükdə bərk cismin fırladıcı momentini təyin edərik:

$$M = \sum_i M_i = \sum M_{xar} + \sum M_{dax} = \beta \cdot \sum_i \Delta m_i \cdot r_i^2 =$$

$$= \beta \cdot I = M_{xar} \quad (2.61)$$

Daxili qüvvələrin momentləri cəmi  $\sum M_{dax} = 0$  olur. Burada  $I = \sum_i \Delta m_i \cdot r_i^2$  bərk cismin fırlanma oxuna nəzərən ətalət momenti adlanır. Bərk cismin ətalət momentini təyin etmək üçün onun ayrı-ayrı hissələrinin fırlanma oxuna nəzərən ətalət momentlərini hesabi toplamaq lazımdır.

$$I = \sum \Delta m_i \cdot r_i^2 = \Delta m_1 r_1^2 + \Delta m_2 r_2^2 + \dots + \Delta m_i r_i^2 \quad (2.62)$$

Fırlanan cismin bucaq təcilini təyin edərək  $\beta = \frac{M}{I}$ , onun ətalət momenti ilə tərs, fırladıcı momentlə düz mütənasib olmasını təyin edərək.

Qüvvə momentinin istiqamətini qüvvə və radius vektor vasitəsilə ifadə edək. Vektorlar cəbrindən məlumdur ki, iki  $\vec{a}$  və  $\vec{b}$  vektorlarının vektoru hasilə elə  $\vec{c}$  vektorudur ki, onun istiqaməti vektorların hər birinə perpendikulyar, modulu isə

$$\vec{c} = [\vec{a} \cdot \vec{b}] \Rightarrow |\vec{c}| = |\vec{a}| \cdot |\vec{b}| \cdot \sin \hat{a}b \quad (2.63)$$

kimi, bu vektorlar arasında bucağın sinusu vasitəsi ilə təyin olunur. Qüvvə momentinin (2.58) ifadəsinə (2.63) ifadəsini tətbiq edərək qüvvə momenti vektorunu

$$\vec{M} = [\vec{r} \cdot \vec{f}] \quad (2.64)$$

kimi təyin edə bilərik. Qüvvə momenti həm qüvvəyə, həm də radius vektora perpendikulyar olmaqla onlardan keçirilən müstəviyə perpendikulyar olaraq fırlanma oxu üzrə elə yönəlir ki, təsir edən xarici qüvvənin tangensial toplananı ilə sağ burğu təşkil etsin (Şəkil 2.14).

Bəzi cisimlərin ətalət momentini hesablayaq. Cimsin fırlanma oxuna nəzərən ətalət momentini hesablamaq üçün (2.62) ifadəsindəki cəmi təyin etmək lazımdır. Standart formalı

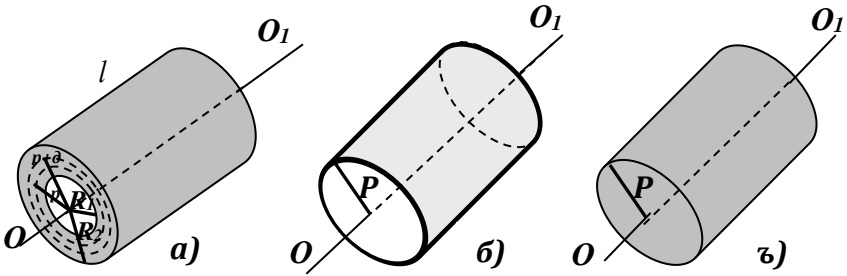
cisimlərin kütlə mərkəzindən keçən oxla nəzərən ətalət momentini cəmi inteqralla əvəz etməklə hesablamaq mümkündür:

$$I = \int r^2 dm \quad (2.65)$$

Nəzərə alsaq ki, bircins cismin  $\rho$  sıxlığı sabit kəmiyyətdir, kütləni elementar həcm vasitəsilə  $dm = \rho \cdot dV$  kimi təyin edərək ətalət momenti üçün

$$I = \rho \int r^2 dV \quad (2.66)$$

ifadəsini alırıq.



ШЯКИЛ

**Qalıdırarlı slindrin** mərkəzindən keçən oxla nəzərən ətalət momenti (şəkil 2.16, a). Radiusları  $r$  və  $r + dr$  olan  $l$  doğuranlı slindrik qatın həcmi  $dV = 2\pi r \cdot dr \cdot l$ , ətalət momenti isə

$$I = \rho \cdot \int_{R_1}^{R_2} r^2 \cdot 2\pi l r dr = 2\pi \rho l \left( \frac{R_2^4 - R_1^4}{4} \right)$$

olar. Slindrik qatın kütləsi  $m = \rho \pi R_2^2 l - \rho \pi R_1^2 l$  kimi təyin olunduğundan, ətalət momenti üçün

$$I = \frac{1}{2} m (R_2^2 + R_1^2) \quad (2.67)$$

ifadəsi alınır. Əgər slindr bütöv olarsa, ( $R_1 = 0$ ,  $R_2 = R$ ), bu **disk** adlanır (şəkil 2.16, c) və bu hal üçün ətalət momenti

$$I = \frac{1}{2} m R^2 \quad (2.68)$$

kimi təyin olunur. Slindr içi boş (nazik divarlı boru, çarx) olarsa,  $R_1 = R_2 = R$  və belə **çarxın** ətalət momenti

$$I = mR^2 \quad (2.69)$$

kimi təyin olunacaqdır.

İkinci misal olaraq uzunluğu  $l$  olan nazik çubuğun ortasından (kütlə mərkəzindən) keçən oxa nəzərən ətalət momentini hesablayaq (Şəkil 2.17). Çubuğun en kəsiyinin sahəsi  $S$  olarsa, elementar həcm  $dV = S \cdot dr$ , kütlə isə  $dm = S\rho dr$  kimi təyin olunur. Bu halda çubuğun ətalət momenti

$$I = \rho \int_{-l/2}^{l/2} r^2 \cdot S \cdot dr = \frac{1}{12} ml^2 \quad (2.70)$$

olar. Burada çubuğun kütləsinin  $m = S\rho l$  olması nəzərə alınmışdır. Fırlanma oxu çubuğun kənarından keçən halda (şəkil 2.16, b) ətalət momenti

$$I = \rho \int_0^l r^2 \cdot S \cdot dr = \frac{1}{3} ml^2 \quad (2.71)$$

olar. Radiusu  $R$  olan kürənin mərkəzindən keçən oxa nəzərən ətalət momenti

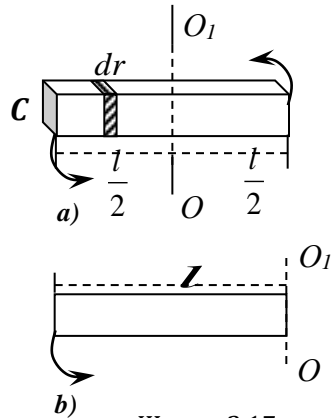
$$I = \frac{2}{5} mR^2 \quad (2.72)$$

düsturu ilə hesablanır.

**Şteynur teoremi.** Şteyner göstərmişdir ki, cismin kütlə mərkəzindən keçən oxa nəzərən  $I_0$  ətalət momenti məlum olarsa, istənilən oxa nəzərən ətalət momenti

$$I = I_0 + md^2 \quad (2.73)$$

düsturu ilə hesablanıla bilər. Burada  $m$  cismin kütləsi,  $d$  kütlə mərkəzindən fırlanma oxuna qədər məsafədir. Bu teoremdən



Шякил 2.17

istifadə edərək (2.70) düsturundan (2.71)-i alaı:  $I_0 = \frac{ml^2}{12}$  və

$d = l/2$  olduğundan,  $I = \frac{ml^2}{12} + \frac{ml^2}{4} = \frac{ml^2}{3}$  alarıq.

### § 2.10. İmpuls momenti və onun saxlanma qanunu

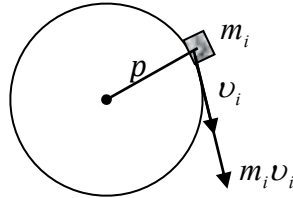
Fırlanma hərəkətinin dinamikasının əsas qanunu olan (2.61) ifadəsindən praktiki cəhətdən bir sıra vacib nəticələr almaq mümkündür. Bu məqsədlə (2.61) ifadəsində bucaq təcilinin təyin olunduğu (1.19) şərtini nəzərə alaı:

$$M^{xar} = I \frac{\Delta\omega}{\Delta t} \quad (2.74).$$

Burada  $M^{xar}$  sonsuz kiçik  $\Delta t$  müddətində təsir edən bütün xarici qüvvələrin momentləri cəmidir. İfadənin hər tərəfini  $\Delta t$ -yə vuraraq sadə çevirmə aparmaqla

$$M^{xar} \cdot \Delta t = I \cdot \omega_2 - I \cdot \omega_1 \quad (2.75)$$

alarıq.  $M^{xar} \cdot \Delta t$  ifadəsinə *qüvvə momenti impulsu* deyilir. Bərabərliyin sağ tərəfindəki  $I \cdot \omega$  ifadəsinin mənasını aydınlaşdırıaq. Bu məqsədlə kütləsi  $m_i$  olan nöqtənin  $r_i$  radiuslu çevrə üzrə hərəkətinə nəzər yetirək. Ətalət momentinin  $I = m_i r_i^2$  ifadəsindən və xətti sürətlə bucaq sürəti arasında münasibətdən istifadə edək:



Шякил

$$I \cdot \omega = m_i r_i^2 \cdot \frac{v_i}{r_i} = m_i v_i \cdot r_i \quad (2.76)$$

Maddi nöqtənin sürəti və  $m_i v_i$  kimi təyin olunan impulsu radiusa perpendikulyardır (şəkil 2.18). Buna görə də (2.76) ifadəsində  $r_i$ -yə *impulsun qolu* kimi baxmaqla qüvvə momentinə

analoji olaraq axtarılan kəmiyyət *impuls momenti* adlandırılmışdır:

$$L_i = m_i v_i \cdot r_i = I\omega \quad (2.77)$$

İmpuls momenti vektordur. Onun istiqaməti (2.77) ifadəsinə görə bucaq sürəti vektoru ilə üst-üstə düşərək fırlanma oxu boyunca yönəlidir. Bütün fırlanan nöqtələrin impuls momentini cəmləyərək (2.74) ifadəsində nəzərə alsaq, fırlanma oxuna nəzərən cismin impuls momentini təyin edərək:

$$L = \sum L_i; \quad M^{xar} \Delta t = \Delta L \quad (2.78)$$

Bu ifadə impuls momentinin dəyişmə qanununu təsvir edir. *Cismin və ya mexaniki sistemin impuls momentinin dəyişməsi təsir edən xarici qüvvə momentlərinin impulsuna bərabərdir.* Bu baxımda cismin və ya mexaniki sistemin impuls momentini yalnız xarici qüvvə ilə dəyişmək mümkündür. Qapalı sistem halında xarici qüvvələr və onların yaratdığı fırladıcı momentlər sıfıra bərabər olduğundan, (2.78) tənliyi

$$\Delta L = 0; \quad I_2 \omega_2 - I_1 \omega_1 = 0; \quad I_2 \omega_2 = I_1 \omega_1 \quad (2.79)$$

kimi yazılar. Beləliklə, qapalı sistemdə sistemə daxil olan hər hansı cismin ətalət momenti və ya bucaq sürəti dəyişərsə, ona uyğun digər cisimlərin də bucaq sürəti elə dəyişir ki, yekun impuls momenti sabit qalsın. Bu impuls momentinin saxlanma qanunudur. *Qapalı sistemi təşkil edən cisimlərin impuls momentləri cəmi sabit qalır.* Bu qanuna görə fırlanmayan qapalı sistemi təşkil edən cisimlərdən biri fırlanmaya başlayarsa, digər cisim də elə fırlanma hərəkəti icra edəcək ki, impuls momentlərinin vektoru cəmi «0» olsun. İmpuls momentinin saxlanma qanunu həm təbiət hadisələrində, həm də gündəlik müşahidələrdə özünü göstərir. Məsələn, öz oxu ətrafında fırlanan Yerin Günəş tərəfindən cəzb olunma qüvvəsi fırlanma oxundan keçdiyi üçün onun momenti «0»-dır və Yerə fırlanan qapalı sistem kimi baxmaq olar. Əgər Yerə başqa təsirlər (məsələn meteoritlərin düşməsi) baş verməzsə, sutkanın müddəti qiymətəcə (86400 san.) sabit qalar.

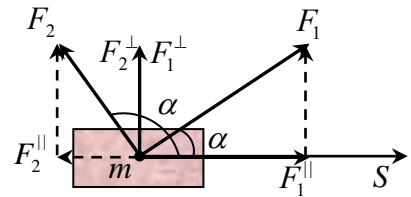
Öz oxu ətrafında sürtünməsiz fırlana bilən masa üzərində (*Jukovski şkamyası*) duran adam əlindəki çarxı fırlatdıqda o özü də masa ilə birlikdə əks istiqamətdə fırlanacaqdır. Fırlanma sürəti elə qiymət alır ki, fırlanan çarxın və adamın masa ilə birlikdə impuls momentlərinin vektoru cəmi «0»-a bərabər olsun.

### III FƏSİL. İŞ, GÜC, ENERJİ

#### § 3.1. Dəyişən qüvvənin işi və gücü

Cisimlərin yerdəyişməsi onlara tətbiq olunan qüvvə nəticəsində baş verir. Fizikada həm qüvvəni, həm də yerdəyişməni birgə xarakterizə edən iş adlı kəmiyyətdən istifadə olunur. İş elə fiziki kəmiyyətə deyilir ki, yerdəyişmə istiqamətində qüvvənin qiyməti və cismin yerdəyişmə icra etdiyi məsafə böyük olduqca daha böyük olsun. Tərifdən aydın olur ki, iş yerdəyişmə istiqamətində qüvvə ilə yerdəyişmənin hasilinə bərabərdir. Şəkil 3.1-ə əsasən demək olar ki, iş

$$A = F^{\parallel} \cdot S = FS \cos \alpha = (\vec{F}\vec{S})$$

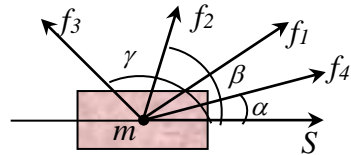


Шякил 3.1.

(3.1)

kimi təyin olunur. Burada  $\alpha$  təsir edən qüvvə ilə yerdəyişmənin istiqaməti arasındakı bucaqdır. İş *skalyar-cəbri* kəmiyyətdir.  $\alpha$  bucağının qiymətindən asılı olaraq iş müsbət ( $\alpha < 90^\circ$ ), mənfi ( $\alpha > 90^\circ$ ) və sıfır ( $\alpha = 90^\circ$ ) ola bilər. Şəkil 3.1-də  $F_1$  qüvvəsinin işi müsbət,  $F_2$  qüvvəsinin işi mənfi,  $F^\perp$  qüvvəsinin işi isə sıfırdır.

Yerdəyişməyə perpendikulyar qüvvə iş görmür. İş additiv kəmiyyətdir. Əgər cismə bir neçə qüvvə təsir edərsə (şəkil 3.2), görülən iş hər bir qüvvənin ayrılıqda gördüyü işlərin cəbri cəminə bərabərdir:



Шякил

$$A = A_1 + A_2 + \dots + A_n = (f_1 S) + (f_2 S) + \dots + (f_n S). \quad (3.2)$$

Eynilə, əgər  $f_1$  qüvvəsi ilə cisim  $S_1$ ,  $f_2$  qüvvəsi ilə  $S_2$  və s. yerdəyişmələri icra edərsə, görülən iş elementar işlərin cəmi kimi təyin olunar:

$$A = f_1 S_1 + f_2 S_2 + \dots + f_n S_n = \sum_{i=1}^N f_i S_i. \quad (3.3)$$

İşin ölçü vahidi onun təyin olunduğu (3.1) ifadəsinə görə  $[A] = N \cdot m = \frac{kq \cdot m^2}{san^2} = Coul$  adlanır. İşin sistemdən kənar vahiddəri kimi *erq* və elektronvolt (*eV*) işlədilir:

$$1erq = 1dn \cdot 1sm = 1 \frac{q \cdot sm^2}{san^2} = 10^{-7} C; \quad 1eV = 1,6 \cdot 10^{-19} C; \\ 1MeV = 1,6 \cdot 10^{-13} C$$

Görülən işin qiyməti ilə yanaşı onun yerinə yetirilmə yeyinliyi- *güc* adlı kəmiyyət mənə kəsb edir. İş icra edən mexanizmlər güclərinə görə fərqlənilir. Tərifə görə orta güc

$$N_{orta} = \frac{\Delta A}{\Delta t} \quad (3.4)$$

kimi hesablanır. Burada  $\Delta A$ -  $\Delta t$  müddətində maşın və ya mexanizmin gördüyü işdir. Güc də iş kimi skalyardır, lakin hesabi kəmiyyətdir. Ani gücü tapmaq üçün (3.4) ifadəsindən limitə keçmək lazımdır:

$$N = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt} \quad (3.5)$$

Beləliklə, ani güc işin zamana görə I tərtib törəməsidir. Əgər iş sabit qüvvənin təsiri ilə görülürsə, güc üçün

$$N = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{F \cdot \Delta S}{\Delta t} = F_s \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = F_s \cdot v \quad (3.6)$$

ifadəsini alarıq. Burada  $v$  işin icrası zamanı cismin aldığı sürət,  $F_s$  isə dartı qüvvəsi ilə bərabərləşən sürtünmə qüvvəsidir. Güc vahidi olaraq BS- də *Vatt* (*Vt*) qəbul

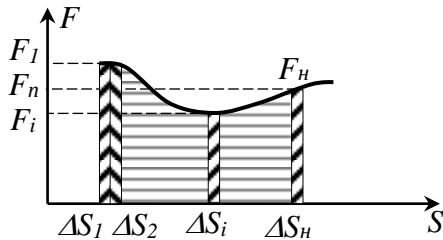


olunmuşdur.  $1 \text{ Vatt} = 1 \frac{\text{Coul}}{\text{san}}$ . Güc vahidindən istifadə edərək praktikada  $Vt \cdot \text{san} = \text{Coul}$  və  $1 \text{ kilovatt} \cdot \text{saat} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ C}$  iş vahidlərindən istifadə olunur.

Ümumi halda cismə dəyişən qüvvə təsir etdikdə işi təyin etmək. Tutaq ki, cismin yerdəyişməsi üzrə təsir edən qüvvə şəkil 3.3-də təsvir olunan kimi dəyişir. Bu halda işi (3.1) düsturu ilə təyin etmək olmaz. İş təyin etmək üçün yerdəyişməni çox kiçik hissələrə bölək. Bölünmüş hissələrdə qüvvəni sabit qəbul etmək mümkün olduğundan, görülən iş ştrixlənmiş sahə ilə təyin olunur:

$$\begin{array}{ll} \Delta A_1 = \Delta S_1 \cdot F_1 & dA_1 = F_1 \cdot dS_1 \\ \Delta A_2 = \Delta S_2 \cdot F_2 & dA_2 = F_2 \cdot dS_2 \\ \dots\dots\dots & \dots\dots\dots \\ \Delta A_n = \Delta S_n \cdot F_n & dA_n = F_n \cdot dS_n \end{array} \quad \text{və ya} \quad (3.7).$$

İş additiv kəmiyyət olduğundan, bütün yerdəyişmə üzrə görülən iş elementar işlərin cəminə-qüvvənin dəyişmə xətti ilə hüdudlaşmış fiqurun sahəsinə-bərabər olacaqdır. Bu halda iş inteqrallama ilə təyin oluna bilər:



Шякил 3.3

$$A = \int_{S_0}^S F \cdot dS \quad \text{və ya} \quad A = \sum F_i \Delta S_i. \quad (3.8)$$

### § 3.2. Kinetik enerji

Üzərində iş görülən cisimdə hansı dəyişiklik baş verməsinə nəzər yetirək. Bu məqsədlə qüvvənin təcil və kütlə ilə, yerdəyişmənin isə sürətlə ifadəsini işin (3.7) düsturunda nəzərə alaq

$$dA = m \frac{dv}{dt} \cdot v dt = m v dv.$$

İşin görülməsi zamanı sürət  $v_1$ -dən  $v_2$ -yə qədər dəyişərsə, görülən işi inteqrallama vasitəsi ilə təyin edə bilərik.

$$A = \int_{v_1}^{v_2} m v dv = \frac{m v_2^2}{2} - \frac{m v_1^2}{2} \quad (3.9)$$

Beləliklə, işin görülməsi  $m v^2 / 2$  kimi təyin olunan fiziki kəmiyyətin dəyişməsinə bərabərdir. Bu kəmiyyət *kinetik enerji* adlanır.

$$E_k = \frac{m v^2}{2} = T \Rightarrow A = T_2 - T_1 = \Delta T \quad (3.10)$$

*Cisim üzərində görülən iş onun kinetik enerjisinin dəyişməsinə bərabərdir.* Bu kinetik enerji haqda teorem adlanır.

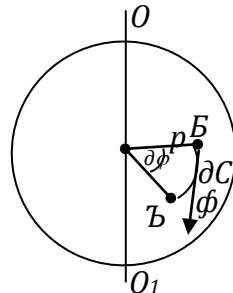
Fırlanan bərk cismin kinetik enerjisini hesablamaq üçün cismi kiçik  $\Delta m_i$  kütləli hissələrə ayıraq. Bu halda bütövlükdə cismin kinetik enerjisi hissələrin kinetik enerjiləri cəmi kimi təyin olunacaqdır:

$$T = \sum_{i=1}^N \frac{\Delta m_i v_i^2}{2} \quad (3.11)$$

Burada  $v_i$   $i$ -ci hissənin xətti sürətidir. Bu hissənin fırlanma oxundan olan məsafəsini  $r_i$ , bərk cismin fırlanmasının bucaq sürəti  $\omega$  isə,  $v_i = \omega \cdot r_i$  olduğundan,

$$T = \sum_{i=1}^N \frac{\Delta m_i r_i^2 \cdot \omega^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^N \Delta m_i r_i^2 = \frac{I \omega^2}{2} \quad (3.12)$$

ifadəsini alırıq. Burada  $I$  (2.52) ifadəsi ilə təyin olunan fırlanan cismin ətalət momentidir. (3.12) ifadəsi *fırlanan cismin kinetik enerjisini* təyin edir və görüldüyü kimi bucaq sürətini xətti sürətlə ( $\omega \rightarrow v$ ), ətalət momentini kütlə ilə ( $I \rightarrow m$ ) əvəz etdikdə bu



ifadə irəliləmə hərəkətinin kinetik enerjisinə çevrilir. Eyni əvəzləmələrlə bərk cismin fırlanma hərəkətinin əsas tənliyinin Nyutonun II qanununa çevrilməsi II fəsilə göstərilmişdi. (3.12) ifadəsini fırladıcı qüvvənin gördüyü iş kimi də almaq mümkündür (Şəkil 3.4).  $f$  qüvvəsinin təsiri ilə  $B$  maddi nöqtəsi  $dS$  qövsü çıxaraq  $C$  nöqtəsinə gələrsə, görülən iş

$$dA = f d\vec{S} = f \cdot r d\varphi = Md\varphi \quad (3.13)$$

olar. Fırlanma hərəkətinin tənliyi əsasında qüvvə momentini ətalət momenti və bucaq sürəti ilə ifadə edərək  $d\varphi = \omega dt$  olduğu nəzərə alınarsa, görülən elementar iş üçün

$$dA = I \frac{d\omega}{dt} \cdot \omega dt = I\omega d\omega \quad (3.14)$$

ifadəsini alırıq. Görülən iş nəticəsində cismin  $\omega$  bucaq sürəti  $\omega_1$ -dən  $\omega_2$ -yə dəyişmişsə, (3.14) ifadəsini inteqrallayaraq  $f$  qüvvəsinin gördüyü işi təyin edərik:

$$A = \int_{\omega_1}^{\omega_2} I\omega d\omega = \frac{I\omega_2^2}{2} - \frac{I\omega_1^2}{2} = \Delta T \quad (3.15)$$

Beləliklə, fırlanma hərəkətində də görülən iş  $I\omega^2/2$  kimi təyin olunan bir kəmiyyətin dəyişməsinə bərabərdir. Kinetik enerji haqda teoremə görə bu ifadə fırlanan cismin kinetik enerjisini təyin edir.

Fırlanan cisim eyni zamanda irəliləmə hərəkəti də icra edə bilər (diyərlənər). Məsələn, çarx irəliləmə hərəkəti icra etdikdə həm də fırlana bilər. Bu halda kinetik enerjini hesablamaq üçün fırlanan cismə kütlə mərkəzi  $V_c$  sürəti ilə irəliləmə hərəkəti edən maddi nöqtə kimi baxaq. Fırlanmanın xətti sürəti  $V_i$  olarsa, cismin  $\Delta m_i$  kütləli hissəciklərin hərəkət sürəti

$$\vec{v}_i = \vec{V}_c + \vec{V}_i$$

olar. Bu halda kinetik enerji

$$E = \sum \frac{\Delta m_i v_i^2}{2} = \sum_{i=1}^N \frac{\Delta m_i V_c^2}{2} + \sum_{i=1}^N \frac{\Delta m_i V_i^2}{2} + \sum_{i=1}^N \frac{\Delta m_i (\vec{V}_c \cdot \vec{V}_i)}{2} \quad (3.16)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada birinci hədd irəliləmə hərəkətinin kinetik enerjisini, ikinci hədd  $v_i = \omega r_i$ ;  $I = \sum \Delta m_i r_i^2$  olduğu nəzərə alınarsa, fırlanma hərəkətinin kinetik enerjisini təyin edir. Üçüncü hədd fırlanma ətalət mərkəzi ətrafında baş verdikdə sifra bərabərdir və diyirlənən cismin kinetik enerjisi

$$T = \frac{mv^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2} \quad (3.17)$$

olar. *Diyirlənən cismin kinetik enerjisi irəliləmə və fırlanma hərəkətlərinin kinetik enerjiləri cəminə bərabərdir.*

Cisim üzərində müsbət iş görüldükdə (məsələn, dartı qüvvəsinin işi) onun kinetik enerjisi və sürəti (bucaq sürəti) artacaqdır. Sürtünmə qüvvəsinin işi mənfi olduğundan, yalnız sürtünmə qüvvəsi təsir edən cismin kinetik enerjisi və sürəti azalacaqdır. (3.10) ifadəsindən aydın olur ki, kinetik enerjisi olan cisim işgörmə qabiliyyətinə malikdir və enerjisinin bir hissəsi işə çevrilə bilər. Bu səbəbdən *enerji cismin işgörmə qabiliyyəti* kimi təyin olunur.

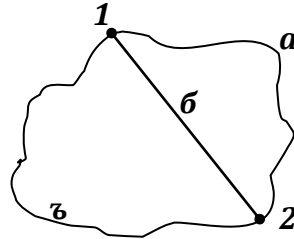
Kinetik enerji bəzən hərəkət enerjisi adlanır. Təyin olunmasından aydındır ki, verilmiş cismin kinetik enerjisi yalnız onun sürətindən asılıdır, ətraf cisimlərdən, fəzada vəziyyətindən isə asılı deyildir. Yüksək sürətlərdə (ışıq sürəti ilə müqayisə olunan sürətlərdə) kinetik enerjinin sürətdən asılılığı, kütlənin sürətdən asılı olması ilə mürəkkəbləşir. Bu hala § 3.8-də baxılır.

### § 3.3. Potensial enerji

Cisim digər cisimlərlə eyni məkanda yerləşdikdə qarşılıqlı təsir baş verir. Bu halda cismin başqa cisimlərin yaratdığı sahədə yerləşməsi qəbul olunur. Məsələn, Yer üzərində olan cisim yerin cazibə sahəsindədir və buna görə də onlara  $F_c = mg$  qravitasiya (ağırlyq) qüvvəsi təsir edir. Sahədə yerləşən cismə təsir edən qüvvə sahənin bütün nöqtələrində eyni qiymətə və istiqamətə malik olarsa ( $\vec{F} = const$ ) *bircinsli sahə* adlanır. Əgər sahədə cismə təsir edən qüvvə yalnız məsafədən (radius-vektordan) asılı

olarsa, belə sahə *mərkəzi sahə* adlanır ( $\vec{F} = F(r)$ ). Yer in cazibə sahəsi mərkəzi sahədir. Yalnız məhdud məkanda yer in səthindən kiçik hündürlüklərdə yer in cazibə sahəsi bircinsli sayıla bilər. Zaman keçdikcə dəyişməyən sahə *stasionar sahə*, dəyişən sahə isə *qeyri-stasionar sahə* adlanır. Sahədə yerini dəyişən cisim iş görə bilər. Əgər sahədə cismin yerdəyişməsi zamanı görülən iş yolun (trayektoriyanın) formasından asılı olmayaraq yalnız başlanğıc və son vəziyyətlərlə təyin olunursa, belə sahə *potensiallı və ya konservativ sahə*, sahədə təsir edən qüvvələr isə *konservativ qüvvələr* adlanır. Potensiallı sahədə cismin hərəkəti qapalı trayektoriya üzrə olarsa, görülən tam iş sıfıra bərabər olacaqdır.

Şəkil 3.5-də potensiallı sahədə yerləşən cismin (1) nöqtəsindən (2) nöqtəsinə hərəkəti təsvir olunmuşdur. Bu halda görülən iş ( $a$ ), ( $b$ ), ( $c$ ) yollarını qət edildikdə eyni bir kəmiyyətə bərabər olacaqdır. Trayektoriya qapandıqda ( $a+c$ ;  $b+a$ ) başlanğıc və son nöqtələr üst-üstə düşdüündən iş sıfıra bərabər olur. Sürtünmə qüvvəsinin işi isə yolun formasından asılıdır. Qapalı trayektoriyada bu qüvvənin gördüyü iş «0»-dan fərqlənir. Sürtünmə qüvvəsi həmişə hərəkətin əksinə yönəldiyindən gördüyü iş həmişə mənfidir və yekun iş də sıfıra bərabər ola bilmir.



Шякил 3.5

$$A = F_{sur} \cdot S = -kF_n \cdot S \quad (3.18)$$

Burada  $k$  sürtünmə əmsali,  $F_n$  –normal təzyiq qüvvəsi,  $S$  cismin qət etdiyi yolun uzunluğudur. *Sürtünmə qüvvəsinin sahəsi qeyri konservativ sahədir və belə sahə üçün potensial enerji anlayışı işlətmək mümkün deyildir.*

Cismin potensiallı sahədə- Yer in cazibə sahəsində yerdəyişməsi zamanı görülən işi hesablayaq (Şəkil 3.6) Hündürlük dəyişməsi  $h = h_1 - h_2$  Yer in səthinə yaxın götürülərsə,  $mg = const$  qəbul etmək olar və BC parçasında görülən iş

$$A = A_1 + A_2 + A_3 + \dots + A_i + \dots + A_n \quad (3.19)$$

kimi hesablanır. Burada  $A_1, A_2, \dots, A_n$  cismin hərəkət trayektoriyasının bölünmüş kiçik hissələrində görülən işdir. Şəkil 3.6-ya əsasən cismin elementar yerdəyişmələri ilə ağırlıq qüvvəsi arasında bucağın qiyməti  $\alpha_1, \alpha_2 \dots \alpha_i$  olarsa, görülən elementar işlər

$$A_1 = mgS_1 \cos \alpha_1; A_2 = mgS_2 \cos \alpha_2; \dots; A_i = mgS_i \cos \alpha_i \quad (3.20)$$

kimi təyin olunur. Şəklə nəzər yetirsək, elementar iş zamanı cismin yer səthindən hündürlüyünün dəyişməsi

$$S_1 \cos \alpha_1 = \Delta h_1; S_2 \cos \alpha_2 = \Delta h_2; \dots; S_i \cos \alpha_i = \Delta h_i \quad (3.21)$$

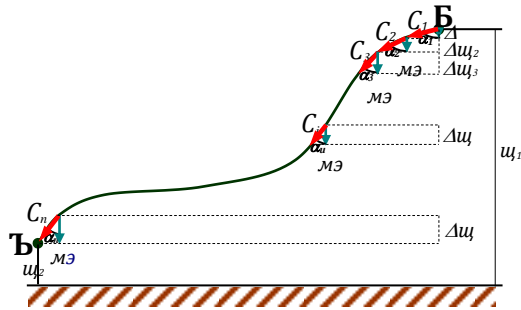
olar. BC trayektoriyası üzrə görülən iş, elementar işlərin cəmi olaraq

$$\begin{aligned} A &= mg(S_1 \cos \alpha_1 + S_2 \cos \alpha_2 \dots + S_i \cos \alpha_i) = \\ &= mg(\Delta h_1 + \Delta h_2 + \dots + \Delta h_i) = mg(h_1 - h_2) \end{aligned} \quad (3.22)$$

kimi hesablanır. Göründüyü kimi görülən iş

$$A = mgh_1 - mgh_2 = E_{p_1} - E_{p_2} = -\Delta E_p \quad (3.23)$$

yalnız Yer səthindən olan hündürlüyün dəyişməsi ilə təyin olunur, hündürlüyün dəyişməsinin hansı trayektoriya üzrə baş verməsi isə burada heç bir rol oynamır. Əgər cisim üfüq boyunca hərəkət etsəydi, heç bir hündürlük dəyişməsi



Йерин  
Шякил 3.6

olmadığından, iş də görülməzdi. Cisim hərəkət edərək yenidən B nöqtəsinə qayıtsaydı görülən iş sıfıra bərabər olardı. (3.23) ifadəsindən alırıq ki, *konservativ qüvvələrin mövcud olduğu potensiallı sahələrdə cisimlərin yerdəyişməsi zamanı görülən iş yolun formasından asılı olmayaraq başlanğıc və son nöqtələrin*

parametrlərini əks etdirən müəyyən bir kəmiyyətin dəyişməsi ilə təyin olunur. Müsbət iş görüldükdə bu kəmiyyət azalır, mənfə iş görüldükdə isə artır. Bu kəmiyyət *potensial enerji* adlanır. Görülən iş əks işarə ilə *potensial enerjinin dəyişməsinə bərabərdir*. Bu potensial enerji haqda teoremdir.

(3.23) ifadəsi və görülmüş iş yalnız potensial enerjinin dəyişməsinə xarakterizə edir. Potensial enerjinin özü isə, cisimlərin qarşılıqlı yerləşməsindən asılı olduğu üçün hesablama cisminə nəzərən təyin olunur. Eyni bir cismin müxtəlif hesablama cisimlərinə nəzərən potensial enerjisi də müxtəlif olacaqdır. Buna görə də deyirlər ki, potensial enerji  $U$ , sabit dəqiqliyi ilə ( $C$ ) təyin olunur:

$$\begin{aligned} U_1 &= U(r_1) + C \\ U_2 &= U(r_2) + C \end{aligned} \quad (3.24)$$

Bu ifadələrə görə potensial enerji birqiymətli olmayıb,  $C$  sabiti dəqiqliyi ilə təyin olunur. Potensial enerjinin dəyişməsi isə hesablama nöqtəsinin seçilməsindən asılı olmayacaqdır. Hesablama Yerin səthindən götürüldükdə ( $C = 0$ ), Yer səthindən  $h$  hündürlükdə cismin potensial enerjisi

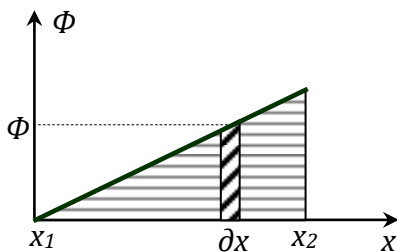
$$U = mgh \quad (3.25)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Potensial enerjiyə malik olan cisim də işgörmə qabiliyyətinə malikdir və potensial enerjinin azalması müsbət iş görülməsi ilə nəticələnir. Beləliklə, kinetik enerji kimi potensial enerji də cismin işgörmə qabiliyyətini xarakterizə edir.

Deformasiya olunmuş yayın gördüyü işə baxaq. Kiçik deformasiyalarda Hük qanunu ödənildiyindən, əmələ gələn elastiki qüvvə mütləq deformasiya ilə düz mütənasib

( $F_{el} = -kx$ ) (Şəkil 3.7) olur.

Burada  $k$  -yayın sərtliyi olmaqla qüvvə və deformasiyadan asılı deyil. Yay  $dx$  qədər deformasiya edildikdə görülmüş iş şəkil 3.7-



Шякил 3.7

yə görə

$$dA = Fdx = -kxdx \quad (3.26)$$

kimi təyin olunur. İş görülməsində yay  $x_1$  vəziyyətindən  $x_2$  vəziyyətinə keçdiyindən, inteqrallama vasitəsilə ştrixlənmiş fiqurun sahəsi olaraq görülən işi təyin edərək:

$$A = -\int_{x_1}^{x_2} kxdx = \frac{kx_1^2}{2} - \frac{kx_2^2}{2}. \quad (3.27)$$

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

### § 3.4. Mexaniki enerjinin saxlanma və çevrilməsi

Tutaq ki, çoxlu cisimlərdən ibarət sistemdə həm xarici, həm potensiallı, həm də potensialsız qüvvələr təsir edir:

$$\vec{f} = \vec{f}_{pot} + \vec{f}_{sur} + \vec{f}_{xar} \quad (3.28)$$

Bu qüvvənin  $S$  yolunda gördüyü iş

$$A = f \cdot S = f_{pot} \cdot S + f_{sur} \cdot S + f_{xar} \cdot S = A_{pot} + A_{sur} + A_{xar} \quad (3.29)$$

olar. Kinetik enerji haqda (3.10) ifadəsinə əsasən görülən iş kinetik enerjinin dəyişməsinə, mövcud potensiallı qüvvələrin işi isə (3.23) ifadəsinə görə əks işarə ilə potensial enerjinin dəyişməsinə bərabər olmasını nəzərə alaq:

$$T_2 - T_1 = U_1 - U_2 + A_{sur} + A_{xar} \quad (3.30)$$

Potensial və kinetik enerjinin cəminə *tam mexaniki enerji* deyilir:  $E = T + U$ . (3.30) ifadəsində müəyyən əməliyyatlar aparmaqla onu

$$(T_2 + U_2) - (T_1 + U_1) = A_{sur} + A_{xar} \quad (3.31)$$

şəklində yazmaq və tam enerjinin ifadəsindən istifadə edək:

$$E_2 - E_1 = \Delta E = A_{sur} + A_{xar} \quad (3.32)$$



Bu ifadə sistemin tam mexaniki enerjisinin dəyişmə qanunu adlanır. *Sistemin tam enerjisinin dəyişməsi qeyri konservativ qüvvələrin və xarici qüvvələrin gördüyü işlərin cəminə bərabərdir.*

Sistem qapalı olarsa,  $F_{xar} = 0$ ,  $A_{xar} = 0$  və (3.32) ifadəsi

$$E_2 - E_1 = A_{sur} \quad (3.33)$$

olar. *Qapalı sistemdə tam enerjinin dəyişməsi sürtünmə qüvvəsinin işinə bərabərdir.* Qapalı sistemdə yalnız konservativ qüvvələr mövcud olarsa,  $F_{sur} = 0$ ,  $A_{sur} = 0$  və (3.33) ifadəsindən

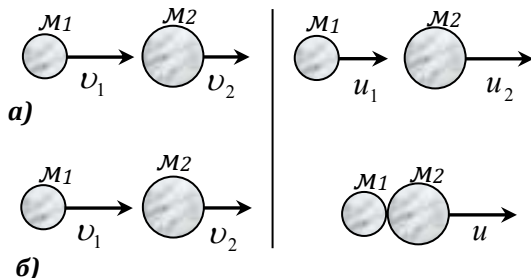
$$E_1 = E_2 \Rightarrow T_2 + U_2 = T_1 + U_1 \quad (3.34)$$

*mexaniki enerjinin saxlanma qanunu* alırıq. *Yalnız konservativ qüvvələr mövcud olan sistemlərdə qarşılıqlı təsir nəticəsində cisimlərin potensial və kinetik enerjiləri elə dəyişir ki, onların cəmi sabit qalsın.* Sürtünmə qüvvəsi olmayan qapalı sistemlərdə tam mexaniki enerji sabit qalır. Bu təbiətin ən fundamental qanunlarından biri olan enerjinin saxlanması və çevrilməsi qanununun mexaniki hadisələrdə təzahürüdür. İmpulsun saxlanma qanunu ilə birgə enerjinin saxlanma qanunu bir sıra mexaniki hadisələri izah edir.

### § 3.5. Kürələrin mərkəzi zərbəsi

Enerji və impulsun saxlanma qanunlarının tətbiqi kimi kütlələri  $m_1$  və  $m_2$  olan iki kürədən ibarət sistemdə qarşılıqlı təsire nəzər yetirək. Əgər iki kürə toqquşduqda onların sürətləri toqquşmadan əvvəl və sonra bir düz xətt üzrə qalarsa, bu *mərkəzi zərbə* adlanır.

Zərbədən öncə kürələrin sürətləri  $v_1$  və  $v_2$ , toqquşmadan sonra isə uyğun olaraq  $u_1$  və  $u_2$  olsun. Toqquşma zamanı mexaniki enerjinin və



Шякил

impulsun saxlanma qanunları ödənilərsə, belə toqquşma *mütləq elastiki* (Şəkil 3.8, a) zərbə adlanır. Mütləq elastiki zərbə zamanı hər iki kürə elastiki deformasiyaya uğrayır. Deformasiyanın aradan qalxmasında kürələr bir-binidən ayrılaraq  $u_1$  və  $u_2$  sürətlərinə malik olurlar. Burada qapalı sistem kimi baxılan iki kürənin qarşılıqlı təsirində yalnız konservativ qüvvələr fəaliyyət göstərdiyindən, tam mexaniki enerjinin saxlanma qanunu :

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + U_1 + \frac{m_2 v_2^2}{2} + U_2 = \frac{m_1 u_1^2}{2} + U_1 + \frac{m_2 u_2^2}{2} + U_2 \Rightarrow \quad (3.35).$$

$$\Rightarrow m_1(v_1^2 - u_1^2) = m_2(u_2^2 - v_2^2)$$

$U_1$  və  $U_2$  potensial enerjidir. Zərbə üfiqi müstəvi üzərində baş verdiyindən potensial enerjinin dəyişməsi baş vermir. İmpulsun saxlanma qanunu isə şəkil 3.8a-ya görə skalyar şəkildə  $m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 u_1 + m_2 u_2 \Rightarrow m_1(v_1 - u_1) = m_2(u_2 - v_2)$  (3.36) olar. (3.35) və (3.36) ifadələri eyni bir hadisəni təsvir etdiyindən tənliklər sistemi təşkil edirlər. Sadə çevrilmələr apararaq (3.36)-nı (3.35)-də nəzərə alsaq, zərbədən əvvəl və sonrakı sürətlər arasında

$$v_1 + u_1 = u_2 + v_2 \quad (3.37)$$

münasibətini ala bilərik. (3.37) ifadəsindən növbə ilə  $u_1$  və  $u_2$  -ni təyin edərək (3.36) ifadəsində nəzərə alsaq, zərbədən sonra kürələrin sürətini zərbədən əvvəlki sürətlərlə ifadə edə bilərik:

$$u_1 = \frac{(m_1 - m_2)v_1 + 2m_2 v_2}{m_1 + m_2}; \quad u_2 = \frac{(m_2 - m_1)v_2 + 2m_1 v_1}{m_1 + m_2} \quad (3.38)$$

Bu ifadələri araşdıraraq: a) *Toqquşan kürələr eyni kütləlidir* ( $m_1 = m_2$ ). (3.38) ifadəsindən

$$u_1 = v_2 \text{ və } u_2 = v_1 \quad (3.39)$$

alırıq. Zərbədən sonra eyni kütləli kürələr sürətlərini mubadilə edirlər. Toqquşmadan əvvəl ikinci kürə sükunətdə isə ( $v_2 = 0$ ), toqquşmadan sonra birinci kürə dayanacaq, ikinci kürə isə birinci kürənin sürətinə bərabər sürətlə elə həmin istiqamətdə hərəkət edəcəkdir.

b) Kürələrdən birinin kütləsi o birindən çox böyükdür:

$$\frac{m_1}{m_2} \ll 1 \quad (m_2 \gg m_1).$$

Kürələrin toqquşmadan sonra sürətləri (3.38) ifadələrindən

$$u_1 = 2v_2 - v_1; \quad u_2 \approx v_2 \quad (3.40)$$

olar. Toqquşmadan sonra böyük kütləli kürənin sürəti demək olar ki, dəyişmir.  $v_2 = 0$  olarsa, məsələn kürə divarla, yaxud molekul qabın divarı ilə toqquşduqda (Şəkil 3.9, a) bu ifadələrdən

$$u_2 = 0; \quad u_1 = -v_1 \quad (3.41)$$

alar. Beləliklə, kiçik kütləli kürə böyük kütləli sükunətdə olan obyektə toqquşduqda elə həmin sürətlə geriyyə qaydır, onun impulsunun dəyişməsi  $\Delta P = 2m_1v_1$  olur, kinetik enerjinin isə dəyişməsi baş vermir.

Kütləsi böyük olan obyekt kiçik kürəyə doğru hərəkət edirsə (Şəkil 3.9,b),  $v_2 > 0$ ,  $v_1 < 0$  və nəticədə

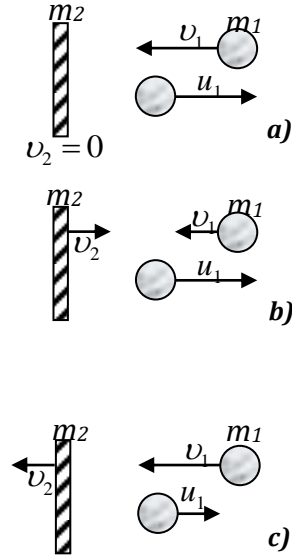
$$u_2 \approx v_2 \quad |u_1| = 2v_2 + v_1 \quad (3.42)$$

olar, yəni toqquşmadan sonra geri sıçrayan kürənin sürətinin modulu və buna görə də kinetik enerjisi artır. Molekula doğru hərəkət edən porşenlə toqquşan qaz molekulunun kinetik enerjisinin artması temperaturun artmasına və qazın qızmasına səbəb olur. Bu qazın sıxılmasına uyğun gəlir.

Kütləsi böyük olan obyektin  $v_2$  sürəti  $v_1$  ilə eyni istiqamətdə olarsa (şəkil 3.9, c), geri sıçrayan kürənin sürəti

$$u_2 \approx v_2 \quad |u_1| = -2v_2 + v_1 \quad (3.43)$$

ifadəsi ilə təyin olunur və görüldüyü kimi modulca  $v_1$ -dən kiçik olar. Bu isə kinetik enerjinin azalmasına səbəb olur. Beləliklə,



Шякил 3.9

molekul ondan uzaqlaşan porşenə çatıb toqquşduqda qazın soyuması baş verir. Baxılan nümunələr molekulyar kinetik nəzəriyyənin əsas müddələrini başa düşmək üçün çox faydalıdır.

c) *Kürələrin mütləq qeyri elastiki toqquşması*: (Şəkil 3.8, b). Bu halda kürələr toqquşduqda deformasiya edərək bir-birinə yapışır, lakin elastiki qüvvə yaranmadığından onların ayrılması baş vermir və kürələr birgə eyni  $u$  sürəti ilə hərəkət edirlər. Bu zaman qeyri konservativ qüvvələr əmələ gəldiyindən, kinetik enerjinin azalması və mexaniki enerjinin itkisi baş verəcək, impulsun saxlanma qanunu isə ödəniləcəkdir. Toqquşmadan sonrakı və əvvəlki kinetik enerjilərin fərqi (mexaniki enerji itkisi)

$$-\Delta E = \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} - \frac{(m_1 + m_2)}{2} \cdot u^2, \quad (3.44)$$

impulsun saxlanma qanunu isə

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = (m_1 + m_2) \cdot u \quad (3.45)$$

kimi yazıla bilər. (3.45) tənliyindən  $u$ -nu təyin edib (3.44) tənliyində nəzərə almaqla toqquşma nəticəsində itən mexaniki enerjini təyin edirik:

$$\Delta E = -\frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} (v_1 - v_2)^2. \quad (3.46)$$

Əgər  $v_2 = 0$  və  $m_2 \gg m_1$  isə, məsələn  $m_2$  kütləli dəmirçi zindanına qoyulan dəmirə  $m_1$  kütləli çəkilə zərbə endirilsə,

$$\Delta E = \frac{m_1 v_1^2}{2} \quad (3.47)$$

olar. Bu halda çəkilin bütün kinetik energisi itir və istiliyə çevrilərək dəmiri emal etməyə sərf olunur. Emal prosesini yaxşı yerinə yetirmək üçün ağır çəkilə böyük sürət vermək lazımdır. Əgər  $v_2 = 0$  və  $m_2 \ll m_1$  olarsa, (məsələn çəkilə mismarı divara vurduqda)  $\Delta E \approx 0$  və  $u_1 = v_1$  olur, çəkilin kinetik enerjisi tam şəkildə mismara verilir və onun divara daxil olmasına sərf olunur.

Göstərilən misallarda biz yalnız mütləq elastiki və mütləq qeyri elastiki zərbələrə nəzər yetirdik. Əslində isə elastiki zərbələrdə qismən qeyri elastiklik və əksinə qeyri-elastiki

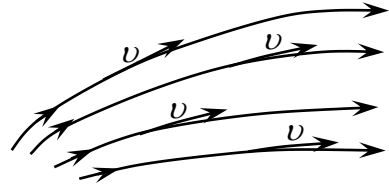
toqquşmada da az da olsa elastiki qüvvə iştirak edir. Bu halda toqquşmadan əvvəl və sonra kürələrin sürətini əlaqələndirən (3.37) tənliyi

$$u_1 - u_2 = -\varepsilon(v_1 - v_2) \quad (3.48)$$

şəklində yazılır. Burada  $\varepsilon$  *zərbənin elastiklik əmsalı* adlanır  $0 \leq \varepsilon \leq 1$ .  $\varepsilon = 1$  mütləq elastiki,  $\varepsilon = 0$  mütləq qeyri elastiki zərbə olur. Dəmir kürələrin toqquşmasında  $\varepsilon = 0,56$ , fil sümüyündən hazırlanan kürələrin toqquşmasında  $\varepsilon = 0,9$  qiymətini alır. Bu səbədən ən yaxşı bilyardlarda kürələr fil sümüyündən hazırlanır.

### § 3.6. Sıxılmayan, ideal mayenin qərarlaşmış axını

Dinamika qanunlarının mayelərin hərəkətinin tətbiqinə nəzər yetirək. Maye dedikdə həm həqiqi bildiyimiz mayələr (su, civə, kerosin və s.) həm də qazlar nəzərdə tutulur. Bu materiallar üçün ümumilik ondan ibarətdir ki, bərk cisimlərdən fərqli olaraq maye və qazların hərəkətində ayrı-ayrı hissələri bir-birinə nəzərən də yerini dəyişə bilər və buna görə də maye və qazlar yerləşdiyi qabın formasını alırlar. Mayenin hərəkətini təsvir edərkən onun hər bir hissəsinin vəziyyətinin zamandan asılılığı təyin olunmalıdır. Hər bir hissəciyin sürəti təyin olunarsa, bu sürət vektorları çoxluğu *mayenin axın sahəsi* adlanır. Mayenin axın sahəsi *cərəyan xətləri* vasitəsilə təsvir olunur. Cərəyan xətləri



Шякил 3.10

mayenin axını istiqamətində bir-biri ilə kəsişməyən elə istiqamətlənmiş xətlərdir ki, istənilən nöqtədə çəkilən toxunan mayenin axın sürəti vektorunu təyin edir. Sürət vektorunun modulunu isə cərəyan xətlərinin sıxlığı təyin edir. Cərəyan xətləri ilə hüdudlanmış fəza *axın borusu* adlanır (Şəkil 3.10). Axın borusunda hərəkət edən maye borunu tərk etmir, boruya başqa maye hissəciyi daxil olmur. Şəkil 3.10-da axın borusu, cərəyan xətləri və axın sürəti təsvir olunmuşdur.

Maye və qazların hərəkəti haqda müddəaların təyini üçün sadə halda axın borusunda *sıxılmayan, ideal mayenin qərarlaşmış axınına* baxaq. Əvvəlcə belə maye və qazın nə olduğunu aydınlaşdıraq.

*Sıxılmayan maye* dedikdə hərəkət zamanı sıxlığın bütün axın borusunda sabit qalması ( $\rho = const$ ) başa düşülür. Həqiqi mayələr üçün bu şərt kifayət qədər dəqiqliklə ödənilir, çünki mayələr sıxılmaya qarşı güclü müqavimət göstərir. Qazlarda isə, bildiyimiz kimi sıxlıq təzyiqlə düz mütənasib olaraq artır. Eyni zamanda qazların sıxlığı kiçik olduğundan onları hərəkətə gətirmək üçün çox kiçik təzyiqlər fərqi yaratmaq kifayətdir. Məsələn, havanın  $10m/san$  sürətli axınına almaq üçün təzyiqlər fərqi  $1mmHg \equiv 10^{-3} atm$  olması kifayətdir. Bu halda sıxlıq cəmi 0,1 % dəyişməyə məruz qalır və bunu nəzərə almamaq olar. Təcrübələr və hesablamalar göstərir ki, qazın axın sürəti onda səsin sürətindən kiçik olduqda həmin qaz sıxılmayan sayıla bilər. Hava üçün  $v_{səs} = 340m/s \equiv 1200km/saat$  olduğundan,  $v = 100km/saat$  sürətlə şütyən avtomobil ətrafında havanı praktiki olaraq sıxılmayan qəbul etmək olar.

*İdeal maye* dedikdə maye və qazların ayrı-ayrı hissələri arasında qarşılıqlı təsirin (sürtünmə qüvvəsinin) nəzərə alınmaması başa düşülür. Bu xassə qazlarda ödənilir, mayələrdə isə həmişə hissəciklər arasında daxili sürtünmə (özlülük) mövcud olur. Əgər mayeni hərəkət etdirən qüvvə daxili sürtünmə qüvvəsindən çox böyükdürsə, belə mayələrə enerji və impulsun saxlama qanunlarını tətbiq etmək olar.

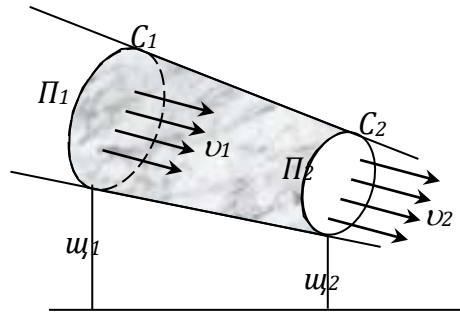
Nəhayət, mayenin *qərarlaşmış (stasionar) axınında* axın borusunun müxtəlif en kəsiklərində mayenin axın sürəti fərqlənsə də, baxılan en kəsiyində sürətin qiyməti zaman keçdikcə dəyişmir. Mayenin hissəciyi baxılan en kəsiyindən keçdikdə müəyyən sabit sürətə malik olurlar. Göstərilən şərtlərin ödənilməsi mühitlər üçün M.Bernulli mayenin axın parametrləri arasında çox vacib münasibət almışdır. Bu məqsədlə şəkil 3.11-də təsvir olunmuş en

kəsiyi dəyişən maye borusunda yuxarıdakı şərtləri ödəyən mayenin hərəkətinə baxaq.

En kəsiyini keçən maye hissəciklərinin sürəti kəsiyə perpendikulyardır, borunun uclarında  $P_1$  və  $P_2$  təzyiqləri mövcuddur. Maye borudan  $P_1 > P_2$  təzyiqlər fərqi və  $h_1 > h_2$  hündürlüklər fərqi mövcud olması nəticəsində axır. Müəyyən  $\Delta t$  müddətində  $S_1$  en kəsiyindən keçən mayenin həcmi oturacağı  $S_1$ , doğuranı  $\ell = v \cdot \Delta t$  olan slindrin həcminə ( $V = S \cdot v \cdot \Delta t$ ) bərabər, miqdarı isə  $\Delta m_1 = \rho S_1 v_1 \Delta t$  olacaqdır.  $S_2$  en kəsiyindən xaric olunan maye kütləsi analoji olaraq  $\Delta m_2 = \rho S_2 v_2 \Delta t$  olar. Maye borusu tam dolduğundan, birinci en kəsiyindən keçən maye  $S_2$  en kəsiyindən xaric olunmalıdır. Sıxlığın sabit olması nəzərə alınarsa,

$$\Delta m_1 = \Delta m_2 \Rightarrow S_1 v_1 = S_2 v_2 \quad (3.49)$$

Шякил



kimi en kəsiyin sahəsi ilə axın sürəti arasında əlaqəni təyin edərik. Maye borusunda en kəsiyi böyüdükcə mayenin həmin kəsikdə axın sürəti kiçilir. Bu axının kəsilməzlik qanunudur.

Mayenin boru boyunca axına məcbur edən xarici təzyiqli qüvvələri iş görür: Təzyiqli qüvvəsi  $F_1 = P_1 \cdot S_1$   $\Delta m_1$  kütləli mayeni  $v_1 \Delta t$  məsafəsinə hərəkət etdirdiyindən, görülən iş

$$A_1 = F_1 \cdot v_1 \Delta t = P_1 \cdot S_1 v_1 \Delta t \quad (3.50)$$

kimi təyin olunur. Borunun digər ucundakı  $P_2$  təzyiqli nəticəsində yaranan  $F_2 = P_2 \cdot S_2$  təzyiqli qüvvəsi maye axınının əksinə yönələrək mənfi iş görəcəkdir:

$$A_2 = -P_2 \cdot S_2 v_2 \Delta t \quad (3.51)$$

Görülən işlərin cəmi mayenin tam mexaniki enerjisinin -potensial və kinetik enerjiləri cəminin- dəyişməsinə səbəb olacaqdır:

$$\begin{aligned} P_1 \cdot S_1 v_1 \Delta t - P_2 \cdot S_2 v_2 \Delta t &= \\ &= \frac{\Delta m_2 v_2^2}{2} + \Delta m_2 g h_2 - \frac{\Delta m_1 v_1^2}{2} - \Delta m_1 g h_1 \end{aligned} \quad (3.52)$$

Kütlənin sıxlıqla həcmnin hasili olduğu ( $\Delta m = \rho \cdot V \Rightarrow V = S v \Delta t$ ) nəzərə alınarsa,

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + P_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + P_2 \quad (3.53)$$

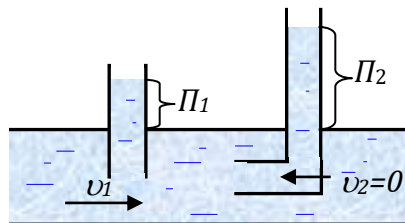
şəklində mexaniki enerjinin saxlanma və çevrilmə qanunlarının mayelərə tətbiqinə nail olarıq. Bu ifadə *Bernulli tənliyi* adlanır və ümumi şəkildə

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho g h + P = const \quad (3.54)$$

kimi yazılır. Qeyd edək ki, Bernulli tənliyi yalnız sıxılmayan ideal mayenin qərarlaşmış axını üçün dəqiq ödənilir. Bu tənliyə görə mayenin axını zamanı üç təzyiğin cəmi sabit qalır. Birinci hədd vahid həcmə düşən kinetik enerjini (xüsusi kinetik enerji) xarakterizə etdiyi üçün *dinamik təzyiq*, II hədd maye sütununun xüsusi potensial enerjini təyin etdiyi üçün *hidrostatik təzyiq* adlandırılır.  $P$ - təzyiqi təzyiq qüvvəsinin (elastiki qüvvənin) vahid həcmə düşən xüsusi potensial enerjisini xarakterizə etdiyi üçün *statik təzyiqdir*. Mayenin hərəkəti zamanı bu sadalanan enerjilərin kəsilməz şəkildə birinin digərinə keçidi baş versə də onların cəmi sabit qalır.

Bernulli tənliyinin bəzi tətbiqlərinə baxaq:

a. Mayenin axma sürətini təyin etmək üçün işlədilən Pito borusu (şəkil 3.12). Üfqü maye borusuna ( $h_1 = h_2$ ) iki boru elə birləşdirilir ki, ikinci boruda maye hərəkətsiz qalır ( $v_2 = 0$ ). Şəkil 3.12-də olan hala uyğun Bernulli tənliyi





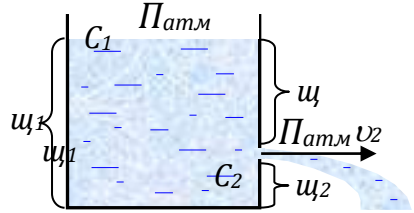
$$P_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} = P_2$$

olur və mayenin axın sürəti

$$v_1 = \sqrt{\frac{2(P_2 - P_1)}{\rho}} \quad (3.55)$$

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

b. İkinci misal olaraq maye ilə dolu böyük çəndə açılan kiçik deşikdən mayenin hərəkətinə nəzər yetirək (Şəkil 3.13). Həm çənin üzərində, həm də deşikdən çıxan maye şırnağında statik təzyiqlər bərabərdir ( $P_1 = P_2 = P_{atm.}$ ).  $S_1 \gg S_2$



Шякил 3.13

olduğundan axının kəsilməzlik tənliyinin (3.49) ifadəsinə görə  $v_2 \gg v_1$  olur və  $v_1 = 0$  götürülə bilər. Bu şərtlər daxilində Bernulli tənliyi

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + P_{atm.} = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + P_{atm.}; \quad v_1 \approx 0 \quad (3.56)$$

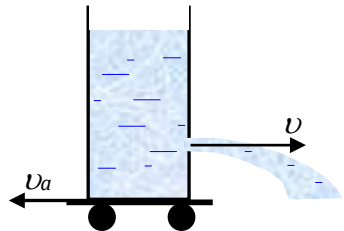
kimi yazılır və buradan mayenin axın sürətini təyin edərik:

$$v_2 = \sqrt{2g(h_1 - h_2)} = \sqrt{2gh} \quad (3.57)$$

Beləliklə, deşikdən çıxan mayenin sürəti həmin hündürlükdən sərbəst düşən cismin aldığı sürətə bərabər olur. Bu *Toriçelli düsturu* adlanır.

Şəkil 3.14-də təsvir olunan çənin deşiyindən çıxan maye şırnağı impulsa malik olur və  $\Delta m$  miqdarda mayenin apardığı impuls

$$\Delta K = \Delta m \cdot v = \rho S v^2 \Delta t$$



Шякил 3.14

kimi təyin olunur. İmpulsun dəyişməsi qüvvə impulsuna bərabər olması nəzərə alınaraq şırnaq tərəfindən çənə göstərilən qüvvə üçün

$$F\Delta t = \rho S v^2 \Delta t \Rightarrow F = \rho S v^2 \quad (3.58)$$

ifadəsi alınar. Bu qüvvə çıxan şırnağın *reaksiya qüvvəsi* adlanır. Əgər maye ilə dolu çən arabacığın üzərinə qoyularsa, impulsun saxlanma qanununa görə arabacıq da axının əksinə sürət və təcil alacaqdır. Bu təcilin qiyməti

$$a = \frac{\rho v^2 S}{m_{araba} + m_{maye}} \quad (3.59)$$

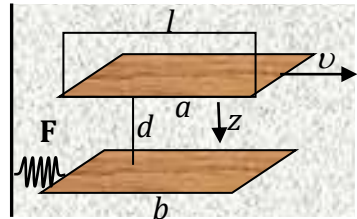
olar. Raketlərin və reaktiv təyyarələrin hərəkəti bu prinsipə əsaslanır. Toriçelli düsturundan istifadə etməklə (3.58) düsturundan təzyiği təyin etsək,

$$P = \frac{F}{S} = \rho v^2 = \rho \cdot 2gh = 2\rho gh \quad (3.60)$$

onun axın olmadıqda  $h$  hündürlüklü maye sütununun hidrostatik təzliqindən 2 dəfə böyük olduğunu alarıq. Bu dəyişmə axın zamanı təzyiğin yenidən paylanması ilə əlaqədardır. Deşiyin yanında təzyiği eyni hündürlükdə qabın qarşı divarı yanına nisbətən kiçik olduğundan, əlavə təzyiqlər fərqi meydana gəlir və bu təzyiği maye şırnağından çıxan yerdə təzyiği artırır.

### § 3.7. Özlü mayenin hərəkəti

Bernulli tənliyinin (3.56) ifadəsini aldıqda mayenin ideal olmasını qəbul etmişdik. Belə mayenin axını zamanı onun qatları arasında sürtünmə qüvvəsinin olmasını nəzərdən atmışdıq. Bütün real mayelərdə belə qüvvələr mövcuddur. *Daxili sürtünmə qüvvəsi nəzərə alınan mayelər özlü maye* adlanır. Özlü mayədə sürtünmə qüvvəsinin mövcudluğunu və ölçülməsini nümayiş etdirən təcrübəyə müraciət edək (Şəkil



Шякил 3.15

3.15).

Maye daxilində yerləşən  $l$  uzunluqlu  $a$  lövhəsi sabit  $v$  sürəti ilə hərəkətə gətirilir. Belə hərəkətin baş verməsi üçün lövhəni darta qüvvə daxili sürtünmə qüvvəsi ilə tarazlaşmalıdır. Bu lövhədən  $d \ll l$  məsafəsində yerləşən digər  $b$  lövhəsinin hərəkətə gəlməsi təsirin maye qatları vasitəsilə ötürülməsini, maye qatları arasında daxili sürtünmə qüvvəsinin mövcudluğunu nümayiş etdirir. Əgər  $b$  lövhəsi  $F$  dinamometri vasitəsi ilə divara bağlanarsa, ona təsir edən qüvvənin qiyməti təyin oluna bilər. Təcrübələr göstərir ki,  $b$  lövhəsinə təsir edən qüvvə  $a$  lövhəsinin hərəkət sürəti  $v$ , lövhənin səthinin sahəsi  $S$  ilə düz, lövhələr arasında  $d$  məsafəsindən tərs mütənəsb asılı olmaqla mayenin növündən asılıdır.

$$F = -\eta \frac{v}{d} \cdot S \quad (3.61)$$

Burada  $\eta$  -mayenin növündən və temperaturdan asılı olan *daxili sürtünmə* və ya *dinamik özlülük əmsalı* adlanır. BS vahidlər sistemində  $\eta$ -nin vahidi  $\text{Pa} \cdot \text{caH}$ -dir, xüsusi adı yoxdur. Sistemdənəkar ***Puaz=0,1Pa.san*** istifadə olunur. Kinematik özlülük BS-də vahidi  $\frac{m^2}{\text{caH}}$  olan  $-\frac{\eta}{\rho}$  nisbətində deyilir.  $\rho$  - mühitin sıxlığıdır. Kinematik özlülük üçün

sistemdənəkar ***Stoks=10<sup>-4</sup>  $\frac{m^2}{\text{caH}}$***  ölçü vahidindən istifadə olunur.

(3.61) ifadəsi İ. Nyuton tərəfindən alınmışdır. Burada sürət mayenin laylarına perpendikulyar  $z$  oxu istiqamətdə sabit qalır, hərəkət edən  $a$  lövhəsindən uzaqlaşdıqca kiçilir:

$$\Delta v(z) = \frac{v}{d} \cdot \Delta z \Rightarrow \frac{\Delta v(z)}{\Delta z} = \frac{v}{d} = \frac{dv}{dz} \quad (3.62)$$

Sürətin ona perpendikulyar istiqamətdə koordinata görə dəyişməsi *sürət gradienti* adlanır. Sürət gradientindən istifadə etdikdə Nyuton qanunu

$$F = -\eta \frac{dv}{dz} \cdot S \quad (3.63)$$

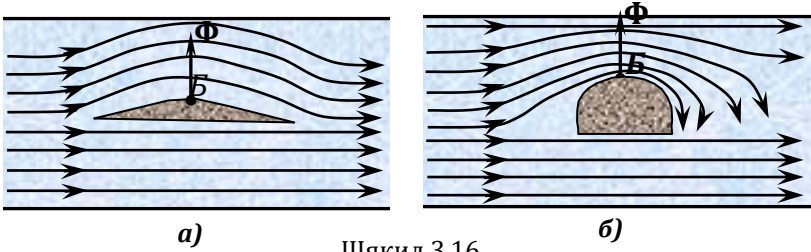
şəklində yazıla bilər.

Mayenin axını zamanı onun ayrı-ayrı təbəqələri arasında daxili sürtünmə qüvvəsinin təsiri maye qatlarının bir-birinə nəzərən sürüşməsinə, maye hissəciklərinin kinetik enerjiyə malik olmaları isə maye qatlarının qarışmasına səbəb olur. Axın zamanı maye qatları qarışmadan bir-birinə nəzərən sürüşsə, belə axın *laminar* (layvari) adlanır. Laminar axın real mayenin sürətinin nisbətən kiçik qiymətlərində baş verir. Sürət vektoru mayenin axın istiqamətində yönəlir. Sürətin artması ilə axın öz laminarlığını itirir və axın zamanı maye təbəqələrinin bir-birilə qarışması, sürətin maye axınına perpendikulyar toplanmasının yaranması baş verir. Belə axın *trublent* adlanır. Boruda mayenin axını zamanı laminar axının trublent axınına keçməsi axına müqavimətin kəskin artmasına səbəb olur və axın laylı xarakterdən burulğanlı xarakterə keçir. Trublent axında kinetik enerjinin bir hissəsi istiliyə çevrilir və axın xarakterik səsin yaranması ilə müşayiət olunur. Axının xarakterini ayırd etmək üçün

$$R = \frac{\rho v l}{\eta} \quad (3.64)$$

kimi təyin olunan *Reynols ədədindən* istifadə olunur. Burada  $\rho$  - mayenin sıxlığı,  $v$  - axın sürəti,  $l$  - axın baş verən mühitin (borunun) xətti ölçüsü,  $\eta$  - dinamik özlülük əmsalındır. Göründüyü kimi (3.64) ifadəsində kəsrin surəti axan mayenin *kinetik enerjisini*, məxrəci isə *sürtünmə qüvvəsinin işini* xarakterizə edir. Reynols ədədinin kiçik qiymətlərində sürtünmə qüvvəsi aparıcı rol oynayır və axın laminar xarakter daşıyır. Sürətin artması ilə  $R$  -in qiyməti artır və Reynols ədədinin böyük qiymətində aparıcı rol kinetik enerjiyə, axın isə trublent xarakterə keçir. Bu qiymət Reynols ədədinin böhran qiyməti adlanır. Boruda axan su üçün  $R_b = 1200$  qiymətinə malikdir.

Cisimlərin özlü mayedə hərəkəti zamanı da daxili sürtünmə qüvvəsi öz rolunu oynayır. Özlülüyü olmayan ideal mayedə hərəkət zamanı cismin hərəkətinə maye tərəfindən heç bir müqavimət göstərilir. Özlü maye halında maye hissələri cismə



ШЯКИЛ 3.16

yapışır və bu hissəciklərin sürəti cismin sürətinə bərabər olur. Bu halda yaranan müqavimət qüvvəsi cismin və ya mayenin sürətindən və 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. Turbulent axın zamanı isə burulğanlar yaranmasına səbəb olur. Bu halda müqavimət qüvvəsi üçün sürətin kiçik qiymətlərində  $v^3$ , böyük qiymətlərində  $F_m \sim v^2$  asılılığı ödənilir. Burulğanlar böyük müqavimət qüvvəsinin yaranmasına səbəb olduğundan, avtomobillərə, təyyarələrə, gəmilərə elə forma verirlər ki, havanın müqaviməti mümkün qədər az olsun. Şəkil 3.16-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 3.16, b-də burulğan əmələ gəldiyindən müqavimət qüvvəsi xeyli böyük olur.

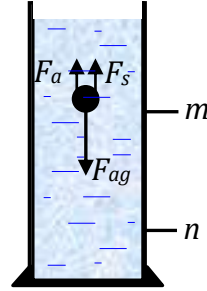
Kiçik  $r$  radiuslu kürənin  $\eta$  özlülüyünə malik mayedə ağırlıq qüvvəsinin təsiri ilə hərəkətinə baxaq. Müqavimət qüvvəsinin (3.61) ifadəsində  $d = r$ ,  $S = 4\pi r^2$  kimi təyin olunmasını və kürə üçün qüvvənin ötürülmə əmsalının  $3/2$  olması nəzərə alınarsa, daxili sürtünmə qüvvəsi üçün

$$F_m = 6\pi\eta r v \quad (3.65)$$

alarıq. Bu *Stoks düsturu* adlanır və şəkil 3.17-də təsvir olunan kimi hərəkətin əksinə yönəlir. Stoks qüvvəsi kürənin sürəti artdıqca artır. Maye daxilində kürəyə  $F_{ag} = mg$  ağırlıq,  $F_a = \rho_m v_c \cdot g$  Arximed qüvvələri təsir edir. Hərəkətin başlanğıcında  $\vec{F}_{ag} > \vec{F}_a + \vec{F}_m$  olduğundan cisim təcillə hərəkət edəcəkdir:

$$ma = mg - F_a - F_m \quad (3.66)$$

Sürətin artması ilə  $F_a$  və  $F_{ag}$  sabit qalır,  $F_m$  isə artır və sürətin müəyyən qiymətində  $mg = F_{ag} + F_m$  olur. Bundan sonra cisim bərabərsürətli hərəkət



Шякил

edir ( $a = 0$ ). (3.66) ifadəsində kürənin həcmi  $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ ,  $m = \rho V$  olduğu nəzərə alınarsa, özlülük əmsalı üçün

$$\eta = \frac{2gr^2(\rho - \rho_0)}{9v} \quad (3.67)$$

alarıq. Bərabərsürətli hərəkət edən kürəciyin  $m n$  parçasında sürətini təyin edərək (3.67) ifadəsi əsasında  $\eta$  - ni təyin etmək mümkündür.

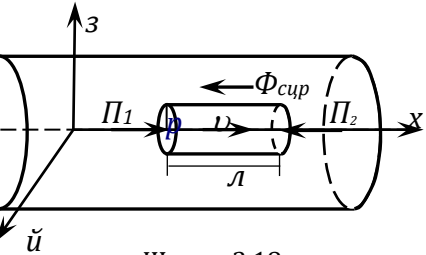
Özlü mayenin radiusu  $R$  olan dairəvi boruda axını halında sürətin en kəsiyi boyunca paylanması təyin edək. Şəkil 3.18-də təsvir olunan maye axınında  $r$  radiuslu silindrik həcm daxilində mayenin sabit  $v$  sürəti ilə axması üçün uclardakı  $P_1 - P_2$  təzyiqlər fərqi hesabına yaranan qüvvə daxili sürtünmə qüvvəsi ilə tarazlaşmalıdır.

$$(P_1 - P_2)\pi r^2 = \eta \left( -\frac{dv}{dr} \right) \cdot 2\pi r l \quad (3.68)$$

Burada  $\pi r^2$  - slindrin oturacağıının sahəsi,  $2\pi r l$  - onun yan səthi,  $\frac{dv}{dr}$  - sürət gradientidir.

Mərkəzdə sürət maksimum olduğundan sürət gradienti mənfi işarəyə malikdir. Sadə çevrilmələrdən sonra (3.68) ifadəsi

$$dv = -\frac{P_1 - P_2}{2\eta l} r dr$$



Шякил 3.18

(3.69)

şəklinə düşər. Bu ifadəni inteqrallayaq:

$$v = -\frac{P_1 - P_2}{4\eta l} r^2 + C \quad (3.70)$$

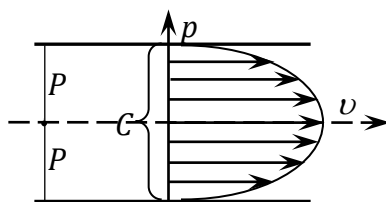
İnteqrallama sabiti olan  $C$ -ni təyin etmək üçün axın borusunun kənarında boruya yapışmış maye zərrəciklərinin sükunətdə olması şərtindən istifadə edək:  $r = R$  olduqda  $v = 0$  və inteqrallama sabiti

$$C = \frac{P_1 - P_2}{4\eta l} R^2 \quad (3.71)$$

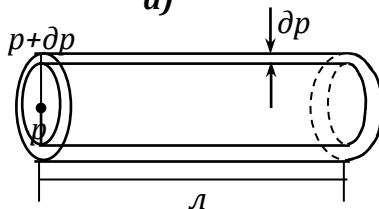
ifadəsi ilə təyin olunur. İnteqrallama sabitinin bu qiymətini sürətin (3.70) ifadəsində nəzərə alaraq, özlü mayenin axını halında ən kəsiyi üzrə sürətin paylanma funksiyasını təyin edərək.

$$v = \frac{P_1 - P_2}{4\eta l} R^2 \left( 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right) = v_0 \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (3.72)$$

$v_0$  ilə işarə olunan ifadə sürətin  $x$  oxu üzrə qiymətidir və baxılan axın üçün ən böyük sürətdir.  $x$  oxundan  $z$  oxu boyunca yuxarı və aşağı sürətin qiyməti elə dəyişir ki, sürət vektorlarının ucları parabola üzrə yerləşsin ( $y \sim x^2$ ). Beləliklə, özlü maye axan borunun mərkəzində maye hissəciklərinin sürəti ən böyük olur, kənarlara doğru  $v$  azalır, boruya toxunma yerlərində isə  $v = 0$ . Sürətin belə paylanması  $v(r)$



a)



b)

Шякил 3.19

koordinatlarında şəkil 3.19-da təsvir olunmuşdur.

Baxılan borunun en kəsiyindən axan mayenin həcmi hesablayaq. Radiusları  $r$  və  $r + dr$  olan oturaqlar arasındakı qatdan  $t = l \text{san}$  müddətində axan mayenin həcmi

$$dQ = v_0 \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} \right) 2\pi r \cdot dr \quad (3.73)$$

olar (Şəkil 3.19, b).  $r$ -in qiyməti  $0$ -dan  $R$ -ə qədər dəyişdiyindən, şəkil 3.19, a-da təsvir olunan bütöv borunun en kəsiyindən  $t = l \text{san}$  ərzində keçən mayenin həcmi (3.73) ifadəsini inteqrallama ilə tapıla bilər:

$$Q = \int_0^R v_0 \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} \right) 2\pi r dr = \frac{\pi v_0 R^2}{2} \quad (3.74)$$

Maye axınının maksimal sürətinin (3.72) ifadəsini nəzərə alsaq,  $t$  müddətində borudan axan mayenin həcmi

$$Q = \frac{(P_1 - P_2) \pi R^4}{8\eta l} t \quad (3.75)$$



kimi təyin olunur. Bu *Puazeyl düsturu* adlanır. Müəyyən borudan axan mayenin həcmi ölçərək (3.75) düsturundan  $\eta$ - daxili sürtünmə əmsalını təyin etmək olur. Bu daxili sürtünmə əmsalının təyin olunmasının Puazeyl üsulu adlanır. Bu üsulu tətbiq etdikdə eyni həcmə malik iki maye eyni borudan axıdırlar və axma müddəti  $t$ - təyin olunur. Mayelərdən biri etalon maye adlanır və onun özlülük əmsalı məlum olur, axını isə  $t_1$  müddətində baş verir. Özlülüğü təyin olunacaq mayenin axın müddəti  $t_2$  ölsülərsə, (3.75) düsturunu hər iki maye üçün yazaraq tərəf-tərəfə bölərək

$$\eta = \eta_{et} \cdot \frac{t_2}{t_1} \quad (3.76)$$

ifadəsindən naməlum özlülük təyin olunur.

### § 3.8. Klassik mexanikanın tətbiq olunma həddləri

Dinamikanın şərh olunan qanunları çox da yüksək olmayan hərəkət sürətinə malik böyük ölçülü - *makroskopik* (makro-böyük) cisimlərin halını dəyişmə qanunauyğunluqlarını kifayət qədər dürüst təsvir edir. Müşahidə olunan külli miqdarda hadisələr və onlardan çıxan nəticələr bu qanunların həyatiliyini və doğruluğunu nümayiş etdirir. Bütövlükdə nisbətən ləng gedən proseslərin və makroskopik cisimlərin Nyuton qanunları ilə tam izah olunan, Qalileyin nisbilik prinsirinə tabe olan hərəkətini öyrənən mexanika - klassik mexanika adlanır.

Klassik mexanikanın heç bir ziddiyyətlə rastlaşmadan külli miqdarda təbiət hadisələrinin izahı XIX əsrdə bu qanunların «mütləq doğruluğu» və universallığı haqda fikir formalaşdırmışdı. § 2.6-da qeyd olunduğu kimi, klassik mexanikada cismin kütləsi bütün inersial sistemlərdə eyni qiymətə malikdir (sürətdən asılı deyil), zamanın axması da *mütləq kəmiyyət* olaraq bütün inersial sistemlərdə eyni rəvanlığa malikdir.

Əgər  $V = const$  sürəti ilə hərəkət edən  $S'$  sistemində cisim  $v$  sürətinə malik olarsa, onda sükunətdə olan  $S$  sistemində hərəkət sürəti (2.33) ifadəsi ilə təyin olunacaqdır.

Əgər  $S$  sistemi  $x$  oxu boyunca hərəkət edərsə, vektoru toplanmanı skalyar şəkildə yazı bilərik:

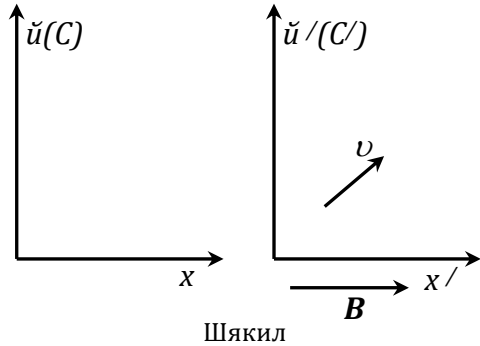
$$v_{S,x} = V + v_{S',x}, \quad v_{S,y} = v_{S',y}, \quad m_S = m_{S'}, \quad t_S = t_{S'} \quad (3.77)$$

Sürətlərin belə toplanması heç bir məhdudiyətə malik deyildir. Cismin sürəti istənilən qiyməti ala bilər.

XIX əsrin sonunda və XX əsrin əvvəllərində təcrübələr vasitəsi ilə aşkara çıxarılan bir sıra qanunauyğunluqlar klassik mexanika ilə izah oluna bilmədi.

Burada əsas ziddiyyətlər mikroskopik cisimlərin (*mikro-kicik*) - elektronların, atomların, nuklonların hərəkətinin təsvir olunmasında özünü göstərdi.

Atom daxili proseslər və bu proseslərin qanunauyğunluqları



Шякил

klassik mexanikanın doğruluğunu şübhə altına aldı. XX əsrin əvvəllərində artıq klassik mexanika qanunlarının dəqiq olmaması və onların həqiqətə yalnız yaxınlaşması haqda fikir formalaşmışdı. Beləliklə, klassik mexanikanın tətbiq olunma həddləri müəyyənləşdirildi. Burada dahi A. Eynşteynin böyük rolu olmuşdur. Onun yaratdığı nisbilik nəzəriyyəsində, şəkil 3.20-də təsvir olunan hal üçün sürətlərin toplanma qanunu (3.77) ifadələrindən fərqli

$$v_{S,x} = \frac{V + v_{S',x}}{1 + \frac{v_{S',x} \cdot V}{c^2}}; \quad v_{S,y} = v_{S',y} \frac{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 + \frac{v_{S',x} \cdot V}{c^2}}; \quad v_{S,z} = v_{S',z} \quad (3.78)$$

düsturları ilə təyin olunur. Burada  $c$  - işıqın vakuumda sürətidir. Əvvəllər qeyd olunduğu kimi (*bax* § 2.7) Eynşteynin nisbilik nəzəriyyəsində « $c$ » kəmiyyətinə xüsusi rol verilir və onun bütün inersial sistemlərdə (hərəkət və sükunətdə olmasından asılı

olmayaraq) eyni  $\sim 3 \cdot 10^8 m/san$  qiymətə malik olması əsas götürülür. Bu müddəə klassik mexanikaya və sürətlərin (2.33) toplanma qanununa ziddir. Lakin sürətlər işıq sürətinə nisbətən kiçik olarsa ( $V \ll c$ ,  $v \ll c$ ), asanlıqla görmək olar ki, (3.78) ifadələri tam şəkildə (2.33) ifadələrinə çevrilir. Məsələn, Yerə nəzərə 1000km/saat ( $V \approx 300m/san$ ) sürətlə uçan təyyarədən uçuş istiqamətində atəş açıldıqda güllənin sürəti 1000m/san təşkil edir. Yerdə dayanmış müşahidəçiyə görə güllənin sürəti klassik mexanikanın (2.33) ifadəsinə görə

$$v_s = 300 + 1000 = 1300 (m/san),$$

relyativistik mexanikanın (3.78) ifadəsinə görə isə  $v_s = (1300 - 5 \cdot 10^{-9})m/san$  olur. Burada fərq o qədər cüzdür ki, onu nəzərə almamaq olar və belə hərəkəti klassik mexanika qanunları ilə dəqiqliklə təsvir etmək olar. Baxılan sürətlər  $v = \frac{1}{2}c$ ,  $V = \frac{1}{2}c$  olduqda isə bu fərq ciddi şəkildə nəzərə sarpır.

Bu halda klassik mexanikaya görə  $v_s^{kl} = \frac{1}{2}c + \frac{1}{2}c = c$ .

Relyativistik mexanikanın (3.78) düsturuna görə isə  $v_s^{rel} = \frac{4}{5}c$  olur, yəni fərq 20% ( $60000km/san$ ) təşkil edir. Bu halda klassik mexanika ilə hərəkəti təsvir etmək mümkün deyildir.

Klassik mexanikanın *ikinci vacib məhdudiyyəti* zamanın rəvanlığı ilə əlaqədardır. Eynşteynin nisbilik nəzəriyyəsinə görə zamanın axarı mütləq deyildir və sükunətdə olan inersial sistemdən  $V$  sürəti ilə hərəkət edən sistemə keçdikdə (2.39) ifadəsinə uyğun olaraq zamanın ləngiməsi baş verir. Zamanın ləngiməsi də sistemin sürətindən asılıdır və  $V \ll c$  olduqda  $t'_s = t_s$ , yəni (2.39) ifadəsi klassik mexanikadan (3.77) ifadəsinə çevrilir.

Klasik mexanikanın növbəti məhdudiyyəti cismin *kütləsinin sürətindən asılı olaraq dəyişməsi* ilə əlaqədardır. Klassik mexanikanın (3.77) düsturuna görə kütlə mütləqdir, sükunətdə və

hərəkətdə olmasından asılı olmayaraq cismin kütləsi sabit qalır ( $m'_s = m_s$ ). Nisbilik nəzəriyyəsinə görə cismin sürəti artdıqca onun kütləsi də artır. Belə ki,  $v$  sürəti ilə hərəkət edən cismin kütləsi

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3.79)$$

qanunu ilə dəyişir. Burada  $m_0$  cismin sükunət kütləsi adlanır və kütlənin sükunətdə olan sistemə nəzərən qiymətini müəyyənləşdirir. (3.79)

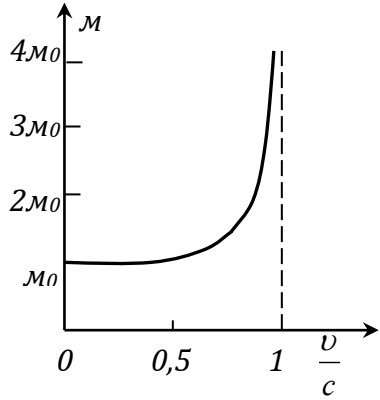
asılılığının qrafiki şəkil 3.21-də təsvir olunmuşdur. Göründüyü

kimi sürətin  $v \approx \frac{c}{2}$  qiymətinə

qədər  $m \approx m_0$ , yəni nisbətən kiçik sürətlərdə kütlənin sürətdən asılılığı nəzərə çarpmır və belə

sürətlər üçün klassik mexanikanı tətbiq etmək mümkündür. Lakin  $v \rightarrow c$  olduqda kütlə sonsuzluğa gedir ( $m \rightarrow \infty$ ). Bu mühakimə göstərir ki, xarici qüvvənin təsiri altında sürətini artıran cismin iş görməsi üçün qüvvəni daima artırmaq lazımdır və cismə  $c$  sürəti vermək üçün « $\infty$ » qədər iş görülməlidir. Bu mümkün olmadığından demək olar ki, cismin sürəti az və ya çox dərəcədə işığın boşluqdakı sürətinə yaxınlaşsa da, heç bir halda bu sürətə nail oluna bilməz!

Hərəkət edən cisim impulsa malikdir və böyük sürətlərdə o *relyativistik impuls* adlanır. Sürət artdıqca impulsun sürətdən asılı olaraq artması xətti qanundan kənara çıxır və relyativistik impuls



$$K = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3.80)$$

düsturu ilə hesablanır. İmpulsun qeyri xətti dəyişməsinə baxmayaraq onun zamana görə törəməsi klassik mexanikada olduğu kimi cismə təsir edən qüvvəni təyin edir:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{K}}{dt} \quad (3.81)$$

Bu ifadə Nyutonun II qanununun universal şəkli adlanır, çünki həm klassik mexanikada, həm də relyativistik mexanikada ödənilir. Böyük sürətlərdə impulsun saxlama qanunu da ödənilir, kinetik enerjinin ifadəsi isə kütlənin dəyişməsi ilə təyin olunur. Böyük sürətlə hərəkət edən  $m_0$  sükunət kütləsinə malik cismin kinetik enerjisini təyin etmək üçün kütlənin (3.79) ifadəsindən istifadə edək.  $\frac{v}{c} < 1$  olduqda riyaziyyat kursundan məlum olan təqribi hesablama düsturuna görə

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \quad (3.82)$$

yazıla bilər. Onda (3.79) ifadəsi

$$m = m_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = m_0 + \frac{1}{2} \frac{m_0 v^2}{c^2} \quad (3.83)$$

olar. Bu ifadənin hər tərəfini  $c^2$ -na vuraraq,

$$E_k = mc^2 - m_0 c^2 = \Delta mc^2, \quad (3.84)$$

kinetik enerjinin təyini üçün düstur alırıq. Göründüyü kimi, kütlənin dəyişməsi kinetik enerji ilə düz mütənasıbdır. (3.84) ifadəsini

$$mc^2 = m_0 c^2 + E_k = E \quad (3.85)$$

şəkildə yazaraq cismin tam enerjisinin  $m_0c^2$  kimi *sükunət enerjisi* ilə kinetik enerjisinin cəmi şəklində göstərilməsinə nail olarıq. Eynşteyn tərəfindən verilən bu sadə düstur kütlə ilə enerji arasında universal əlaqənin mövcud olmasını, kütlənin cismin enerji ölçüsü olaraq təyin olunmasını sübuta yetirdi. Qeyd etmək lazımdır ki, (3.85) ifadəsində kinetik enerji kimi yazılan hədd, hərəkət enerjisindən başqa da hər hansı, məsələn potensial, deformasiya, istilik, elektrik və s. enerji növü ola bilər. Bu baxımdan qabda olan suyu qızdırdıqda onun kütləsi artır!

$$m = m_0 + \frac{Q}{c^2} \quad (3.86)$$

burada  $Q$  - suyu qızdırdıqda verilən istiliktir. Yaxud bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olan iki cismin kütləsi

$$M = m_{01} + m_{02} + \frac{U}{c^2} \quad (3.87)$$

kimi təyin olunmalıdır. Əgər bu cisimlər bir-birini cəzb edərsə,  $U < 0$  və  $M < m_{01} + m_{02}$ , ümumi kütlə qarşılıqlı təsirdə olan cisimlərin sükunət kütlələri cəmindən kiçik olur. Əksinə bir-birini dəf edən cisimlər varsa,  $M > m_{01} + m_{02}$  və ümumi kütlə toplanan kütlələrin cəmindən böyük olur.

Klassik mexanikaya qoyulan *sonuncu məhdudiyət cisimlərin ölçüləri* ilə əlaqədardır. Kiçik cəsimlərin ölçüləri daha da kiçilərsə onlara zərrəcik deyilir. Zərrəciklərdə makroskopik cisimlərə məxsus olmayan keyfiyyət dəyişiklikləri əmələ gəlir ki, belə zərrəcik ***mikrozərrəcik*** adlanır. Mikrozərrəciyin hərəkəti üçün trayektoriya məvhumu öz mənasını itirir, çünki onun fəzada yerini dəqiq təyin etmək mümkün olmur. Mikrozərrəciyin tam enerjisini kinetik və potensial enerjilərin cəmi kimi təyin etmək doğru olmur. Mikrozərrəcik dalğa xassələrinə malik olur və sürəti dəqiq təyin olunmur. Kvant mexanikasında göstərəcəyik ki, mikrozərrəciyin əsl adı ***zərrəcik-dalğa*** olmalıdır. Mikrozərrəciyin parametrlərinin təyinində qeyri- müəyyənlik mövcud olur. Alman alimi Heyzenberq tərəfindən verilən qeyri müəyyənlik prinsipi

kvant mexanikasının əsas prinsiplərindən biri olmaqla kanonik qoşma parametrlər üçün

$$\Delta x \cdot \Delta P \cong h \quad (3.88)$$

$$\Delta E \cdot \Delta t \cong h$$

kimi yazılır. Burada  $\Delta x, \Delta P, \Delta E, \Delta t$  uyğun olaraq koordinatın, sürətin, enerjinin və zamanın qeyri müəyyənliyi,  $h$  - Plank sabitidir və onun qiyməti  $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ C} \cdot \text{san}$ -dir. Qeyri müəyyənlik prinsipinə 22-ci fəsilə ətraflı baxılacaqdır.

## IV FƏSİL. MEXANİKİ RƏQSLƏR VƏ DALĞALAR

### § 4.1. Yaylı rəqqas. Rəqs tənliyi

İrəliləmə və fırlanma hərəkətləri ilə yanaşı maddi nöqtə rəqsi hərəkət də icra edə bilər.

*Tarazlıq vəziyyəti ətrafında periodik təkrarlanan hərəkətə rəqsi hərəkət deyilir.* Rəqsi hərəkət icra edən mexaniki sistem rəqqas adlanır.

Yaylı, riyazi, fiziki rəqqaslar müxtəlif təbiətli qüvvələrin təsiri ilə rəqs edirlər. Sərtliyi  $k$  olan yaya bərkidilmiş  $m$  kütləli kürə yaylı rəqqasdır. Şəkil 4.1a-da yaylı rəqqasın tarazlıq halı göstərilmişdir.

Yayı dartaraq onu  $x$  qədər

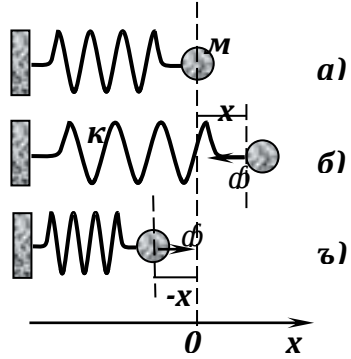
deformasiya etdirsək, dartı qüvvəsinə bərabər tarazlıq vəziyyətinə doğru yönələn

$$f = -kx \quad (4.1)$$

elastiki qüvvəsi yaranar (şəkil 4.1b). Dartı qüvvəsinə aradan qaldırısaq, yalnız elastiki qüvvənin təsiri ilə kürə tarazlıq vəziyyətinə doğru hərəkət edəcəkdir. Belə hərəkət üçün Nyutonun ikinci qanunu

$$ma = -kx \quad (4.2)$$

şəklində yazılır. Artan sürətlə tarazlıq vəziyyətinə çatan kürəyə təsir edən qüvvə sıfır qədər azalsa da, kürənin ətalətə malik



Шякил

olması hərəkətin davam etməsinə səbəb olur və nəticədə yay sıxılır (şəkil 4.1c). Sıxılma zamanı tarazlıq vəziyyətinə yönələn və (4.1) ifadəsi ilə təyin olunan elastiki qüvvə kürənin sürətinin azalaraq dayanmasına və yenidən  $f_{el}$  qüvvəsinin təsiri ilə tarazlıq vəziyyətinə doğru hərəkətinə səbəb olacaqdır. Beləliklə kürənin hərəkəti tarazlıq vəziyyəti ətrafında periodik təkrarlanacaqdır.

Rəqsi hərəkətin ifadəsində kürənin təcilinin yerdəyişmənin ikinci tərtib törəməsi kimi təyin olunması nəzərə alınarsa, yaylı rəqqasın hərəkətinin differensial tənliyi

$$\ddot{x} = -\omega^2 x \quad (4.3)$$

kimi yazılar. Burada  $\omega^2 = \frac{k}{m}$  işarələməsi qəbul olunmuşdur.

Differensial tənliyin həlli sinus və ya kosinus vasitəsilə verilməlidir, çünki yalnız bu iki funksiyanın ikinci tərtib törəməsi əks işarə ilə funksiyanın özü ilə mütənəsibdir. Bu səbəbdən rəqsin tənliyi, yəni istənilən zaman anında yaylı rəqqasın vəziyyəti

$$x = A \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (4.4)$$

$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (4.5)$$

tənlikləri ilə verilə bilər. Burada  $\varphi = \omega t + \varphi_0$  rəqsin fazası,  $\varphi_0$  başlanğıc faza,  $A$  - amplitudu adlanır.

*Amplitud* - tarazlıq vəziyyətindən maksimal uzaqlaşmanı xarakterizə edir, vahidi  $m$ -dir. Rəqsin  $\varphi$  fazası  $t$  zamanında rəqs edən nöqtənin vəziyyətini təyin edir, radianlarla ölçülür.  $\varphi_0$  başlanğıc fazası müşahidənin başlanğıcına ( $t = 0$ ) uyğun fazadır. Şəkil 4.1. halı üçün  $\varphi_0 = 0$  və rəqs (4.4) tənliyi ilə təsvir olunur, çünki  $t = 0$ ,  $x = 0$ . Əgər yay deformasiya olunaraq buraxılırsa (şəkil 4.1b)  $t = 0$  anında  $x = A$  olar və bu hal üçün  $\varphi_0 = 0$ , rəqs isə (4.5) tənliyi ilə təsvir olunur. Beləliklə, (4.4) və (4.5) tənliklərinin prinsipial fərqi yalnız başlanğıc vəziyyətlə əlaqədardır.

Bir tam rəqsə sərf olunan zaman *rəqs periodu* ( $T$ ) adlanır. Period ərzində rəqs edən kürə  $4A$  məsafəsi qət edir. Rəqs periodu



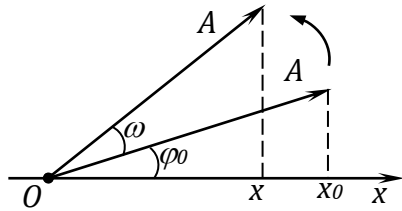
$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (4.6)$$

kimi təyin olunur, vahidi *san*-dir. Rəqs periodu vahid zamanda baş verən rəqslərin sayını - rəqs tezliyini təyin etməyə imkan verir:

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (4.7)$$

(4.6) və (4.7) ifadələri ilə təyin olunan period və tezlik rəqs sisteminin yayın sərtliyi və kürənin kütləsi kimi məxsusi parametrləri ilə təyin olunurlar, yerdəyişmədən, amplituddan isə asılı olurlar. Bu səbəbdən  $\nu$  və  $T$  rəqqasın *məxsusi tezliyi* və *məxsusi periodu* adlanır.

Rəqsi hərəkəti təsvir etmək üçün bir sıra məsələlərin həllində həndəsi üsuldən istifadə olunur. Üfüqi  $x$  oxuna nəzərən fırlana bilən uzunluğu amplitud  $A$ -ya bərabər götürülən radius vektor ilkin olaraq  $\varphi_0$



Шякил 4.2

başlanğıc fazası qədər meyl etdirilir (Şəkil 4.2). Bu vektorun  $x$  oxu üzrə proyeksiyası  $x_0 = A \cos \varphi$  (4.5) ifadəsinin  $t = 0$  anındakı qiymətinə uyğun gəlir.  $A$  radius vektoru  $O$  nöqtəsi ətrafında  $\omega$  bucaq sürəti ilə fırlansa, onun dönmə bucağı  $\omega t$ , yeni vəziyyətin  $x$  oxuna proyeksiyası isə  $x = A \cos(\omega t + \varphi_0)$  olmaqla (4.5) tənliyi ilə üst-üstə düşür. Beləliklə rəqsi hərəkəti  $A$  radius vektorunun  $\omega$  bucaq sürəti ilə fırlanması vasitəsilə təsvir etmək mümkündür. Buna görə də  $\omega$  rəqsin *dairəvi tezliyi* adlanır.

Yuxarıda təhlil olunan rəqsi hərəkət yalnız kompensə olunmamış elastiki qüvvənin mövcud olması şəraitində baş verir. Buna harmonik rəqsi hərəkət deyilir, çünki bu halda  $A = const$ ,  $\omega = const$  şərtləri ödənilir. *Yalnız elastiki qüvvənin mövcud olmasından yaranan rəqsə harmonik rəqs deyilir.* Elastiki



$$\omega = \sqrt{\frac{k'}{m}} = \sqrt{\frac{g}{l}} \quad (4.9)$$

kimi təyin edə bilərik. Riyazi rəqqasın rəqs periodu isə (4.6) ifadəsinə görə

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \quad (4.9 a)$$

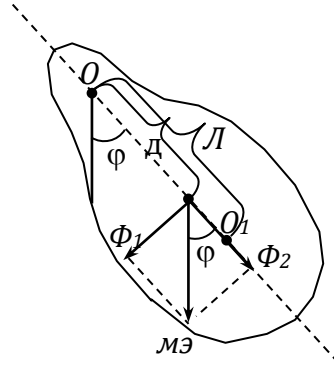
olar. Bu *Hüygens düsturu* adlanır. Beləliklə, riyazi rəqqasın asılma nöqtəsi təcilə malik deyilsə, rəqqasın məxsusi rəqs periodu yalnız sapın uzunluğundan asılıdır. Rəqs sistemi şaqul boyunca təcilə malik olarsa, rəqs periodu

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g \pm a}} \quad (4.9 b)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Müsbət işarəsi təcilin (hərəkətin yox!) yuxarı, mənfi isə aşağı yönəlməsinə uyğundur. Riyazi rəqqasın rəqslərinin tənliyi yaylı rəqqasa tam analogidir.

*Fiziki rəqqas.* Kütlə mərkəzindən fərqli hər hansı  $O$  nöqtəsi ilə bərkidilmiş ox ətrafında fırlana bilən  $m$  kütləvi cismə fiziki rəqqas deyilir. Belə cisim tarazlıq vəziyyətindən kiçik  $\varphi$  bucağı qədər meyl etdirilərsə, dayanıqsız tarazlıqda olar və tarazlıq vəziyyətinə qayıtmağa çalışar (Şəkil 4.4). Bərkidilmiş oxu kütlə mərkəzindən keçən cismin istənilən halı fərqsiz tarazlığa uyğun gəlir və belə cisim rəqs edə bilməz. Şəkil 4.4-də təsvir olunan fiziki rəqqasın rəqs tezliyini hesablayaq.

Tarazlıqdan çıxarılmış cismə təsir edən  $mg$  qüvvəsi onu tarazlığa qaytarmağa çalışır. Bu qüvvəni  $F_1$  və  $F_2$  kimi iki bir-birinə perpendikulyar torlanana ayıraq.  $F_2$  qüvvəsinin təsir xətti  $O$  nöqtəsindən keçdiyindən, o heç bir fırlatma effekti yarada



Шякил

bilməz, çünki qolu «0» -dir.  $F_1$  qüvvəsinin qolu  $d$  olduğundan, onun fırladıcı momenti

$$M = F_1 \cdot d \quad (4.10)$$

olar. Burada  $d$  ağırlıq mərkəzindən fırlanma oxuna qədər məsafədir.  $F_1$  qüvvəsini ağırlıq qüvvəsi ilə ifadə edək:

$$F_1 = mg \cdot \sin \varphi \approx mg \varphi \quad (4.11)$$

Burada kiçik bucaqların sinusunun onun radian ölçüsünə bərabər olması nəzərə alınmışdır.  $F_1$  qüvvəsinin yerdəyişmənin əksinə, tarazlıq vəziyyətinə doğru yönəldiyini, qüvvə momentinin  $M = I\beta$  kimi təyin olunduğunu və bucaq təcili  $\beta$ -nın dönmə bucağının ikinci tərtib törəməsinə bərabər olmasını (4.10) ifadəsində nəzərə alsaq, hərəkətin differensial tənliyi

$$I\beta = -mgd\varphi \Rightarrow \varphi'' = -\frac{mgd}{I} \cdot \varphi \quad (4.12)$$

olar. Bu ifadəni harmonik rəqsin (4.2) differensial tənliyi ilə tutuşdurduqda hər iki kəmiyyətin II tərtib törəməsinin onun özü ilə mütənasib olması aydınlaşar. Buna görə də demək olar ki, (4.12) tənliyi rəqsi hərəkəti xarakterizə edir və mütənasiblik əmsalı rəqsin tezliyinin kvadratına bərabərdir:

$$\omega = \sqrt{\frac{mgd}{I}} \quad (4.13)$$

Bu tezliyi riyazi rəqqas üçün (4.9) ifadəsindəki tezlik ilə tutuşdursaq, onun

$$L = \frac{I}{md} \quad (4.14)$$

kimi təyin olunan uzunluğa malik riyazi rəqqasın tezliyinə bərabər olması aydınlaşar. (4.14) ifadəsi ilə təyin olunan ifadə fiziki rəqqasın *gətirilmiş uzunluğu* adlanır. Gətirilmiş uzunluq  $OO_1=L$  şəkil 4.4-də göstərilirdiyi kimi həmşə  $d$  məsafəsindən böyük olur. Rəqqas  $O_1$  nöqtəsindən asılrsa da onun rəqs tezliyi dəyişməyəcəkdir. Belə rəqqas *çevrilən rəqqas* adlanır və onun vasitəsi ilə Yer tərəfindən cismə təsir edən ağırlıq qüvvəsinin intensivliyini xarakterizə edən  $g$  sərbəstdüşmə təcili təyin olunur.

### § 4.3. Rəqsi hərəkətdə sürət, təcil və enerji

Rəqsi hərəkət üçün yerdəyişmənin zamandan asılılığını əks etdirən (4.4.) və (4.5) ifadələri rəqsi hərəkətin digər periodik dəyişən parametrlərini təyin etməyə imkan yaradır. Tutaq ki, rəqs tənliyi (4.5) ilə verilir.

Sürətin yerdəyişmənin I tərtib törəməsi kimi təyin olunması rəqsi hərəkət üçün də doğru qalır:

$$\begin{aligned} v &= \frac{dx}{dt} = -A\omega \sin(\omega t + \varphi_0) = A\omega \cos(\omega t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}) = \\ &= v_{\max} \cdot \cos(\omega t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}) \end{aligned} \quad (4.15)$$

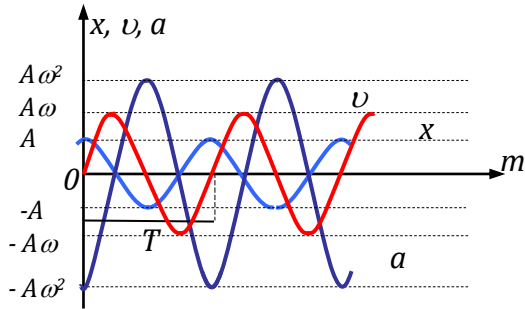
Burada  $v_{\max} = A\omega$  sürətin amplitud qiymətini xarakterizə edir. Bu ifadəni bir daha differensiallayaraq rəqs edən nöqtənin təcilini təyin edərik:

$$\begin{aligned} a &= \frac{dv}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2} = -A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi_0) = \\ &= a_{\max} \cos(\omega t + \varphi_0 + \pi) \end{aligned} \quad (4.16)$$

Bu ifadədə  $a_{\max} = A\omega^2$  təcilin amplitud qiymətini təyin edir. (4.15.) və (4.16) ifadələrindən aydın olur ki, rəqs edən nöqtənin sürəti və təcili də zamandan periodik asılı olaraq yerdəyişmə ilə eyni -  $\omega$  tezliyi ilə dəyişir. Lakin yerdəyişmədən fərqli olaraq sürət və təcilin amplitud qiymətləri rəqs amplitudu ilə yanaşı tezlikdən də asılıdır və rəqsin tezliyi böyük olduqca həm  $a_{\max}$ , həm də  $v_{\max}$  daha böyük olur. Rəqs edən nöqtənin sürətinin rəqsləri fazaca yerdəyişmə rəqslərini  $\frac{\pi}{2}$  qədər qabaqlayır və ya

$\frac{3\pi}{2}$  qədər geri qalır. Bu nəticə əyani şəkildə rəqsi hərəkətin  $x(t)$  və sürətin  $v(t)$  asılılıqlarının şəkil 4.5-də təsvir olunmuş qrafiklərindən görünür. Yerdəyişmə maksimal  $A$  amplituduna bərabər olduqda  $v = 0$  və əksinə  $x = 0$  olduqda  $v = v_{\max} = A\omega$

qiymətini alır. Təcilin rəqsləri yerdəyişmənin rəqslərini  $\pi$  qədər qabaqlayır (və ya yerdəyişmə  $\pi$  qədər geri qalır). Təcil və yerdəyişmə zamanın eyni qiymətlərində maksimumdan keçir və eyni zamanda «0»-a bərabər olurlar. Təcil qüvvəni xarakterizə etdiyindən demək olar ki, rəqsi hərəkətdə təsir edən qüvvə



Шякил 4.5

yerdəyişmədən fazaca  $\pi$  qədər irəli qaçır.

Sürətin periodik dəyişməsi rəqsi hərəkət edən cismin kinetik enerjisinin fasiləsiz dəyişməsini təcəssüm etdirir. Rəqsə səbəb olan elastiki və kvazielastiki qüvvələrin potensial enerjisi də zamandan asılı olaraq periodik dəyişməyə məruz qalır. Potensial enerji yaylı rəqqasda deformasiya olunan yaya, riyazi və fiziki rəqqasda rəqs edən cismə təsir edən ağırlıq qüvvəsinə aiddir. Lakin bütün hallarda potensial enerji  $x$  yerdəyişməsi ilə təyin olunduğundan rəqs edən cisimə şamil olunacaqdır. Rəqs edən cismin tam mexaniki enerjisi kinetik və potensial enerjilərin cəmi kimi təyin olunur. Bu enerjilərin təyin olunma ifadələrini aydınlaşdıraraq.

Kinetik enerjini təyin etmək üçün sürətin təyin olunduğu (4.15) ifadəsindən istifadə edək:

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{m\omega^2 A^2}{2} \sin^2 \omega t = \frac{m\omega^2 A^2}{2} \cos^2 \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right) \quad (4.17)$$

Triqanometriyadan məlum olan dərəcəni azaltma düsturlarından istifadə edərək ikiqat arqumentə keçsək, kinetik enerji

$$E_k = \frac{m\omega^2 A^2}{4} [1 - \cos 2\omega t] \quad (4.18)$$

kimi təyin olunur. Göründüyü kimi kinetik enerji də periodik qanunla dəyişir, lakin onun tezliyi yerdəyişmə, sürət və təcilin dəyişmə tezliyindən 2 dəfə böyükdür, yəni  $2\omega$ -ya bərabərdir.

Kinetik enerjinin periodu da 2 dəfə kiçik  $-\frac{T}{2}$ -yə bərabər olacaqdır.

Digər tərəfdən kinetik enerji  $\frac{m\omega^2 A^2}{4}$  kimi təyin olunan kəmiyyət

ətrafında rəqs edərək  $0 \div \frac{m\omega^2 A^2}{2}$  qiymətlərinə malik ola bilər.

Kinetik enerjinin zamandan asılılığı şəkil 4.6-da təsvir olunmuşdur. Əyanilik üçün şəkildə həm də koordinatın zamandan  $x(t)$  asılılığı göstərilmişdir. Kinetik enerjinin dəyişmə tezliyinin 2 dəfə böyük olmasının sadə fiziki izahı vardır. Period müddətində sürət iki dəfə sıfırdan keçir, 2 dəfə isə maksimal  $v_{\max}$  və  $-v_{\max}$  qiymətlərini alır. Kinetik enerji sürətin kvadratı ilə təyin olduğundan, rəqs edən cismin koordinatının  $-A$ -dan  $A$ -ya dəyişməsində kinetik enerjinin tam təkrarlanması baş verir.

Potensial enerjini hesabladıqda nəzərə almaq lazımdır ki, elastiki və kvazielastiki qüvvələrə uyğun enerji tarazlıq vəziyyətində «0»-a bərabərdir. Yerdəyişmənin  $x$  qiymətində (4.5) ifadəsinə görə potensial enerji

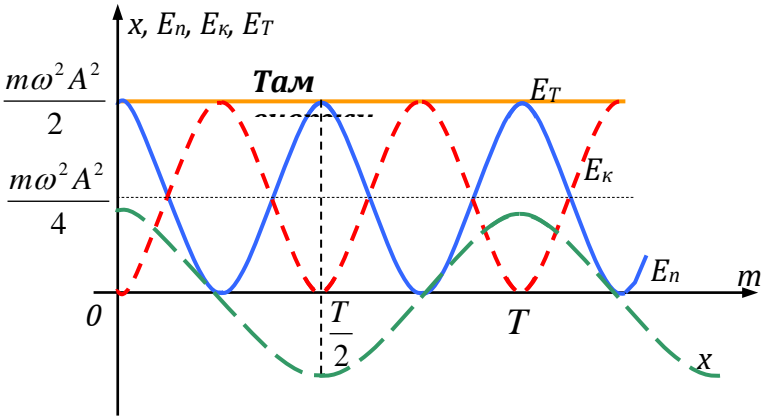
$$E_{pot} = \frac{1}{2} kx^2 = \frac{1}{2} kA^2 \cos^2 \omega t = \frac{1}{4} kA^2 [1 + \cos 2\omega t] \quad (4.19)$$

kimi təyin olunur. Rəqs tezliyi ilə sərtlik əmsalı arasında  $k = m\omega^2$  əlaqəsini nəzərə alsaq, potensial enerji üçün

$$E_{pot} = \frac{m\omega^2 A^2}{4} [1 + \cos 2\omega t] \quad (4.20)$$

ifadəsini alarıq. Göründüyü kimi potensial enerji də periodik qanunla dəyişir və onun da dəyişmə tezliyi kinetik enerji ilə eyni -  $2\omega$  -ya bərabərdir. (4.20) və (4.18) ifadələrinin müqayisəsindən potensial və kinetik enerjilərinin maksimal qiymətlərinin də eyni olması məlum olur. Lakin potensial enerji ilə kinetik enerji arasında  $\pi$ -yə bərabər fazalar fərqi mövcuddur. Potensial enerjinin zamandan asılılığı şəkil 4.6-da təsvir olunmuşdur.

Rəqs edən sistemin tam enerjisini təyin etmək üçün



Шякил 4.6

potensial və kinetik enerjiləri toplayaq:

$$\begin{aligned}
 E &= E_{pot} + E_{kin} = \frac{m\omega^2 A^2}{2} [\sin^2 \omega t + \cos^2 \omega t] = \\
 &= \frac{m\omega^2 A^2}{2} = \frac{m v_{\max}^2}{2}
 \end{aligned}
 \tag{4.21}$$

(4.21) ifadəsindən görünür ki, rəqs edən sistemin tam enerjisi şəkil 4.6-da təsvir olunan kimi zamandan asılı olmayan sabit bir qiymətə malikdir. Tam enerjinin qiyməti rəqsin başlanğıc parametri olan amplitud ilə yanaşı məxsusi tezliyi ilə təyin olunur. Rəqs periodu müddətində kinetik və potensial enerjilərin müntəzəm olaraq bir-birinə elə qarşılıqlı çevrilməsi baş verir ki, onların cəmi sabit qalsın. Tarazlıq vəziyyətində  $E_{tam} = E_{kin}$



( $E_{pot} = 0$ ), kənar vəziyyətə yerdəyişmədə isə  $E_{tam} = E_{pot}$   
( $E_{kin} = 0$ ) olur.

#### § 4.4. Harmonik rəqslərin toplanması

Rəqs edən maddi nöqtəyə bir neçə elastiki və kvazielastiki qüvvələr təsir edərsə, qüvvələrin hər biri onu harmonik rəqs etməyə sövq edəcəkdir. Bu halda baxılan maddi nöqtə eyni zamanda bir neçə hərəkətdə iştirak edərək rəqslərin toplanmasını yerinə yetirir. Rəqslərin toplanması özünü ən çox rəqslərin mühitdə yayılmasında – dalğa hadisələrində biruzə verir. İnsan qulağı tərəfindən qəbul edilən müxtəlif səslər, müxtəlif stansiyadan gələn elektromaqnit dalğalarının rəqs konturunda qəbulu və s. rəqslərin toplanmasına misal ola bilər. İlk olaraq eyni istiqamətdə baş verərək toplanan rəqslərə baxaq. Bu halda daha mürəkkəb rəqslər əmələ gəlir. Tutaq ki, tezlikləri eyni ( $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ ), lakin amplitudları və başlanğıc fazaları fərqlənən ( $A_1 \neq A_2$ ,  $\varphi_{01} \neq \varphi_{02}$ ) iki rəqs  $x$  oxu üzrə baş verir:

$$\begin{aligned} x_1 &= A_1 \cos(\omega t + \varphi_{01}) = A_1 \cos \varphi_1 \\ x_2 &= A_2 \cos(\omega t + \varphi_{02}) = A_2 \cos \varphi_2 \end{aligned} \quad (4.22)$$

Rəqs icra edən nöqtənin yekun yerdəyişməsi

$$x = x_1 + x_2 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_{01}) + A_2 \cos(\omega t + \varphi_{02}) \quad (4.23)$$

olar. Hər iki rəqs eyni müddətdə- rəqsin perioduna bərabər zamanda - öz əvvəlki vəziyyətlərinə qayıtdıqlarından yekun rəqsin də tezliyi toplanan rəqslərin tezliyinə bərabər olacaqdır. Yekun rəqsi xarakterizə etmək üçün rəqsləri şəkil 4.2 –də təsvir olunan həndəsi üsulla toplayaq.  $O$  ilə işarə olunmuş koordinat başlanğıcından (4.22) tənliyi ilə verilən rəqsləri  $A_1$  və  $A_2$  amplitudlara malik,  $x$  oxu ilə uyğun olaraq  $\varphi_1 = \omega t + \varphi_{01}$  və  $\varphi_2 = \omega t + \varphi_{02}$  bucaqları əmələ gətirən vektorlar kimi göstərə bilərik. Hər iki vektor eyni- $\omega$  tezliyi ilə fırlanır. Buna görə də onlar arasında bucaq

$$\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \varphi_{02} - \varphi_{01} \quad (4.24)$$

zamandan asılı olmayıb, sabit qalır. Bu rəqsləri paraleloqram qaydası ilə toplasaq, amplitudu  $A$  olan  $x$  oxu ilə  $\varphi$  bucağı əmələ gətirən rəqsə nail olarıq:

$$x = A \cos \varphi = A \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (4.25)$$

Yekun rəqs eyni tezlikli harmonik rəqsdir və onun amplitudu şəkil 4.7 əsasında kosinuslar teoreminə görə

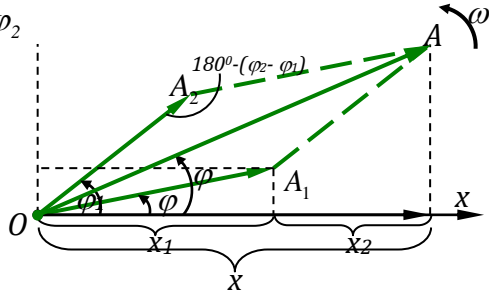
$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_{01} - \varphi_{02}) \quad (4.26)$$

kimi təyin olunur. Yekun rəqsin başlanğıc fazası şəkil 4.7-yə əsasən

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2} \quad (4.27)$$

kimi toplanan rəqslərin parametrlərindən asılı olacaqdır. (4.26)

ifadəsindən aydın olur ki, yekun rəqsin amplitudu toplanan rəqslərin başlanğıc fazaları ilə təyin olunur.



Шякил 4.7

Fazalar üst-üstə düşdükdə ( $\varphi_{01} = \varphi_{02}$ ) yekun rəqsin amplitudu (4.26) ifadəsinə görə

$$A = A_1 + A_2, \quad (4.28)$$

$\varphi_{01} - \varphi_{02} = \pi$  olduqda isə

$$A = |A_1 - A_2| \quad (4.29)$$

qiymətini alır. Beləliklə, *iki eyni tezlikli və eyni istiqamət üzrə baş verən rəqsin toplanması amplitudu*

$$|A_1 - A_2| \leq A \leq A_1 + A_2 \quad (4.30)$$

*aralığında qiymət ala bilən həmin tezlikli harmonik rəqsə səbəb olur.* Xüsusi halda  $A_1 = A_2$  olarsa, amplitudun dəyişmə intervalı  $0 \leq A \leq 2A_1$  olar.

Toplanan rəqslərin tezliyi müxtəlif olduqda ( $\omega_1 \neq \omega_2$ ), ümumiyyətlə yekun hərəkət harmonik rəqs xarakteri daşımır. Belə hərəkətlər *aperiodik rəqslər* adlanır. Amplitudları bərabər ( $A_1 = A_2 = A$ ), başlanğıc fazaları «0» ( $\varphi_{01} = \varphi_{02} = 0$ ) olan, lakin  $\omega_1$  və  $\omega_2$  tezliklərinin bir-birindən az fərqlənən iki rəqsin toplanması xüsusi əhəmiyyətə malikdir. Tezliklər fərqi

$$\omega_2 - \omega_1 = \Delta\omega \ll \omega_1; \omega_2 \quad (4.31)$$

kimi hər iki toplanan rəqsin tezliyindən çox kiçik olan iki

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= A \cos \omega_1 t \\ x_2 &= A \cos \omega_2 t \end{aligned} \right\} \quad (4.32)$$

rəqsin toplanması nəticəsində alınan yekun rəqs

$$\begin{aligned} x &= A \cos \omega_1 t + A \cos \omega_2 t = \\ &= 2A \cos \left( \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t \right) \cos \left( \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t \right) \end{aligned} \quad (4.33)$$

tənliyi ilə təsvir olunur. (4.33) ifadəsindən aydın olur ki, belə rəqslərin toplanması halında tezliyi toplanan rəqslərin tezliyi ilə təxminən eyni olan  $\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \cong \omega$  -yüksək tezlikli rəqslə yanaşı

tezliyi  $\frac{\omega_2 - \omega_1}{2} = \frac{\Delta\omega}{2}$  olan alçaq tezlikli rəqslər də alınır. Sonuncu rəqsi təsvir etmək üçün (4.33) ifadəsini

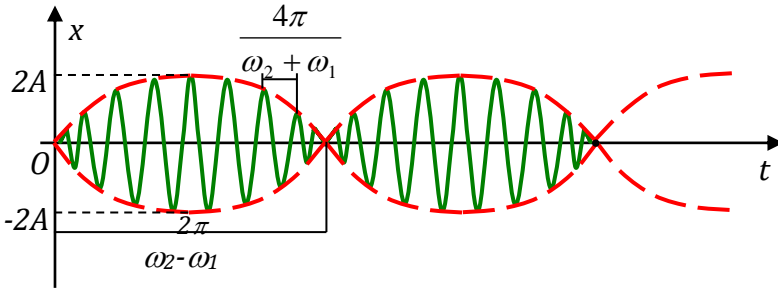
$$x = A^* \cos \omega t \quad A^* = 2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \quad (4.34)$$

kimi yazaq. Göründüyü kimi bu ifadə  $A^*$  amplitudu zamandan asılı olaraq periodik dəyişən rəqsi hərəkəti xarakterizə edir – yəni harmonik rəqsə uyğun gəlmir! (harmonik rəqsdə  $A = const$ ). Bu *amplitudu modullaşmış rəqslər*,  $\frac{\Delta\omega}{2}$  *modulyasiya tezliyi*,  $\omega$  *aparıcı tezlik* adlanır.

Modullaşmış rəqsin (4.34) ifadəsi ilə təyin olunan amplitudu zaman keçdikcə 0 və  $2A$  arasında qiymətlər ala bilər.

Bunları nəzərə aldıqda iki yaxın tezlikli rəqsin toplanmasından alınan yekun rəqsin qrafiki şəkil 4.5-dən fərqli olaraq şəkil 4.8-də təsvir olunan kimi olar.

Zamanın müəyyən qiymətində toplanan rəqslərin fazaları üst-üstə düşür və yekun amplitud  $2A$  -ya çatır. Zamanın digər bir qiymətində toplanan rəqslər əks fazada olur və yekun amplitud «0»-a bərabərləşir. Amplitudun belə artıb azalması *döyünmə*,  $\frac{\Delta\omega}{2}$  isə *döyünmə tezliyi* adlanır. Beləliklə, *tezlikləri yaxın, amplitudları çox fərqlənməyən eyni istiqamətdə baş verən rəqslərin*



Шякил 4.8

*toplanmasında döyünmə alınır.*

*Perpendikulyar rəqslərin toplanması.*

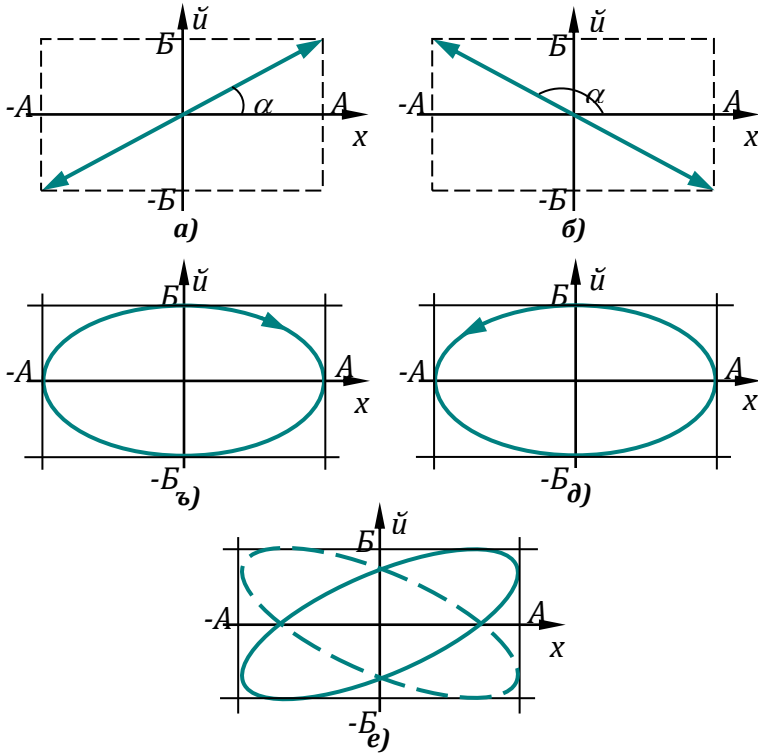
İlk olaraq başlanğıc fazaları fərqlənə bilən eyni tezlikli rəqslərin toplanmasına baxaq:

$$\begin{aligned} x &= A \cos(\omega t + \varphi_{01}) \\ y &= B \cos(\omega t + \varphi_{02}) \end{aligned} \quad (4.35)$$

Bu halda rəqs edən nöqtə həm  $x$  istiqamətində, həm də  $y$  istiqamətində rəqsə məruz qalır və onun yekun hərəkət trayektoriyası, yəni  $y(x)$  asılılığı  $\varphi_{01} - \varphi_{02}$  ilə təyin olunur. Başlanğıc fazalar bərabərdirsə ( $\varphi_{01} = \varphi_{02}$ ), (4.35) ifadələrindən hərəkət tənliyi

$$y = \frac{B}{A} x \quad (4.36)$$

olar. Bu düzbucaqlı koordinat sistemində I və III rüblərdən keçən,



ШЯКИЛ 4.9

bucaq əmsalı  $tg\alpha = k = \frac{B}{A}$  olan düz xəttin tənliyidir. Yekun rəqsin tənliyi isə

$$S = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{A^2 + B^2} \cdot \cos\omega t \quad (4.37)$$

kimi harmonik rəqsi hərəkətə uyğundur. Beləliklə, eyni tezliyə və başlanğıc fazaya malik iki qarşılıqlı perpendikulyar harmonik rəqsin toplanmasında tərəfləri  $2A$  və  $2B$ -yə bərabər olan düzbucaqlının diaqonalı üzrə amplitudu  $\sqrt{A^2 + B^2}$  olan həmin tezlikli harmonik rəqs alınır (şəkil 4.9a).

Başlangıç fazalar fərqi  $\varphi_{02} - \varphi_{01} = \pm\pi$  olarsa, (4.35) ifadələrindən

$$y = -\frac{B}{A}x \quad (4.38)$$

alınar. Bu II və IV rüblərdən keçən düz xəttin tənliyini ifadə edir. Bu halda yekun rəqs tənliyi (4.37) ilə analogi olsa da, onun təsviri şəkil 4.9b-də göstərilən kimi olar.

Təzliyi eyni olan qarşılıqlı perpendikulyar rəqslərin başlangıç fazalar fərqinin  $\frac{\pi}{2}$  olması halına baxaq:

$$\varphi_{02} = \varphi_{01} - \frac{\pi}{2}; \omega_2 = \omega_1, \quad (4.39)$$

(4.35) tənlikləri isə  
 $x = A \cos(\omega t + \varphi_{01})$

$$y = B \cos\left(\omega_0 t + \varphi_{01} - \frac{\pi}{2}\right) = B \sin(\omega t + \varphi_{01}) \quad (4.40)$$

kimi yazılar. Bu tənlikləri

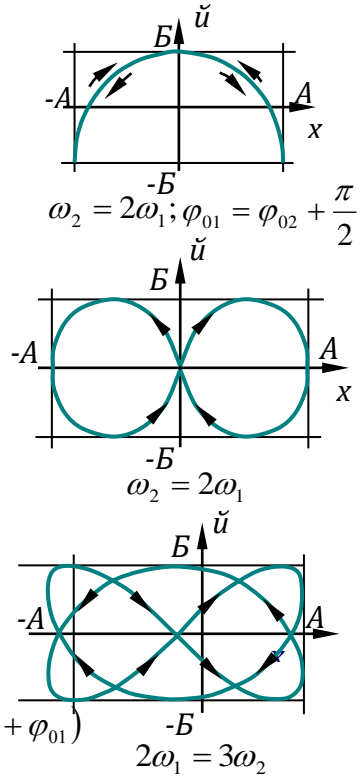
$$\frac{x}{A} = \cos(\omega t + \varphi_{01}) \text{ və}$$

$$\frac{y}{B} = \sin(\omega t + \varphi_{01})$$

kimi yazaraq kvadrata yüksəldib toplayaq:

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1 \quad (4.41)$$

Alınan ifadə yarımoxları  $A$  və  $B$  olan, mərkəzi koordinat başlangıcında yerləşən ellipsin tənliyidir və  $A = B$  olduqda



Шякил 4.10

$$x^2 + y^2 = A^2 \quad (4.42),$$

yəni çevrənin tənliyinə çevrilir. Beləliklə, *başlanğıc fazalar fərqi*  $\frac{\pi}{2}$  olan iki perpendikulyar rəqsin toplanması nəticəsi olaraq rəqs *edən cisim ellips şəkilli trayektoriya çizir* (şəkil 4.9, c, d). Bu ellips tərəfləri  $2A$  və  $2B$  olan düzbucaqlının daxilinə çəkilmişdir, yəni nöqtənin trayektoriyası bu düzbucaqlıdan xaricə çıxa bilməz. Əgər

$$\varphi_{02} = \varphi_{01} + \frac{\pi}{2} \quad (4.43)$$

olarsa, (4.41) ilə eyni ellipsin tənliyi alınır, lakin bu halda fırlanma istiqaməti saat əqrəbinin əksinə baş verir (Şəkil 4.9,d).

Tezlikləri eyni, başlanğıc fazalar fərqi ixtiyari olan iki perpendikulyar rəqsin toplanmasında da ellips üzrə hərəkət alınır, lakin ellipsin yarımoxları  $x$  və  $y$  ilə üst-üstə düşür. Bu halda da ellips tərəfləri  $2A$  və  $2B$  olan düzbucaqlının daxilində yerləşərək onun tərəflərinə toxunur (daxilə çəkilmiş ellips). Bu ellips şəkil 4.9. e-də təsvir olunmuşdur. Şəkil 4.9 a,b-də təsvir olunmuş düz xətlər də cırlaşmış, yarımoxlarından biri «0»-a bərabər olan ellips kimi təqdim oluna bilər. Beləliklə, *tezlikləri eyni olan iki perpendikulyar rəqsin toplanmasından ellips üzrə hərəkət alınır. Buradan əks nəticəyə də gəlmək olar: İstənilən ellips üzrə hərəkəti bir-birinə perpendikulyariki rəqsi hərəkətin cəmi kimi göstərmək mümkündür.*

Toplanan perpendikulyar rəqslərin tezlikləri müxtəlif olduqda məsələ mürəkkəbləşir. Tezliklər nisbəti rəasional ədəd olduğu hallarda tərəfləri  $2A$  və  $2B$  olan düzbucaqlının daxilində mürəkkəb fiqurlar alınır ki, bunlara *Lissaju fiqurları* deyilir. Şəkil 4.10-da bir sıra hallar üçün belə fiqurlar təsvir olunmuşdur.

Toplanan rəqslərin tezlikləri nisbəti rəasional ədəd olmazsa, cismin trayektoriyası qapanmaz və tərəfləri  $2A$  və  $2B$  olan düzbucaqlının daxilini doldurar.

#### § 4.5. Sönən və məcburi rəqslər

Real rəqs sistemlərində sürtünmə qüvvəsinin mövcud olması rəqsin tam enerjisinin daimi azalmasına səbəb olur. Rəqsin tam enerjisi (4.12) ifadəsinə görə amplitudu təyin etdiyindən, demək olar ki, real rəqs sistemlərində sərbəst rəqslərin amplitudu zaman keçdikcə azalacaqdır. Amplitudu zaman keçdikcə azalan rəqslərə *sönən rəqslər* deyilir.

Sönən rəqslər harmonik adlana bilməz, çünki harmonik rəqsdə  $A = const$  olmalıdır. Sönən rəqsin differensial təyliyini yazmaq üçün (4.2) tənliyinə sürtünmə qüvvəsini əlavə etmək lazımdır. Sürtünmə qüvvəsi hərəkətin əksinə yönələrək kiçik sürətlərdə sürətin qiymətindən xətti asılı olduğundan,  $F = -rV = -rx'$  kimi təyin oluna bilər. Bu qüvvəni nəzərə alsaq (4.2) differensial tənliyi

$$mx'' = -kx - rx' \quad (4.44)$$

olar, yəni cismə təcil verən qüvvə elastiki və sürtünmə qüvvələrinin cəminə bərabərdir. (4.44) tənliyinin hər tərəfini  $m$ -ə

bözlərək  $\frac{k}{m} = \omega_0^2$ ;  $\frac{r}{m} = 2\beta$  əvəzləməsi aparsaq,

$$x'' + 2\beta x' + \omega_0^2 x = 0 \quad (4.45)$$

alırıq. Bu tənliyi həll etmək üçün

$$z = xe^{\beta t} \Rightarrow x = ze^{-\beta t} \quad (4.46)$$

kimi yeni dəyişənə keçək. Bu ifadədən törəmələr alaraq (4.45) ifadəsinə yazaq:

$$z''e^{-\beta t} - 2z'\beta e^{-\beta t} + z\beta^2 e^{-\beta t} + 2\beta z'e^{-\beta t} - 2\beta^2 ze^{-\beta t} + \omega_0^2 ze^{-\beta t} = 0$$

Sadə çevrilmələr apardıqdan sonra ifadə

$$z'' + (\omega_0^2 - \beta^2)z = 0 \quad (4.47)$$

şəklini alar. Bu ifadəni sərbəst rəqslər üçün (4.3) differensial tənliyi ilə müqayisə etsək, onun həllini

$$z = A \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (4.48)$$

kimi təyin edərik. Burada

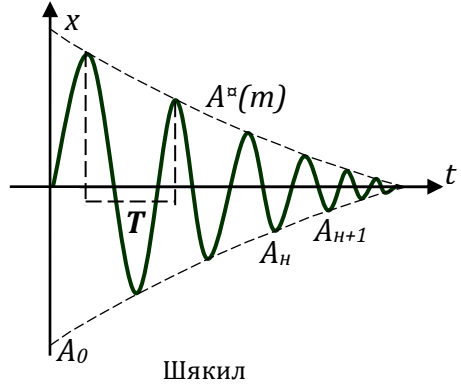
$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} \quad (4.49)$$



rəqsin tezliyi,  $\omega_0$  isə məxsusi tezlikdir. (4.48)-də (4.46) ifadəsini nəzərə alaraq yerdəyişmənin zamandan asılılığını təyin edərək:

$$x = Ae^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0) = A^* \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (4.50)$$

Bu sönən rəqsin tənliyidir və rəqs amplitudunun zamandan asılı olaraq monoton azalmasını nümayiş etdirir. Sönən rəqsin qrafiki və  $A^*(t)$  asılılığı şəkil 4.10-da təsvir olunmuşdur. Sürtünmə əmsalı böyük olduqda  $A^*(t)$  asılılığı daha da güclənir və rəqs tezliyi məxsusi rəqs tezliyindən daha çox



fərqlənir. Əksinə  $\beta = 0$  olarsa,  $\omega = \omega_0$  və  $A = const$  kimi zamandan asılı olmaz və sönməyən sərbəst rəqs - harmonik rəqs alınar. Daha böyük sürtünmə halında ( $\beta > \omega_0$  olduqda) hərəkətin periodikliyi pozulur, rəqs periodu  $T = \infty$  olur və belə hərəkət **aperiodik** xarakter alır.

Sönən rəqsin iki ardıcıl amplitudunun nisbətinə nəzər yetirək:

$$\frac{A_n}{A_{n+1}} = \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+T)}} = e^{\beta T} = const, \quad (4.51)$$

yəni perioda bərabər zaman ərzində sönən rəqsin amplitudu eyni kəmiyyət dəfə azalır. (4.51) ifadəsinin natural loqarifmi *sönmənin loqarifmik dekrementi* adlanır.

$$\ln \frac{A_n}{A_{n+1}} = \beta T = \lambda \quad (4.52)$$

Sönən rəqsin (4.50) tənliyinə görə rəqsi hərəkət sonsuz zaman müddətində davam edəcək və  $A(t)$  asılılığı asimtotik olaraq «0»-a yaxınlaşacaqdır. Həqiqətdə isə rəqslər kiçik bir müddətdə sönürlər, çünki, rəqs amplitudu atom ölçüləri ilə

müqayisə olunan kiçik qiymətlərə malik olduqda rəqsləri gözlə vizual müşahidə etmək mümkün olmur.

Rəqs periodu müddətində tam mexaniki enerjinin sürtünmə qüvvəsinə sərf olunan hissəsini xarici enerji mənbəyi ilə kompensə etmək mümkündür. Bu üsulla sönmə dekrementi kiçik olan rəqs sistemində amplitudu zaman keçdikcə sabit qalan harmonik rəqs almaq mümkündür. Xarici mənbə rəqs prosesinə qarışmır, yalnız enerji təchizatına səbəb olur və rəqslərin tezliyi rəqqasın məxsusi tezliyinə bərabər olur. Belə rəqslər *avtorəqslər* adlandırılır. Saat mexanizmi avtorəqs sisteminə ən yaxşı misaldır.

**Məcburi rəqslər** –  $\omega$  tezliyi ilə periodik dəyişən xarici qüvvənin təsiri altında baş verən rəqslərə məcburi rəqs deyilir. Məcburi rəqs halında (4.44) tənliyinə periodik dəyişən  $f \cdot \cos \omega t$  qüvvəsi əlavə olunur və (4.45) tənliyi

$$x'' + 2\beta x' + \omega_0^2 x = \frac{f}{m} \cos \omega t \quad (4.53)$$

şəklinə düşür. Bu diferensial tənliyin həlli

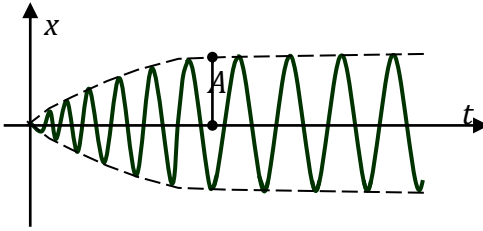
$$x = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (4.54)$$

kimi yazıla bilər. Burada  $\varphi$  *yerdəyişmə ilə qüvvə arasında fazalar fərqi*dir. (4.54) həllini (4.53)-də nəzərə alıb, müəyyən çevirmələr apararaq rəqs amplitudu və fazası üçün

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{\frac{f}{m}}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \\ \operatorname{tg} \varphi &= \frac{2\beta\omega}{\omega^2 - \omega_0^2} \end{aligned} \right\} \quad (4.55)$$

ifadələri alınır. Göründüyü kimi, məcburi rəqs harmonik qanunla, lakin xarici qüvvənin  $\omega$  tezliyi ilə xarakterizə olunur. Bununla yanaşı rəqs amplitudu və qüvvə ilə yerdəyişmə arasında fazalar fərqi həm sönmə əmsalı, həm də məxsusi tezlik olan  $\omega_0$ -dan asılıdır. Rəqsin başlanğıcında həm məcburi, həm də məxsusi rəqslər mövcud olduğundan, onların toplanmasından alınan

rəqslərin amplitudu kiçik olur. Zaman keçdikcə sürtünmə nəticəsində məxsusi rəqslər sönür və yalnız məcburedici qüvvənin təsiri altında rəqslər mövcud olur. Beləliklə, məcburi rəqsin formalaşması üçün müəyyən qədər zaman keçməlidir. Belə



Шякил

məcburi rəqsin qrafiki şəkil 4.11-də təsvir olunmuşdur.

Məcburi rəqsin amplitud və fazası üçün (4.55) ifadəsini təhlil edək:

a) Kiçik tezliklər oblasti:  $\omega \ll \omega_0 \Rightarrow \omega \rightarrow 0$ , rəqs amplitudu isə

$$A = \frac{F}{m\sqrt{(\omega_0^2)^2}} = \frac{F}{k} = x_{stat}. \quad (4.56)$$

olar. Burada  $x_{stat}$ - statik  $F$  qüvvəsinin təsiri ilə yerdəyişmənin qiyməti Hük qanunu əsasında təyin edilir. (4.55) ifadəsində  $tg\varphi = 0$ ,  $\varphi = 0$ , yəni qüvvə ilə yerdəyişmə arasında fazalar fərqi olmur və qüvvə daima yerdəyişməni təqib edir. Belə sistemlər ölçü texnikası üçün xüsusi maraq kəsb edir.

b) Yüksək tezliklər oblasti  $\omega \gg \omega_0$ . Bu halda rəqs amplitudu böyük qiymət ala bilmir və

$$A = \frac{F}{m\omega^2} \cdot \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 = x_{st} \cdot \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 \ll x_{st} \quad (4.57)$$

kimi təyin olunur. Fazalar fərqi  $\varphi = \pi$  olduğundan, yerdəyişmə ilə qüvvə qarşılıqlı əks fazalara malik olurlar və qüvvə daima yerdəyişməyə mane olur. Belə rəqslərdən gəmilərdə “yırğalanma”

halında ölçü cihazlarına kənar təsirləri aradan qaldırmaq üçün istifadə olunur. Ölçü cihazlarını yumşaq ( $k$ -sı kiçik) yaylar üzərində yerləşdirirlər.

c) Rezonans tezliyi oblastı:  $\omega \sim \omega_0$ . Tezliyin elə qiyməti mövcud olur ki, rəqs amplitudu kəskin artaraq öz maksimal qiymətinə çatır. (4.55) ifadəsinin məxrəcindən  $\omega$ -ya görə törəmə alaraq sıfıra bərabər etməklə onun ən kiçik (amplitudun ən böyük) qiymətinə uyğun tezliyi təyin edək.

$$2(\omega^2 - \omega_0^2) \cdot 2\omega + 8\beta^2\omega = 0 \Rightarrow \omega_{rez} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \quad (4.58)$$

Tezliyin  $\omega_{rez}$  qiymətində rəqs amplitudu

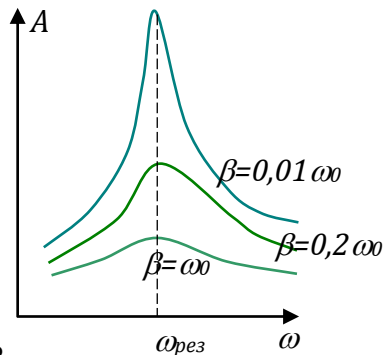
$$A_{rez} = \frac{F}{2m\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \quad (4.59)$$

kimi təyin olunur. Göründüyü kimi, rezonans halında amplitudun qiymətinə  $\beta$ , yəni sürtünmə əmsalı, güclü təsir göstərir.  $\beta = 0$  olduqda isə  $A_{rez} \rightarrow \infty$  amplitud kəskin artır.  $\beta$  kəmiyyətinin böyük qiymətlərində rezonans hiss olunmur. Şəkil 4.12-də bu hallar təsvir olunmuşdur. Rezonans halında qüvvə ilə yerdəyişmə arasında fazalar fərqi (4.55) ifadəsinə görə

$$tg\varphi_{rez} = -\frac{\sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}}{\beta} \quad (4.60)$$

olur. Kəskin rezonans halında  $\beta \rightarrow 0$ ,  $\varphi_{rez} = \frac{\pi}{2}$  qiymətini alır.

Belə fazalar fərqi göstərir ki, rəqs edən nöqtənin müsbət yerdəyişmələrində qüvvə də həmişə müsbətdir və daima onun artmasına səbəb olur. Yerdəyişmə mənfi olduqda isə qüvvə də mənfi olaraq daima yerdəyişməni artırır. Bu artım xarici qüvvənin müqavimət

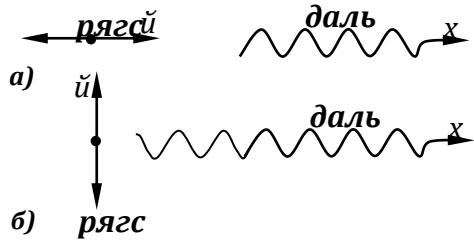


qüvvəsinə bərabərləşməsinə qədər davam edir. Rezonans hadisəsindən bir sıra maşın və mexanizmlərin fəaliyyətində istifadə olunur. Lakin rezonans hadisəsinin fəsadları da mümkündür.

#### § 4.6. Mexaniki dalğalar. Dalğa sürəti

Rəqslərin elastiki mühitdə yayılması hadisəsinə *mexaniki dalğa* deyilir. Dalğanın yayılma prosesində rəqs edən nöqtənin enerjisi elastiki mühitin müəyyən nöqtələrinə ötürülərək onları da rəqs etməyə sövq edir. Beləliklə, dalğa hadisələrində rəqsin baş vermə istiqaməti ilə yanaşı bu rəqslərin ötürülmə istiqaməti – *dalğanın yayılma istiqaməti* mövcud olur. Bu istiqamətlərin qarşılıqlı vəziyyətindən asılı olaraq mexaniki dalğaların 2 növü fərqləndirilir:

Rəqslərin baş vermə istiqaməti ilə onların yayılma istiqaməti bir düz xətt



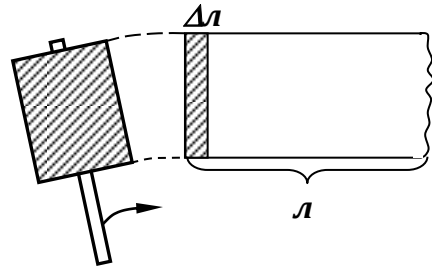
Шякил

üzrə yönəlsə, *uzununa dalğa* (şəkil 4.13, a) adlanır. Uzununa dalğa istənilən qaz, maye və bərk cisimlərdə yayıla bilər, çünki bu halda mühitdə gərilmə deformasiyası baş verir. Uzununa dalğanın yayılması mühitdə sıxlaşma və seyrəkləşmələrin növbələşməsi ilə müşayiət olunur.

Dalğanın yayılma istiqaməti rəqsin baş vermə müstəvisinə perpendikulyar olarsa (şəkil 4.13, b), *eninə dalğa* adlanır. Eninə dalğa baş verməsi üçün elastiki mühitin hissəcikləri bir-biri ilə güclü əlaqədə olmalıdır ki, rəqs edən hissəcik öz ardınca qonşu hissəciyi də aparsın. Belə hallarda mühit sürüşmə deformasiyası ilə xarakterizə olunur. Bu səbəbdən eninə dalğalar yalnız bərk cisimlərdə yayıla bilər. Mayələrin səthində də eninə dalğanın yayılması mümkündür. Mayələrin daxilində və qazlarda isə eninə mexaniki dalğalar yayıla bilməz.

Mühitin müəyyən nöqtəsindən keçən dalğa, yayılma istiqaməti ilə xarakterizə olunur. Dalğanın yayılma istiqamətində rəqs ötürülür və müəyyən  $t$  anında rəqs edən hissəciklərin tutduğu fəza *dalğa səhəsi* adlanır. Dalğanın yayılmasında rəqs edən hissəciklərlə hələ rəqsə gəlməyən hissəcikləri ayıran sərhədə *dalğa cəbhəsi* deyilir. Eyni faza ilə rəqs edən hissəciklərin həndəsi yeri *dalğa səthini* təyin edir. Dalğa cəbhəsi dalğa səthlərinin axıncısıdır. *Dalğanın yayılma sürəti*  $v$  dalğa cəbhəsinin vahid zamanda yerdəyişməsi kimi təyin olunur.

Dalğanın yayılma sürətini təyin etmək üçün mühitdə uzununa dalğanın yayılmasına nəzər yetirək (Şəkil 4.14). Bu halda  $\Delta l$  sıxılma deformasiyasına məruz qalan mühitdə təsir  $v$  sürəti ilə  $l$  uzunluğuna ötürüləcəkdir.



Шякил 4.14

Deformasiyanın ötürülməsinə sərf olunan zaman  $\Delta t$  olarsa, dalğanın sürəti

$$v = \frac{l}{\Delta t} \quad (4.61)$$

kimi təyin olunur. İlk deformasiyaya məruz qalan hissənin ölçüsü  $\Delta l$  olarsa,  $\Delta t$  müddətindən sonra bu deformasiya  $l$  uzunluğuna ötürüləcək, yəni mühitin  $l$  məsafəsindəki hissəcikləri  $\Delta t$  müddətdən sonra rəqs etməyə başlayacaqdır. Deformasiya edən hissəciklərin sürəti

$$u = \frac{\Delta l}{\Delta t} \quad (4.62)$$

onların apardığı impuls isə

$$\Delta K = mu - 0 = \rho S l \frac{\Delta l}{\Delta t} \quad (4.63)$$

olar. Burada  $\rho$  - mühitin sıxlığı,  $S$  - en kəsiyinin sahəsi,  $l$  - rəqsə gələn hissəciklər zəncirinin uzunluğudur. İmpulsun dəyişməsinin qüvvəni təyin etdiyini Hük qanununda nəzərə alaq:

$$\frac{\Delta K}{\Delta t} = F = \rho S l \frac{\Delta l}{(\Delta t)^2} = ES \frac{\Delta l}{l} \quad (4.64)$$

Bu ifadədən

$$\frac{l}{\Delta t} = v = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (4.65)$$

kimi dalğanın yayılma sürətini təyin edərik. Burada  $E$  gərilmə deformasiyası üçün Yunq moduludur. Eninə dalğalar halında  $E$  Yunq modulunu  $G$  sürüşmə modulu ilə əvəz etmək lazımdır:

$$v_{en} = \sqrt{\frac{G}{\rho}}; \quad v_{uz} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (4.66)$$

(4.66) ifadələrindən aydın olur ki, mexaniki dalğanın yayılma sürəti yalnız mühiti xarakterizə edən kəmiyyətlərdən – elastikiyyət modulundan və sıxlıqdan asılıdır, rəqsin parametrlərindən - amplituddan, tezlikdən, fazadan isə asılı deyildir.

Eyni bir bərk cisimdə eninə və uzununa dalğaların yayılma sürətinin ölçülməsi materialda kimyəvi rəbitənin möhkəmliyini təyin etməyə imkan verir. Belə təcrübələr planetimizdə baş verən zəlzələlərin mənbəyinin dəqiq təyin etməyə imkan yaradır. Zəlzələ vaxtı həm uzununa, həm də eninə dalğalar yayılır və mənbəyin müşahidə yerindən məsafəsi  $L$  olarsa, eninə dalğaların uzununa dalğalara nisbətən

$$\Delta t = \frac{L}{v_{en}} - \frac{L}{v_{uz}} \quad (4.67)$$

qədər gecikməsi baş verir.  $\Delta t$  müddətini ölçərək Yerın təkı üçün  $v_{uz}$  və  $v_{en}$  yayılma sürətlərinin məlum qiymətlərinə görə  $L$ -i təyin etmək mümkündür.

Dalğanın yayılma sürəti rəqsdən asılı olmadığından, dalğanı tam xarakterizə edə bilməz. Dalğanı elə parametrlə xarakterizə

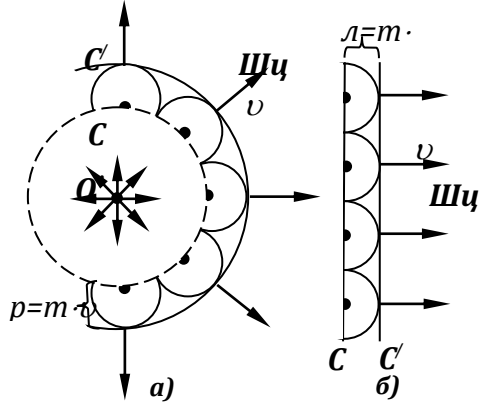
etmək lazımdır ki, o həm mühitdən, həm də onda yayılan rəqsdən asılı olsun. Bu parametr *dalğa uzunluğu* ( $\lambda$ ) adlanır. Rəqs periodu müddətində rəqsin ötürüldüyü məsafəyə *dalğa uzunluğu* deyilir.

$$\lambda = v \cdot T = v \cdot \frac{2\pi}{\omega} = \frac{v}{\nu} \quad (4.68)$$

Dalğa uzunluğu – dalğanın yayılma istiqamətində eyni faza ilə rəqs edən iki ən yaxın hissəcik arasındakı məsafəni təyin edir.

Rəqslərin yayılma istiqaməti *şüa* adlanır. Şüa dalğanın yayılma istiqamətini müəyyənləşdirir.

İzotrop mühidə bütün istiqamətlərə dalğanın yayılma sürəti eyni olduğundan, dalğa səthi sferaya uyğun gəlir və şüalar dalğa səthinə perpendikulyar -radius istiqamətdə yönəlir. Belə dalğa sferik dalğa adlanır. Nöqtəvi  $O$  rəqs mənbəyi sferik dalğa buraxır (şəkil 4.15).



Шякил 4.15

X.Hüyqens verilmiş anda dalğa səthini qurmaq üçün qayda təklif etmişdir. *Hüyqens prinsipi* adlanan bu qaydaya görə dalğa səthi eyni fazalı rəqs edən zərrəciklərin qurşayanı olmaqla yanaşı, onun hər bir nöqtəsi yeni – ikinci dalğaların mənbəyi kimi çıxış edir. Bu prinsipə görə müəyyən  $t$  zamanında dalğa səthi  $S$  olarsa (Şəkil 4.15), hər bir nöqtədən  $t$  müddətində  $r$  məsafəsinə yayılan ikinci dalğaların  $S'$  qurşayanı yeni dalğa səthini təyin edəcəkdir. Burada  $r = v \cdot t$  kimi təyin olunur.

Dalğaların yayılma istiqaməti – *şüalar* şəkildə  $v$  vektoru ilə göstərilmişdir və dalğa səthinə perpendikulyar yönəlir. Rəqs mənbəyindən uzaqlarda çevrə qövsü düz xətt (kürə səthi müstəvi) kimi götürülə bilər. Belə səthə malik dalğa *müstəvi dalğa* adlanır.

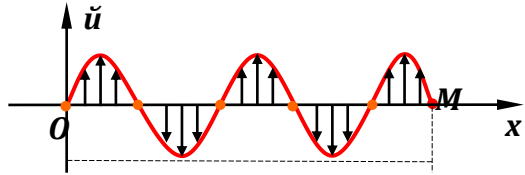


Hüygens prinsipi əsasında yeni müstəvi dalğa səthinin qurulması şəkil 4.15b-də təsvir olunmuşdur.

### § 4.7. Dalğa tənliyi

Sadə halda  $y$  oxu üzrə baş verən və  $x$  oxu boyunca yayılan harmonik rəqsə nəzər yetirək. Hissəciyin tarazlıq vəziyyətindən uzaqlaşmasını  $y$  ilə işarə edək. Eninə dalğa halında  $y \perp x$ , uzununa dalğa halında  $y \parallel x$  olur.

$O$  nöqtəsində yerləşən rəqs mənbəyi  $t = 0$  anından başlayaraq  $y = A \sin \omega t$  qanunu üzrə rəqsə başlayır. Bu rəqs  $x$  oxu boyunca qonşu nöqtələrə və hissəciklərə ötürülərək onları rəqsə gətirir



$$\Delta t = \frac{x}{v}$$

Шякил

(Şəkil 4.16). Lakin qonşu hissəciklərin rəqsləri  $O$  nöqtəsindəki hissəciyə nəzərən bir qədər gecikəcəkdir. Bu gecikmə rəqs mənbəyindən uzaq olduqca daha böyük zamanla xarakterizə olunacaqdır. Müəyyən  $M$  nöqtəsində yerləşən hissəciyin rəqsə başlamasının gecikməsi

$$\Delta t = \frac{OM}{v} = \frac{x}{v} \quad (4.69)$$

kimi təyin olunur. Burada  $v$  dalğanın  $x$  oxu boyunca yayılma sürəti,  $x - OM$  parçasının uzunluğudur.  $M$  nöqtəsindəki hissəciyin  $t$  anında tarazlıq vəziyyətindən uzaqlaşması  $O$  nöqtəsindəki hissəciyin

$$t' = t - \frac{x}{v} \quad (4.70)$$

zamanında eyni hərəkəti icra etməsinə uyğun gələcəkdir. Dalğanın yayılması zamanı itkilər baş vermirsə,  $O$  və  $M$  nöqtələrindəki hissəciklərin rəqs amplitudları bir-birinə bərabər olacaqdır.

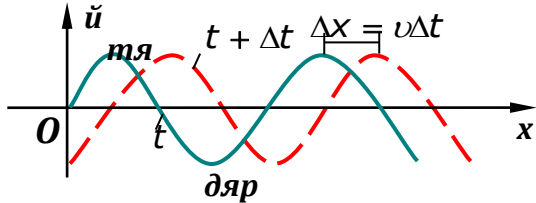
$$Y_m(t) = Y_0(t') = A \sin \omega t'$$

$t'$  zamanının (4.62) ifadəsini nəzərə alsaq, rəqs mənbəyindən  $x$  məsafəsində yerləşən nöqtənin tarazlıq vəziyyətindən yerdəyişməsinə təyin edə bilərik:

$$Y(x, t) = A \sin \left( \omega t - \frac{\omega x}{v} \right) = A \sin \left( \omega t - \frac{2\pi x}{vT} \right) \quad (4.71)$$

Bu ifadə ***dalğanın tənliyi*** adlanır. *Dalğanın tənliyində həm zamana, həm də koordinata görə periodiklik mövcuddur.* Dalğanın tənliyindən görünür

ki, dalğanın yayılma istiqamətində bütün nöqtələr müxtəlif başlanğıc faza, eyni  $A$  amplitudu və  $T$  periodu ilə rəqs edirlər. Başlanğıc



Шякил

faza  $x$ -dən asılı olaraq  $\frac{2\pi x}{v \cdot T}$  ifadəsi ilə təyin olunur. Fiksə

olunmuş müəyyən  $t$  zamanında dalğa sahəsinə daxil olan bütün zərrəciklərin vəziyyətini  $y(x)$  asılılığı vasitəsilə nəzərdən keçirsək, qaçan dalğanın ani fotosəklini şəkil 4.17-kimi təsvir etmək olar. Növbəti  $t' = t + \Delta t$  anında mənzərə eyni qalmaqda  $x$  oxu boyunca  $x = v \cdot \Delta t$  qədər sürüşəcəkdir. Mühitin hissəciklərinin ən böyük yerdəyişməsinə uyğun  $y_{\max} = A$  ***dalğanın tərəsi***,  $y_{\min} = -A$  isə ***dərəsi*** adlanır. Qonşu tərələr və ya dərələr arasındakı məsafə dalğa uzunluğu  $\lambda$ -nı təyin edir. Dalğa uzunluğu  $\lambda = v \cdot T$  kimi təyin olunduğundan, dalğanın tənliyi

$$Y = A \sin \left( \omega t - \frac{2\pi x}{\lambda} \right) = A \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \quad (4.72)$$

şəklində yazıla bilər.

Uzununa dalğalar halında dalğa tənliyi və dalğa uzunluğu  $\lambda$  öz mənalərini dəyişməzlər, yalnız  $y$  və  $x$  istiqamətləri eyni düz xətt üzrə yönəllirlər və dalğada tərələr, dərələr uyğun olaraq sıxlaşma – seyrəkləşmə ilə əvəz olunur. Uzununa dalğanın da qrafiki şəkil 4.17-də təsvir olunan kimidir, lakin  $y$  və  $x$  oxlarının qarşılıqlı perpendikulyar göstərilməsi şərtidir və rəqs edən nöqtələrin fəzada həqiqi vəziyyətlərinə uyğun gəlmir.

#### § 4.8. Dopler hadisəsi

Rəqs mənbəyinin buraxdığı dalğaların sürəti mühitdən, müşahidəçiyə çatan dalğanın tezliyi isə rəqs mənbəyindən asılıdır. Dopler göstərmişdir ki, *rəqs mənbəyinin və ya müşahidəçinin bir-birinə nəzərən müəyyən sürətlə hərəkət etməsi dalğaların tezliyini və ya dalğa uzunluğunu dəyişdirir.*

Dopler hadisəsini aydınlaşdırmaq üçün tutaq ki,  $O$  nöqtəsindən sağa və sola  $v$  sürəti ilə dalğalar yayılır və bir saniyədən sonra  $A'$ ,  $A''$  nöqtələrində  $v$  tezlikli dalğalar qəbul olunur.  $v_{A'} = v_A = v_0$ ;  $\lambda_0 = \frac{v}{v_0}$ . Əgər rəqs mənbəyi  $u < v$  sürəti

ilə soldan sağa hərəkət edərsə,  $I$  san-dən sonra  $O'$  nöqtəsinə çatar (Şəkil 4.18). Bu müddətdə  $S$  mənbəyindən sağa və sola  $v$  sürəti ilə yayılan  $v_0$  miqdarda dalğalar buraxılır və bu dalğalar uyğun olaraq sağdan  $O'A'$  və soldan  $O'A''$  intervalına yerləşirlər. Bu halda sağdakı  $A'$  nöqtəsində qəbul olunan dalğanın uzunluğu

$$\lambda' = \frac{v-u}{v_0} \Rightarrow \frac{v}{v} = \frac{v-u}{v_0} \Rightarrow v = \frac{v_0 v}{v-u} \quad (4.73)$$

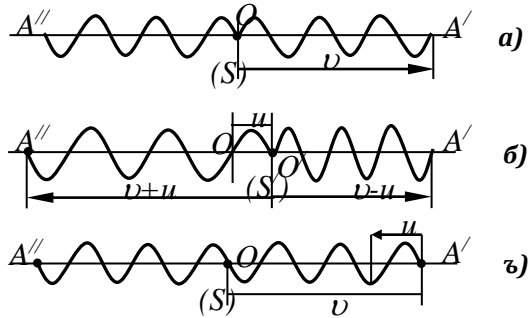
soldan  $A''$  nöqtəsində qəbul olunan dalğanın uzunluğu isə

$$\lambda'' = \frac{v+u}{v_0} = \frac{v}{v} \Rightarrow v = v_0 \frac{v}{v+u} \quad (4.74)$$

olar. Rəqs mənbəyi hərəkət etdikdə onun yaxınlaşdığı qəbulediciyə çatan dalğaların tezliyi artır, uzaqlaşdığı qəbulediciyə çatan dalğaların tezliyi isə azalır. Fiziki olaraq bu aydındır, çünki rəqs mənbəyi dalğa buraxaraq özü onun ardınca qaçır. Məsələn dalğa təpəsinə uyğun nöqtə buraxıldıqda rəqs mənbəyi yaxınlaşaraq ikinci təpə nöqtəsini ondan  $\lambda_0$  məsafəsində deyil bir qədər yaxın

$$\lambda_0 - \frac{u}{v_0}$$

məsafəsində buraxacaqdır. Bu dalğa təpələri arasındakı məsafənin (dalğa uzunluğunun) kiçilməsinə, tezliyin isə artmasına səbəb olacaqdır. Rəqs mənbəyi qəbuledicidən



ШЯКИЛ 4.18

uzaqlaşdıqda isə, növbəti dalğa təpəsi  $\lambda_0 + \frac{u}{v_0}$  məsafəsində buraxıldığından, dalğa uzunluğu artır.

Rəqs mənbəyi sükunətdə qaldıqda,  $A'$  nöqtəsindəki müşahidəçinin  $u_m$  sürəti ilə hərəkəti halında da qəbul olunan dalğanın tezliyinin dəyişməsi baş verir (şəkil 4.18c). Rəqs mənbəyinə yaxınlaşan qəbuledici  $I$  san. müddətində sükunətdə qəbul etdiyindən əlavə dalğa təpələrinə rast gələcəkdir. Bu əlavə dalğa təpələrinin sayı  $\Delta v = \frac{u}{\lambda_0}$  kimi təyin olunur. Onda qəbulediciyə çatan dalğanın tezliyi

$$v = v_0 + \Delta v = v_0 + v_0 \frac{u_m}{v} = v_0 \left( 1 + \frac{u_m}{v} \right) \quad (4.75)$$

olar. Eyni mühakimə ilə mənbədən uzaqlaşan qəbuqediciyə çatan dalğanın tezliyi

$$v = v_0 \left( 1 - \frac{u_m}{v} \right) \quad (4.76)$$

olar. (4.73)-(4.76) ifadələrini birləşdirib, Dopler hadisəsində tezliyin dəyişməsinə

$$v = v_0 \frac{v \pm u_{müs}}{v \pm u_{mçn}} \quad (4.77)$$

kimi yazmaq olar. Burada  $u_{müs}$  müşahidəsinin sürətidir və onun yaxınlaşması halında yuxarı işarələr [(4.77)-də (sürətində + işarəsi)],  $u_{mçn}$  rəqs mənbəyinin sürətidir və onun yaxınlaşmasında aşağı işarələr (sürətdə – işarəsi) yazılmalıdır. Dopler hadisəsi bir sıra təcrübələrdə, təbiət hadisələrində, səs və işıq dalğalarında özünü göstərir, bir sıra cihazların-akustooptik modulyatorların yaradılmasına əsas verir.

#### § 4.9. Dalğanın enerjisi

Tənliyi  $x = A \sin \left( 2\pi \nu t - \frac{2\pi y}{\lambda} \right)$  olan dalğa yayıldıqda özü ilə

enerji aparır və bu enerji də mühitin hissəciklərini rəqsə gətirir. Dalğanın enerjisi kinetik və potensial enerjilərin cəmindən ibarətdir. Kinetik enerji

$$E_k = \frac{m v^2}{2} = \frac{m}{2} (x')^2 = \frac{1}{2} \rho \tau A^2 4\pi^2 \nu^2 \cos^2 \left( 2\pi \nu t - \frac{2\pi y}{\lambda} \right) \quad (4.78)$$

kimi hesablaya bilərik. Burada  $\rho$  - mühitin sıxlığı,  $\tau$  - həcmidir. Potensial enerjini hesablamaq üçün dalğanın yayılmasına elastiki deformasiyanın səbəb olmasından istifadə edək.

$$E_p = \frac{1}{2} \frac{ES}{L} \cdot (\Delta L)^2 \quad (4.79)$$

Burada  $E$  - Yunq modulu,  $\Delta L$  - mütləq deformasiya,  $L$  dalğanın çatdığı məsafə,  $S$  - en kəsiyin sahəsidir. Bu ifadədə  $S = \frac{\tau}{L}$  olmasını nəzərə alaraq,  $\frac{\Delta L}{L}$  nisbi deformasiyasını  $\frac{dx}{dy}$  ilə əvəz etməklə potensial enerjinin

$$E_p = \frac{1}{2} E \tau \left( \frac{\Delta L}{L} \right)^2 = \frac{1}{2} E \tau \left( \frac{dx}{dy} \right)^2 \quad (4.80)$$

ifadəsini alırıq. Dalğanın tənliyindən törəmə alıb (4.80)-da yerinə yazaraq Yunq modulunun (4.54) ifadəsindən potensial enerjini

$$E_p = \frac{1}{2} \rho v^2 \tau A^2 \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \cos^2 \left( 2\pi \nu t - \frac{2\pi y}{\lambda} \right) \quad (4.81)$$

kimi təyin edərik. Dalğanın tezliyi  $\nu = \frac{v}{\lambda}$  olduğundan,

$$E_p = \frac{1}{2} \rho \tau A^2 4\pi^2 \nu^2 \cos^2 \left( 2\pi \nu t - \frac{2\pi y}{\lambda} \right) \quad (4.82)$$

olar. (4.82) və (4.78) ifadələrinin müqayisəsindən görünür ki, dalğa prosesində potensial və kinetik enerjilər eyni amplituda və fazaya malikdirlər, zamanın eyni bir anında maksimuma çatır, başqa anında isə hər ikisi sıfır olur. Dalğanın enerjisi onun yayıldığı mühit boyunca daşınır. Tam enerji isə

$$E_t = E_p + E_k = \rho \tau A^2 4\pi^2 \nu^2 \cos^2 \left( 2\pi \nu t - \frac{2\pi y}{\lambda} \right) \quad (4.83)$$

rəqsdən fərqli olaraq sabit kəmiyyət olmayıb *zaman və koordinatdan asılı olaraq periodik qanunla dəyişir*. Dalğanın enerjisinin amplitud qiyməti rəqs amplitudundan kvadratı ilə mütənasib olmaqla, tezlikdən və mühitin sıxlığından asılıdır.

#### § 4.10. Dalğaların toplanması, interferensiyası

Mühitdə eyni zamanda bir neçə dalğa yayılırsa, baxılan hissəcikdə müxtəlif dalğaların yaratdığı rəqslərin toplanması baş verəcəkdir. Dalğaların amplitudu kiçik olarsa, mühitin hər bir nöqtəsinin rəqsi hər bir dalğanın yaratdığı bir-birindən asılı olmayan rəqslərin cəmi olacaqdır. Başqa sözlə, asılı olmayan dalğalar toplanıqda bir-birini təhrif etmirlər. Dalğaların belə toplanması *superpozisiya* adlanır.

İki dalğanın tezlikləri eyni, fazalar fərqi isə zamandan asılı olmazsa, belə dalğalar *kohərent* adlandırılır. Kohərent dalğaların superpozisiyası *interferensiya*

hadisəsinin müşahidəsinə səbəb olur. Kohərent dalğa almaq üçün rəqs mənbələri arasında hər hansı vasitə ilə rabitə yaradılmalıdır. Məsələn, eyni rəqqasa bağlanmış iki çubuq vasitəsilə kohərent dalğalar alınır.

$S$  və  $S_1$  nöqtələrindən çıxan iki kohərent dalğanın  $M$  nöqtəsində toplanmasına baxaq (şəkil 4.19). Sadəlik üçün amplitudların bərabər, başlanğıc fazaların «0» olmasını qəbul edək.  $M$  nöqtəsinə çatan dalğaların tənliyi

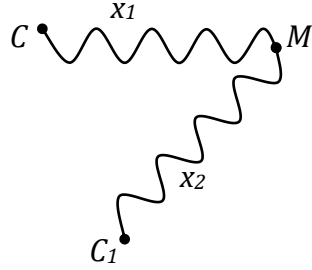
$$y_1 = A \sin 2\pi \left( \nu t - \frac{x_1}{\lambda} \right); \quad y_2 = A \sin 2\pi \left( \nu t - \frac{x_2}{\lambda} \right), \quad (4.84)$$

onların  $M$  nöqtəsində toplanması nəticəsində alınan yekun rəqsin tənliyi isə

$$\begin{aligned} y &= y_1 + y_2 = 2A \cos 2\pi \left( \frac{x_2 - x_1}{\lambda} \right) \sin 2\pi \left( \nu t - \frac{x_2 + x_1}{\lambda} \right) = \\ &= B \sin 2\pi \left( \nu t - \frac{x_2 + x_1}{\lambda} \right) \end{aligned} \quad (4.85)$$

olar. Toplanmada alınan yekun harmonik rəqsin amplitudu

$$B = 2A \cos \pi \frac{x_2 - x_1}{\lambda} \quad (4.86)$$



Шякил 4.19

olaraq zamandan asılı deyildir, tezliyi isə toplanan rəqslərin tezliyinə bərabərdir. Lakin  $B$  amplitudunun qiyməti mühitin bütün nöqtələri üçün eyni olmayıb, görüşənə qədər dalğanın qət etdiyi  $\Delta x = x_2 - x_1$  məsafəsindən asılıdır. İki sərhəd hala nəzər yetirək:

**a)** *Görüşən dalğaların yollar fərqi dalğa uzunluğunun tam mislinə bərabərdir:*

$$x_2 - x_1 = n\lambda \quad \text{və} \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.87)$$

Bu halda (4.86) ifadəsinə görə  $M$  nöqtəsinin rəqs amplitudu  $B = 2A$  kimi ən böyük qiymətini alır. Beləliklə, *görüşən dalğaların yollar fərqi dalğa uzunluğunun tam mislinə bərabər olduqda, bu dalğalar bir-birini gücləndirirlər.* Bu interferensiyanın maksimumluq şərti adlanır.

**b)** *Görüşən dalğaların yollar fərqi yarım dalğa uzunluğunun tək misllərinə bərabərdir.*

$$x_2 - x_1 = (2n + 1)\frac{\lambda}{2}; \quad n = 0; \pm 1 \pm 2, \dots \quad (4.88)$$

Bu halda (4.86) ifadəsinə görə  $B = 0$  olur. Yəni *görüşən dalğaların yollar fərqi yarım dalğa uzunluğunun tək misllərinə bərabər olduqda, dalğalar bir-birini maksimum zəiflədirilər və yekun rəqsin amplitudunu minimal qiymət alır.* (4.87) şərti dalğaların interfensiyası üçün minimumluq şərti adlanır. (4.87) və (4.88) şərtlərini birləşdirərək deyə bilərik ki, dalğaların görüşərək toplanması nəticəsində fəzada paylanması baş verir: bəzi nöqtələrdə dalğalar bir-birini zəiflədir, digər nöqtələrdə isə gücləndirirlər. Toplanan dalğaların kohorent olması maksimum və minimumların dayanıqlığına şərait yaradır və interferensiyanın müşahidəsi mümkün olur.

İnterferensiya nəticəsində dalğanın enerjisi də yenidən paylanır. Maksimum nöqtələrində enerji yığılır, minimum nöqtələrinə isə sadəcə enerji daxil olmur. Əvəzində maksimum nöqtələrində enerji 4 dəfə (!) artır. Bu nöqtəyi nəzərdən interferensiya nəticəsində dalğaların bir-birini söndürməsi (enerjisinin istiliyə çevrilməsi) haqda söz ola bilməz.



*İnterferensiyada enerjinin yenidən paylanması yalnız dalğa proseslərinə aid olan bir hadisədir.*

#### **§ 4.11. Dalğaların əks olunması. Durğun dalğalar**

Müxtəlif xassələrə malik iki mühitin sərhədinə çatan dalğa mühitlərin sıxlıqları nisbətindən asılı olaraq qismən əks olunur və ikinci mühit daxil olur. Sərhəddən əks olunan dalğanın amplitudu düşən dalğanın amplitudundan kiçik olacaqdır, çünki düşən dalğanın enerjisinin bir qismi II mühitin deformasiyasına sərf olunur. I və II mühitlərdə dalğanın yayılma sürətləri fərqlənsə, rəqs tezliyi dəyişmədiyindən, II mühiddə dalğa uzunluğu dəyişməyə məruz qalacaqdır.

Rəqs mənbəyinin fasiləsiz işləməsi şəraitində sərhəddən qayıdan dalğa ilə gələn dalğa toplanacaqdır. II mühiddə dalğanın intensivliyi zəif olarsa, əks olunan və gələn dalğalar təxminən eyni intensivliyə (amplituda) malik olurlar və onlar kohorent olduqlarından toplanaraq interferensiyaya edirlər. Şəkil 4.20-də təsvir olunan gələn ( $y_g$ ) və əks olunan ( $y_{\partial ks}$ ) dalğaların tənliyi:

$$y_g = A \sin \frac{2\pi}{T} \left( t - \frac{x}{v} \right) \text{ və } y_{\partial ks} = A \sin \frac{2\pi}{T} \left( t + \frac{x}{v} \right), \quad (4.89)$$

onların cəmi isə

$$y = A \sin \frac{2\pi}{T} \left( t - \frac{x}{v} \right) + A \sin \frac{2\pi}{T} \left( t + \frac{x}{v} \right) \quad (4.90)$$

olar. Şəkildə gələn dalğa bütöv xətlə, əks olunan qırıq xətlə göstərilib. (4.90) ifadəsində bəzi çevrilmələr aparmaqla, yekun dalğada hissəciklərin rəqsinin tənliyini

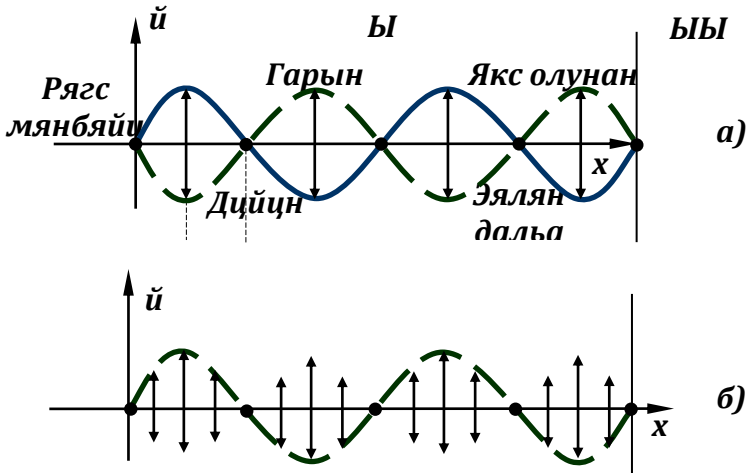
$$y = 2A \cos\left(2\pi \frac{x}{\lambda}\right) \sin\left(2\pi \frac{t}{T}\right) = B(x) \sin\left(2\pi \frac{t}{T}\right) \quad (4.91)$$

kimi yaza bilərik. Göründüyü kimi, *rəqsin amplitudu zamandan asılı olmasa da x-dən asılıdır*. Belə dalğa **durğun dalğa** adlanır. Dalğanın yayılma istiqamətində elə nöqtələr vardır ki,  $B(x) = 0$ -dir.  $B(x)$  in təyin olunma ifadəsinə görə belə nöqtələrin koordinatı

$$B(x) = 2A \cos\left(2\pi \frac{x}{\lambda}\right) = 0 \Rightarrow x = \frac{\lambda}{4} + n \frac{\lambda}{2};$$

$$n = 0; \pm 1; \pm 2; \dots \quad (4.92)$$

olar. Bu nöqtələr durğun dalğanın *düyun nöqtələri* adlanır. Koordinatın elə qiymətləri var ki,  $B(x)$  amplitudu maksimum ( $B = 2A$ ) olur:



Шякил 4.20

$$\cos\left(2\pi \frac{x}{\lambda}\right) = \pm 1, \quad x = n \frac{\lambda}{2}; \quad n = 0; 1; 2; \dots \quad (4.93)$$

Bu nöqtələr durğun dalğanın *qarın nöqtələri* adlanır. Qarın və düyün nöqtələri arasındakı mühitin hissəciklərinin rəqs amplitudu 0 ilə  $2A$  arasında olur.

Qaçan dalğa ilə durğun dalğanın əsas fərqlərini aydınlaşdıraraq. Qaçan dalğa yayılan mühitin bütün hissəcikləri eyni  $A$  amplitudlu rəqs icra edərək rəqsi qonşularına ötürür, qonşu hissəciklərin rəqsi fazalar fərqinə malik olur. Nöqtələrdən biri maksimumdan keçdikdə digəri tarazlıqdan keçir. Bu baxımdan *qaçan dalğanı mühitdə  $v$  sürəti ilə hərəkət edən sinusoid kimi təqdim etmək olar* (şəkil 4.20, a). Durğun dalğa halında mühitin bütün nöqtələri eyni zaman anında tarazlıq vəziyyətindən keçir və eyni zamanda maksimal uzaqlaşmaya məruz qalırlar. Mühitin müxtəlif nöqtələrinin rəqs amplitudu da müxtəlifdir. Düyün nöqtələri heç yerindən tərpənmir, qarın nöqtələri isə ən böyük rəqs amplituduna malik olurlar (Şəkil 4.20, b). Durğun dalğaları ipin bir ucunu maneəyə bağlayaraq digər ucunu rəqsə gətirməklə almaq mümkündür.

#### § 4.12. Səs (akustik) dalğaları

İnsan qulağı tərəfindən qəbul olunaraq eşitmə duyğusu yaradan – tezliyi  $20 \div 20000Hz$  aralığına düşən uzununa dalğalar *səs dalğası* adlanır. Səs dalğaları havada yayıldığından yalnız uzununa dalğa şəklində ola bilər. Tezliyi  $\nu > 20000Hz$  və  $\nu < 20Hz$  olan uzununa dalğalar fiziki xassələrinə görə səs dalğalarından heç nə ilə fərqlənmirlər. Sadəcə  $\nu < 20Hz$  və  $\nu > 20000Hz$  tezliklə uzununa dalğalar insan qulağında eşitmə duyğusu yaratmır və uyğun olaraq *infrasəs* və *ultrasəs dalğaları* adlandırılır. Bu nöqtəyi nəzərdən «səs dalğası» dedikdə qazda, bərk cisimdə və mayədə yayılaraq məhdud oblastda durğun dalğa əmələ gətirən elastiki dalğalar nəzərdə tutulur. Səs dalğaları əsasən hava mühitində yayıldığından, havada səs dalğalarının yayılma sürətini təyin edək:

(4.66) ifadəsinə görə  $E$  - Yunq modulu,  $\rho$  - sıxlığına malik mühitdə uzununa dalğanın yayılma sürəti

$$v = \sqrt{E/\rho} \quad (4.94)$$

kimi təyin olunur. Dalğanın yayılmasında yalnız uzununa ölçülərin dəyişməsi baş verdiyindən, en kəsik işə dəyişməz qaldığından, mühitin nisbi deformasiyasını həcm deformasiyası kimi qəbul edərək Hük qanununun (2.20) ifadəsindən  $E$ -ni təyin edək:

$$E = \frac{F \cdot l}{S \cdot \Delta l} = \frac{\Delta p}{\frac{\Delta V}{V}} \quad (4.95)$$

Burada  $\Delta p$  - havanın sıxılmasına səbəb olan əlavə təzyiqdır və  $\Delta p = F/S$  kimi təyin olunur. Təzyiqin və həcmə sonsuz kiçik dəyişməsi şəraitində Yunq modulu

$$E = -V \frac{dp}{dV} \quad (4.96)$$

kimi yazıla bilər. Mənfi işarəsi sıxılmada  $dV$ -nin, dartılmada  $dp$ -nin işarəsini təyin edir. Havada səsin yayılması olduqca cəld baş verdiyindən, *adiabatik prosesə* uyğun götürülə bilər. Molekulyar fizikadan məlumdur ki, (bax §6.3) adiabatik proses Puasson tənliyi ilə təsvir olunur. Sabit təzyiqdə istilik tutumu  $C_p$ , sabit

həcmdə istilik tutumu  $C_v$  işə, onların nisbəti  $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$  olduqda

Puasson tənliyi

$$pV^\gamma = \text{const} \quad (4.97)$$

kimi yazılır. Bu tənlikdən törəmə alaraq

$$\frac{dp}{dV} = -\gamma \frac{p}{V} \quad (4.98)$$

olduğu (4.94) və (4.96) ifadələrində nəzərə alınarsa,

$$E = \gamma p \Rightarrow v = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} \quad (4.98)$$

olar. Nəzərə alınsa ki, qazın sıxlığı təzyiqlə düz mütənasibdir və Mendelejev Klapeyron tənliyinə görə  $M$  -molyar kütləli qazın sıxlığı və onda səsin sürəti

$$\rho = \frac{pM}{RT}; \quad v = \sqrt{\gamma \frac{RT}{M}} \quad (4.99)$$

ifadələri ilə təyin olunur. Burada  $R$  - universal qaz sabitidir ( $R = 8,31 \frac{C}{K \cdot mol}$ ). Beləliklə, verilmiş qazda səsin yayılma sürəti təzyiqdən asılı olmayıb, temperaturun kvadrat kökü ilə düz mütənasibdir. Qazın molyar kütləsi artdıqca, onda səsin yayılma sürəti azalır.

Səsin əsas xarakteristikalarına nəzər yetirək. Müəyyən tezlikli harmonik rəqs *musiqi tonu* adlanır. Səsin tezliyi onun fizioloji xarakteristikasını – *səsin ucalığını* təyin edir. Kiçik tezliklər alcaq tonu (*bas, bariton* səsləri), yüksək tezlikli səslər (*soprano, diskant*) yüksək tonu təşkil edir. Eyni zamanda qəbul edilən çoxlu miqdardamüxtəlif tezlikli səs dalğaları *küy* yaradır.

Səs dalğasının intensivliyini müxtəlif kəmiyyətlərlə xarakterizə etmək olar. Səs dalğası sahəsindəki mühitin hissəcikləri rəqs etdiyindən, onların sürəti və təzyiq qüvvəsi, bərk cisimlərdə isə mexaniki gərginlik periodik qanunla dəyişir. Bu kəmiyyətlər bir-biri ilə əlaqəli olduğundan və səsin intensivliyini formalaşdırdığından, səsin enerji xarakteristikası olaraq yayılma istiqamətinə perpendikulyar qoşulmuş vahid sahəli səthdən daşınan  $W$  enerjisi – *səsin enerji seli sıxlığı* təyin olunur.

$$I = W \cdot v \quad (4.100)$$

*Umov vektoru* adlanan  $I$  kəmiyyəti səsin yayılma istiqaməti üzrə yönəlir. Vahidi  $Vt/m^2$  olan bu kəmiyyət *səsin şiddəti* adlanır. Səsin şiddəti səs dalğasının fiziki kəmiyyətidir. Uyğun dərəkölünmə kəmiyyəti *səsin gurluğu* adlanır. Normal insan qulağı şiddəti  $I_{min}$  *əşidilmə hüdudu* adlanan səsi qəbul etməyə qadirdir.

$I_{min}$ -un qiyməti orta ( $\sim 10^3$  *Hz*) tezliklər üçün  $10^{-12} Vt/m^2$  tərtibindədir. Çox yüksək şiddətə malik səslər qulaqda ağır hissi yaradır və bu səslər bilavasitə beyinə təsir edir. Qulağımız səsin

şiddətinin  $10^{12}$  dəfə dəyişməsinə hiss etməyə qadir olduğundan, kiçik dəyişmələri qeydə ala bilmir. Səsin şiddətinin dəyişməsi  $10 \div 20\%$  olduqda bu mümkün olur. Bu səbəbdən səsin intensivlik xarakteristikası olaraq səsin şiddətinin  $I_{\min} = I_0$  kəmiyyətinə nisbətinin onluq loqarifmi götürülür:

$$\beta = \lg \frac{I}{I_0} \quad (\text{bel}) \quad (4.101)$$

$\beta$  - kəmiyyəti səs şiddəti səviyyəsi adlanır və ölçü vahidi *bel*-dir.  $I$  *bel* səs şiddəti səviyyəsi  $I = 10I_0$  səs şiddətinə uyğun gəlir. *Bel* ilə yanaşı ondan 10 dəfə kiçik *desibel*(*db*)-dən istifadə olunur.

$$\beta = 10 \lg \frac{I}{I_0} \quad (\text{db}) \quad (4.102)$$

İnsan addımının səs səviyyəsi  $40 \text{ db}$ , uca nitqinki  $70 \text{ db}$ , orkestrinki  $100 \text{ db}$  qiymətinə malikdirlər. İnsan duyğusu üçün psixofizioloji qanun özünü biruzə verir: hiss olunma intensivliyi qıcıqlandırma dərəcəsinin loqarifmi ilə mütənasibdir, yəni səsin gurluq səviyyəsi  $\beta$  ilə mütənasibdir.

Səs dalğaları mühitdən keçərkən zəifləməsi *səsin udulması* adlanır. Səs dalğaları rast gəldiyi maneədən əks olunur və qəbul olunur. Bu hadisə *əks-səda* adlanır və əlçatmaz obyektlərə qədər məsafəni təyin etməyə imkan verir.

## II BÖLMƏ. MOLEKULAR FIZIKA

Mexanika bəhsində bütöv cismin hərəkətini öyrənərkən onun daxili quruluşuna və halına fikir verilmirdi. Fiziki xassələrin cisimlərin quruluşundan, onu təşkil edən atom və molekullar arasında qarşılıqlı təsir qüvvələrindən və hissəciklərin istilik hərəkətindən asılı olaraq öyrənən bölmə *molekulyar fizika* adlanır. Molekulyar fizikanın əsas məqsədi maddənin aqrekat halını və onun dəyişməsi

qanunauyğunluqlarını öyrənməkdən ibarətdir. Bu hadisələrin öyrənilməsi cismin daxili quruluşuna nüfuz etmədən istilik enerjisinin saxlanması və çevrilməsi qanunu əsasında həyata keçirilməsi *termodinamika*, cismin halı və onun dəyişməsi cismin molekulyar tərkib hissəsi və onlar arasında qarşılıqlı təsir əsasında öyrənilən isə *molekulyar–kinetik nəzəriyyə* (MKN) adlanır. Biz əvvəl MKN əsas müddəalarını nəzərdən keçirəcək, istilik hadisələrinə termodinamika bölməsində nəzər yetirəcəyik.

## V FƏSİL. MOLEKULAR KINETİK NƏZƏRIYYƏ

### § 5.1. MKN əsas müddəaları

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

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

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

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

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

- *Broun hərəkəti* – kiçik hissəciklərin maye və qazlarda xaotik trayektoriya üzrə hərəkəti, ona molekullar tərəfindən endirilən zərbələrin assimetriyası ilə əlaqədardır.

Bu təcrübi müşahidələr MKN üç əsas müddəasını formalaşdırmağa imkan yaratdı:

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

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

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

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

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

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

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

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



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

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

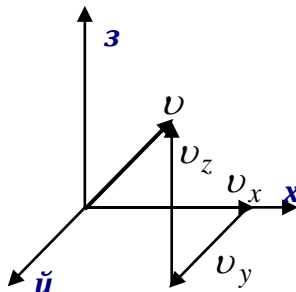
$$\bar{v} = \frac{v_1 + v_2 + \dots + v_N}{N} \quad (5.4)$$

kimi təyin olunur. (5.4) və (5.3) ifadələrinin müqayisəsindən

$\sqrt{\overline{v^2}} > \bar{v}$  olması aydınlaşır.

İstənilən  $i$ -ci molekulun sürət vektoru koordinat oxları üzrə  $v_x$ ,

$v_y$ ,  $v_z$  toplananlarına ayırıla bilər (Şəkil 5.1)



Шякил 5.1

Sürət vektoru kvadratının orta qiymətini hesablayaq:

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

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

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

kimi hesablanır. Molekulların hərəkəti nəticəsində  $x$  - oxuna perpendikulyar  $\Delta S$  en kəsiyindən keçən sayı hesablayaq: Qaz yerləşən qabda olan molekulların ümumi sayı  $N$  olarsa,

onlardan  $\frac{1}{3}N$ -i  $x$  - oxu

boyunca,  $\frac{1}{6}N$ -i isə  $x$  -

oxunun müsbət istiqamətində qoyulmuş  $\Delta S$  səthinə doğru hərəkət edəcəkdir.  $\Delta t$  müddətində o molekullar  $\Delta S$  səthini

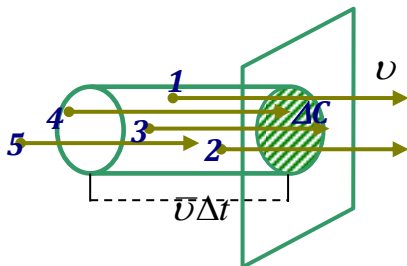
keçəcəklər ki, onlar  $\bar{v}$  sürətinə malik olmaqla,  $x$  - oxunun müsbət istiqamətində hərəkət edərək oturacağı  $\Delta S$ , doğurarı  $\bar{v} \cdot \Delta t$  olan slindrin daxilində yerləşsələr (Şəkil 5.2). Şəkildəki 1-4 molekulları  $\Delta S$  səthini keçir. Bu sərti ödəməyən 5 molekulu isə  $x$  - oxunun müsbət istiqamətində hərəkət etsə də,  $\Delta S$  səthindən keçə bilmir. Göstərilən slindrik həcmdə olan molekulların sayı  $N = n\Delta S\bar{v} \cdot \Delta t$ ,  $\Delta S$  səthindən bu müddətdə keçənlərin sayı isə,

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

olar. Burada  $n$ -vahid həcmdə olan molekulların sayı - *konsentrasiya*dır və  $n = \frac{N}{V}$  kimi təyin olunur. Vahid zamanda vahid səthindən keçən molekulların sayı *molekul seli* adlanır:

$$j = \frac{\Delta N_+}{\Delta S \cdot \Delta t} = \frac{1}{6}n \cdot v \quad (5.8)$$

Bu ifadə əsasında ideal qazın təzyiği ilə molekulların sürəti və enerjisi arasında əlaqə tapmaq mümkündür. Qazın təzyiği bütün molekulların qabın divarına zərbələri nəticəsində yarandığından *makroskopik parametr* adlanır. Eynilə qazın həcmi və temperaturu da makroskopik parametrlərdir, çünki



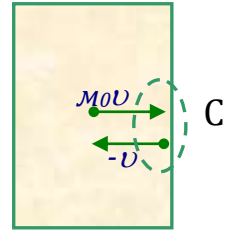
Шякил 5.2

qazın bütün molekulları ilə birgə təyin olunur. Belə parametrləri ölçmək mümkün olur. Qazın hər molekulunun fərdi parametri *mikroskopik parametr* adlandırırlar. Buraya molekulun kütləsi, sürəti, enerjisi, impulsu və s. aid etmək olar. Mikroskopik parametrləri təcrübi olaraq bilavasitə ölçmək mümkün olmur, lakin makroskopik parametrləri ölçməklə hesablamaq mümkündür. Bu məqsəd üçün qazın makroskopik parametrləri ilə mikroskopik parametrlərini əlaqələndirən düstur- *MKN əsas tənliyi* –tələb olunur.

### § 5.2. MKN-nin əsas tənliyi

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

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



Шякил

$$\Delta K = m_0[v - (-v)] = 2m_0v = F \cdot \Delta t \quad (5.9)$$

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

$$P \cdot S \cdot \Delta t = \Delta K \cdot \Delta N_+ = 2m_0v \cdot \frac{1}{6} nSv \cdot \Delta t \quad (5.10)$$

$$P = \frac{1}{3} nm_0 \overline{v^2} = \frac{2}{3} n \overline{\varepsilon_{kin}}$$

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

$$V \text{ həcmində qaz molekullarının konsentrasiyası } n = \frac{N}{V}$$

kimi təyin olunduğundan, (5.10) tənliyi uyğun çevrilmələrdən sonra

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

şəklinə düşər. Burada  $E$  ideal qazın bütün molekullarının kinetik enerjiləri cəmi, yəni *ideal qazın enerjisidir*.

Molekulyar fizikada  $0,012kq$  karbonda yerləşən molekuların sayı  $N_A$  – *Avaqadro ədədi* adlanır. Bu sabit ədəd  $N = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  qiymətinə malikdir. Avaqadro ədədi sayda molekulun kütləsi isə ( $M = m_0 \cdot N_A$ ) *molyar kütlə* adlandırılır.

$M$ -in vahidi  $\frac{kq}{mol}$ - dur. İstənilən  $m$  kütləsini təşkil edən molların sayı **maddə miqdarı** adlanır və

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$R = N_a \cdot k$  *universal qaz sabiti* adlanır və qiyməti

$R = 8,31 \frac{\text{C}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$  -dir. (5.16) ifadəsi *ideal qazın hal tənliyi* -

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

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

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

onun temperaturla mütənasib olmasını təyin edərik. Buradan çox vacib nəticə alınır. *Müxtəlif qazların molekulların kütləsi*

fərqlənsə də, eyni temperaturda bütün qazların molekulunun orta kinetik enerjisi eyni qiymətə malik olur. (5.2) və (5.15) ifadələrini tutuşdursaq,

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

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

### § 5.3. Molekulların sürətinin təyini. Şterin təcrübəsi

Eyni ox ətrafında fırlana bilən iki koaksial içi boş slindr şəkil 5.4-də göstərilən kimi  $r$  və  $R$  radiuslarına malikdirlər. Slindirlərin oxu üzrə çəkilən məftilə gümüş ( $Ag$ ) çökdürülmüşdür. Məftildən cərəyan keçdikcə qızma nəticəsində buxarlanan  $Ag$  atomları kiçik radiuslu slindrdə olan  $M$  yarığından keçməklə, böyük radiuslu slindrdə  $A$  nöqtəsinə çatır və slindrin soyuq divarına yapışır. Təcrübədə  $A$  nöqtəsinin vəziyyəti qeyd edilir. Slindrlər arasında hərəkətdə atomun qət etdiyi məsafə  $R - r$ , bu məsafəni qət etmə müddəti  $\Delta t = \frac{R - r}{v}$  kimi təyin olunur. Burada  $v$

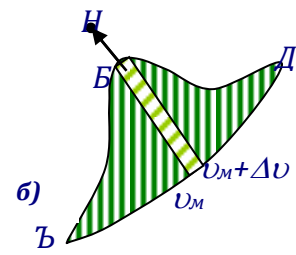
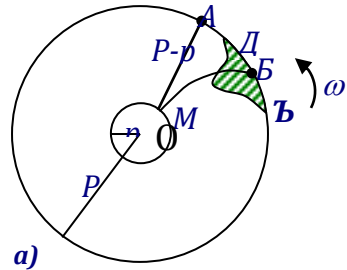
molekulun istilik sürətidir.  $R$  radiusuna malik böyük slindr  $\omega$  bucaq sürəti ilə saat əqrəbinin əksinə fırlanarsa, molekulların çatdığı nöqtə  $A$ -dan fərqli  $B$  nöqtəsinə uyğun gəlir. Buna səbəb molekulun  $R - r$  məsafəsini qət etməsi zamanında böyük slindrin  $AB = \omega \cdot R \cdot \Delta t$  qövsü qədər dönməsidir. Bu şərtədən istifadə edərək  $AB$  qövsünün uzunluğunu ölçməklə

$$\frac{R-r}{v} = \frac{AB}{\omega R} \Rightarrow v = \frac{R(R-r) \cdot \omega}{AB} \quad (5.19)$$

ifadəsindən molekulların hərəkət sürətini təyin edərək. Ştern təcrübələrində  $\omega = 45 \frac{dovr}{san}$  götürülmüş və  $AB$  qövsünün

uzunluğu kifayət qədər dəqiqliklə ölçülmüşdür. Slindrlərin məxusi ölçülərindən istifadə edərək (5.19) əsasında hesablanan gümüş molekulunun sürəti nəzəri olaraq (5.18) əsasında təyin olunan qiymətlə uyğun gəlir. Beləliklə Ştern təcrübələri ilə molekulların istilik hərəkəti sürətinin kifayət qədər böyük olması isbat olunmuşdur.

Ştern təcrübələri daha bir əlamətdar faktı təsdiq etmişdir. Belə ki, şəkil 5.4-də təsvir olunan qurğuda  $1200^{\circ}\text{C}$  temperaturda buxarlanan gümüş atomları şəffaf xarici slindrin soyuq səthinə toxunaraq yapışırlar. Böyük slindrin sükunət halında kifayət qədər kəskin  $A$  nöqtəsi vizual müşahidə olunsada da böyük slindr fırlandıqda molekulların yapışdığı  $B$  nöqtəsinin aydınlığı xeyli pisləşir. Kəskin  $B$  nöqtəsi əvəzinə yaygın  $DC$  qövsü üzrə molekulların paylanması baş verir (Şəkil 5.4, b) Ən böyük miqdarda molekul  $B$  nöqtəsinə yapışır və bu nöqtədən sağa və sola uzaqlaşdıqca yapışan molekulların sayı azalır. Molekulların sayının paylanması böyük miqyasda şəkil 5.4, b-də təsvir olunmuşdur. Təsvir olunan paylanmaya səbəb müxtəlif molekulların istilik hərəkəti sürətlərinin fərqli olmasıdır. Əgər



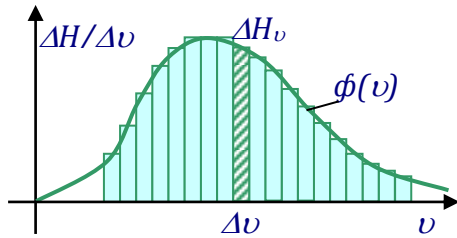
Шякил

$B$  nöqtəsinə yapışan molekulun sürəti  $v_m$  olarsa, daha böyük

$v > v_m$  sürətli molekullar  $BD$  qövsü üzrə, nisbətən ləng ( $v < v_m$ ) molekullar isə  $BC$  qövsü üzrə paylanırlar. Beləliklə, molekulların istilik hərəkəti sürətlərinin müəyyən paylanması mövcuddur.

### § 5.4. Molekulların sürətlərinə görə Maksvell paylanması

Molekulların sürətlərə görə paylanması şəkil 5.4, b-də əsasında hesablanıla bilər. Sürəti  $v$  və  $v + \Delta v$  aralığına düşən molekulların  $\Delta N_v$  sayı ştrixlənmiş sahə ilə təyin olunacaqdır. Alınan



Шякил 5.5

nəticələr  $\Delta N_v \sim \Delta v$  asılılığı olaraq şəkil 5.5-də təsvir olunmuşdur. Ştrixlənmiş sahə  $\Delta v$  intervalında molekulların  $\Delta N_v$  sayını təyin edir. Bütöv xətlə təsvir edilmiş əyri molekulların sürətlərə görə *paylanma funksiyasıdır*:

$$f(v) = \frac{\Delta N}{\Delta v} = \frac{dN}{dv}$$

Paylanma funksiyası ilə hüdüdlənmiş sahə molekulların tam sayını təyin edir. Tarazlıq halında ideal qaz üçün molekulların sürətlərə görə  $f(v)$  paylanma funksiyası ilk dəfə C.Maksvell tərəfindən ehtimal nəzəriyyəsi əsasında hesablanmışdır:

$$f(v) = N \cdot 4\pi \left( \frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \cdot v^2 \quad (5.20)$$

Burada  $N$  - həcmdə olan bütün molekulların sayı,  $m_0$  və  $v$  uyğun olaraq molekulun kütləsi və sürəti,  $T$  - mütləq



temperatur,  $e$ -Nepr ədədi ( $e = 2,71$ ),  $k$ -Bolsman sabitidir. Göründüyü kimi, Maksvelin paylanma funksiyası  $v \rightarrow 0$  və  $v \rightarrow \infty$  olduqda sıfıra yaxınlaşır, bu isə qazda həm çox böyük, həm də çox kiçik sürətə malik molekulaların olmamasını nümayiş etdirir. Maksvell funksiyasının maksimumu ən çox molekulun malik olduğu sürəti xarakterizə etdiyindən, *ən ehtimallı sürət* adlandırılır. (5.20) ifadəsindən törəmə alıb «0»-a bərabər edərək  $f(v)$  funksiyasının maksimumuna uyğun ən ehtimallı sürəti təyin edərək:

$$\left. \frac{df(v)}{dv} \right|_{v=v_e} = 0 \Rightarrow$$

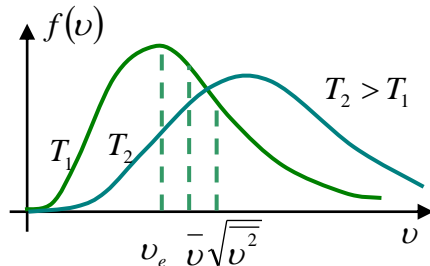
$$N \cdot 4\pi \left( \frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} \left[ v_e^2 \cdot \left( -\frac{2m_0 v_e}{2kT} \right) e^{-\frac{m_0 v_e^2}{2kT}} + 2v_e \cdot e^{-\frac{m_0 v_e^2}{2kT}} \right] = 0 \quad (5.21)$$

$$\Rightarrow v_e = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$$

Molekulların ən ehtimallı sürəti (5.18) ifadəsi ilə təyin olunan orta kvadratik sürətdən kiçikdir.  $f(v)$  əyrisinin qeyri simmetrikliliyi, molekulların hesabi orta sürətinin də ən ehtimallı sürətdən böyük olduğunu nümayiş etdirir. Hesablamalar göstərir ki, molekulların hesabi orta sürəti

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} \quad (5.22)$$

ifadəsi ilə təyin olunur və orta kvadratik sürətdən kiçikdir. Maksvellin sürətlərə görə paylanma funksiyasında bu sürətlər şəkil 5.6-da təsvir olunmuşdur. (5.21),



Шякил 5.6

(5.22), (5.18) ifadələrinin müqayisəsindən  $v_e : \bar{v} : \sqrt{v^2} = 1:1,13:1,22$  olduğu aşkar olar.

Temperaturun dəyişməsi molekulların sürətlərə görə paylanma funksiyasına güclü təsir edir. Şəkildən görüldüyü kimi, temperaturun artması ilə ləng molekulların sayı azalır, böyük sürətə malik molekulların sayı isə artır və qeyd olunan hər üç sürət böyük qiymətlərə doğru sürüşür. Lakin hər iki temperaturda  $f(v)$  əyrisi ilə hüdudlanmış fiqurun sahəsi – molekulların tam sayı dəyişməz qalır.

Sürəti orta kvadratik sürətdən, yəni enerjisi molekulun orta enerjisindən xeyli böyük olan molekulların sayı çox az olmasına baxmayaraq, bu molekullar bəzi hadisələrdə, məsələn kimyəvi reaksiyaların, bir sıra fiziki hadisələrin gedişində mühüm rol oynayırlar. Enerjisi molekulların orta enerjisindən 2 dəfə böyük olan molekulların ( $\varepsilon = 3kT$ ) sayı cəmi 5%, 4 dəfə böyük olanları sayı isə ümumi molekulların sayının cəmi 0,25%-ni təşkil etməsinə baxmayaraq, bu molekullar kimyəvi reaksiyanın başlanmasına səbəb olurlar.

Qaz molekullarının xaotik hərəkət edərək bir-birilə toqquşub enerji mübadiləsində olaraq bəzilərinin sürətlənməsinə, bəzilərinin isə ləngiməsinə baxmayaraq, həmin sürətli molekulların sayında ciddi dəyişiklik baş vermir. *Bolsman* göstərmişdir ki, temperaturun dəyişmədiyi halında paylanma funksiyasında dəyişiklik baş vermir. Müəyyən  $\Delta v$  intervalında sürətə malik molekulların bir hissəsi sürətlənir və ya ləngiyir, lakin başqa molekullar da eyni hadisə nəticəsində sürətini artıraraq və ya azaldaraq bu intervala düşürlər. Beləliklə, *görə Maksvell paylanması statistik xarakter daşıyır və molekulların sayı çox olduqca daha dəqiq ödənilir.*

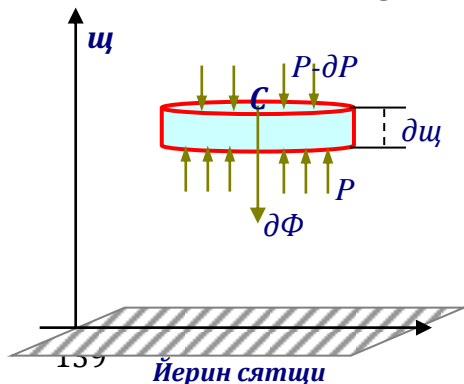
### **§ 5.5. Molekulların ağırlıq qüvvəsi (qravitasiya) sahəsində paylanması**

Qaz molekulları xaotik hərəkət etməklə qazın yerləşdiyi qabın həcmi üzrə bərabər paylanmalıdırlar. Kütləyə malik qaz

molekulları yerin cazibə sahəsində yerləşdiyindən, ağırlıq qüvvəsinin təsiri molekulların hündürlüyə görə paylanmasına səbəb olur. Atmosferi təşkil edən hava molekulları heç bir sərhədi olmayan fəzada yerləşsələr də, uçaraq dağılmır, bütün fəzanı tutmurlar. Buna səbəb hava molekullarının Yer tərəfindən cəzb olunmasıdır. Əgər istilik hərəkəti mövcud olmasaydı, havadakı bütün qaz molekulları yerin səthinə, potensial enerjisinin minimum olduğu hündürlüyə yığışardılar. Temperaturun sıfırdan fərqli hər hansı qiymətində istilik hərəkəti ilə ağırlıq qüvvəsi bir-biri ilə qarşılıqlı «rəqabət» edirlər və nəticədə yaranan tarazlıq hava molekullarının konsentrasiyasının Yer səthindəki maksimal qiymətinin hündürlük artdıqca azalmasına səbəb olur. Bu paylanma (5.17) ifadəsinə görə atmosfer təzyiqinin hündürlükdən asılı olmasını müəyyənləşdirir. Atmosfer təzyiqinin hündürlükdən asılı olaraq dəyişməsinin ifadəsi **barometrik düstur** adlanır. Barometrik düsturu almaq üçün bir neçə mühakimədən istifadə edək:

Əvvəla, atmosferin qalınlığı cəmi  $\sim 100 \text{ km}$  olmaqla Yer radiusuna nəzərən çox kiçikdir və buna görə də  $g$  sərbəstdüşmə təcili hündürlükdən asılı olmayan sabit qəbul edilir. Yer səthində və müəyyən hündürlükdə havanın sıxlığının kiçik olması, ona ideal qaz kimi baxmağa imkan verir. Nəhayət, hündürlük artdıqca atmosferdə temperatur azalması baş verir. Hesblamalarda atmosferin temperaturunu sabit və Yer səthindəki temperaturə bərabər götürülür (izotermik atmosfer).

Xəyalən yerin səthindən  $h$  hündürlükdə doğurarı  $dh$ , oturacağı sahəsi  $S$  olan silindrik həcmə nəzər yetirək (şəkil 5.7). Atmosfer təzyiqi



$h$  hündürlükdə  $P$ ,  $h + dh$  hündürlükdə  $P - dP$  olsun. Slindrin içərisində yerləşən hər molekula  $m_0 g$  ağırlıq qüvvəsi təsir edir. Molekulların konsentrasiyası  $n$ , slindrin həcmi  $S \cdot dh$  olduğundan, ayrılmış həcmdəki bütün molekulara təsir edən ağırlıq qüvvəsi

$$dF = m_0 g n S dh \quad (5.23)$$

olar. Slindrin yuxarı və aşağı oturacaqları arasında təzyiqlər fərqi nəticəsində yaranan təzyiq qüvvəsi

$$df = (P - dP)S - PS = -dP \cdot S \quad (5.24)$$

kimi hesablanır. Tarazlıq halında bu iki qüvvə bir-birinə bərabər olmalıdır:

$$-dPS = m_0 g n S dh \quad (5.25)$$

Molekulların konsentrasiyasının (5.17) ifadəsini nəzərə alaraq sonuncunu

$$-\frac{dP}{P} = \frac{m_0 g}{kT} dh \quad (5.26)$$

kimi dəyişənlərinə ayrılan diferensial tənlik şəklinə gətiririk. Bu ifadəni inteqrallayaq:

$$\ln P = -\frac{m_0 g h}{kT} + C \quad (5.27)$$

Inteqrallama sabiti  $C$ -ni təyin etmək üçün  $h = 0$  halında təzyiqin Yer in səthində atmosfer təzyiqinə ( $P = P_0$ ) bərabər olmasından istifadə etsək,  $\ln P_0 = C$  alırıq. Inteqrallama sabitini nəzərə aldıqda (5.27) ifadəsi

$$\ln P - \ln P_0 = -\frac{m_0 g h}{kT} \Rightarrow P = P_0 e^{-\frac{m_0 g h}{kT}} \quad (5.28)$$

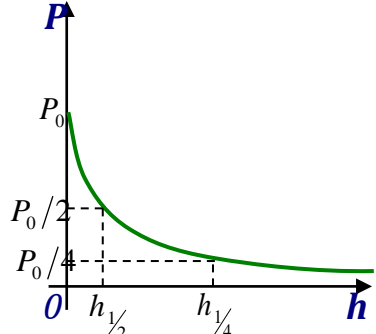
şəklinə düşər.  $m_0 \cdot N_A = M$  molyar kütlə,  $k \cdot N_A = R$  -universal qaz sabiti olduğunu nəzərə alaraq (5.28) ifadəsini hesablamalar üçün əlverişli şəkklə gətiririk:

$$P = P_0 \cdot e^{-\frac{Mgh}{RT}} \quad (5.29)$$

Bu *barometrik düstur*dur.  $P(h)$  asılılığı şəkil 5.8-də təsvir olunmuşdur. Şəklə əsasən  $h_{1/2}$  hündürlüyü, yəni atmosfer təzyiqinin 2 dəfə azalmasına uyğun hündürlük  $h_{1/2} \approx 0,7 \frac{RT}{Mg} \cong 6 \text{ km}$  olacaqdır.

Burada havanın molyar kütləsi  $M = 29 \cdot 10^{-3} \frac{\text{kq}}{\text{mol}}$  qəbul olunmuşdur.

Okean səviyyəsindən 6 km yüksəkliyə qalxdıqda atmosfer təzyiqi 2 dəfə, 12 km qalxdıqda isə 4 dəfə azalır. Şəkil 5.8 atmosfer təzyiqini ölçməklə hündürlüyü təyin etməyə imkan verir. Belə cihaz *altimetr* adlanır.



ШЯКИЛ 5.8

Barometrik düstur həm də konsentrasiyanın potensial sahədə paylanma qanunauyğunluğunu təyin edir.

$$n(h) = n_0 e^{-\frac{m_0 g h}{kT}} \quad (5.30)$$

Bu ifadədə  $m_0 g h$  hava molekulunun potensial enerjisinə uyğun gəlir. Onda (5.30) ifadəsi

$$n(h) = n_0 e^{-\frac{E_p}{kT}} \quad (5.31)$$

kimi yazılır. Bolsman göstərmişdir ki, potensial enerji məvhumu yalnız qravitasiya sahəsi üçün deyil, istənilən konservativ qüvvə sahəsinə aid olunur. (5.31) ifadəsi *Bolsman paylanması* adlanır.

Təzyiqin və molekulların konsentrasiyasının hündürlükdən asılılığı üçün (5.29) və (5.31) ifadələrinə nəzər yetirsək təzyiqlər və zərrəciklərin sayı nisbətinin

$$\frac{P(h_1)}{P(h_2)} = \frac{n(h_1)}{n(h_2)} = e^{-\frac{m_0 g (h_2 - h_1)}{kT}} \quad (5.32)$$

hündürlüklər fərqi ilə təyin olunmasını, hündürlüyün qiymətindən isə asılı olmadığı aydın olar. Hündürlüyün artması ilə təzyiqin və zərrəciklərin sayının azalması isə qazın molekullarının kütləsindən asılıdır. Əgər Yer atmosferi yalnız  $O_2$  qazından ( $M = 32 \cdot 10^{-3} \text{ kg/mol}$ ) təşkil olunsaydı, atmosfer təzyiqinin 2 dəfə azalması üçün 5 km bəs edərdi. Atmosfer hidrogen qazından ibarət olsaydı bu məsafə 80 km(!) təşkil edərdi. Qeyd olunan mühakimələrdə hesablamalarda zərrəciyin kütləsinə heç bir məhdudiyyət qoyulmur. Molekuldan dəfələrlə böyük olan tozcuğa Bolsman paylanmasını tətbiq etməklə J.Perren Avaqadro ədədinin qiymətini təcrübə ilə təyin etmişdir. Tozcuq maye və ya qazda yerləşirsə, maye və ya qaz molekullarının qeyri simmetrik zərbələri onu xaotik hərəkətə məcbur edir. Belə nizamsız yerdəyişmələr *Broun hərəkəti*, tozcuq isə *Broun zərrəciyi* adlanır. Broun zərrəcikləri  $\sim 10^8$  sayda molekuldan təşkil olunsada, onlara Bolsman paylanması tətbiq oluna bilər. Broun zərrəciklərinin  $h_1$  və  $h_2$  hündürlükdə konsentrasiyaları  $n_1$  və  $n_2$  olarsa, (5.32) ifadəsində  $k = \frac{R}{N_A}$

olmasını nəzərə alaraq konsentrasiyalar nisbəti

$$\frac{n_1}{n_2} = e^{-\frac{(m-m_1)g(h_1-h_2)N_A}{kT}} \quad (5.33)$$

kimi təyin olunur. Burada  $m$  -Broun zərrəciyinin kütləsi,  $m_1$  isə həmin həcmli maye və ya qazın kütləsidir (Arximed qanununa görə). (5.33) ifadəsindən  $N_A$  təyin oluna bilər:

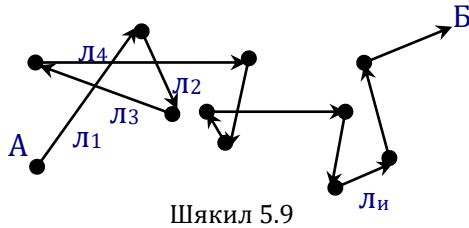
$$N_A = \frac{RT \ln \frac{n_1}{n_2}}{(m - m_1)(h_2 - h_1)g} \quad (5.34)$$

Bu ifadənin sağ tərəfində olan bütün kəmiyyətlər təcrübi tapıla bildiyindən,  $1\text{ mol}$  qazda olan molekulların sayı – Avaqadro ədədi təyin edilmişdir:  $N_A = 6.02 \cdot 10^{23} \frac{\text{atom}}{\text{mol}}$ .

### § 5.6. Qazlarda daşınma hadisələri

Molekulların xaotik hərəkəti və bir-birinə qarışmasının nəticəsi olaraq daşınma hadisələri – maddənin, implusun və enerjinin daşınması baş verir. Bu hadisələr uyğun olaraq diffuziya, daxili sürtünmə və istilikkeçirmə effektləri adlanır. Molekulların istilik sürətinin böyük olmasına baxmayaraq, bu hadisələr çox ləng gedir, baş vermə müddəti çox böyükdür. Belə ki, otağın bir tərəfindən kəskin iyli qazın digər tərəfdə hiss olunmasına,

qızdırıcıdan istiliyin yayılmasına və s. kifayət qədər böyük zaman lazım gəlir. Belə əksliyi aradan qaldırmaq üçün fərz olunur ki,



molekullar xaotik hərəkətləri zamanı külli miqdarda toqquşmalara məruz qalırlar. Kütlələri eyni olan molekulların bir-biri ilə toqquşması nəticəsi olaraq öz hərəkət istiqamətlərini daim dəyişirlər. Beləliklə, molekulun  $A$  nöqtəsindən  $B$  nöqtəsinə yerdəyişməsi çoxlu miqdarda sınıq xətlərdən ibarət olur. Sxematik olaraq belə sınıq xətt şəkil 5.9-da təsvir olunmuşdur.

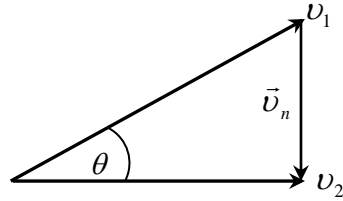
Şəkildən görüldüyü kimi, ardıcıl toqquşmalar arasında molekul müəyyən  $l_i$  yolunu istilik sürəti ilə qət edir. Lakin növbəti toqquşma onun trayektoriyasını dəyişdirir və bu proses  $N$  sayda toqquşma nəticəsində molekulun  $B$  nöqtəsinə çatmasına gətirir. Bu səbəbdən molekul öz ilkin mövqeyindən çox kiçik sürətlə uzaqlaşır. Molekulun iki ardıcıl

toqquşması arasında getdiyi  $l_i$  məsafəsinə **sərbəst yolun uzunluğu** deyilir. Toqquşmalar tam təsadüfi və xaotik baş verdiyindən, sərbəst yollar olan  $l_1, l_2, \dots, l_i$  bir-birinə bərabər olmurlar. Molekulların iki ardıcıl toqquşma arasında qət etdiyi məsafəni xarakterizə etmək üçün qaçış yollarının orta qiymətini

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

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

Qaz molekullarına radiusu  $r$ , diametri  $d$  olan, yalnız bir-birinə toxunduqda qarşılıqlı təsirdə olan sərt – deformasiya olunmayan kürələr kimi baxaq. Baxılan molekul yalnız toxunduğu molekulqa qarşılıqlı təsirdə olur, yerdə qalan  $N-2$  sayda molekulqa isə qarşılıqlı təsir nəzərə alınmır. Belə qaz



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

Шякил 5.10

artıq ideal qazdan fərqlənir, çünki molekulun ölçüsü nəzərə alınır. Toqquşan iki molekulun hərəkət istiqamətləri arasında bucaq  $\theta$ , sürətlərin modulu isə  $v_1$  və  $v_2$  olarsa (şəkil 5.10), onların bir-birinə nəzərən nisbi sürəti kosinuslar teoreminə görə

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

kimi hesablanır. Nisbi sürət onu göstərir ki, sanki molekulardan biri sükunətdə olarsa, o biri molekul sükunətdəki molekulqa nəzərən  $v_n$  sürəti ilə hərəkət edir. Molekulların toqquşması zamanı  $\theta$  bucağı  $0 \div \pi$  aralığında bütün qiymətləri ala bildiyindən,  $\cos \theta$ -nın orta qiymətinin



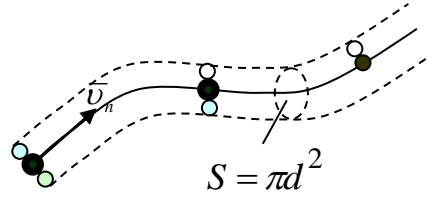
«0»,  $\overline{v_2^2} = \overline{v_1^2} = \overline{v^2}$  orta kvadratik sürətə bərabər olmasını nəzərə alaraq, (5.34) ifadəsinin orta qiymətini hesablayaq:

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

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

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

$V_s = 4\pi r^2 \cdot v_n \cdot t$  silindrik həcmdə yerləşən bütün molekullarla toqquşacaqdır.



Шякил 5.11

Qaz molekullarının konsentrasiyası  $n$  olarsa, baxılan silindrik həcmdəki molekulların

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

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

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

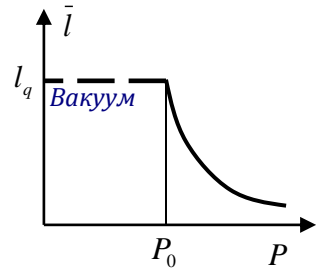
olar. Konsentrasiyanın (5.17) ifadəsini nəzərə alsaq, molekulların orta sərbəst yolu üçün

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

ifadəsini alarıq. Göründüyü kimi, baxılan temperaturda qaz molekullarının sərbəst yolunun orta uzunluğu təzyiqlə tərs

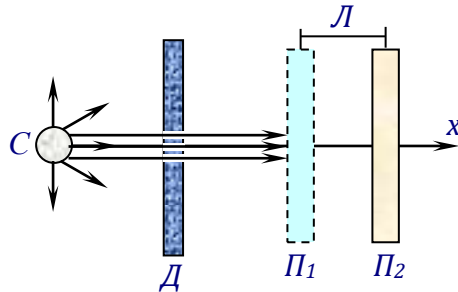
mütənasibdir. Bu kəmiyyəti qiymətləndirək. Otaq temperaturunda  $P = 1 \text{ atm} = 10^5 \text{ Pa}$ ,  $T = 300 \text{ K}$ ,  $r \approx 10^{-10} \text{ m}$  olduğu nəzərə alınarsa,  $l \approx 10^{-7} \text{ m}$ , toqquşmaların sayı isə  $N = \frac{v}{l} = 10^{10} \text{ san}^{-1}$  alarıq. Beləliklə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

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



Шякил 5.12

Molekulların sərbəst yolunun orta uzunluğu təcrübi olaraq molekulyar dəstələr vasitəsilə təyin olunur. Qızmış  $S$  kürəsi sabit intensivliklə gümüş atomlarını buxarlandırır və  $D$



Шякил 5.13

diafraqmasından yalnız  $x$  oxu üzrə hərəkət edən molekullar keçir (şəkil 5.13). Soyuq  $P$  lövhələrinə yapışan molekulların sayı uçan molekulların  $n$  konsentrasiyasından asılı olacaqdır.  $P_1$  lövhəsinə yapışan molekulların  $n_1$  sayı ilə ondan  $L$  məsafədə yerləşən eyni lövhəyə çatan molekulların  $n_2$  sayı arasında

$$\ln \frac{n_1}{n_2} = \frac{\bar{l}}{L} \quad (5.39)$$

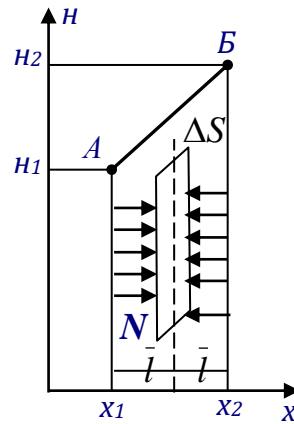
kimi əlaqə vardır. Lövhələrə qonan gümüş atomlarının miqdarını və  $L$  məsafəsini ölçməklə molekulların  $\bar{l}$  sərbəst yolunun uzunluğu (5.39) əsasında hesablanır. Təcrübələrdən  $\bar{l}$  üçün alınan qiymət yuxarıda qeyd olunan ədədlə ( $\bar{l} \approx 10^{-7} m$ ) kifayət qədər uyğunluq təşkil edir.

Qazlarda diffuziya:

Molekulların xotik hərəkəti nəticəsində maddə daşınması diffuziya adlanır. Diffuziyanın necə baş verməsini araşdıraraq. Tutaq ki, qazda hər hansı yad atomların qarışığı vardır və qarışığın konsentrasiyası koordinatdan asılı olaraq şəkil 5.14-də təsvir olunan kimi dəyişir.

$$\frac{\Delta n}{\Delta x} = \frac{n_2 - n_1}{x_2 - x_1} \quad (5.40)$$

kəmiyyəti **konsetrasiya qradienti** adlanır. Konsentrasiya qradiyenti mövcud olduqda molekullar eyni orta sürətlə xotik hərəkət etsələr də,  $x$  oxunun müsbət istiqamətində hərəkət edən molekulların orta sayı əks istiqamətdə hərəkət edən molekulların sayından kiçikdir. Əgər  $\Delta S$  yarığı  $x_1$  və  $x_2$



ШЯКИЛ 5.14

koordinatlarından eyni  $\bar{l}$  məsafədə yerləşərsə, həm sağa, həm də sola hərəkət edən molekullar səthi toqquşmadan keçərlər.  $x_1$  koordinatına malik olan və sağa hərəkət edən molekulların sayı (5.7) ifadəsinə görə

$$N_+ = \frac{1}{6} n_1 \Delta S \bar{v} \cdot \Delta t \quad (5.41)$$

$x$  oxunun əksinə hərəkət edənlərin sayı isə

$$N_- = \frac{1}{6} n_2 \Delta S \bar{v} \cdot \Delta t \quad (5.41a)$$

kimi təyin olunur. Baxılan en kəsiyindən keçən molekulların sayının dəyişməsi

$$\Delta N = N_+ - N_- = -\frac{1}{6} \bar{v} \Delta S \cdot \Delta t (n_2 - n_1) \quad (5.42)$$

molekullar seli isə

$$j = \frac{\Delta N}{\Delta S \cdot \Delta t} = -\frac{1}{6} \bar{v} \cdot (n_2 - n_1)$$

olar. Bu ifadəni  $x_2 - x_1 = 2\bar{l}$  -ya vurub bölək və konsentrasiya qradientinin (5.40) ifadəsini nəzərə alsaq,

$$j = \frac{1}{3} \bar{v} \cdot \bar{l} \frac{\Delta n}{\Delta x} = -D \frac{\Delta n}{\Delta x} \quad (5.43)$$

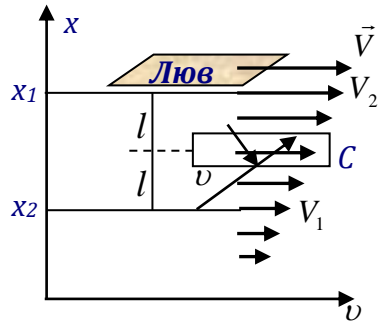
kimi yazarıq. Molekullar seli ilə konsentrasiya qradienti arasında mütənasiblik əmsalı *diffuziya əmsalı* adlanır. Göründüyü kimi diffuziya əmsalı

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} \cdot \bar{l} \quad (5.44)$$

kimi həm molekulların istilik sürətindən, həm də sərbəst yolun orta uzunluğundan asılıdır. Mənfi işarəsi göstərir ki, diffuziya seli konsentrasiya qradientininin əksinə - konsentrasiyanın azalması istiqamətində yönəlmişdir. Normal şəraitdə  $\bar{v} \cong 10^2 \div 10^3 \text{ m/s}$ ;  $\bar{l} \sim 10^{-7} \text{ m}$  olduğu nəzərə alınarsa,  $D \approx 10^{-5} \div 10^{-4} \text{ m}^2 / \text{s}$  qiymətini alar.

Qeyd edək ki, molekullar seli ilə konsentrasiya gradienti arasında (5.43) ifadəsi MKN-dən xeyli əvvəl məlum idi. (5.44) ifadəsi isə diffuziya əmsalının mikroskopik parametrlərlə ifadə edərək diffuziya prosesinin mexanizmini aydınlaşdırır.

Qazlarda daxili sürtünmə. Real maye və qazın axını zamanı onun molekullarının xaotik hərəkəti və aralarında qarşılıqlı təsirin olması artıq bizə məlum olan (3.63) ifadəsi ilə təyin olunan daxili sürtünmə qüvvəsinin meydana çıxmasına səbəb olur. Qaz daxilində  $\vec{V}$  sürəti ilə hərəkət edən lövhə ona bilavasitə yarışan molekulları həmin sürətlə aparır. Bu hərəkət qismən qonşu molekullara ötürülür və qaz sanki lövhədən uzaqlaşdıqca istiqamətlənmiş hərəkət sürəti azalan laylar şəklində hərəkət edir (Şəkil 5.15). Əlbəttə, lövhənin hərəkət sürəti molekulların istilik hərəkəti sürətindən çox kiçikdir.



Шякил 5.15

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

Qaz molekulları lay daxilində  $\vec{V}$  sürəti ilə hərəkət etmələri ilə yanaşı  $\bar{v}$  sürəti ilə istilik (xaotik) hərəkətdə olurlar. İstilik hərəkəti xaotikdir və hərəkət sürəti vektorunun orta qiyməti «0» -dir ( $\bar{v} = 0$ ). İstilik hərəkəti nəticəsində molekullar bir laydan digərinə keçirlər. Qonşu laylarda istiqamətlənmiş  $\vec{V}$  sürəti fərqli olduğundan, istilik hərəkəti nəticəsində layını dəyişən molekul ya tormozlanır (şəkildə aşağı laya keçdikdə) ya da sürətlənir (aşağı laydan yuxarıya keçdikdə). Hər iki halda molekul təcil aldığından, ona əlavə qüvvə təsir edir ki, bu qüvvə də *daxili sürtünmə qüvvəsidir*.

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

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

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

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

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

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

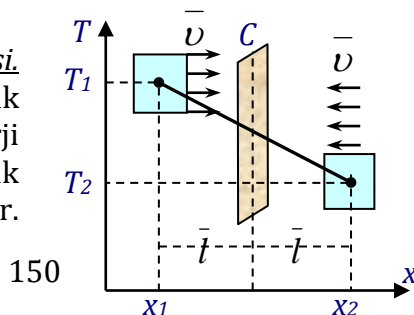
Bu ifadəni  $2l$ -ə vurub bölərək  $\frac{V_2 - V_1}{2l} = \frac{\Delta V}{\Delta x}$  sürət gradienti olduğu nəzərə alınarsa, (3.63) ilə müqayisədən

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

şəklində qazın daxili sürtünmə əmsalının qazın parametrləri ilə təyin edirik. Beləliklə, qazın və ya mayenin özlüklüyü onun sıxlığı ( $\rho = nm_0$ ), molekullarının istilik sürəti  $\bar{v}$  və sərbəst yolun uzunluğu  $\bar{l}$  ilə mütənasibdir.

#### Qazların istilikkeçirməsi.

Qaz molekullarının istilik hərəkəti nəticəsində enerji daşıma qabiliyyətinə malik olması *istilikkeçirmə* adlanır.



Qaz yerləşən qabın temperaturu şəkil 5.16-da təsvir olunan kimi koordinatdan asılı olarsa,  $\frac{T_2 - T_1}{x_2 - x_1} = \frac{\Delta T}{\Delta x}$  -ifadəsi

*temperatur gradienti* adlanır və istilikkeçirmə qazın temperaturunun bərabərləşməsinə səbəb olur. Molekulların temperaturu müxtəlif olduğundan, xaotik hərəkət nəticəsində isti molekullar soyuq tərəfə düşdükdə artıq enerjini verərək soyuyacaq, soyuq molekullar isə əksinə isti tərəfə düşdükdə enerji alaraq isinəcəkdir. Nəticədə xaotik hərəkət səbəbindən istilik bir nöqtədən digər nöqtəyə daşınacaq və temperaturun tarazlaşması baş verəcəkdir. İstilikkeçirmədə molekul seli ilə temperatur gradienti arasında mütənasiblik əmsali *istilikkeçirmə əmsali* ( $\chi$ ) adlanır.

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

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

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

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

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

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

olacaqdır.  $\varepsilon_1 = \frac{3}{2}kT_1$ ,  $\varepsilon_2 = \frac{3}{2}kT_2$  olduğundan,  $S$  səthinin baxılan nöqtələrdən eyni  $\bar{l}$  məsafədə, yəni  $\Delta x = 2\bar{l}$  olması şərtində (5.50) ifadəsi

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

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

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

Belə işarələmədə (5.50) istilikkeçirmə qanunu

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

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

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

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

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

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

Kinetik əmsallarının birinin təcrübi təyini digərlərini hesablamağa imkan verir.

Kinetik hadisələrin eyni mövqedən izahı molekulyar kinetik nəzəriyyənin mühüm nəliyyəti sayılır. Müzakirə olunan hadisələrin təhlilindən bir sıra maraqlı elmi, texniki, praktiki nəticələr çıxır. Buna misal olaraq kinetik əmsalların təzyiqdən asılılığına nəzər yetirək. Şəkil 5.12-də molekulların





Pirani manometri adlanan bu cihaz vakuumda yerləşdirilən və elektrik cərəyanı ilə qızan metal teldən ibarətdir. Vakuum yüksək olduqca, telin soyuması ləngiyir, bu isə qazın təzyiqini təyin etməyə imkan verir.

## VI FƏSİL. TERMODINAMIKANIN ƏSASLARI

### § 6.1. İş və istilik. Termodinamikanın I prinsipi

Cisimlərin halı və onun dəyişməsi qanunauyğunluqlarını enerjinin saxlanması və çevrilməsi qanunu əsasında izah edən fizika bölməsi *termodinamika* adlanır. Termodinamikanın əsas anlayışları *daxili enerji*, istilik miqdarı və *işdir*. Bütöv cismin hərəkətində molekullar cismin sürətinə bərabər sürətə və buna görə də eyni mexaniki enerjiyə malik olurlar. Buraya hərəkət enerjisi ilə yanaşı qarşılıqlı təsir enerjisi də əlavə oluna bilər. Mexaniki hərəkət istiqamətlənmiş hərəkətdir və xaotikliyə malik deyildir. Molekullar cisim daxilində istilik hərəkətində olduqlarından, əlavə enerjiyə malik olurlar. Molekulların sürətləri və aralarında məsafə fərqləndiyindən bu enerji müxtəlif molekullar üçün fərqlidir. Molekulların xaotik hərəkət ( $E_{kin}$ ) və qarşılıqlı təsir ( $E_{q.t}$ ) enerjilərinin cəmi cismin *daxili enerjisi* adlanır.

$$U = E_{kin} + E_{q.t} \quad (6.1)$$

İdeal qaz halında  $E_{q.t} = 0$  və molekulların sayı  $N$  olduqda (5.15) ifadəsinə görə daxili enerji

$$U = N \cdot \frac{3}{2} kT \quad (6.2)$$

olacaqdır. Burada temperatur molekulların orta kinetik enerjisini təyin edir. Mexaniki hərəkətdən fərqli olaraq, istilik hərəkəti ayrı-ayrı molekullar arasında xaotik paylanaraq arasıkəsilmədən bir-birini əvəz edir. Belə bir-birini əvəz edən mikrohallar birlikdə makroskopik parametrlər olan təzyiq, temperatur və həcmi formalaşdırır. Cisim hər hansı xarici

(qravitasiya, elektrik və s.) sahədə yerləşərsə, uyğun sahənin xarakteristikaları da bu parametrlərə əlavə edilir.

Bütövlükdə cisimlər həm  $E_m$  mexaniki, həm də  $U$  istilik enerjisinə malik olur. Əgər iki cismi toxunduraraq əlaqəyə gətirsək, qarşılıqlı təsir nəticəsində hər iki tip enerjinin mübadiləsi baş verə bilər. Müxtəlif növ enerjilərin mübadiləsi  $A$  işinin görülməsi və  $Q$  istiliyinin verilməsi ilə həyata keçirilə bilər. Belə təyinatda iş başqa cismə verilən mexaniki enerjini xarakterizə edir.

Nəzərə almaq lazımdır ki, özlüyündə iş enerjinin xüsusi forması kimi təqdim oluna bilməz. Enerji özlüyündə materiyadan ayrı mövcud ola bilməz. Cisim üzərində iş görməklə onun enerjisini dəyişmək mümkündür. Belə təyinatda cisimin enerji ehtiyatından danışmaq mümkündür, «*iş ehtiyatı*» haqda söhbət belə gedə bilməz.

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

Hərəkatın mexaniki enerjisi istilik hərəkatı enerjisinə və əksinə çevrilə bilər. Müəyyən hündürlükdən yerdəki dayağa düşən qurğuşun kürənin yığıdığı kinetik enerji istilik enerjisinə çevrilir və hər iki cisim qızır – mexaniki enerjinin istilik enerjisinə çevrilməsi baş verir. Əks çevrilməyə misal olaraq § 3.5 –də nəzərdən keçirilən molekulun hərəkat edən porşenlə toqquşması göstərilə bilər. Porşenin sürəti  $V$ , molekulun

sürəti isə toqquşmaya qədər  $v_1$ , toqquşmadan sonra  $v_2$  olarsa, (3.40) ifadəsinə görə

$$v_2 = v_1 - 2V$$

olur. Qaz genişləndikdə  $|v_2| < |v_1|$  və daxili enerjinin bir hissəsi işə çevrilmişdir. Nəzərə alınmalıdır ki, istilik enerjisi də son olaraq molekulların hərəkətinin mexaniki enerjisi kimi təqdim oluna bilər. Lakin bu hərəkət istiqamətlənmiş yox, xaotik xarakterlidir. Bu səbəbdən də, istənilən enerji mübadiləsində həm xarici, həm də daxili hərəkətlər nəzərə alınmaqla, enerjinin saxlanma qanunu ödənilməlidir. Enerjinin saxlanma qanununun belə təsbiti **termodinamikanın I prinsipi** adlanır. Bu prinsipin riyazi ifadəsini yazmaq üçün istilikvermə və iş görülməsi proseslərinin işarələrinin daxili enerjinin dəyişməsinə təsiri aydınlaşdırılmalıdır.

Heç bir iş görülmədikdə ( $A = 0$ )  $Q$  istilik miqdarı alan cismin qızması ilə daxili enerjisi artacaq ( $Q > 0$ ,  $\Delta U > 0$ ), istilik miqdarı verən cismin soyuması isə daxili enerjisi azalacaqdır ( $Q < 0$ ,  $\Delta U < 0$ ). Beləliklə, istilikvermənin işarəsi daxili enerjinin dəyişmə işarəsi ilə üst-üstə düşür.

Istilik mübadiləsi olmadan ( $Q = 0$ ) iş görülsə, porşen-molekul misalına uyğun olaraq qaz genişləndikdə öz enerjisinin bir hissəsini ətraf cisimlərə verməklə müsbət  $A$  işi görür, özü isə soyuyur, daxili enerji kiçilir ( $A > 0$ ,  $\Delta U < 0$ ). Sıxılma prosesində ətraf cisimlər qaz üzərində iş görür, onların mexaniki enerjisi kiçilir, iş qazın daxili enerjisini artırır ( $A < 0$ ,  $\Delta U > 0$ ).

Daxili enerji, istilik miqdarı və qazın gördüyü işin işarələrini nəzərə almaqla, enerjinin saxlanma qanunu

$$\Delta U = Q - A \quad (6.3)$$

kimi yazılır. Bu Termodinamikanın I prinsipinin riyazi ifadəsidir. *Cismin daxili enerjisinin dəyişməsi ona verilən istilik miqdarı ilə cismin gördüyü işin fərqinə bərabərdir.*

## § 6.2. Qazların istilik tutumu

Cismə istilik verildikdə o qızır. Cismin temperaturunun  $\Delta T$  dəyişməsi ona verilən  $Q$  istilik miqdarı ilə mütənasibdir.

$$Q = C\Delta T \quad (6.4)$$

Bu ifadədə mütənasiblik əmsalı  $C$  cismin *istilik tutumu* adlanır və cismi  $\Delta T = 1K$  qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarını təyin edir. Verilən istilik miqdarı eyni olduqda temperaturun  $\Delta T$  dəyişməsi həm cismin növündən, həm də onun kütləsindən asılıdır. Vahid kütlənin  $1K$  qızdırılmasına sərf olunan istilik *xüsusi istilik tutumu* adlanır:

$$c = \frac{C}{m} = \frac{Q}{m \cdot \Delta T} \quad (6.4a)$$

Xüsusi istilik tutumunun vahidi  $\frac{Coul}{kg \cdot K}$ -ə uyğun gəlir. Qaz

halında olan maddələrdə *molyar istilik tutumu* –  $1mol$  qazı  $1K$  qızdırmaq üçün lazım olan istilik miqdarı təyin olunur:

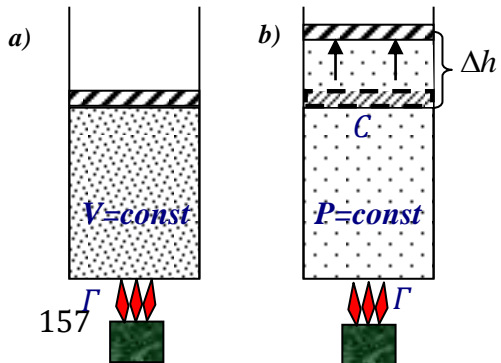
$$C_M = c \cdot M = C \cdot \frac{M}{m} \quad (6.5)$$

Burada  $M$  - qazın molyar kütləsi ( $\frac{kg}{mol}$ ) olduğundan,  $C_M$ -in

vahidi  $\frac{C}{mol \cdot K}$  olar. Bütün qazların  $1 mol$  miqdarında eyni

sayda molekul iştirak etdiyindən və molekulaların orta kinetik enerjisi kütlədən asılı olmadığından demək olar ki, bütün ideal qazların molyar istilik tutumları təxminən bərabər olmalıdır.

Qazın istilik tutumu qızdırılma prosesində onun halının dəyişmə üsulundan asılıdır. Əgər qaza istilik verildikdə iş görülmürsə, (6.2) ifadəsinə görə bütün



istilik qazın daxili enerjisinə gedir. Qaz germetik qabda qızdırılırsa, həcm sabit qaldığından iş görülməz ( $V = const$ ) (Şəkil 6.1, a). Belə prosesdə istilik tutumu  $C_v$  - *sabit həcmdə istilik tutumu* adlanır.

$$C_v = \frac{\Delta U}{\Delta T} \cdot \frac{M}{m} \quad (6.6)$$

Istilikvermə prosesində təzyiğin sabit qalmasına *izobar prosesə* baxaq (Şəkil 6.1b). Bu halda təzyiğin sabit qalması üçün qaz genişlənərək porşeni  $\Delta h$  qədər yuxarı qaldıracaqdır. Bu səbəbdən də qaz qızmaqla yanaşı iş görəcəkdir. (6.2) ifadəsinə görə verilən istilik

$$Q = \Delta U + A \quad (6.7)$$

kimi təyin olunacaqdır. Görülən işi şəkil əsasında hesablaya bilərik. Porşənə təsir edən təzyi qüvvəsi  $F = P \cdot S$ , bu qüvvənin  $\Delta h$  yolunda gördüyü iş isə

$$A = P \cdot S \cdot \Delta h = P \cdot \Delta V \quad (6.8)$$

olar. Ideal qaz halında Mendeleyev Klapeyron tənliyindən istifadə edərək izobar prosesdə

$$pV = \frac{m}{M} RT; \quad p(V + \Delta V) = \frac{m}{M} R(T + \Delta T) \quad (6.9)$$

olduğunu nəzərə alaraq, tənlikləri tərəf-tərəfə çıxıb görülmən işi

$$A = \frac{m}{M} R \Delta T \quad (6.10)$$

kimi təyin edərək. Izobar prosesdə molyar istilik tutumu  $C_p$  ilə işarə olunur və

$$C_p = \frac{\Delta U + A}{\Delta T} \cdot \frac{M}{m} \quad (6.11)$$

kimi təyin olunur. Burada (6.6) və (6.10) ifadələrini nəzərə alsaq,

$$C_p = \frac{\Delta U}{\Delta T} \cdot \frac{M}{m} + \frac{A}{\Delta T} \cdot \frac{M}{m} = C_v + R \quad (6.12)$$

və ya

$$C_p - C_v = R \quad (6.13)$$

alarıq. Bu ifadələrdən görünür ki, *universal qaz sabiti R fiziki olaraq 1mol qazın sabit təzyiqdə 1K qızdırılması zamanı görülən işi xarakterizə edir.*

İdeal qazın daxili enerjisi ilə sabit həcmdə istilik tutumu arasında (6.6) ifadəsi

$$dU = C_V \cdot dT \quad (6.14)$$

kimi yazıla bilər. Burada  $C_V$  - molyar istilik tutumudur.

Qazın daxili enerjisini təyin etmək üçün molekulların kinetik enerjilərini cəmləmək lazımdır. Bir atomlu qazların daxili enerjisi üçün (6.2) ifadəsindən istilik tutumunun

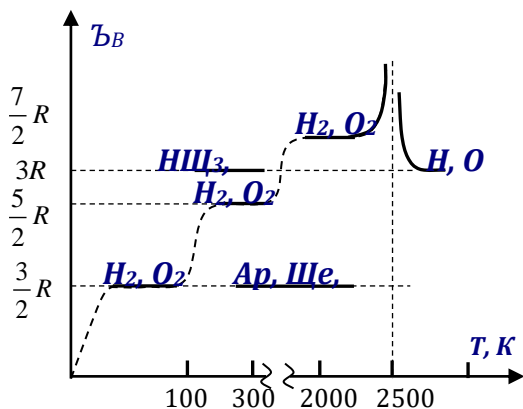
$$C_V = \frac{3}{2}R \approx 12,5 \frac{C}{mol.k} \quad (6.15)$$

kimi sabit qiymətə malik olduğu alınır. Qazların kinetik nəzəriyyəsinin bu nəticəsi təsirsiz qazlar və 1 valentli metal buxarları halında təcrübə ilə kafi uyğunluq təşkil edir (Şəkil 6.2). Temperatur artdıqca belə qazların istilik tutumu dəyişmir.

Havanın tərkib hissələri olaraq təbiətdə ən çox rast gəlinən  $N_2$ ,  $O_2$  və digər iki atomlu qazlar üçün sabit həcmdə istilik tutumu temperatur dəyişdikdə sabit qalmır. Otaq temperaturunda belə qazların sabit həcmdə istilik

tutumu  $\frac{5}{2}R$  olur. Temperatur dəyişməsi ilə  $C_V$ -nin aldığı

qiymətlər şəkil 6.2-də təsvir olunmuşdur. Molekulları üç və daha çox atomdan təşkil olunan su buxarı ( $H_2O$ ), amonyak



Шякил 6.2

( $NH_3$ ) və s. üçün otaq temperaturunda molyar istilik tutumu

$C_v = 3R \cong 25 \frac{C}{mol \cdot k}$  qiymətinə malik olur. Bu faktlar gösiərir

ki, hərəkət edən molekulara bir-birindən əlaqəsiz maddi nöqtə kimi baxılması yalnız 1 atomlu qazlarda özünü doğruldur. Çoxatomlu qazlarda irəliləmə hərəkəti ilə yanaşı molekulalar digər hərəkətlərdə də iştirak edə bilərlər.

Kinematika bölməsində maddi nöqtənin hərəkətinə nəzər yetirərkən (bax § 1.1) sərbəstlik dərəcəsi anlayışından istifadə etmişdik. Sərbəstlik dərəcəsi cismin halını təyin edən asılı olmayan koordinatların maksimal sayı kimi təyin olunur.

Maddi nöqtə fəzada  $x, y, z$  kimi koordinatları ilə üç sərbəstlik dərəcəsinə malik olur. Orta kinetik enerji bu üç sərbəstlik dərəcəsi arasında bərabər paylanır:

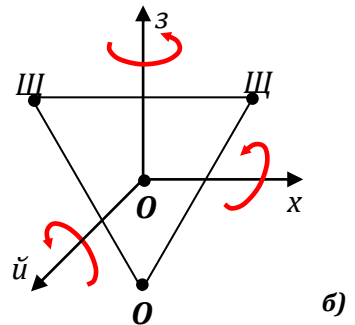
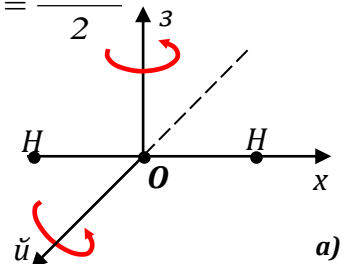
$$\frac{3}{2} kT = \frac{m v_x^2}{2} + \frac{m v_y^2}{2} + \frac{m v_z^2}{2} = \frac{m \bar{v}^2}{2} \quad (6.16)$$

Xaotik hərəkət üçün enerjinin sərbəstlik dərəcələri arasında bərabər paylanmasından istifadə edərək

$$\frac{m v_x^2}{2} = \frac{m v_y^2}{2} = \frac{m v_z^2}{2} = \frac{1}{2} kT \quad (6.17)$$

olduğu, yəni *bir atomlu molekulda istilik hərəkətinin hər sərbəstlik dərəcəsinə  $kT/2$  enerji uyğun gəlir.*

İkiatomlu molekulda atomlar arasında güclü əlaqə olduğundan irəliləmə hərəkəti halında atomlar arasında məsafə saxlanılmaqla molekul bütövlükdə hərəkətdə olur. Belə sistemə  $O$  kütlə mərkəzinin



Шякил 6.3



üç koordinatına uyğun sərbəstlik dərəcələri şamil oluna bilər (şəkil 6.3). Kütlə mərkəzini koordinat başlanğıcı qəbul edərək,  $x$  oxunu atomları birləşdirən xətt üzrə yönəldək. Bu halda  $y$  və  $z$  oxlarının vəziyyəti şəkildə təsvir olunmuşdur. Belə molekul bütövlükdə irəliləmə hərəkəti ilə yanaşı kütlə mərkəzindən keçən  $y$  və  $z$  oxları ətrafında fırlana bilər. Fırlanma hərəkətinin kinetik enerjisi

$$E_k = \frac{I\omega^2}{2} \quad (6.18)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $\omega$  - fırlanmanın bucaq sürəti,  $I$  molekulun « $O$ » kütlə mərkəzinə nəzərən ətalət momentidir.

Molekullardakı atomlar maddi nöqtə kimi təqdim olunduğundan, onların öz oxları ətrafında fırlanmalarının ətalət momenti sıfır olur. Buna görə  $x$  oxu ətrafında fırlanmanın kinetik enerjisi nəzərə alınmaya bilər. Beləliklə, fırlanmalar nəzərə alındıqda ikiatomlu molekulun sərbəstlik dərəcəsinin sayı 5 olur.

Molekulların toqquşması şəraitində irəliləmə hərəkətinin enerjisi fırlanmaya və ya əksinə keçə bilər. Bu isə irəliləmə və fırlanma hərəkətlərinin sərbəstlik dərəcəsinə uyğun gələn enerjilərin orta qiymətlərinin tarazlaşmasına səbəb olur. Təcrübələr çox da aşağı olmayan temperaturlarda bu müddəanı təsdiq edərək Bolsmanın enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanması teoremini isbat edir: *Hər bir sərbəstlik dərəcəsinə uyğun enerji eyni qiymətə  $-kT/2$ -yə bərabərdir.* Bolsman teoremini fırlanma hərəkətinə tətbiq edərək (6.18) ifadəsini

$$\overline{\frac{I\omega^2}{2}} = \frac{1}{2}kT \quad (6.19)$$

kimi yazmaq olar. İkiatomlu qaz molekulu üçün xotik hərəkətin kinetik enerjisi

$$\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_{ir} + \bar{\varepsilon}_{fir} = 3 \cdot \frac{1}{2} kT + 2 \cdot \frac{1}{2} kT = \frac{5}{2} kT, \quad (6.20)$$

1 mol qazın daxili enerjisi isə

$$U = \frac{5}{2} kT \cdot N_A = \frac{5}{2} RT \quad (6.21)$$

olar. Bu halda istilik tutumu (6.6) ifadəsinə görə

$$C_V = \frac{dU}{dT} = \frac{5}{2} R \approx 20,8 \frac{C}{mol \cdot K}$$

qiymətini alır. Bu nəticə otaq temperaturunda (~300K) şəkil 6.2-də təsvir olunan təcrübi əyri ilə tam uyğunluq təşkil edir.

Üç atomdan ibarət molekul üçün sərbəstlik dərəcələrinin sayını tapmaq üçün şəkil 6.3, b-yə müraciət edək. Göründüyü kimi, kütlə mərkəzi  $O$  nöqtəsinin üç koordinatı irəliləmə hərəkətinin üç sərbəstlik dərəcəsinə təyin edir və bu nöqtədən çıxan hər üç koordinat oxu ətrafında fırlanmada ətalət momentləri sıfırdan fərqlənir. Bu səbəbdən 3 atomlu molekulun istilik hərəkəti üçün sərbəstlik dərəcələrinin sayı 6-ya çatır. Üçatomlu qazın daxili enerjisi

$$U = N_A \cdot \bar{\varepsilon} = N_A \cdot (\bar{\varepsilon}_{ir} + \bar{\varepsilon}_{fir}) = N_A \left( 3 \frac{1}{2} kT + 3 \frac{1}{2} kT \right) = \frac{6}{2} RT \quad (6.23)$$

istilik tutumu isə

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

olmaqla, şəkil 6.2-də təsvir olunan təcrübi qiymətlərlə kafi uyğunluq təşkil edir. Çoxatomlu molekularda da irəliləmə və fırlanma sərbəstlik dərəcələrinin ümumi sayı 6-ya bərabər olur.

Fırlanma hərəkətinin nəzərə alınması biratomlu, ikiatomlu və çoxatomlu qazların adi şəraitdə (otaq temperaturunda) istilik tutumlarının fərqli qiymətlərini izah etsə də, ikiatomlu qazların istilik tutumunun şəkil 6.2-də təsvir olunan geniş intervalda temperaturdan asılılığını izah

etməyə kifayət etmir. Şəkildən görüldüyü kimi ikiatomlu qazlar üçün  $C_V$  istilik tutumu temperaturun dəyişməsi ilə mütəmadi dəyişir. Bu dəyişmə bəzən sıçrayışla, bəzən də müntəzəm kiçik sürətlə baş verir. Aşağı temperaturlarda (maye azot 77 K) ikiatomlu qazın istilik tutumu kəskin azalır və biratomlu qazlar kimi  $12,5 \frac{C}{mol \cdot k}$  qiymətinə malik olur. Bu istilik tutumu yalnız irəliləmə hərəkətini təmin edir və fırlanma hərəkətləri aşağı temperaturlarda baş vermir. Bu mülahizə klassik fizikaya zidd olsa da, kvant nəzəriyyəsində hərəkətin diskretliyi -aşağı temperaturlarda fırlanma hərəkətinin «donması» və yüksək temperaturlarda «həyəcanlanması» nəticəsində sərbəstlik dərəcələrinin dəyişməsi- ilə izah edilir. Molekulun fırlanma hərəkəti icra edə bilməsi üçün  $kT$  istilik enerjisi fırlanma hərəkətinin (6.19) enerjisindən böyük olmalıdır.

$$kT > \varepsilon_{fir} \quad (6.24)$$

Temperaturun sonrakı artımında bütün molekullar fırlanma hərəkətində olduğundan onların enerjisi demək olar ki, dəyişmir. Temperatur aşağı düşdükdə isə  $kT < \varepsilon_{fir}$  şərtində fırlanma hərəkətləri donur. Daha aşağı temperaturlarda qazın mayeləşməsi baş verir və molekulların hərəkəti irəliləmə yox, rəqsi hərəkətlə xarakterizə olunur. Bu halda istilik tutumu  $T$ -dan asılı olaraq azalır.

Şəkil 6.2-dən görüldüyü kimi, temperaturun çox yüksək qiymətlərində də istilik tutumunun sıçrayışla artması müşahidə olunur. Molekul daxilində atomlar bir-biri ilə rabitədə olduğundan, onlar arasında müəyyən  $r_0$  məsafəsi mövcud olur. Bu məsafə kiçildikdə atomlar arasında dəfətmə,  $r_0$ -dan böyük olduqda isə cəzbətmə qüvvəsi üstünlük təşkil edir. Beləliklə, ikiatomlu molekula rəqs edə bilən elastiki dipol kimi baxmaq mümkündür. Rəqs müəyyən enerjiyə malik olduğundan, belə hərəkətə malik sistem əlavə sərbəstlik

dərəcəsi əldə etməlidir. Rəqsi hərəkət irəliləmə və fırlanma hərəkətlərindən fərqli olaraq kinetik enerji ilə yanaşı potensial enerji ilə də xarakterizə olunur. Rəqsi hərəkət bu enerjilərin bir-birinə çevrilməsi vasitəsilə baş verir. Bu səbəbdən rəqsi hərəkətə uyğun sərbəstlik dərəcəsi 2 dəfə böyük enerji ilə xarakterizə olunur:

$$\overline{\varepsilon_{raqs}} = \overline{\varepsilon_{kin}} + \overline{\varepsilon_{pot}} = \frac{1}{2}kT + \frac{1}{2}kT = kT \quad (6.25)$$

Beləliklə, yüksək temperaturlarda ( $\sim 2000K$ ) ikiatomlu qazın istilik hərəkətinin enerjisi

$$\bar{\varepsilon} = \overline{\varepsilon_{ir}} + \overline{\varepsilon_{fir}} + \overline{\varepsilon_{raqs}} = \frac{7}{2}kT, \quad (6.26)$$

istilik tutumu isə  $C_V = \frac{dU}{dt} = N_A \frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} = \frac{7}{2}RT \cong 29,1 \frac{C}{kal \cdot mol}$

olmaqla, şəkil 6.2-də təsvir olunan təcrübi qiymətlə uyğunluq təşkil edir. Daha yüksək ( $\sim 2500K$ ) temperaturlarda atomların bir-birinə nəzərən rəqsinin amplitudu o dərəcədə böyük olur ki, onlar arasında əlaqə itir və ikiatomlu qaz *dissosiasiyaya uğrayır*. Dissosiasiya üçün çox böyük enerji tələb olunur və verilən istilik tamamilə parçalanmaya sərf olunaraq qazın qızmasına və  $T$ -un artmasına imkan vermir. Bu səbəbdən havada yanan cisimlərin alovunun temperaturu  $2500K$ -dən yuxarı qalxmır. Qazın molekullarının tam dissosiasiyasından sonra ikiatomlu qaz 1 atomlu qaza çevrilir, lakin molekulların sayı 2 dəfə çox ( $2N_A$ ) olur. Molekulların sərbəstlik dərəcələri sayı yenidən 3-ə ensə də daxili enerji

$$U = 3 \cdot \frac{1}{2}kT \cdot 2N_A = 3RT \quad (6.27)$$

istilik tutumu isə  $C_V = 3R \cong 25 \frac{C}{k \cdot mol}$  olur. Bu fikir şəkil 6.2-də təsvir olunan təcrübi nəticələrlə uyğunluq təşkil edir.

Daha yüksək temperaturlarda atomlar nüvə və elektronlara parçalanırlar. Məsələn  $O_2$  qazı 16 elektorna və 2

nüvəyə parçalandığından 18 zərrəciyin sərbəstlik dərəcələrinin sayı 54 olur. Bu halda istilik tutumu  $C=27R$  kimi böyük qiymət alır. Lakin bu temperatura Yer şəraitində nail olmaq mümkün deyildir. Bir çox ulduzlarda mövcud olan qazlar təsvir olan hala malik olurlar. Qazın bu halı **yüksəktemperaturlu plazma** adlanır.

### § 6.3. Termodinamikanın I prinsipinin izoproseslərə tətbiqi

Qazın (5.16) hal tənliyi üç makroskopik parametr olan təzyiq ( $P$ ), həcm ( $V$ ) və temperatur ( $T$ ) arasında əlaqə yaradır. Bu parametrlərdən hər hansı ikisi məlum olarsa, üçüncü təyin oluna bilər. Qazın təzyiqi və həcmi asılı olmayan parametrlər kimi koordinat oxları üzrə qeyd olunarsa, koordinat müstəvisindəki hər bir nöqtəyə uyğun temperatur da  $T = \frac{M}{m} \frac{PV}{R}$  ifadəsi ilə təyin oluna bilər. Bu diaqramda

nöqtələr çoxluğu qazın halının dəyişmə ardıcılığını təyin edəcəkdir. Qazın halı kəsilməz dəyişərsə,  $P(V)$  diaqramında nöqtələr çoxluğu kəsilməz xətlə əvəz olunaraq baş verən prosesi təcəssüm etdirər.

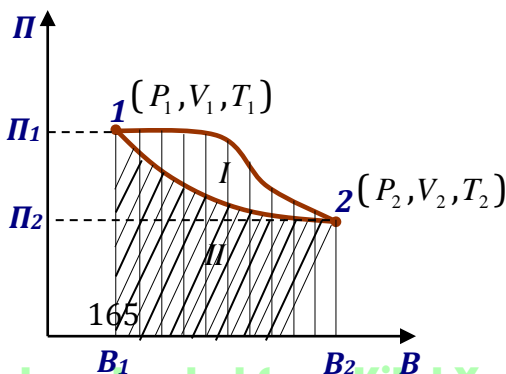
$P(V)$  diaqramında 1 nöqtəsindən 2 nöqtəsinə müxtəlif yollarla gedilməsi, proseslərin rəngarəngliyinə dəlalat edir. Bu diaqram əsasında qazın halının dəyişməsində görülən işi prosesin baş vermə xətti və həcm oxu ilə hüdudlaşmış fiqurun sahəsi kimi asanlıqla təyin etmək olar (şəkil 6.4):

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV .$$

(6.28)

Şəkildən

göründüyü kimi, 1 nöqtəsindən 2 nöqtəsinə keçmək



Шякил 6.4

üçün aralıq proseslərdən asılı olaraq görülən işin miqdarı fərqlənir. Keçid I trayektoriyası üzrə olduqda görülən iş II trayektoriyasına nisbətən böyük olur. Lakin hər iki halda qaz  $(P_1, V_1, T_1)$  parametrlərinə malik haldan  $(P_2, V_2, T_2)$  parametrlərinə malik hala keçir və daxili enerjinin dəyişməsi hər iki halda eyni kəmiyyətlə xarakterizə olunur. Cisimlər daxili enerji ehtiyatına malik olurlar, lakin iş ehtiyatına malik olmurlar. Müxtəlif yollarda müxtəlif işlərin görülməsi (6.2) ifadəsinə görə müxtəlif miqdarda istilik mübadiləsinin olması ilə əlaqədardır. Belə prosesləri izah etmək üçün qazların halını və onun dəyişməsinə xarakterizə edən parametrlərindən birinin sabit qalması şərtində **izoproseslərə** nəzər yetirək.

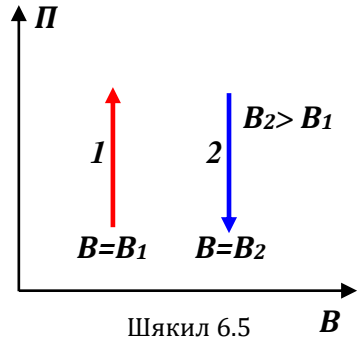
1) **Izoxor proses:**  $V = const$ ,  $\Delta V = 0$ . Belə proses  $P(V)$  diaqramında həcmın müxtəlif qiymətləri üçün təzyiqlə oxuna paralel xətlər kimi göstərilir (şəkil 6.5). 1-izoxor qızmaya, 2-izoxor soyumaya uyğundur. Hər iki halda  $A=0$  olur və termodinamikanın I prinsipi izoxor proses üçün

$$\Delta U = Q \quad (6.29)$$

şəklini alır. Izoxor prosesdə verilən istilik tamamilə qazın daxili enerjisinin dəyişməsinə gedir. Belə proseslər texniki cəhətdən əlverişlidir və cisimlərin itkisiz qızdırılmasında istifadə olunur. Izoxor prosesdə istilik tutumu əvvəlki paraqrafda müzakirə olunmuşdur.

2) **Izobar proses** - təzyiqlin sabit qalması ilə müşayiət olunan prosesə deyilir. Belə proses  $P(V)$  diaqramında şəkil 6.6-da təsvir olunmuşdur və həcm oxuna paralel düz xətdən ibarətdir. Şəkildən görüldüyü kimi belə prosesdə iş görülür və görülən iş

$$A = P\Delta V = P(V_2 - V_1) \quad (6.30)$$



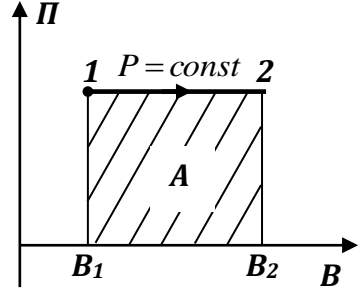
ifadəsi ilə təyin olunur. İzobar proseslər üçün termodinamikanın I prinsipi

$$Q = \Delta U + P\Delta V \quad (6.31)$$

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

$$C_p = \frac{Q}{\Delta T} = C_v + \frac{P\Delta V}{\Delta T} \quad (6.32)$$

kimi sabit həcmdəki istilik tutumundan böyük olur. İzobar sıxılma zamanı şəkil 6.6-da eyni



Шякил 6.6

diaqram əks istiqamətdə gedir və görülən iş «mənfi» işarəyə malik olur. Bu xarici qüvvələrin qazın üzərində iş görməsini nümayiş etdirir. Əgər xarici qüvvələrin işi  $A'$  ilə işarə olunarsa,

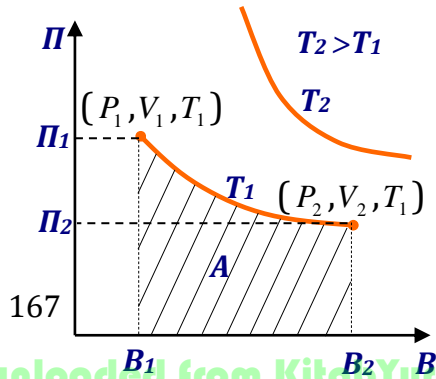
$$A' = -A \quad (6.33)$$

yəni xarici qüvvələrin işi əks işarə ilə qazın gördüyü iş bərabərdir. Qaz üzərində iş görüldükdə onun daxili enerjisi artır və qaz qızır.

**3) İzotermik proses:** ( $T = const$ ). Temperaturun sabit qalması ilə qazın halının dəyişməsi izotermik proses adlanır. Belə proses zamanı qazın daxili enerjisi dəyişməz qalır ( $\Delta U = 0 \Rightarrow U = const$ ). İzotermik proses üçün qazın hal tənliyindən

$$P = \frac{PV_1}{V} \quad (6.33)$$

kimi təzyiq ilə həcmnin tərs mütənasib olması səbəbindən, belə prosesin  $P(V)$  diaqramında qrafiki hiperbolaya uyğun gəlir



Шякил 6.7

(şəkil 6.7). İzotermik proses üçün termodinamikanın I prinsipi

$$Q = A \quad (6.34)$$

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

$$C_T = \frac{Q}{\Delta T} = \frac{Q}{0} = \infty \quad (5.35)$$

olur. İstilik tutumunun sonsuzluğu fiziki absurd olmayıb, gələn istilik miqdarının bütövlükdə daxili enerjinin işgörmə nəticəsində azalmasının kompensə edilməsini əsaslandırır. İzotermik genişlənmədə  $C_T = +\infty$ , sıxılmada isə  $C_T = -\infty$  olur. Belə proseslərdə görülən iş hesablamaq üçün (6.28) və (6.33) ifadələrindən istifadə edək:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{P_1 V_1}{V} dV = P_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (6.36)$$

Qazın hal tənliyinin  $P_1 V_1 = \frac{m}{M} R T_1$  ifadəsindən istifadə edərək izotermik prosesdə görülən iş üçün

$$A = \frac{m}{M} R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (6.37)$$

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

4) **Adiabatik proses.** Proses gedən qaz ətraf mühitdən istilik izolyasiyasına malik olarsa ( $Q = 0$ ), adiabatik proses adlanır. Termodinamikanın I prinsipi adiabatik proses üçün

$$\Delta U + A = 0 \quad \text{və ya} \quad \Delta U = -A \quad (6.38)$$



kimi yazılır. Adiabatik prosesdə iş yalnız daxili enerjinin dəyişməsi hesabına görülür. Adiabatik genişlənmə zamanı qaz iş görür və  $\Delta U < 0$ , yəni qaz soyuyur. Adiabatik sıxılmada xarici qüvvələrin işi cismin daxili enerjisinə çevrilir və qaz qızır. Izotermik prosesdən fərqli olaraq adiabatik proses çox cəld yerinə yetirilməlidir ki, qaz ətraf mühitlə istilik mübadiləsi üçün imkan tapmasın. Adiabatik prosesdə qazın istilik tutumu «0» olur.

Termodinamikanın I prinsipindən və qazın hal tənliyindən istifadə edərək adiabatik prosesin tənliyini təyin edək: (6.38) ifadəsində  $\Delta U = C_v \cdot dT$  və  $A = PdV$  olduğu nəzərə alınarsa

$$C_v dT + PdV = 0, \quad (6.39)$$

qazın hal tənliyi isə diferensiaslanarsa,

$$PdV + VdP = RdT \quad (6.40)$$

olar. Bu ifadələrdən  $dT$ -ni yox etmək üçün (6.39)-u  $R$ -ə, (6.40)-ı isə  $C_v$ -yə vuraraq toplasaq

$$PdV(C_v + R) + C_v \cdot VdP = 0 \quad (6.41)$$

alırıq. Sonuncu ifadənin  $P \cdot V \cdot C_v$  hasilinə bölməklə dəyişənlərinə ayrılan diferensial tənlik alırıq:

$$\frac{C_v + R}{C_v} \cdot \frac{dV}{V} + \frac{dP}{P} = 0 \quad (6.42)$$

Bu ifadədə  $C_v + R = C_p$  olduğu nəzərə alınaraq istilik tutumları nisbətini  $\gamma$  ilə işarə edək

$$\frac{C_p}{C_v} = \gamma > 1 \quad (6.43)$$

və (6.42) ifadəsində inteqrallama əməliyyatı aparaq:

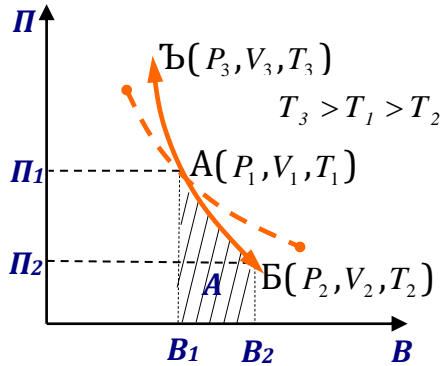
$$\gamma \cdot \ln V + \ln P = \ln C \quad (6.44)$$

Burada  $\ln C = const$  inteqrallama sabitidir. Loqarifmin xassəsindən istifadə edərək (6.43) ifadəsini

$$PV^\gamma = const \quad (6.45)$$

şəklində yazmaq olar. Bu ifadə adiabatik prosesi təsvir edən **Puasson tənliyi** adlanır. İstilik tutumları nisbəti  $\gamma > 1$  olduğundan, (6.45) ifadəsinin  $P(V)$  diaqramında qrafiki izotermik prosesə nisbətən daha sərt asılıqla xarakterizə olunur (Şəkil 6.8).

Şəkilə  $T_1$  temperaturunda izoterm qırıq xətlə göstərilmişdir. Şəkilə  $AB$  prosesi adiabatik genişlənməyə uyğun gəlir və şəkildən görüldüyü kimi qazın soyuması ilə müşayiət olunur ( $T_2 < T_1$ ).  $AC$  üzrə adiabatik sıxılma halında qazın qızması baş verir ( $T_3 > T_1$ ).



Шякил 6.8

Adiabatik prosesdə görülən iş şəkil 6.8-də ştirixlənən sahə olaraq təyin oluna bilər. (6.45) ifadəsini  $PV^\gamma = P_1V_1^\gamma$  kimi yazıb işi

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = P_1 V_1^\gamma \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V^\gamma}$$

ifadəsindən hesablayaq. İnteqrallama və uyğun sadələşdirmə apararaq adiabatik prosesdə görülən iş üçün

$$A = \frac{P_1 V_1}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] \quad (6.46)$$

ifadəsini alarıq.

Yüksək sürətli daxili yanma mühərriklərində, reaktiv mühərriklərdə qazların genişlənmə prosesi o qədər cəld baş

verir ki, onları adiabatik proses saymaqla (6.45) tənliyini tətbiq etmək olur.

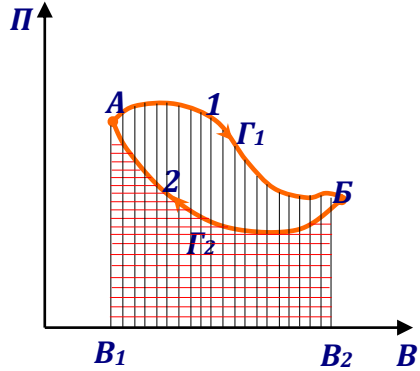
### § 6.4. Termodinamikanın II prinsipi

Göstərilən izoproseslər ən sadə proseslərdir, təbiət və texnikadakı məlum olan rəngarəng hadisələrdə qazların halının dəyişməsinə təyin edir. İstilik energetikasında bu proseslərin məcmusu kimi qapalı dövrlər mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Qapalı dövrdə qaz üzərində müxtəlif proseslər aparıldıqdan sonra o öz ilkin (çıxış) vəziyyətinə qayıdır. Şəkil 6.9-da təsvir olunmuş qapalı dövrdə qaz A halından oxla göstərilən istiqamət üzrə halını dəyişərək 1 yolu B halına gəlmiş və  $Q_1$  istilik miqdarı almışdır. Bu zaman onun gördüyü iş şaquli ştrixlənmiş sahə ilə təyin olunur. Sonradan qaz sıxılaraq  $Q_2$  istiliyi verərək 2 yolu ilə yenidən A nöqtəsinə qayıtmışdır. Bu zaman görülən iş mənfidir və üfüqi ştrixlənmiş sahə ilə hesablanır. Cisim əvvəlki hala qayıtdığından daxili enerjinin dəyişməsi baş verməz, görülən iş isə işlərin cəmi kimi qapalı diaqramın hüdudlandırdığı sahəyə bərabər olar. Termodinamikanın I prinsipinə əsasən görülən iş,

$$\Delta A = A_1 - A_2 = \Delta Q = Q_1 - Q_2 \quad (6.47)$$

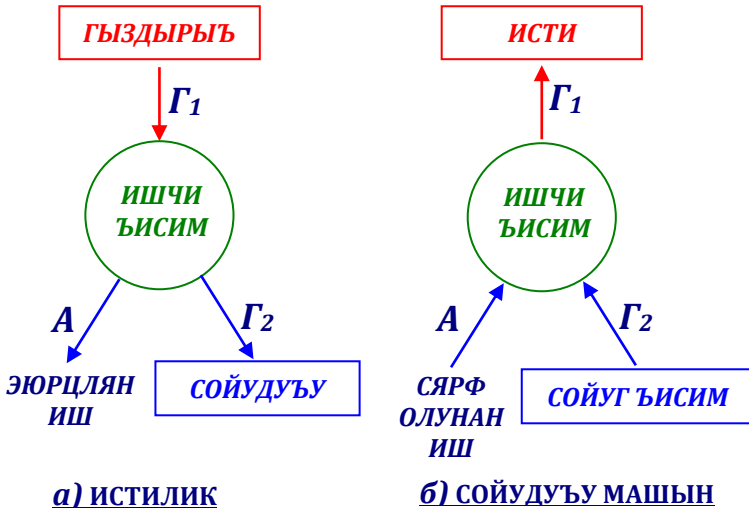
olar. Proses zamanı görülən işin alınan istiliyin hansı hissəsini təşkil etməsi maşının faydalı iş əmsalını (**f.i.ə**) təyin etdiyindən,

$$\eta = \frac{\Delta A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (6.48)$$



Шякил 6.9

ifadəsini yazmaq olar. Aydındır ki,  $\eta \leq 1$  qiymətlərini ala bilər, yəni alınan istiliyin bir hissəsi iş görməyə sərf olunur, digər hissəsi isə geri qaytarılır. İstilik alınan mənbə qızdırıcı, verilən cisim isə soyuducu adlandırılırsa, təsvir olunan istilik maşınının quruluşu şəkil 6.10-da təsvir olunduğu kimi olar.



Шякил 6.10

Ən əlverişli maşın  $\eta = 1$  olması şərtini ödəyərdi. Bu halda alınan istilik bütövlükdə işə çevrilərdi və soyuducuya ehtiyac qalmazdı. Belə maşın hər hansı istilik mənbəyinə birləşdirilərdi və daima həmin mənbəyin soyuması nəticəsində işləyərdi. İstilik mənbəyinin soyuma dərəcəsinə heç bir məhdudiyət qoyulmadığından, o ətraf mühitdən və cisimlərdən xeyli aşağı temperatura qədər soyuya bilər. Belə istilik maşınları *ikinci növ perpetum mobile* (daimi mühərrik) adlanır. Təsvir olunan maşınların işi enerjinin saxlanma və çevrilmə qanununa zidd deyildir.

*I növ perpetum mobile* mexaniki və fiziki proseslərə aid olub, bir dəfə verilən enerji hesabına maşının daimi fəaliyyət göstərməsi ilə təyin olunur. İlk enerji sərf olunduqdan sonra

belə maşın dayanmalıdır. Əks halda enerjinin heçdən yaranması baş verərdi ki, bu da enerjinin saxlanma və çevrilmə qanununa ziddir. Bu səbəbdən I növ daimi mühərrik mümkün deyildir. II növ daimi mühərrik sonuncu prinsipə zidd deyil. Belə maşınların qeyri-mümkünlüyünü termodinamikanın II qanununu təcəssüm etdirir. *Bu prinsipə görə istilik başqa təsirlər iştirak etmədikdə öz-özünə yalnız isti cisimdən soyuq cismə axa bilər.* İş görən cisim də istiliyi yalnız özündən isti cisimdən ala bilər. Əks proses, yəni aşağı temperaturlu cismin daha da soyuması yalnız əlavə enerji sərf edərək iş görüldükdə mümkündür. Soyuducu maşın adlanan belə mühərrikin sxemi şəkil 6.10, b-də təsvir olunmuşdur. Soyuducu maşının iş rejimi termodinamikanın II prinsipinə zidd deyildir və fəaliyyət göstərə bilər.

Beləliklə, termodinamikanın II prinsipi I prinsipə müəyyən məhdudiyətlər qoyur. Belə ki, termodinamikanın I prinsipi enerjinin saxlanma və çevrilmə qanunu ödənilən istənilən sistemə tətbiq oluna bilər. Termodinamikanın II qanunu isə belə proseslərin baş vermə istiqamətini təyin etməklə istilik maşınların fəaliyyət göstərə bilmə şərtlərini aydınlaşdırır.

İlk dəfə istilik sərf edərək iş görən maşın yaratmaq ideyası *S.Karnoya* məxsusdur. 1824-cü ildə o ideal qaz üzərində izotermik və adiabatik proseslərdən ibarət qapalı dövrü proses aparmaqla alınan istiliyin tam işə çevrilməsinin qeyri mümkünliyünü, istiliyin bir hissəsinin soyuducuya verilməsinin qaçılmaz olduğunu sübuta yetirmişdir. Karno dövründən alınan nəticələr və ətraf aləmdə baş verən proseslər termodinamikanın II prinsipini aydınlaşdırılmasına imkan vermişdir.

Termodinamikanın II prinsipinə bir sıra təriflər verilmişdir. *Klaizus* bu prinsipi «*Istiliyin öz-özünə soyuq cisimdən ondan daha isti cismə keçməsi mümkün deyildir*» kimi ifadə etmişdir. Klaizusdan asılı olmadan Tomson (Kelvin) və Plank termodinamikanın II prinsipinə belə tərif vermişlər:

“İstilik mənbəyinin daimi soyumasına uyğun mexaniki iş görməklə fəaliyyət göstərən istilik maşını qurmaq mümkün deyildir”.

Hər iki tərifi nəzər salarkən qeyd etmək mümkündür ki, burada bilavasitə hər hansı prosesin baş verməsi deyil, daha geniş mənada, istənilən halda ətraf cisimlərdə heç bir dəyişiklik baş vermədikdə bu proseslərin qeyri mümkün olması öz əksini tapmışdır. Göründüyü kimi hər iki tərifi bir-biri ilə uzlaşır və bir tərifdən alınan qeyri mümkünlük digəri ilə müdafiə olunur.

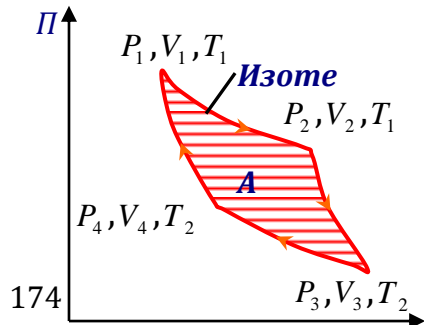
### § 6.5. Dönən və dönməyən proseslər. Karno dövrü

Termodinamikanın II prinsipinin doğruluğu külli miqdarda təcrübi faktlarla isbat olunur. İstiliyin işə çevrilməsi və əks prosesin mövcudluğunda dönəllilik əsas rol oynayır. Termodinamikanın II prinsipinə görə *istilik prosesində dönəllilik yoxdur!* İzoxor və izobar proseslərdə istiliyin birtərəfli axması baş verir. Məsələn, genişlənən qaz öz-özünə ilkin hala qayıda bilməz. Yalnız böyük enerji ehtiyatına malik obyektlə əlaqədə olan cisimdə ləng gedən izotermik və izolə edilmiş sistemdə cəld baş verən adiabatik proseslər dönən sayıla bilər.

*Sadi Karno* yalnız dönən proseslərdən ibarət dövrü proseslə ideal qaz əsasında işləyən istilik maşını təklif etmişdir. Ideal qaz  $(P_1, V_1, T_1)$  halından  $Q_1$  istiliyi alaraq  $(P_2, V_2, T_1)$  halına keçir. Bu halda görülən iş

$$A_1 = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1 \quad (6.49)$$

olur.  $(P_2, V_2, T_1)$  halından  $(P_3, V_3, T_2)$  halına keçid adiabatik genişlənmə ( $Q=0$ ) ilə reallaşır.  $(P_3, V_3, T_2) \rightarrow (P_4, V_4, T_2)$



keçidi izotermikdir və  $Q_2$  istiliyi ayrılaraq

$$A_2 = RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = Q_2 \quad (6.50)$$

işi görülür. İlk hala qayıtma adiabatikdir və istilik mübadiləsi yoxdur. Bütün dövr ərzində görülən iş şəkil 6.11-də ştrixlənmiş sahə

$$A = A_1 + A_2 = Q_1 - Q_2 = R(T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - T_2 \ln \frac{V_3}{V_4}) \quad (6.51)$$

kimi təyin olunur. Adiabatik proseslər üçün Puasson tənliyinin

$$T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1}; T_2 V_4^{\gamma-1} = T_1 V_1^{\gamma-1} \quad (6.52)$$

ifadələrindən istifadə edərək

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \quad (6.53)$$

olduğunu tapırıq. İstilik maşınının faydalı iş əmsalını (6.48) ifadəsinə görə təyin edək:

$$\eta = \frac{A_1 + A_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (6.54)$$

Göründüyü kimi  $\eta = 1$  olması üçün  $T_2 = 0K$  olmalıdır. Bu isə mümkün deyildir.

*Karno dövrü göstərdi ki, hətta ideal istilik maşınının belə faydalı iş əmsalı 1-dən kiçikdir.* Bu da bir sıra alimlərin II növ daimi mühərrik yaratmaq yolundakı çalışmalarının əbəs olduğunu aydınlaşdırdı.

## § 6.6. Entropiya

Real istilik maşınının (6.48) ifadəsi ilə təyin olunan *f.i.ə.* ideal maşından böyük ola bilməz:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (6.55)$$

Dönən proseslərdən ibarət dövrlərdə bərabərlik, dönməyən proseslərdə bərabərsizlik işarəsi ödənilir. Müəyyən çevrilmələrdən sonra (6.55) ifadəsini

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} \leq 0 \quad (6.56)$$

kimi yazmaq olar. İstilik miqdarının temperatura nisbəti *gətirilmiş istilik* adlanır. Soyuducuya verilən  $Q_2$  istiliyinin «mənfi» olduğu nəzərə alınarsa,

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0 \quad \text{və ya} \quad \sum_{i=1}^N \frac{Q_i}{T_i} \leq 0 \quad (6.57)$$

yəni sistemdə gətirilmiş istiliklərin cəbri cəmi «0»-dan böyük deyildir. (6.57) ifadəsi Klaizus bərabərsizliyi adlanır. Bu ifadəni dövrü proseslər halında qapalı inteqral vasitəsilə də yazmaq olar:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (6.58)$$

Qapalı kontur üzrə inteqralı sıfır olan bu kəmiyyət tam diferensial olaraq sistemin halını təyin edir, **entropiya** adlanır və  $S$  hərfi ilə işarə olunur:

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad (6.59)$$

Burada  $\delta Q$ - istənilən istilik yox, sistemdə dönən kvazistasionar proses getdiyi halda mübadilədə olan istilik miqdarıdır. Entropiya additiv kəmiyyətdir və sistemi təşkil edən molekulların xaotikliyi xarakterizə edir. (6.57) ifadəsindən istifadə edərək demək olar ki, *dönməyən proseslər həmişə entropiyanın artması istiqamətində baş verir. Təbiətdə öz-özünə bütün proseslər entropiyanın artması ilə müşayiət olunur.*

$$\Delta S \geq 0 \quad (6.60)$$

Bu *termodinamikanın II prinsipinin daha bir ifadəsidir.* İdeal qazın entropiyasını təyin edək:

$$\delta Q = dU + \delta A \Rightarrow dS = \frac{dU + PdV}{T} \quad (6.61)$$



Bu ifadə Termodinamikanın I və II prinsiplərinin birləşmiş tənliyini ifadə edir. Burada  $\delta A$ - kvazistasionar izotermik prosesdə görülmə işidir. Qazın hal tənliyinə görə,  $PdV = \frac{m}{M}RT \frac{dV}{V}$  və  $dU = \frac{m}{M}C_V dT$  olduğu nəzərə alınarsa, ideal qazda entropiyanın dəyişməsi

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int \frac{\delta Q}{T} = \frac{m}{M}C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + \frac{m}{M}R \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (6.62)$$

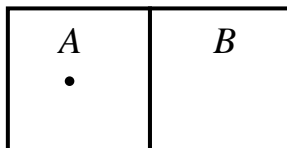
kimi təyin olunacaqdır. *Nernst* müəyyən etmişdir ki, *istənilən sistemin entropiyası mütləq sıfırda ( $T \rightarrow 0$ ) sıfıra yaxınlaşır ( $S \rightarrow 0$ )*. Buna **termodinamikanın III prinsipi** deyirlər.

Termodinamikanın II prinsipi istənilən sistemlərə tətbiq oluna bilməz. O, I prinsip kimi universal xarakterə malik deyildir. Bu qanunu bütün kainata tətbiq edən Bolsman «Təbiətin istilik ölümü» nəzəriyyəsini yaratmışdır. Bütün öz-özünə gedən proseslərdə istilik ayrıldığından, tədricən bütün digər enerjilər istiliyə çevrilir və temperatur yuxarı qalxır. Lakin kainat qapalı sistem deyildir. Həqiqətən, təbiətdə bütün proseslər entropiyanın artması istiqamətində baş verir. Sistemdə özbaşına gedən proseslər isə onun ehtimalının artması ilə nəticələnir. Buradan demək olar ki, sistemin entropiyası ilə ehtimalı arasında əlaqə mövcuddur. Bu əlaqəni Bolsman müəyyən etmişdir:

$$S = k \ln W \quad (6.63)$$

Burada  $W$  - sistemin həmin halda olma ehtimalı,  $k$  - Bolsman sabitidir.

(6.63) ifadəsini aydınlaşdırmaq üçün arakəsmə ilə iki bərabər həcmə bölünən qutunun  $A$  hissəsində ideal qaz molekullarının olmasını fərz edək (Şəkil 6.12). Qutuda 1 molekul olduqda arakəsmə götürüldükdə



Шякил 6.12

molekulun  $A$  tərəfdə olma ehtimalı  $\frac{1}{2}$  olacaqdır. Əgər 2 molekul olarsa, hər iki molekulun  $A$  tərəfdə olması ehtimalı  $\frac{1}{2} : 2 = \frac{1}{4} = \left(\frac{1}{2}\right)^2$ ,  $N$  molekul olsa,  $\left(\frac{1}{2}\right)^N$  olacaqdır. Bütün həcm  $V_1$ ,  $A$  tərəfinin həcmi  $V_2$  olarsa, sistemin həmin halda olma ehtimalı

$$W = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^N \quad (6.64)$$

kimi təyin olunar. Sonuncu ifadəndən natural loqarifm alıb onu izotermik prosesdə görülən işi təyin edən (6.37) ifadəsi ilə müqayisə etsək, entropiya üçün (6.63) münasibəti alınar:

$$\ln W = N \ln \frac{V_2}{V_1}; \Rightarrow S = \frac{Q}{T} = k \cdot N_A \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} \Rightarrow S = k \ln W \quad (6.65)$$

Termodinamik ehtimal ilə entropiya arasında bu əlaqə termodinamikanın II qanununun *statistik mənasını* təcəssüm etdirir. Mexaniki sistemin ehtimalı «1»- olduğundan, entropiyası «0» - olur. Çoxlu miqdarda zərrəcikdən təşkil olunan sistemin hər hansı halda olma ehtimalı 1-dən fərqləndiyindən, belə qapalı sistemlərə entropiya anlayışı və termodinamikanın II prinsipi tətbiq oluna bilər. Termodinamikanın II prinsipini ayrı-ayrı molekulara isə tətbiq etmək olmaz!

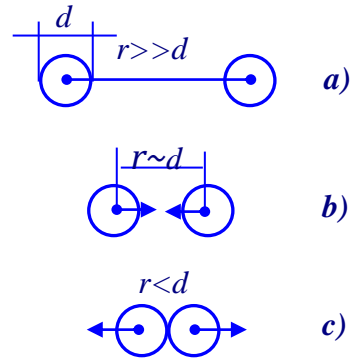
## VII FƏSİL. REAL QAZLAR

### § 7.1. Molekulyar qüvvələr

Əvvəlki fəsillərdə ideal qaz molekuluna – həcmə malik olmayan maddi nöqtələrin - atomların birləşməsi kimi baxılırdı. Müasir təsəvvürlərə görə qaz molekulunu hərəkət edən yüklər sistemidir. Atomun əsas kütləsi və müsbət yükü ölçüsü  $10^{-14} \div 10^{-15} m$  olan nüvədə lokallaşır, nüvə ətrafında

$\sim 10^{-10} m$  ölçüsünə malik orbitlər üzrə mənfi yüklü elektronlar fırlanırlar. Atom özlüyündə çox dayanıqlı və çətin deformasiya olunan obyektədir. Bu səbəbdən atomun halını dəyişmək üçün böyük enerji tələb olunur. Özlüyündə atomlar ən sərt polad kürelərdən belə qat-qat möhkəmdir. Polad kürelər  $500 m/s$  sürətlə hərəkət edərək toqquşduqda parçalanar, atomlar isə belə hadisələrdə heç bir sarsıntıya uğramırlar. Atomda müsbət və mənfi yüklərin miqdarı bərabərdir və 0, elektrik cəhətdən neytraldır. Bu səbəbdən yüklərin elektrik sahəsi atomdan bir-iki diametr qədər uzaqlaşdıqda demək olar ki, «0»-a bərabər olur. Buna görə də atomlar arasında məsafə atomun diametrinə nisbətən böyük olduqda, onlar arasında qarşılıqlı təsir nəzərə alınmaya bilər (şəkil 7.1, a).

Atomlar arasında məsafə azaldıqca, onlar arasında qarşılıqlı təsir güclənir.  $r$  məsafəsi iki-üç diametr tərtibində olduqda nüvələrlə elektron təbəqəsi arasında cazibə təbiətli qarşılıqlı təsir qüvvələri yaranır. Bu qarşılıqlı təsir elektron orbitlərinin deformasiya olunmasına səbəb olur. Atomlar arasında məsafə kiçildikcə cazibə qüvvələri güclənir. Atomların elektron təbəqələrinin bir-bininə toxunması halında mənfi yüklü elektron təbəqələri arasında güclü itələmə qüvvəsi meydana çıxır. Elə bir  $r_0$  məsafəsi mövcuddur ki, cazibə və itələmə qüvvələri qiymətcə bərabər, istiqamətcə əks olaraq bir birini kompensə edirlər. Bu atomların tarazlıq halına uyğun gəlir. Atomların sonrakı yaxınlaşmasında güclü itələmə qüvvəsi peyda olur. Qarşılıqlı təsir qüvvəsinin atomlar arasında  $r$  məsafəsindən asılılığının



Шякил 7.1

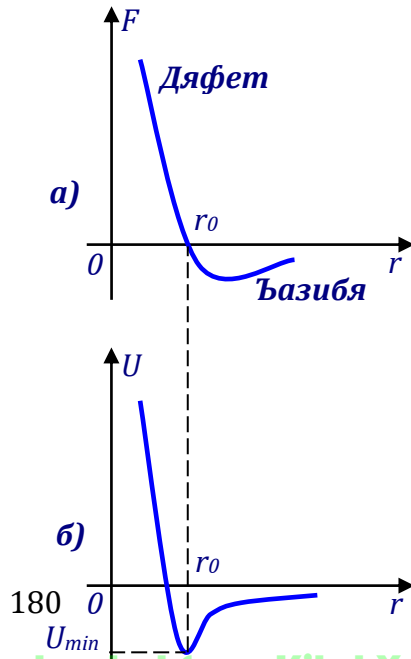
ümumi xarakteri şəkil 7.2, a-da təsvir olunmuşdur. Konkret maddənin molekulları üçün  $r_0$  məsafəsi müxtəlif qiymətlərə malik olsa da,  $F(r)$  asılılığı şəkildə təsvir olunan kimi  $-r_0$ -dan böyük məsafələrdə cəzibmə, kiçik məsafələrdə isə itələmə qüvvəsi üstünlük təşkil edir.  $F > 0$  itələməyə,  $F < 0$  cazibəyə uyğundur.  $r = r_0$  olduqda  $F_{caz} = F_{it}$  və  $F(r) = 0$  olur.

Istilik hərəkəti olmasaydı, molekullar bu məsafədə dayanıqlı tarazlıqda olardılar. Bu vəziyyətdən  $\Delta r$  qədər uzaqlaşdıqda görülən iş potensial enerji haqda teoremə əsasən

$$\Delta A = F\Delta r = -\Delta U_{pot} \quad (7.1)$$

kimi əks işarə ilə potensial enerjinin dəyişməsinə səbəb olur. Potensial enerjinin "0" olması halı şəkil 7.1, a-da təsvir olunduğu kimi  $r \rightarrow \infty$  şərtinə uyğun götürülərsə, atomların yaxınlaşdığı halda görülən iş müsbət ( $\Delta A > 0$ ), potensial enerji isə mənfi olaraq modulca artacaqdır.  $r = r_0$  olduqda cazibənin potensial enerjisi ən kiçik (modulca ən böyük) qiymətini alacaqdır.

Molekulların tarazlıqdan keçərək bir-birinə yaxınlaşdıqda itələmə qüvvəsinin gördüyü iş mənfi ( $\Delta A = -F\Delta r$ ) olur və potensial enerjinin artması baş verir. Beləliklə, molekullar arasında qarşılıqlı təsirin potensial enerjisinin məsafədən asılılığı şəkil 7.2, b-də təsvir olunan kimi minimuma malik olacaqdır. Molekulların ən dayanıqlı



halı potensial çuxurun dibinə, yəni  $r = r_0$  halına uyğun gələcəkdir. Potensial çuxurun dərinliyi  $U = U_{\min}$  molekulların bir-birindən ayıraraq potensial enerjisinin “0” olduğu yerə aparmaq üçün tələb olunan işi təyin edir.

$$|U|_{\min} = 0 - U_{\min} = - \sum_{r=r_0}^{\infty} F \Delta r \quad (7.2)$$

Molekulların istilik hərəkətinin orta kinetik enerjisi  $kT$  olduğundan, istilik enerjisi ilə potensial enerjinin qarşılıqlı münasibəti molekulun təşkil etdiyi maddənin aqreqat halını təyin edir.

1) Aşağı temperaturalarda  $kT$  istilik enerjisi kiçik olduğundan,  $kT \ll |U|_{\min}$  şərti ödənilir və molekulları bir-birindən ayırmaq mümkün olmur. Maddənin molekulları nizamlı düzülür və buna görə də material bərk halda olur.

2) Temperaturun orta qiymətlərində  $kT \sim |U|_{\min}$  şərti ödənilir və istilik hərəkəti nəticəsində molekul daima yerini dəyişməyə qadir olsa da, potensial enerji nəticəsində molekullar arasında məsafə  $r_0$ -a bərabər olacaqdır. Bu maddənin maye halına uyğun gəlir.

3)  $kT \gg |U|_{\min}$  şərtini ödəyən yüksək temperaturalarda istilik hərəkətinin enerjisi o qədər böyük olur ki, molekullar potensial çuxuru hiss etmirlər. Bu isə materialın qaz halına uyğun gəlir.

Konkret material üçün  $|U|_{\min}$ -un qiyməti müxtəlif olduğundan, müxtəlif molekullardan təşkil olunmuş cisimlərin aqreqat halların dəyişməsinə uyğun temperaturunun qiyməti də fərqli olacaqdır.  $U_{\min}$  modulca kiçik olduqca daha aşağı temperaturalarda qazın mayeləşməsi baş verəcəkdir. Təsirsiz

qazlarda  $|U|_{\min}$  -un qiyməti çox kiçik olduğu üçün bu qazlar yalnız  $T = 5 \div 10K$  temperaturda mayeləşirlər ( $He \sim 4,2K$  -də). Metallarda  $|U_{\min}|$  böyük qiymətə malik olur və belə materialların əksəriyyəti yalnız çox yüksək temperaturlarda maye halına keçirlər.

## § 7.2. Real qaz, buxar, maye

Atmosfer təzyiqində,  $0^{\circ}C$  ( $273K$ ) temperaturda  $1 m^3$  havada  $\sim 2,7 \cdot 10^{25}$  sayda molekul olur. Molekullar nizamlı şəkildə yığılarsa, tili  $1 m$  olan kubun hər tili üzrə molekul zəncirində  $\sim 3 \cdot 10^8$  molekul iştirak edəcəkdir. Zəncirdəki molekul aralarında orta məsafə  $\sim 3,3 \cdot 10^{-9} m$ , yəni hava molekulunun məxsusi diametrindən ( $\sim 10^{-10} m$ ) on dəfələrlə böyük olur. Bu səbəbdən normal şəraitdə hava molekulaları arasında qarşılıqlı təsir nəzərə alınmaya bilər və havaya ideal qaz kimi baxmaq mümkündür. Bu halda qazın sıxlığı təzyiqlə mütənasib dəyişir. Nisbətən böyük təzyiqlərdə molekulaların məxsusi həcmələrinin cəmi qazın həcmi ilə müqayisə olunacaq qiymətə çatır və buna görə də qazın təzyiqi onun sıxlığına nisbətən daha yüksək sürətlə artır. Məsələn  $P \approx 100 atm = 10^7 Pa$  tərtibində təzyiqlərdə artıq havanı ideal qaz saymaq olmaz – bu halda qazın (5.16) hal tənliyinin ödənilməsi aradan qalxır. Bu halda qazın halını təyin etmək üçün molekulaların ölçüləri və aralarında qarşılıqlı təsir nəzərə alınmalıdır.



olaraq böhran temperaturundan aşağı temperatura qədər soyutmaq lazımdır. Böhran temperaturundan yüksək temperaturlarda qaz üzərində izotermik proses ideal qazın izoterminə bənzəyir.  $T < T_{boh}$  olduqda isə  $P(V)$  diaqramında izotermik proses bir sıra özəlliklərə malik olur. Belə təcrübəni ilk dəfə Endrus həyata keçirmişdir (şəkil 7.3).  $N$  sayda qaz molekulu  $V$  həcmi tutduqda porşenin vəziyyətindən asılı olaraq qazın  $V$  həcmi və monometr vasitəsi ilə  $P$  təzyiqi ölçülür. Təcrübə olaraq Endrus sabit temperaturda  $P(V)$  asılılığının üç hissə ilə xarakterizə olunduğunu müşahidə etmişdir. Kiçik təzyiqlərdə və böyük həcməldə qaz halında olan maddə üçün ideal qazın hal tənliyinə uyğun izoterm alınır. Bu şəkil 7.3b-də I hissəsinə uyğun gəlir. Qabdakı təzyiq  $P = P_d$  həddinə çatdıqda qazın mayeyə çevrilməsi baş verir.  $P_d$ -təzyiqi doymuş buxarın təzyiqi adlanır.  $M$  nöqtəsində mayeləşməyə başlayan qazın həcmi kiçildikdə  $P_d$ -təzyiqi dəyişmədən onun mayeyə çevrilməsi baş verir.  $MN$  xətti üzrə maddənin halı *maye+buxar qarışığı-ikifazalı sistem* kimi təqdim oluna bilər.  $N$  nöqtəsində qaz tamamilə mayeyə çevrilir və  $NS$  xətti mayenin sıxılmasına uyğun gəldiyi üçün çox sərtədir, çünki mayələr çox kiçik izotermik sıxılma əmsalına malik olurlar.

Müxtəlif temperaturlarda izotermlər şəkil 7.4-də təsvir olunmuşdur. Şaquli ştrixlənmiş hissə buxar ilə mayenin qarışığına, üfiqi ştrixlənmiş hissə *mayeyə çevrilə bilən qaz halına – buxara* uyğundur. Maili ştrixlənmiş hissə təmiz maye, ştrixlənməmiş hissə isə mayeləşə bilməyən qaz halına aiddir. Çəkilən qırıq xətt ikifazlı halı mayedən və buxardan ayırır. Müxtəlif qazlar üçün molekulun quruluşundan asılı olaraq  $r_0$  və  $|U|_{\min}$  müxtəlif qiymətlərə malik olur. Bu səbəbdən  $P_d$ ,  $T_b$  müxtəlif qazlar üçün qiymətcə fərqlənsə də, onların dəyişməsi keyfiyyətcə şəkil 7.4-ə uyğun gəlir.



### § 7.3. Van-der Vaals tənliyi. Böhran halı

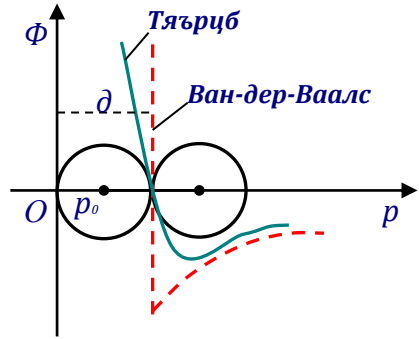
Şəkil 7.4-də təsvir olunan izotermələrə uyğun qazın hal tənliyi ideal qazın (5.16) tənliyindən fərqlənməlidir. Real qazın hal tənliyini yazmaq üçün bir sıra cəhdlər və mühakimələr olmuşdur. Bunlardan ən maraqlısı və sadəsi Van-der-Vaals tərəfindən irəli sürülmüşdür. Van-der-Vaals qaz molekullarını bir-biri ilə cazibə qarşılıqlı təsinində olan  $d$  diametrinə malik kürələr kimi qəbul etmişdir. Lakin bu kürələr nüfuzedilməz - deformasiyaya uğramayırlar. Molekullar arasında çox güclü itələmə qüvvəsi yalnız onların bilavasitə toxunduqları halda mövcud olur.

Beləliklə, Van-der-Vaals molekullar arasında itələmə qüvvələrini onların nüfuzedilməzliyi ilə əvəz etmişdir. Molekullar arasında məsafə  $r = d$  olduqda

potensial enerji və itələmə qüvvəsi sonsuz artır,  $r > d$  olduqda isə molekullar yalnız bir-birini cəzb edirlər və cəzbətmə qüvvəsi  $r = d$  olduqda maksimal qiymətə çatır. Şəkil 7.5-də Van-der-Vaals görə  $F(r)$  asılılığı təcrübi asılılıqla müqayisəli şəkildə təsvir olunmuşdur. Belə model əsasında Van-der-Vaals ideal qazın hal tənliyinə 2 düzəliş vermiş və real qazın hal tənliyini yazmışdır.

**1. Nüfuzedilməz həcm düzəlişi:** Ideal qaz molekulları qabın istənilən yerində ola bilərlər. Real qazın molekulu isə istənilən yerdə ola bilməz. Baxılan molekul digər  $N-1$  molekulun tutduğu həcmdə ola bilməz. Bu halda baxılan molekulun ola biləcəyi həcm

$$V = V_{qab} - b \quad (7.3)$$



ШЯКИЛ 7.5

kimi təyin oluna bilər.  $b$ -nüfuzedilməz həcm adlanır. Molekulun diametri  $d$  olduqda, kip yerləşmədə onunla qonşular arasında məsafə diametrə bərabər olacaqdır. İki qonşu molekul üçün nüfuzedilməz həcm  $\frac{4}{3}\pi d^3$ , molekul

cütlərinin sayı isə  $\frac{N(N-1)}{2}$  olduğundan, nüfuzedilməz həcm

$$\frac{N(N-1)}{2} \cdot \frac{4}{3}\pi d^3 \cong \frac{4}{6}\pi d^3 N^2 \quad (7.4)$$

olacaqdır. Molekulun

məxsusi həcmi  $V_n = \frac{1}{6}\pi d^3$

olduğundan, 1 molekula düşən nüfuzedilməz həcm

$$b = 4N \cdot V_n \quad (7.4a),$$

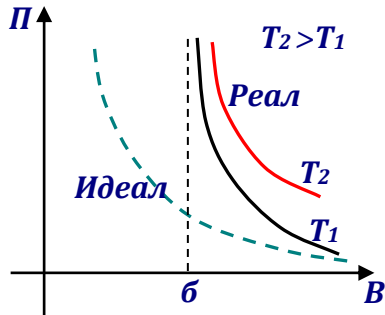
yəni bütün molekulun həcmi cəmindən 4 dəfə böyük olur. Van-der-Vaalsın I düzəlişi 1 mol qaz üçün (5.16) hal tənliyində nəzərə alınarsa, o

$$P(V_0 - b) = RT \quad (7.5)$$

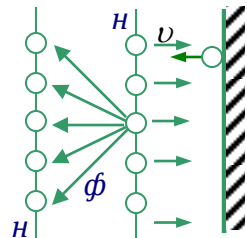
şəklinə düşər. Bu ifadənin qrafiki şəkil 7.6-da təsvir olunmuşdur. Göründüyü kimi  $V \rightarrow b$  olduqda  $P \rightarrow \infty$ , yəni qazın həcmi ideal qazdan fərqli olaraq «0»-a qədər azala bilməz!

## 2. Molekulların qarşılıqlı təsiri hesabına düzəliş.

Van-der-Vaalsa görə molekulun arasında yalnız cazibə qüvvələri mövcud olduğundan, qabın divarına zərbə vuran molekulun sürəti sərbəst molekula nisbətən kiçik olacaqdır. Sürətin azalması qarşılıqlı təsirdə olan molekulun sayından – konsentrasiyadan



Шякил 7.6



asılı olacaqdır. Qarşılıqlı təsirdə iki laya uyğun molekullar iştirak etdiyindən, təzyiqin azalmasında həm baxılan qatda, həm də qonşu qatdakı molekulların sayı iştirak edəcəkdir (Şəkil 7.7). Beləliklə, ideal qaza nisbətən real qazın təzyiqinin azalması

$$P_r \sim \alpha n \cdot n \sim \alpha \frac{N}{V_0} \cdot \frac{N}{V_0} = \alpha \frac{N^2}{V_0^2} = \frac{a}{V_0^2} \quad (7.6)$$

qədər kiçik olacaqdır. Burada  $\alpha$  konkret qaz molekulunun təbiətindən və quruluşundan asılı olan mütənasiblik əmsəlidir. Bu düzəlişi nəzərə alsaq real qazın təzyiqi

$$P = P_{id} - P_r \quad (7.7)$$

kimi hesablanır. Birinci düzəlişi nəzərə alan (7.5) ifadəsindən  $P_{id}$ , (7.6) tənliyindən  $P_r$  nəzərə alınarsa, (7.7) ifadəsi

$$P = \frac{RT}{V_0 - b} - \frac{a}{V_0^2} \quad (7.8)$$

və ya

$$\left( P + \frac{a}{V_0^2} \right) (V_0 - b) = RT \quad (7.9)$$

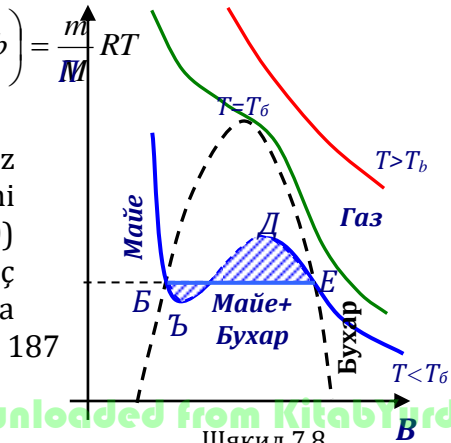
olar. Bu 1 mol real qazın hal tənliyi – Van-der-Vaals tənliyinin ifadəsidir. İstənilən  $V$  maddə miqdarına malik qazın həcmi

$\frac{V}{V_0} = \nu = \frac{m}{M}$  kimi təyin olunduğundan,  $V_0$ -ı təyin edib (7.9)-da

nəzərə alaraq

$$\left( P + \frac{m^2}{M^2} \cdot \frac{a}{V^2} \right) \left( V - \frac{m}{M} b \right) = \frac{m}{M} RT \quad (7.10)$$

şəkində istənilən kütləli qaz üçün Van-der-Vaals tənliyini alarıq. Göründüyü kimi (7.10) tənliyi həcmə görə üç dərəcəli tənlikdir və buna



görə də ümumi halda üç kökü vardır. Müxtəlif temperaturalarda (7.9) tənliyini ifadə edən Van-der-Vaals izotermələri şəkil 7.8-də təsvir olunmuşdur. Şəkil 7.3 ilə müqayisədə Van-der-Vaals izotermələrinin fərqi  $ED$  və  $BC$  hissələrinin müşahidəsidir.  $DE$  hissəsi ifrat doymuş buxar,  $BC$  hissəsi isə dartılmış maye halına uyğun gəlir və təcrübələr çox kiçik sürətlə aparıldıqda müşahidə oluna bilər. Qırıq xətlə göstərilən  $DC$  hissəsi dayanıqsız haldır və bu hissəni təcrübə olaraq müşahidə etmək mümkün olmur.

Ümumi halda (7.10) tənliyi kifayət qədər müvəffəqiyyətlə real qazın halını təyin edir. Yüksək temperaturalarda izotermənin ikifazlı (*maye-buxar*) hissəsi daralır və  $T = T_b$  böhran temperaturunda izoterm yalnız bir kök ilə xarakterizə olunur.  $T > T_b$  olduqda isə yalnız ideal qaza aid olan izoterm müşahidə olunur. Beləliklə, böhran temperaturundan yüksək temperaturda qazı heç bir vəhclə mayeləşdirmək mümkün deyildir. Azot qazı üçün  $T_b = 116K$  təşkil edir və buna görə də maye  $N_2$  almaq üçün ilkin olaraq onu  $116K$  -dən aşağı temperatura qədər soyutmaq, sonra isə sıxmaqla doymuş buxarın təzyiqinə nail olaraq mayeləşdirmək mümkündür. Maye azot  $77K$  -temperaturunda qaynayır. Təsirsiz qazlar üçün böhran temperaturu daha kiçik qiymətə malikdir. *He* üçün  $T_b \approx 5,2K$ , *Ne* üçün  $T_b = 45K$  -dir.

Van-der-Vaals tənliyi qazların böhran parametrləri  $T_b$ ,  $V_b$ ,  $P_b$  ilə  $a$  və  $b$  əlavələri arasında əlaqə yaratmağa imkan verir.  $T = T_b$  olduqda  $1 \text{ mol}$  qaz üçün  $P(V)$  tənliyinin yegənə  $V = V_b$  həlli olduğundan, onu

$$(V_0 - V_b)^3 = 0 \quad (7.11)$$

şəklində yazıb (7.9) tənliyi ilə müqayisə edək. Böhran halı üçün (7.9) tənliyində təzyiq  $P_b$  və temperatur isə  $T_b$  olduğu nəzərə alınaraq sadə çevrilmələr aparsaq, onu

$$V_0^3 - \left( \frac{RT_b}{P_b} + b \right) V_0^2 + \frac{a}{P_b} V_0 - \frac{ab}{P_b} = 0 \quad (7.12)$$

şəklində yazarıq. (7.11) və (7.12) tənlikləri eynilik kimi bərabər olduqlarından,  $V_0$ -ın uyğun qüvvələrinin əmsallarının bərabər olması zəruridir.

$$\frac{RT_b}{P_b} + b = 3V_b; \quad \frac{a}{P_b} = 3V_b^2; \quad \frac{ab}{P_b} = V_b^3 \quad (7.13)$$

Bu tənliklərdən böhran halının parametrləri

$$T_b = \frac{8a}{27bR}; \quad V_b = 3b; \quad P_b = \frac{a}{27b^2} \quad (7.14)$$

kimi Van-der-Vaals düzəlişləri və universal qaz sabiti ilə ifadə olunur. Təcrübi olaraq böhran parametrlərinin ölçülməsi  $a$  və  $b$  düzəlişlərini təyin etmək imkanı yaradır.

#### § 7.4. Real qazın daxili enerjisi. Coul-Tomson effekti

Real qazlarda molekullar arasında qarşılıqlı təsir qüvvələri mühüm rol oynadıqlarından, onun daxili enerjisi də molekulların xaoslu hərəkətinin kinetik enerjisi ilə qarşılıqlı təsir enerjiləri cəminə bərabər olacaqdır.

$$E = E_k + E_p \quad (7.15)$$

Burada qarşılıqlı təsir enerjisi  $E_p$  molekullar arasında məsafədən asılı olduğu üçün həm də qazın həcmi ilə müəyyən ediləcəkdir. Qazın həcmi dəyişdikdə, yəni qaz genişləndikdə və ya sıxıldıqda  $E_p$ -nin qiyməti dəyişəcəkdir. Əgər qazın həcmnin dəyişməsi xarici aləmdən təcrid olunmuş şəraitdə baş verərsə, qazın ümumi daxili enerjisi sabit qaldığından ( $\Delta E = 0$ ) qarşılıqlı təsir enerjisi ilə kinetik enerji arasında mübadilə baş verəcəkdir. (7.15) düsturuna görə

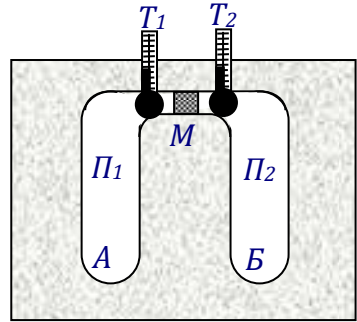
$$\Delta E_p = -\Delta E_k \quad (7.16)$$

kimi qarşılıqlı təsir enerjisinin dəyişməsindən molekulların kinetik enerjisinin, yəni temperaturun dəyişməsi baş verməlidir. Real qazlar üçün da sabit həcmdə istilik tutumu molekulların kinetik enerjisinin dəyişməsi ilə əlaqədar olduğundan, (7.16) ifadəsi

$$E_p = -C_V \cdot \Delta T \quad (7.17)$$

kimi yazıla bilər. Beləliklə, xarici iş görmədən qazın həcmi ( $E_p$ ) dəyişdikdə, onun qızması və ya soyuması baş verməlidir. Bu müddəaları Coul və Tomson təcrübə vasitəsilə yoxlamışlar. *Qazın boşluğa genişlənmərkən temperaturunun dəyişməsi Coul-Tomson effekti* adlanır.

Təcrübəni aparmaq üçün istilik izolyasiyasında olan  $A$  və  $B$  qabları məsamələrə malik  $M$  arakəsməsi ilə ayrılmışdır (Şəkil 7.9). Xarici aləmlə kafi istilik izolyasiyası mövcud olduqda və bərabər olmayan  $P_1$ ,  $P_2$  təzyiqləri sabit saxlanıldıqda, təzyiq kiçik olan qaba tərəf axan qaz məsaməli arakəsmədən keçir. Arakəsmənin hər iki tərəfində qoyulmuş  $T_1$  və

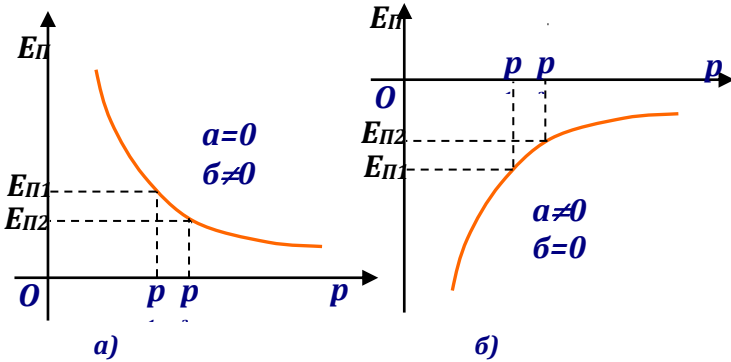


Шякил.7.9

$T_2$  həssas termometrlərin göstərişləri arasındakı cüzi fərq Coul-Tomson effektini əks etdirir. Müxtəlif qazlar üçün aparılan təcrübələrdə qazın genişləndiyi hissədə temperaturun qismən azalması müşahidə olunur. Hidrogen qazı isə genişləndikdə qızır. Əgər genişləndikdə qaz soyuyursa müsbət, qızırsa mənfi Coul-Tomson effekti adlanır. Təcrübələrin təhlili ilə aydınlaşdırıldı ki, Coul-Tomson effektinin işarəsi qazın hal tənliyindəki  $a$  və  $b$  düzəlişlərinin hansının aparıcı rol oynamasından asılıdır. Bu müddəanı aydınlaşdırmaq üçün ilk olaraq qazda  $a$ - düzəlişinin, yəni

molekullar arasında cazibə qüvvəsi nəzərə alınmadığı, yalnız itələmə qüvvələrinin mövcud olduğu (*b- düzəlişi aparıcı rola malikdir!*) hala baxaq. Itələmə qüvvəsinin potensial enerjisi müsbət işarəli olmaqla molekullar arasında məsafədən şəkil 7.10, a- da təsvir olunan kimi asılıdır. Şəkildən görüldüyü kimi, qaz genişlənərkən

$$r_2 > r_1 \text{ və } \Delta E_p = E_{p2} - E_{p1} < 0 \quad (7.18)$$



Шякил 7.10

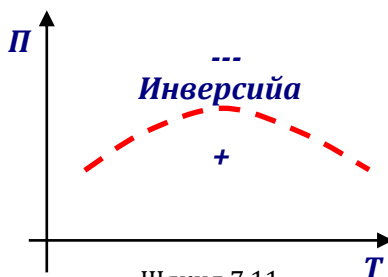
yəni, müsbət iş görülür. (7.17) ifadəsindən alınır ki, bu halda  $\Delta T > 0$ , yəni *b* düzəlişi aparıcı rol oynayan qaz genişlənərkən qızır.

Şəkil 7.10, b - də qaz molekulları arasında cazibə qüvvəsi üstünlük təşkil etdiyi *a* düzəlişinin aparıcı rol oynadığı hal təsvir olunmuşdur.  $r_2 > r_1$  olduqda şəkil 7.10, b-dən görüldüyü kimi

$$\Delta E = E_{p2} - E_{p1} > 0 \quad (7.19)$$

mənfi iş görülür və (7.17) ifadəsinə görə  $\Delta T < 0$  olur. Beləliklə, *a* düzəlişi aparıcı rol oynayan qazlar genişlənərkən soyuyur. Eyni qaz üçün temperatur və təzyiqdən asılı olaraq həm müsbət, həm də mənfi effekt müşahidə oluna bilər.

Çox yüksək təzyiqlərdə molekulların həcmi, yəni  $b$  düzəlişi aparıcı rola malik olur və bütün qazlar genişlənməyə qızır. Təzyiq kiçildikcə  $a$  və  $b$  düzəlişlərinin təsiri bərabərləşir və bu halda Coul-Tomson effekti



müşahidə olunmur. Kiçik təzyiqlərdə qaz molekulları arasında qarşılıqlı təsir əsasən cazibə xarakterinə malik olduğundan, onları bir-birindən qoparmaq üçün enerji sərf olunur və qaz soyuyur. Deyilənləri nəzərə alaraq  $P(T)$  diaqramında Coul-Tomson effektinin işarəsi şəkil 7.11-dəki kimi təsvir oluna bilər. Burada qırıq xətlə təsvir olunan inversiya üzrə effekt «0»-a bərabərdir.

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

## VIII FƏSİL. MAYELƏR VƏ BƏRK CİSİMLƏR

### § 8.1. Mayələrdə molekulyar hadisələr

Mayələrin əsas xassələrinə nəzər yetirək:

1. Mayələrin molekulları bir-birindən şəkil 7.2-də təsvir olunan  $r_0$  tarazlıq məsafəsində yerləşdiyindən güclü qarşılıqlı təsirdədirlər. Qarşılıqlı təsirin potensial enerjisi  $U_{\min}$  müxtəlif mayələr üçün fərqləndiyindən, mayələrin ümumi nəzəriyyəsinə qurmaq çox çətindir.

2. Mayələr kiçik sıxılma qabiliyyətinə malik olurlar. Təzyiqin  $\Delta P$  qədər artmasında həcmi kiçik



dəyişməsi və molekullar arasında güclü itələmə qüvvələri əmələ gəlir. Buna görə izotermik sıxılma əmsalı  $k = -\frac{\Delta V/V}{\Delta P}$

mayelər üçün  $10^{-9} \div 10^{-10} Pa^{-1}$  kimi çox kiçik qiymətə malik olur.

3. Temperaturun artması ilə də həcmnin dəyişməsi cüzi olur. Mayelərdə həcmi genişlənmə əmsalı  $\beta = \frac{\Delta V/V}{\Delta T} \sim 10^{-4} K^{-1}$  kimi qazlara nisbətən xeyli kiçik qiymətə malik olduğundan, görülən iş üçün  $P\Delta V \ll R\Delta T$  şərti ödənilir və mayelər üçün istilik tutumları  $C_p$  və  $C_v$  demək olar ki, bir-birinə bərabər olur.

4. Qızdırılma zamanı mayenin sıxlığının dəyişməsi

$$\rho = \rho_0 \cdot (1 - \alpha t) \quad (8.1)$$

qanunu ilə baş verir. Burada  $\alpha$  - genişlənməni təyin edən əmsaldır.  $t = 1/\alpha$  olduqda  $\rho = 0$  olur. Lakin bu şərti ödəyən temperaturdan xeyli aşağı temperaturlarda maye buxara (qaza) çevrilir.

Maye molekulları arasında məsafə  $r_0$ -a bərabər olduğundan, onlar arasında qarşılıqlı təsir enerjisi şəkil 7.2-də təsvir olunmuş  $U_{\min}$  kəmiyyətinə bərabər olur. Belə vəziyyətdə olan maye molekulları tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqs edirlər. Rəqsin amplitudu bəzən elə böyük olur ki, onlar öz yerlərindən yeni mövqelərə sıçrayırlar. Temperaturun artması ilə rəqs amplitudu artır və qonşu mövqelərə sıçrayışların intensivliyi artır. Molekullar arasında məsafə artdığından mayenin həcmi artır. Bu hadisə həcmi genişlənmə adlanır.

Maye molekullarının kip yerləşdiyi halda onun ətrafında 12 qonşu molekul olur. Bu səbəbdən maye daxilindəki molekulun potensial enerjisi

$$U_m = 12|U_{\min}| \quad (8.2)$$

təşkil edir. Molekullar arasında məsafə artdıqda qarşılıqlı təsir qüvvəsi sürətlə azaldığından ikinci sıra qonşuların təsirini nəzərdən atmaq mümkündür. Maye üzərində daima buxar olur və buxar üçün  $U_b \approx 0$  şərti ödənilir. Mayelərdə  $U_{\min} < 0$  potensial enerji mənfi qiymət alır. Bu baxımdan  $U_m < U_b$  olduğundan, 1 mol mayeni eyni temperaturda buxara çevirmək üçün  $N_A$  sayda molekulu qonşuların qarşılıqlı təsirindən «qoparmaq»la iş görmək lazımdır:

$$A_1 = (U_b - U_m) \cdot N_A = 12|U_{\min}| \cdot N_A \quad (8.3)$$

Buxarın həcmi eyni kütləyə malik mayenin həcmindən böyük olduğundan, mayeni buxara çevirmək üçün əlavə

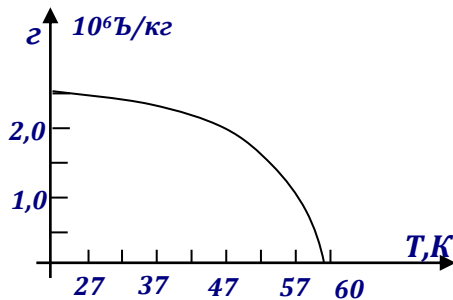
$$A_2 = P_d(V_b - V_m) \quad (8.4)$$

iş görülməlidir. Burada  $P_d$  - doymuş buxarın təzyiqi  $V_b$  və  $V_m$  isə eyni temperaturda 1 mol buxarın və mayenin həcmidir. Buxarlanma istilik verilməsi ilə həyata keçirildiyindən, bu iki iş birlikdə materialın *gizli buxarlanma istiliyini* təyin edir:

$$q = 12|U_{\min}| \cdot N_A + P_d(V_b - V_m) \quad (8.5)$$

$U_{\min}$  müxtəlif maddə molekulları üçün qiymətcə fərqləndiyindən, gizli buxarlanma istiliyin də maddənin növündən, onun molekulları arasında qarşılıqlı təsir enerjisindən asılı olacaqdır. Gizli buxarlanma istiliyi həm də temperaturdan asılıdır. Temperatur artdıqca  $V_m$  artır,  $V_b$  isə

azalır, maye ilə onun doymuş buxarı arasında fərq tədricən aradan qalxır. Buxarın təzyiqi artdıqca onun molekulları arasında qarşılıqlı təsir artdığından,  $U_b = 0$  şərti pozulur və (8.3)



Шяќил 8.1

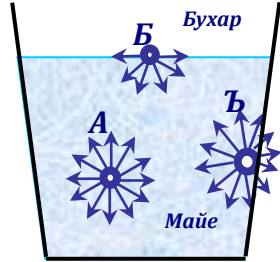
ifadəsində  $A_1 < 12|U_{\min}| \cdot N_A$  olur. Doymuş buxarın təzyiqi xarici təzyiqə bərabər olduqda mayenin *qaynaması* baş verir. Bu hala uyğun temperatur *qaynama temperaturu* adlanır. Temperatur artaraq böhran halına çatdıqda

$$V_m = V_b \text{ və } U_b = U_m \Rightarrow q = 0 \quad (8.6)$$

şərti ödənilir. Beləliklə, böhran halı gizli buxarlanma istiliyinin "0"-a bərabər olması ilə nəticələnir. Su üçün gizli buxarlanma istiliyinin temperaturdan asılılığı şəkil 8.1-də təsvir olunmuşdur. Su üçün  $0^\circ S(273K)$ -də doymuş buxarın təzyiqi  $4,6 \text{ mmHg}$  olduğu nəzərə alınarsa,  $|U_{\min}|$  qiyməti  $U_{\min} = 5,5 \cdot 10^{-21} \text{ Coul}$  tərtibində olar.

### § 8.2. Mayelərdə səthi gərilmə

Qabda yerləşən maye qabın divarlarını təşkil edən maddə ilə, səthi üzərində buxarla həmsərhəddir. Beləliklə, maye həcmində olan molekulla onun sərhəddində olan molekulların şəraiti fərqlidir. Həcmdəki  $A$  molekulu 12 qonşuya malik olsa da səthdəki  $B$  molekulu yalnız səthdən aşağıda yerləşən 6 maye molekulu ilə qarşılıqlı təsirdədir. Bu baxımdan səthdə yerləşən molekulun potensial enerjisi cəmi  $6|U_{\min}|$  təşkil edəcəkdir. Divarla



Шякил 8.2

sərhəddə  $C$  molekulunun potensial enerjisi isə

$$U_{sr} = 6U_{\min} + 6|U_{\min}|_{b,m} \quad (8.7)$$

kimi təyin olunacaqdır. Burada  $|U_{\min}|_{b,m}$  - bərk cismin maye molekulları ilə qarşılıqlı təsir enerjisidir. Mayenin həcmindəki molekulu səthə çıxarmaq üçün

$$A = U_{hacm} - U_{sath} = 12|U_{\min}| - 6|U_{\min}| = 6|U_{\min}| \quad (8.8)$$

qədər iş görmək – istilik vermək lazımdır. Buxar molekulu mayenin həcminə daxil olduqda mənfəi iş görülərək istilik ayrılacaqdır. Beləliklə, daxili qüvvələrin təsiri altında maye öz həcmi azaltmağa çalışır. Ümumi halda buna başqa qüvvələr maneçilik törədir. Məsələn, ağırlıq qüvvəsi kompensə olunmuş sərbəst maye damcısı hər tərəfdən sıxılaraq kürə formasını almağa çalışacaqdır, çünki eyni həcmə malik həndəsi fiqurlardan səthi ən kiçik olanı kürədir.

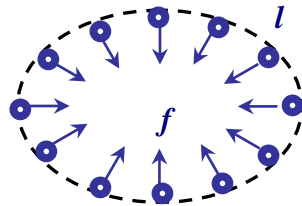
Mayenin səthi boyunca yönələrək onun səthini kiçiltməyə çalışan qüvvə *səthi gərilmə qüvvəsi* adlanır. (8.8) ifadəsini nəzərə alaraq, maye səthində yerləşən molekulların sayının  $N = n_0 \cdot \Delta S$  olduğu halda görülən işi

$$A = 6|U_{\min}|n_0 \cdot \Delta S = \alpha \cdot \Delta S \quad (8.9)$$

kimi təyin edərik. Burada  $\Delta S$  mayenin sərbəst səthinin sahəsi,  $n_0$  - səth konsentrasiyası, yəni  $1 \text{ m}^2$  səthdə yerləşən molekulların sayı,  $\alpha$  mütənəsblik əmsalı isə *səthi gərilmə əmsalı* adlanır.  $\alpha$  -nın vahidi  $\frac{C}{m^2} = \frac{N}{m}$  kimi təyin olunur.

$$\alpha = 6|U_{\min}| \cdot n \quad (8.10)$$

kimi təyin olunduğundan, səthi gərilmə əmsalı yalnız mayeyə məxsus parametrlərlə ifadə olunur və buna görə də mayenin növündən asılıdır. Maye qabda yerləşdikdə səthin konturu üzrə molekullar zəncirində səthi gərilmə qüvvəsi səthi sıxmağa çalışacaqdır (Şəkil 8.3). Konturun uzunluğu  $l$ , kontur üzrə molekulların sayı  $N = n_l l$  olarsa, səthi gərilmə qüvvəsi



Шякил 8.3

$$F = f \cdot n_l \cdot l = \alpha \cdot l \quad (8.11)$$

olar. Burada  $n_l$  xətti konsentrasiya ( $m^{-1}$ ),  $\alpha = f \cdot n_l$  səthi gərilmə əmsalıdır.

Beləliklə, səthi gərilmə əmsalı qiymətə maye səthini əhatə edən konturun vahid uzunluğuna təsir edən qüvvədir. Səthi gərilmə əmsalı mayenin növü ilə yanaşı temperaturdan da asılıdır

$$\alpha = \alpha_0 \left( 1 - \frac{t}{t_b} \right) \quad (8.12)$$

və  $t = t_b$  böhran temperaturunda səthi gərilmə əmsalı «0»-a bərabər olur.

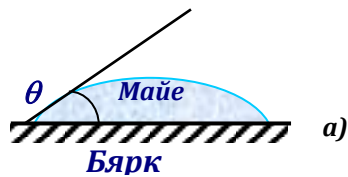
Qabda yerləşən mayenin buxarla sərhədlənən sərbəst səthi ilə yanaşı qabın divarlarının maddəsi ilə məhdudlaşdığı səth də mövcuddur (şəkil 8.2, *C* molekulu). Bu molekul maye tərəfdən 6 maye molekulu, divarın maddəsinin 6 bərk cisim molekulu ilə qarşılıqlı təsirdə olur. Baxılan molekulun enerjisi (8.7) ifadəsi ilə təyin oluna bilər. Sərhəddə yerləşən molekul mayenin həcminə daxil olarsa, görülən iş (ayrılan enerji)

$$A = \Delta W = 12|U_{\min}| - U_{sr} = 6 \left\{ |U_{\min}|^m - |U_{\min}|^{b,m} \right\} \quad (8.13)$$

olar. Göründüyü kimi, ayrılan enerjinin (görülən işin) işarəsi maye molekulları arasında qarşılıqlı təsir enerjisi ilə bərk cismin molekullarının maye molekulları ilə qarşılıqlı təsir enerjiləri fərqiindən asılı olacaqdır. Bu səbəbdən sərhəddə yerləşən molekulda təsir edən səthi gərilmə qüvvəsinin istiqaməti də bu qarşılıqlı təsirlərin fərqi ilə təyin olunacaqdır. Əgər maye və bərk cisim üçün

$$|U_{\min}|^{m,b} > |U_{\min}|^m \quad (8.14)$$

şərti ödənilirsə, bərk cisim tərəfindən molekul daha böyük qüvvə ilə dartılaraq maye səthini artırmağa çalışacaqdır. Belə bərk cisimlər üçün maye



Шякил 8.4

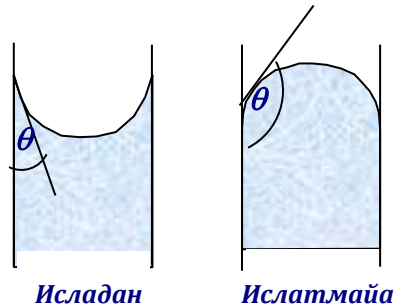
isladan maye adlanır. Məsələn, su şüşəni isladır və ona görə su damlası şüşənin səthinə yayılır (Şəkil 8.4a). Yayılan maye səthinin sərhədinin yaratdığı  $\theta$  bucağı *islatmanın kənar bucağı* adlandırılır. Isladan mayələr üçün bu bucaq itidir ( $\theta < 90^\circ$ ). Elə mayələr var ki, məsələn civə şüşə səthində, mayenin molekulları maye-bərk cisim molekullarına nəzərən daha güclü qarşılıqlı təsirdə olurlar:

$$|U_{\min}|^m > |U_{\min}|^{b,m} \quad (8.15)$$

Belə mayələr *bərk cismi islatmayan mayələrdir* (Şəkil 8.4, b). Islatmayan mayələr üçün islatmanın kənar bucağı kor bucaq olur ( $180^\circ > \alpha > 90^\circ$ ). Misaldan görüldüyü kimi, eyni bərk cisimi (şüşəni) bir maye (su) isladır, digər maye isə (civə) islatmır. Öz növbəsində civə sink lövhəni isladır, yəni mayələr də bəzi bərk cisimləri isladır, bəzilərini yox.

### § 8.3. Kapilyarlıq hadisələri

Mayenin sərbəst səthinin forması səthi gərilmə qüvvələri ilə yanaşı mayeyə təsir edən yerin ağırlıq qüvvəsindən də asılıdır. Maye borularda yerləşdikdə maye səthinin aldığı forma mayenin növündən, borunun materialından və diametrindən asılı olur. Səthi gərilmə qüvvəsinin təsiri ilə



Шякил 8.5'

kiçik diametrlı borularda maye sütununun hündürlüyündə dəyişmələr baş verir. Bu hadisə *kapilyarlıq* adlanır. Kapilyarlıq hadisəsi nəticəsində maye daxilində təzyiqlik xarici təzyiqdən fərqlənir. Isladan mayələr üçün daxilində təzyiqlik xarici təzyiqdən kiçik olur. Islatmayan mayədə isə əksinə, daxilində təzyiqlik xarici təzyiqdən böyük olur. Şəkil 8.5-də boruda olan isladan və islatmayan mayələrin sərbəst səthlərinin forması və islatma

bucağı təsvir olunmuşdur. İslatmayan maye halında maye səthinin sfera seqmenti olması halını araşdıraraq (şəkil 8.6). Maye səthi sferaya tamamlandıqda onun radiusu  $R$  olsun. Sfera seqmentinin oturacağıın radiusunu isə  $r$  ilə işarə edək ( $r < R$ ).

Mayeyə səthi boyunca toxunan istiqamətdə  $f$  səthi gərilmə qüvvəsi təsir edir. Sağda və solda götürülmüş  $\Delta l$  uzunluğuna təsir edən qüvvə

$$f = \Delta l \cdot \alpha \quad (8.16)$$

kimi təyin olunur. Şəkildə təsvir olunan kimi  $f$  ağırlıq qüvvəsinə paralel və perpendikulyar olmaqla  $f_{\parallel}$  və  $f_{\perp}$  toplanana ayrıla bilər.

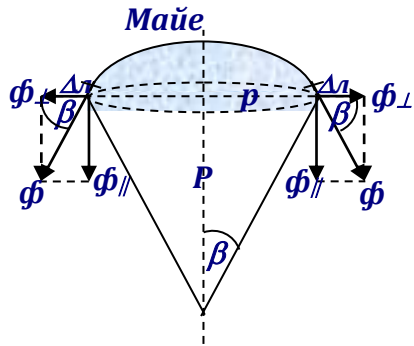
$$f_{\parallel} = f \cdot \sin \beta \quad (8.17)$$

$$f_{\perp} = f \cdot \cos \beta$$

Sağda və solda kontur uzunluğuna təsir edən  $f_{\perp}$  qüvvələri qarşılıqlı əks yönlədiklərindən bir-birini kompensə edəcəkdir. Uyğun  $f_{\parallel}$  qüvvələri isə eyni istiqamətdə yönələrək maye səthinin altında təzyiç yaradacaqlar. Bu qüvvələrin cəmi

$$F_{\parallel} = \sum f_{\parallel} = \alpha \sum \Delta l \cdot \sin \beta = \frac{\alpha r}{R} \sum \Delta l \quad (8.18)$$

olacaqdır. Burada, şəklə görə,  $\sin \beta = \frac{r}{R}$  olması nəzərə alınmışdır. Götürülmüş elementin  $\Delta l$  uzunluqlarının cəmi maye seqmentinin oturacaq çevrəsinin uzunluğuna bərabərdir:  $\sum \Delta l = 2\pi r$ .  $F_{\parallel}$  qüvvəsinin yaratdığı əlavə təzyiç



ШЯКИЛ 8.6





yəni təzyiq eyni radiuslu boruda olduğundan iki dəfə kiçik olacaqdır.

Laplas təzyiqinin yaranması nəticəsi olaraq kiçik diametrlı (kapilyar) borularda  $\Delta P$ -nin qiyməti kifayət qədər böyük olur. Əlavə təzyiq kapilyarlarda maye səviyyəsinin dəyişməsinə - qalxması və düşməsinə səbəb olur. Böyük qaba salınmış kapilyar boru mayeni isladandırsa, (8.18) ifadəsinə görə əlavə təzyiq mayeni yuxarı qaldıracaq, islatmayandırsa, mayeni aşağı salacaqdır. Bu hallar uyğun olaraq şəkil 8.8, a və 8.8, b-də təsvir olunmuşdur. Borudakı maye səthində yaranan əlavə təzyiq maye sütununun  $h$  hündürlüyünü yaradaraq onun hidrostatik təzyiqi ilə tarazlaşır:

$$\frac{2\alpha}{R} = \pm \rho g h. \quad (8.24)$$

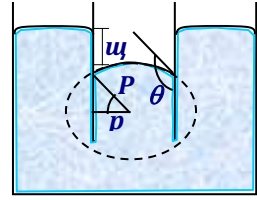
Islatmanın kənar bucağı  $\theta$  olduqda səthin əyrilik radiusunu şəklə görə

$$R = \frac{r}{\cos\theta} \quad (8.23)$$

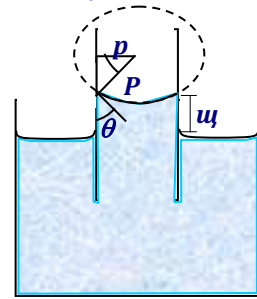
kimi təyin edərək mayenin qalxma və ya düşmə qalxma hündürlüyünü

$$h = \frac{2\alpha|\cos\theta|}{\rho g r} \quad (8.25)$$

kimi mayenin və borunun parametrləri ilə ifadə edərək. Göründüyü kimi kapilyar boruda mayenin qalxma hündürlüyü mayenin məxsusi parametrləri (səthi gərilmə, sıxlıq) ilə yanaşı borunun radiusundan da asılıdır. Su üçün ( $\alpha = 0,073 \frac{N}{m}$ ,  $\rho = 10^3 \frac{kq}{m^3}$ ) diametri  $1mkm = 10^{-6}m$  olan kapilyarda qalxma hündürlüyü  $h \approx 30m$  təşkil edir. Kapilyarlıq hadisəsi birləşmiş qablar qınununu pozur, maye



a)



b)

Шякил 8.8

monometrlərin və termometrlərin dəqiq işləməsinə əngəl törədir. Bununla yanaşı kapilyarlıq texnikada və təbiət hadisələrində mühüm rol oynayır. Məsələn, uca dağ başında bulağın qaynaması qayalardan kapilyarlar vasitəsilə suyun qalxması nəticəsidir və buna görə belə su çox keyfiyyətli, dadlı olur. Kerosin lampasında yanacaq piltədə olan kapilyarla tənzimlənilir və s..

### § 8.4. Mayelərdə daşınma hadisələri

Mayelərdə daşınma hadisələri olaraq diffuziya və daxili sürtünməyə nəzər salaq. Maye halında xaotik istilik hərəkəti səbəbindən molekullar bir mövqedən digərinə «tullanırlar». Bu halda molekulların orta sərbəst yolu əvəzinə tullanmanın uzunluğu götürülür ki, o da xarici təzyiq və temperaturdan asılı olmur. Tullanmış molekullar maye daxilində diffuziyaya məruz qalırlar ki, buna *öz-özünə diffuziya hadisəsi* deyilir. Kənar atomlar və ya ionlar mövcud olduqda öz-özünə diffuziya bu obyektlərin də maye daxilində diffuziyasına səbəb olacaqdır. Lakin mayelərdə  $D$  diffuziya əmsalının qiyməti qazlara nisbətən çox kiçik qiymətlə xarakterizə olunur.

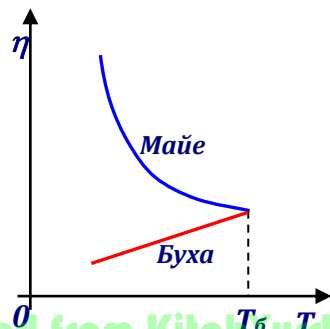
Mayelərin özlülüyü də qazlarda olduğu kimi molekulların bir mövqedən digərinə tullanması ilə impuls aparmasına əsaslanır və §5.6-da verilən ifadələr mayelər üçün də istifadə oluna bilər. Lakin qazlarda diffuziya və özlülük əmsalları arasında mütənasiblik mayelərdə tərs mütənasibliklə əvəz olunur. Belə ki, temperatur artdıqca mayenin axıcılığı artdığından özlülüyü azalır, öz-özünə diffuziya isə artır.

I.Frenkel göstərmişdir ki, mayelərin özlülüyü temperaturun dəyişməsi ilə

$$\eta = \eta(0) \cdot e^{\frac{E}{kT}} \quad (8.16)$$

kimi eksponential qanunla tənzimlənilir. Burada  $E$  molekulun bir mövqedən digərinə tullanması üçün lazım olan enerji, *mayenin*

202



fəallaşma enerjisidir. Ədədi qiyməti  $\sim (2 \div 4) \cdot 10^{-20} \text{ C}$  təşkil edən bu enerji mayenin növündən asılıdır. Otaq temperaturuna yaxın temperaturlarda əksər mayeləri cəmi 10 dərəcə qızdırdıqda onun özlülüyü  $\sim 20 \div 30\%$  azalır. Temperatur artdıqca qazın (buxarın) isə özlülüyü artır. Böhran temperaturunda  $\eta_{maye} = \eta_{qaz}$  olur. Bu şəkil 8.9-də təsvir olunmuşdur.

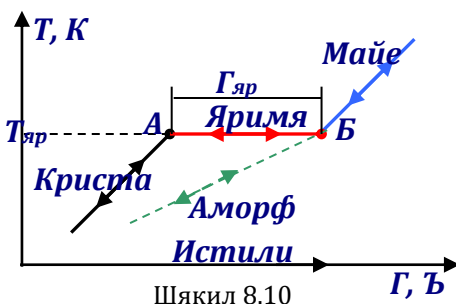
Mayelərdə hərəkət edən cisimlərə özlülük hesabına təsir edən sürtünmə qüvvəsi (3.65) ilə eyni ( $F = 6\pi\eta r v$ ) Stoks düsturu ilə ifadə olunur və mayenin  $\eta$ -özlülük əmsalını laboratoriya şəraitində təcrübə ilə təyin etməyə imkan verir.

### § 8.5. Bərk cisimlərin quruluşu və xassələri

Bərk cisimlərin mayelərdən əsas fərqi forma elastikliyinə malik olmalarıdır. Sürüşmə, burulma və əyilmə deformasiyalarına yalnız bərk cisimlər qadirdirlər. Belə deformasiyalar mayelərdə qeyri elastiki xarakterə malik olur. Mayelərdə olan axıcılıq, səthi gərilmə və daxili sürtünmə qüvvələri bərk cisimlər üçün xarakterik deyil.

Mayelər və bərk cisimlər arasında belə keyfiyyət fərqləri onların molekul quruluşları və molekulların istilik hərəkətlərinin

fərqlənməsi ilə əlaqədardır. Temperatur dəyişdikdə bu aqreqat halları bir-birini əvəz edə bilirlər. Qızdırılan bərk cisim mayeyə çevrilir, soyudulan maye bərk hala keçir. Bərk cismin istilik verilərək qızdırılma diaqramı şəkil 8.10-da təsvir olunmuşdur.

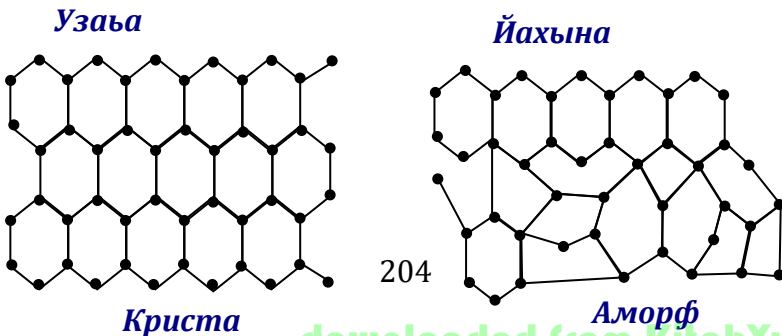


Шякил 8.10

$T_{\text{cr}}$  temperaturuna qədər verilən istilik bütövlükdə bərk cismin qızmasına sərf olunur ( $A$  nöqtəsi). Verilmiş bərk cisim üçün xarakterik olan  $T_{\text{cr}}$  temperaturunda bərk cisim əriyir. Ərimə müddətində verilən istilik bütövlükdə aqreqat halının dəyişməsinə sərf olunur. Ərimə temperaturunda maddəni bərk haldan maye halına çevirmək üçün lazım olan istiliyə *ərimə istiliyi* ( $Q_{\text{cr}}$ ) deyilir. Ərimə istiliyi eyni tərkibli mayələrin buxarlanma istiliyindən bir neçə dəfə kiçik olur. Maddənin əriməsi müddətində onun temperaturu dəyişmir. Maddə tamamilə maye halına keçdikdə diaqramın  $B$  nöqtəsindən sonra verilən istilik artıq mayenin qızmasına sərf olunur. Burada istilik verilməsi dayandırılırsa, maddə ətrafa istilik verərək soyumağa başlayar. Soyuyan cisim  $B$  nöqtəsinə çatdıqda bərkimə başlayır və bərkimə temperaturu ərimə temperaturu  $T_{\text{cr}}$  ilə üst-üstə düşür. Bərkimə prosesində bərk cismin kristal quruluşu bərpa olunur və bu ərimə istiliyinə bərabər istilik miqdarının ayrılması ilə müşayiət olunur.

Maye halında olan maddə cəld soyuyursa, kristal quruluş bərpa olunmağa macal tapmamış bərkiməsindən amorf cisimlər alınır. Amorf cisimlərdə müxtəlif molekullar müxtəlif mövqelərdə yerləşdiyindən onların hamısı eyni temperaturda maye halına keçmir. Amorf cisim yumşalaraq əriyir və tədricən bərkiyir. Amorf halın alınması şəkil 8.10-da qırıq xətlərlə təsvir olunmuşdur.

Bərk cisimlərin əsas xüsusiyyəti kristal quruluşa malik olması ilə əlaqədardır. Bərk cismin elementar kristal özəyi fəzanın bütün istiqamətlərinə təkrarlanır. Belə quruluşlar



*uzağa nizamlılıq* adlanır. Əgər elementar qəfəs təkrar olunmazsa, *yaxına nizamlılıq* adlanır. Kristal bərk cisimlərdə uzağa nizamlılıq, amorf bərk cisimlərdə isə yaxına nizamlılıq mövcud olur (şəkil 8.11).

Uzağa nizamlılıqda istənilən 1-ci molekulun ətrafı istənilən n-cidə təkrar olunur. Böyük ölçülü belə quruluşlu cisimlər *monokristal* adlanır. Çoxlu miqdarda monokristalların xaotik yığılı *polikristal* adlanır. Yaxına nizamlılıqda təkrar olunma pozulur.

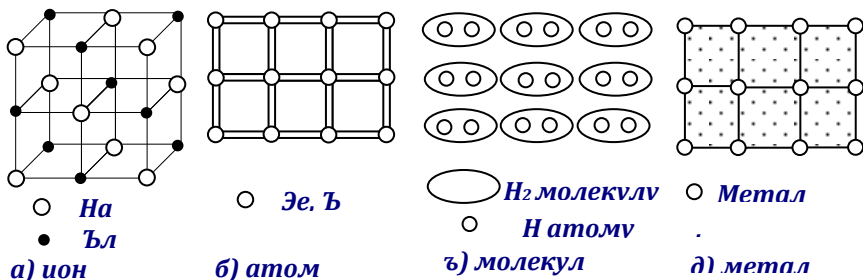
Monokristalların əsas xassəsi anizotropluq, yəni parametrlərin koordinat oxları üzrə qiymətinin fərqlənməsidir.

Amorf cisimlər uzun müddət saxlanıldıqda tədricən uzağa nizamlılıq bərpa olunaraq kristal cismə çevrilirlər. Həm kristal, həm də amorf halda olan cisimdə molekul bir-birindən müəyyən məsafədə – tarazlıqda olaraq rəqsi hərəkət icra edirlər. Xarici qüvvələrin təsiri ilə molekul öz tarazlıq vəziyyətlərindən bir qədər sürüşürlər və cisim deformasiya edir. Tarazlıq vəziyyətindən sürüşmə müəyyən hüdudu aşmırsa, kənar qüvvə yox olduqda əvvəlki tarazlıq bərpa olunur. Bu isə bərk cismin formasının elastikliyidir.

### **§ 8.6. Kristal qəfəslərin növləri**

Kristalda atomların təkrarlanan fiqurlar əmələ gətirməklə düzülməsi müxtəlif ola bilsə də, ixtiyari ola bilməz. Belə ki, təkrar olunan fiqurlar fəzanı tam doldurmalıdırlar. Düzbucaqlı, romb, altıbucaqlı və s. üçün bu mümkün olsa da, beşbucaqlı üçün mümkün olmur. Cəmi 32 sinif belə kristal simmetriyası Bravais qəfəsləri adlanır. Bu sinif kristallar cəmi 230 bir-birini təkrarlamayan quruluşa malik ola bilərlər. Bu 230 tip Fyodrov qəfəslərini əmələ gətirən atomlar, aralarında qarşılıqlı təsir qüvvəsini təbiətinə görə dörd əsas qrupa bölürlər.

### 1. Ion qəfəsləri. Qəfəs düyünlərində atomlar ion şəklində



Шякил 8.12

yerləşirlər və müsbət ionlarla mənfi ionların növbələşməsi yüklər arasında Kulon qarşılıqlı təsirinə mövcud olur. Belə qəfəsə ən yaxşı misal *LiF*, *KBr*, *NaCl*- xörək duzu ola bilər. (Şəkil 8.12, a)

2. Atom qəfəsləri. Qəfəs düyünlərində neytral atomlar öz aralarında kovalent körpülər – valent elektronlar cütü vasitəsilə əlaqə yaradırlar (Şəkil 8.12, b). Belə qəfəslərə misal olaraq almaz (*C*), *Ge*, *Si* və s. göstərilə bilər. Belə qəfəslər yüksək möhkəmliyə malik olurlar.

3. Molekullar qəfəsi. İkiatomlu qazların molekulları elektron örtüklərinin deformasiyası səbəbindən bir-biri ilə zəif qarşılıqlı təsirdə olurlar. Bu qarşılıqlı təsir Van-der-Vaals qüvvələri vasitəsilə baş verir (Şəkil 8.12, c).  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $Cl_2$  və s. belə kristal quruluşa malik olurlar. Bu maddələrin molekullarındakı atomlar arasındakı məsafə qonşu molekullar arasındakı məsafədən kiçik olur, çünki qəfəsdaxili rabitə valent elektronları vasitəsi ilə yaranır və xeyli güclüdür. Molekullar arasında zəif rabitə səğəğindən belə maddələr qaz halında olur və çox aşağı ( $< -200^{\circ}S$ ) temperaturlarda kristallaşırlar.

4. Metal qəfəsləri. Belə qəfəslərin düyünlərində metal ionları yerləşir, onlar arasında fəzanı isə qopan sərbəst elektronlar doldururlar (Şəkil 8.12, d). Buna elektron qazı

deyilir. Elektron qazı müsbət ionları «çəkərək» öz yerlərinə bağlayır və güclü rabitəyə səbəb olur.

### § 8.7. Bərk cisimlərin mexaniki xassələri

Bərk cisimlərdə molekulları (atomları) bir-birinə «bağlayan» qüvvələrin təbiətindən asılı olmayaraq atomlar arasında məsafənin dəyişməsi baş verdikdə qüvvələrin dəyişmə xarakteri mayelər və real qazlarda olduğu kimi şəkil 7.2-yə uyğun təsvir edilir.

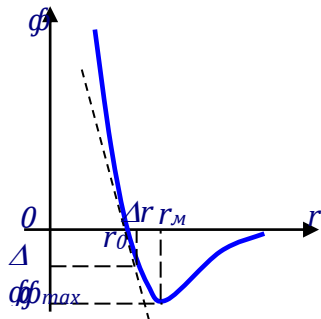
Molekullar arasında böyük məsafələrdə cəzibmə onlar arasında  $r$  məsafəsi artdıqca sürətlə azalır. Atomlar bir-birinə  $r_0$  məsafəsindən çox yaxınlaşdıqda isə elektron buludlarının dəfətməsi baş verir. Tarazlıq vəziyyəti molekullar arasında  $r_0$  məsafəsinə uyğun gəlir (şəkil 8.13).

Uzunluğu  $l$ , en kəsinin sahəsi  $S$  olan çubuğun uclarına  $F$  qüvvəsi tətbiq edərək onu dartaq. Bu halda § 2.4-ə görə çubuq  $\Delta l$  qədər uzanacaqdır. Uzanma bərk cismin molekulları arasında məsafənin  $\Delta r$  qədər artması səbəbindən baş verir. Əgər atomlar zənciri  $N$  atomdan ibarətdirsə,  $\Delta l = N \cdot \Delta r$  olar. Çubuğun ilkin uzunluğu isə  $l = N \cdot r_0$  kimi təyin olunacaqdır. Bu ifadələrin nisbətini götürək:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{\Delta r}{r_0} \quad (8.17)$$

Şəkildən görüldüyü kimi deformasiya zamanı molekullar arasında məsafə dəyişir və  $\Delta f$  qüvvəsi meydana çıxır. Kiçik deformasiyalarda  $f(r)$  asılılığı  $r_0$  yaxınlığında xətti götürülə bilər (şəkildə qırıq xətlə göstərilib).

$$\Delta f = -K \cdot \Delta r \quad (8.18)$$



Шякил 8.13

Burada  $K$  konkret maddənin molekulları arasında qarşılıqlı təsirdən asılı olan sabitdir, «mənfə» işarəsi isə şəklə görə cazibə qüvvəsinin əmələ gəldiyini nümayiş etdirir. Əgər  $S$  en kəsiyində olan molekul zəncirlərinin sayı  $N$  olarsa,  $N = n_0 \cdot S$  kimi göstərilə bilər. Burada  $n_0$  vahid en kəsiyinə düşən atom zəncirlərinin sayı (konsentrasiyası) adlanır. Bu halda bütün en kəsiyində yaranan qüvvələr toplanaraq yekun  $F$  qüvvəsini formalaşdırır.

$$F = \sum \Delta f = -K\Delta r \cdot n_0 \cdot S \quad (8.19)$$

$\Delta r$ -i (8.17) -dən təyin edib nəzərə alsaq,

$$F = Kn_0 r_0 \frac{\Delta l}{l} \cdot S \quad (8.20)$$

olar. Bunu § 1.4-də təsvir olunan Hük qanununun ifadəsi ilə tutuşdurduqda Yunq modulu üçün

$$E = Kn_0 r_0 \quad (8.21)$$

alırıq. Beləliklə, materialın Yunq modulu bərk cismin məxsusi parametrlərindən – atomlar arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsinin xarakterindən, atomlar arasındakı məsafədən və atomlar zəncirinin konsentrasiyasından asılıdır. Şəkil 8.13 əsasında həm də elastiklik hüdudu  $f(r)$  asılılığının xəttlikdən kənara çıxma şərtindən və möhkəmlik hüdudu

$$\delta_{mh} = \frac{F_m}{S} = |f_{\max}| \cdot n_0 \quad (8.22)$$

kimi təyin oluna bilər. Lakin təcrübi nəticələr (8.22) ifadəsindən hesablanan qiymətdən dəfələrlə kiçik olur. Buna səbəb materialların daxilində mövcud olan mikroçatlardır. *A.F.Ioffe* və əməkdaşları təcrübi olaraq belə çatlara aradan qaldırmaqla  $\delta_{mh}$ -nin qiymətinin artmasına nail olmuşlar.

### § 8.8. Bərk cisimlərin istilik xassələri

Molekulyar quruluş bərk cismin istilik xassələrini də izah edir. Sıfır Kelvin temperaturda bərk cismin atomlarının



potensial enerjisini də sıfır götürmək olar. Temperaturun artması ilə atomlar öz tarazlıq vəziyyətləri ətrafında rəqs etməyə başlayır və buna görə də rəqsi hərəkətin enerjisi

$$\varepsilon_{raqs} = E_{pot} + E_{kin} = \frac{m\nu^2}{2} + \frac{kx^2}{2} \quad (8.23)$$

olar. Enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə bərabər paylanması teoreminə görə,

$$\frac{m\nu^2}{2} = \frac{kx^2}{2} = \frac{1}{2}kT \quad (8.24)$$

qəbul edilə bilər. Bərk cisimdə rəqs edən atom 3 sərbəstlik dərəcəsinə malik olduğundan, 1 atomun enerjisi

$$\varepsilon = 3\left(\frac{1}{2}kT + \frac{1}{2}kT\right) = 3kT, \quad (8.25)$$

1 mol maddə miqdarının enerjisi isə

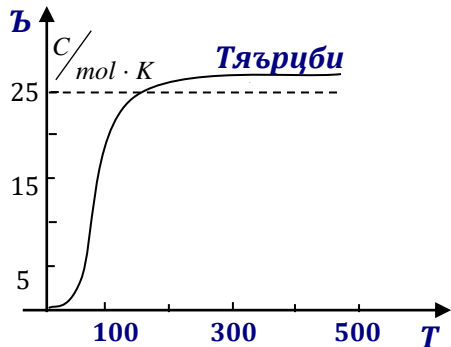
$$E = N_a \cdot \varepsilon = 3N_a \cdot kT = 3RT \quad (8.26)$$

olar. Bu ifadədən bərk cismin istilik tutumu

$$C = \frac{\partial E}{\partial T} = 3R \approx 25 \frac{C}{mol \cdot K} \quad (8.27)$$

kimi sabit qiymətə malik olmalıdır. İlk olaraq təcrübədə alınan (8.27) ifadəsi *Dülonq-Pti qanunu* adlanır. Bu qanuna görə bir atomdan ibarət kristal qəfəsə malik bərk cisimlərin istilik tutumu temperaturdan asılı olmayan sabit kəmiyyətdir.

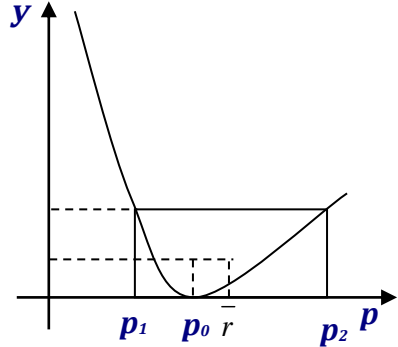
Daha mürəkkəb kristal qəfəslər halında qarşılıqlı rəqsləri də nəzərə almaq lazımdır. Temperaturun aşağı düşməsi ilə ikiatomlu qazlarda olduğu kimi rəqs sərbəstlik dərəcələrinin «donması» (bax § 6.2) nəticəsində istilik tutumu



Шякил 8.14

azalır və  $T \rightarrow 0$  olduqda istilik tutumu da «0» olur. Təcrübədən alınan qiymətlərin nəzəri qiymətdən şəkil 8.14-də təsvir olunan fərq elektron qazının istilik tutumu ilə əlaqələndirilir.

Bərk cismin istilik tutumunun temperaturdan asılılığı Debay tərəfindən izah olunmuşdur. Bu nəzəriyyəyə görə hər material üçün Debay temperaturu mövcuddur ki, həmin temperaturdan aşağı düşdükdə istilik tutumu  $C \sim T^3$  qanunu ilə azalır.



Шякил 8.15

Temperatur artdıqca molekulların rəqsinin amplitudu artır və bu bərk cismin istidən genişlənməsinə səbəb olur. Şəkil 8.13-ə uyğun potensial enerjinin atomlararası məsafədən asılılığı şəkil 8.15-də təsvir olunan kimi olar. Rəqsi hərəkət vaxtı atomlar arasında məsafə  $r_1$ -dən  $r_2$ -yə qədər dəyişir və potensial enerjinin kinetik enerjiyə və əksinə çevrilməsi baş verir.  $U(r)$  əyrisi  $r_0$ -a nəzərən simmetrik olmadığından rəqsin sağa və sola amplitudları fərqlənir və atomlar arasında orta məsafə  $\bar{r} = \frac{r_1 + r_2}{2}$  temperaturunun artması ilə artır.

$$\bar{r} - r = \Delta r \Rightarrow \frac{\Delta r}{r_0} = \frac{\Delta l}{l_0} = \alpha T \quad (8.28)$$

kimi temperaturdan asılılıq alınır.

Mütənasiblik əmsalı  $\alpha$  - *həcmi genişlənmə əmsalı* adlanır və qiyməti müxtəlif materiallar üçün  $\sim 10^{-6} K^{-1}$  tərtibində olur.

### III BÖLMƏ. ELEKTRİK

#### IX FƏSİL. Elektrostatika

Təcrübələr göstərir ki, cisimlər müəyyən şəraitdə elektrik yükü əldə edə bilirlər. Elektrik yükləri olan cisimlər bir-biri ilə güclü qarşılıqlı təsirdə olurlar. Qarşılıqlı təsirin həm cazibə, həm dəfətmə kimi yaranması iki növ elektrik yükünün mövcudluğunun nəticəsidir. Bu yüklər «müsbət» və «mənfi» adlandırılır və qəbul edilir ki, eyniadlı yüklər (++; --) bir-birini dəf edir, müxəlif adlı yüklər (+ -; - +) isə bir-birini cəzb edir.

Elektrik yükü elementarlıq xüsusiyyətinə malikdir. İstənilən cismin və ya zərrəciyin yükü *elementar yük*  $e$ -nin tam mislinə bərabərdir.

$$q = \pm Ne \quad (9.1)$$

Burada  $N$  yüklənmiş cisimdə elementar yüklərin sayıdır. Yüksüz cisimlərdə müsbət və mənfi elementar yüklərin sayı bərabərdir.

Elektrik yükləri yox ola və yarana bilər. Lakin ayrılıqda müsbət və ya mənfi elementar yük yarana və ya yox ola bilməz. Əks işarəli elementar yüklər eyni zamanda yaranırlar və eyni zamanda yox olurlar. Bu səbəbdən qapalı sistemdə elektrik yükünün miqdarı sabit qalır. Bu yükün saxlanma qanunu adlanır. Sükunətdə olan yüklər və onların xassələrini öyrənən bölmə elektrostatika, hərəkət edən yüklər isə elektrodinamika adlanır. Bu fəsildə sükunətdə olan yüklərə baxılır.

### **§ 9.1. Kulon qanunu. Elektrik sahəsi**

Elektrik yükləri arasında qarşılıqlı təsir qanunu 1785-ci ildə E.Kulon tərəfindən kəşf olunmuşdur. Yüklənmiş cismin məxsusi ölçüləri başqa cisimlərə qədər məsafəyə nəzərən çox kiçik olarsa, (yüklənmiş cismin ölçüsü nəzərə alınmazsa), nöqtəvi yük adlanır. Kulon nöqtəvi yüklərin qarşılıqlı təsir qüvvəsini burulan tərəzi vasitəsilə ölçərək belə qərara gəlmişdir: *İki nöqtəvi yük arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsi*

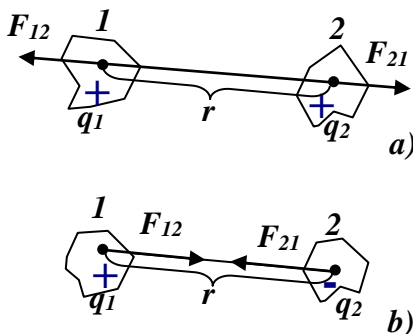
*hər birində yükün miqdarı ilə düz, onlar arasında məsafənin kvadratı ilə tərs mütənəsib olub, bu yükləri birləşdirən düz xətt boyunca yönəlir.* Kulon qanunu vektoru şəkildə

$$\vec{f} = k \frac{q_1 q_2}{r^3} \cdot \vec{r} \quad (9.2)$$

kimi yazılır. Burada  $q_1$  və  $q_2$  (9.1) ifadəsi ilə təyin olunan qarşılıqlı təsirdə olan

yüklərin miqdarı,  $r$  nöqtəvi yüklər arasında məsafədir. Eyniadlı

yüklər halında  $f$  qüvvəsi müsbət, əksadlı yüklər



Шякил 9.1

halında mənfidir. Beləliklə, *müsbət qarşılıqlı təsir qüvvəsi dəfətməyə, mənfə qüvvə cazibəyə uyğun gəlir.* Kulon qüvvəsi radial istiqamətdə yönəldiyindən, mərkəzi qüvvədir:  $f(r)$ .

Yükləri birləşdirən xətt üzrə vahid vektor  $\vec{n}$  olarsa, (9.2) tənliyi

$$\vec{F} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{n} \quad (9.3)$$

kimi yazılır. Mütənasiblik əmsalı  $k$  ifadəyə daxil olan kəmiyyətlərin ölçü vahidləri arasında – elektrik və mexaniki vahidlər arasında əlaqə yaradır. Beynəlxalq vahidlər sistemində (BS) yük vahidi  $Kl$  (Kulon), qüvvə vahidi  $N$  (Nyuton), məsafə vahidi  $m$  (metr) olduqda,  $k$  əmsalının qiyməti

$$k = 9 \cdot 10^9 \frac{N \cdot m^2}{Kl^2} \quad (9.4)$$

olur. Bu sistemdə elementar yük  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} Kl$  qiymətinə malik olur. Elektrodinamikanın bir sıra düsturlarında  $4\pi$  ifadəsi iştirak etdiyindən, Kulon qanununun ifadəsində  $k$  əvəzinə digər sabit – **elektrik sabiti**  $\varepsilon_0$  qəbul olunaraq

$$k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \quad (9.5)$$

yazılır və Kulon qanununun

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (9.6)$$

ifadəsi *rasionallaşmış düstur* adlandırılır.  $k$ -nın (9.4) qiymətindən istifadə edərək  $\epsilon_0$ -ın qiyməti üçün

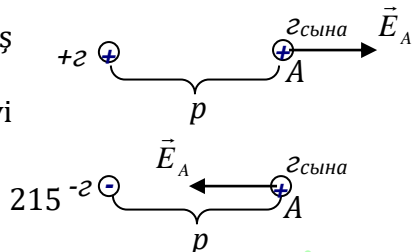
$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{Kl^2}{N \cdot m^2} \quad (9.7)$$

alınır.

Yüklər arasında qarşılıqlı təsir elektrik sahəsi vasitəsi ilə baş verir. Hər bir elektrik yükü öz ətrafında elektrik sahəsi yaratmaqla fəzada dəyişiklik əmələ gətirir. Elektrik sahəsi buraya gətirilən elektrik yükünə (buna *sınaq yükü* deyilir) qüvvə ilə təsir edir. Sınaq yükünə təsir edən qüvvənin qiymətinə görə həmin nöqtədə elektrik sahəsinin əsas xarakteristikasını – *sahə intensivliyini* təyin etmək olar:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \quad (9.8)$$

Bu düstura görə verilmiş nöqtədə sahə intensivliyi



orada yerləşən vahid sınaq yükünə təsir edən qüvvəyə bərabər kəmiyyətdir. Sahə intensivliyi vektordur və istiqamətcə müsbət yükə təsir edən qüvvə ilə üst-üstə düşür. Nöqtəvi yük halında sahə intensivliyi

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^3} \vec{r} \quad (9.9)$$

kimi təyin olunur. Burada  $q$  - sahə yaradan yükün miqdarı,  $r$  isə yükdən sahənin təyin olunduğu nöqtəyə qədər məsafədir. Müxtəlif işarəli nöqtəvi yüklərin yaratdığı sahə intensivliklərinin istiqaməti şəkil 9.2-də təsvir olunmuşdur. Sahə intensivliyinin vahidi BS sistemdə  $N/Kl = V/m$  -ə uyğun gəlir. Sahə intensivliyindən istifadə edərək Kulon qanunu

$$\vec{F} = q\vec{E} \quad (9.10)$$

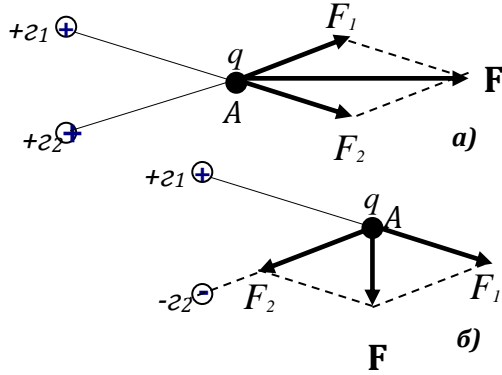
kimi yazılır. Müsbət yük halında  $\vec{E}$  və  $\vec{F}$  eyni istiqamətdə, mənfi yük halında isə bir-birinə əks yönəlir.

## § 9.2. Sahələrin toplanması. Dipolun elektrik sahəsi



## Təcrübələr

göstərir ki, bir neçə yük tərəfindən verilmiş  $q$  yükünə təsir qüvvəsi ayrı-ayrı yüklərin təsir qüvvələrinin



Шякил

həndəsi cəminə bərabərdir (Şəkil 9.3).

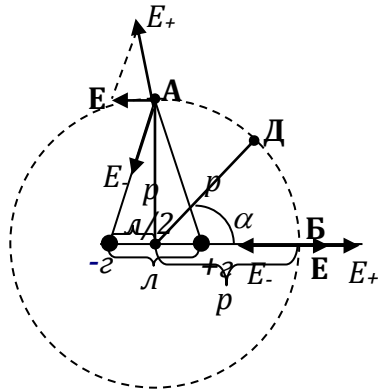
$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 \quad (9.11)$$

Bu ifadənin hər tərəfini  $q$  yükünə bölsək,

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (9.12)$$

alarıq.  $A$  nöqtəsində sahə yaradan yüklər  $N$  sayda olarsa, (9.12) ifadəsi

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i \quad (9.13)$$



Шякил

kimi yazılır. Bu düstur *elektrik sahəsinin superpozisiya prinsipini* ifadə edir. *Elektrik yükləri sisteminin verilmiş nöqtədə yaratdığı sahə intensivliyi hər yükün ayrılıqda yaratdığı sahə intensivliklərinin həndəsi (vektorial) cəminə bərabərdir.*

Superpozisiya prinsipi bir sıra hallarda sahə intensivliyinin təyin olunmasına imkan verir. Misal üçün birbirindən  $l$  məsafədə yerləşən  $-q$  və  $+q$  yükləri sisteminə - *elektrik dipoluna* nəzər yetirək. Yükləri birləşdirən  $l$  uzunluğu dipolun oxu adlanır. Dipolun elektrik sahəsi ondan  $r \gg l$  məsafələrində təyin oluna bilər (şəkil 9.4)

Dipolun oxu üzrə  $B$  və oxun orta perpendikulyarı  $A$  nöqtəsində dipolun yaratdığı sahə intensivliyi

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_- \quad (9.14)$$

kimi təyin olunur. Elektrik sahə intensivliklərinin (9.9) ifadəsi nəzərə alınarsa,  $B$  nöqtəsində dipolun sahəsi

$$E_B = E_+ - E_- = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{1}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2} \right] \quad (9.15)$$

kimi yazılar. Uyğun çevrilmələr apararaq məxrəcdə  $\left(\frac{l}{2}\right)^2$

həddinin  $r^2$ -a nəzərən kiçik olması nəzərə alınarsa,

$$E_B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2q \cdot l}{r^3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2P}{r^3} \quad (9.16)$$

olar. Burada  $q \cdot \vec{l} = \vec{P}$  dipolun elektrik momenti adlanır.

Dipolun elektrik momenti vektordur və istiqaməti – *mənfi yükdən müsbət yükədir*. Dipolun orta perpendikulyarı üzrə  $r$  məsafədə elektrik sahəsinin intensivliyini təyin edək:

$$|E_+| = |E_-| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2} \cong \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (9.17)$$

$q_+ A q_-$  və  $E A E_+$  üçbucaqlarının oxşarlığı nəzərə alınarsa,  $A$  nöqtəsində sahə intensivliyi

$$\frac{E_A}{E_+} \cong \frac{l}{r} \Rightarrow E_A = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{ql}{r^3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{P}{r^3} \quad (9.18)$$

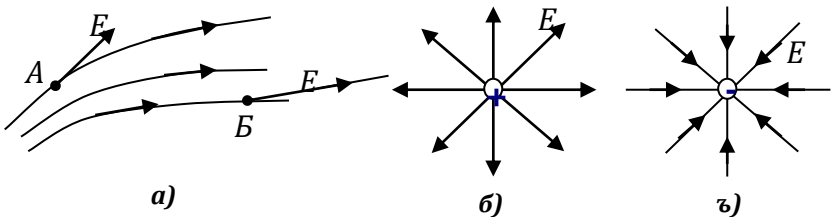
olar. (9.16) və (9.18) ifadələrini birləşdirərək dipolun oxundan ixtiyari  $r$  məsafəsində yerləşən  $D$  nöqtəsində (Şəkil 9.4) sahə intensivliyini

$$E_D = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{P}{r^3} \sqrt{1+3\cos^2\alpha} \quad (9.19)$$

kimi təyin etmək olar. Burada  $\alpha$  dipolun oxu ilə  $D$  nöqtəsinə istiqamət arasında bucaqdır. Bu ifadələrdən görünür ki, dipolun elektrik sahəsi nöqtəvi yükə nəzərən məsafədən daha güclü ( $r^3$ ) asılıdır.

Elektrik sahəsini əyani təsvir etmək üçün fəzanın hər bir nöqtəsində  $E$  vektorunun modulu və istiqaməti verilməlidir.

$\vec{E}$  vektorlarının məcmusu elektrik sahə intensivliyi



Şəkil 9.5  
220

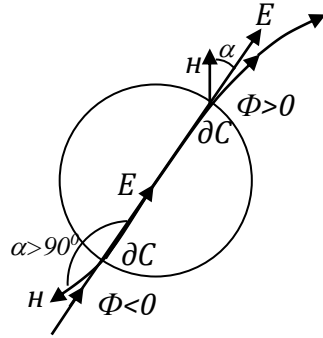
vektorunun sahəsi adlanır (*bax: III fəsil, maye axınının sürət vektoru sahəsi*).  $\vec{E}$  vektorunun sahəsi də axının cərəyan xətlərinə analoji olaraq *qüvvə xətləri* ilə xarakterizə olunur. Elektrik sahəsinin qüvvə xətləri elə istiqamətlənmiş xətlərdir ki, onlara çəkilən toxunan həmin nöqtədə  $\vec{E}$  vektorunun istiqamətini, vahid səthə düşən qüvvə xətlərinin sayı (*sıxlığı*) isə modulunu təyin etsin. Elektrik sahəsi birqiymətli təyin olunduğundan, qüvvə xətləri bir-biri ilə kəsişə bilməz. Bu şərtləri ödəyən qüvvə xətləri şəkil 9.5-də təsvir olunmuşdur. Şəkildən görünür ki,  $|E_A| > |E_B|$ . Əlahiddə götürülmüş yükün qüvvə xətləri yükədən çıxaraq sonsuzluğa gedirlər. Nöqtəvi  $-q$  və  $+q$  yükləri üçün qüvvə xətləri radial istiqamətdə müsbət yükədən çıxan, mənfi yükə daxil olan xətlər kimi təsvir oluna bilər (şəkil 9.5 b, c).

Vahid səthdən keçən qüvvə xətlərinin sayına *vektorun seli* deyilir.  $\vec{E}$  vektorunun seli

$$\Phi = \int_S E_n dS \quad (9.20)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

Vektorun seli skalyar cəbri kəmiyyətdir və işarəsi nüfuz etdiyi səthin normalı ilə əmələ



Шякил

gətirdiyi bucağın dərəcə ölçüsü ilə təyin olunur (şəkil 9.6).

Səthin normalı ilə vektor arasında bucaq iti olduqda ( $\alpha < 90^\circ$ ) sel müsbət, kor olduqda isə ( $\alpha > 90^\circ$ ),  $\Phi < 0$ .

Səthin normalı ilə  $\vec{E}$  perpendikulyar olarsa, həmin səthdən keçən sel sıfır olur. Səthin normalı əksinə çevrildikdə selin də işarəsi dəyişir. Qapalı səthlər halında xarici normal anlayışından istifadə olunur. Şəkil 9.6-da  $dS$  səthinin xarici normalları təsvir olunmuşdur. Belə təyində şəkildən görüldüyü kimi  $\vec{E}$  səthə daxil olarsa, onun seli mənfi, səthdən xaric olunarsa, seli müsbət olur.

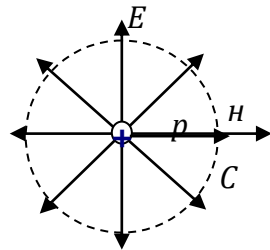
### § 9.3. Gauss teoremi

Nöqtəvi  $q$  yükündən çıxan qüvvə xətlərinin sayını təyin edək. İxtiyari  $r$  radiuslu səthi keçən qüvvə xətlərinin sayı

$$N = E \cdot S = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (9.21)$$

olar. Burada  $S = 4\pi r^2$  sferanın səthidir. Göründüyü kimi qüvvə xətlərinin sayı yükədən olan məsafədən asılı deyildir, yəni onlar yalnız yükədən başlaya bilər və ya yükə bitər. Bu xassə bütün elektrostatik sahələr üçündür. *Elektrostatik qüvvə xətləri yalnız yükə başlayıb, yükə qurtarır.* (9.20) ifadəsində (9.21) nəzərə alınarsa, işarəsi yükün işarəsi ilə eyni olan sahə intensivliyi selinin  $q/\epsilon_0$  olması aydınlaşar. Bu nəticə istənilən səth daxilində yerləşən istənilən işarəli elektrik yükləri üçün ödənilir.

$$\oint E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i \quad (9.22)$$



Sonuncu ifadə Qauss teoremini təsvir edir: *Istənilən qapalı səthdən keçən elektrik sahə intensivliyinin seli bu səth daxilində yerləşən elektrik yüklərinin cəbri cəminin  $\epsilon_0$ -a nisbətində bərabərdir.* Xüsusi halda səthin daxilində yüklər yoxdursa, sel sıfıra bərabər olur. Səth xaricində yerləşən yüklərin elektrik sahəsinin qüvvə xətləri şəkil 9.6-da göstərilən kimi səthə daxil və xaric olmaqla cüt sayda kəsir və buna görə də cəbri cəmi sıfır olur. Səthdə yük sıxlığı  $\rho = \frac{q}{V}$  sabit olmaqla paylanarsa,  $q = \int \rho dV$  olduğundan, Qauss teoremi

$$\int_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV \quad (9.23)$$

şəklində yazılır. Sağdakı inteqral  $S$  səthi ilə hüdudlanmış  $V$  həcmi üzrə aparılır.

Qauss teoremi bir sıra hallarda elektrik sahə intensivliyini superpozisiya prinsipindən daha asan yolla təyin etməyə imkan verir.

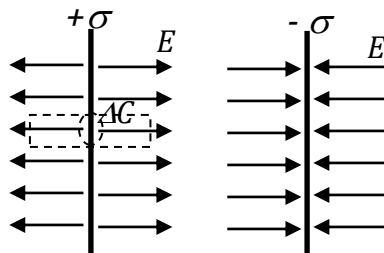


1. Yüklənmiş sonsuz keçirici lövhənin elektrik sahəsi:  
Səthinin sahəsi  $S$  olan lövhədə yükün miqdarı  $q = \sigma \cdot S$

kimi təyin oluna bilər (Şəkil 9.7). Burada  $\sigma$  *yükün səth sıxlığı* adlanır. Keçirici səthdə yüklər elə paylanır ki, qüvvə xətləri səthə perpendikulyar yönəlsin. Əks halda, səth üzrə yükə təsir edən qüvvə onun hərəkətinə səbəb olardı. Yükün səth sıxlığı  $\sigma$  olan lövhədə oturacağıın sahəsi  $\Delta S$ -ə bərabər silindrik səth ayıraq. Bu səthin yalnız oturacaqlarından qüvvə xətləri həm sağa, həm də sola xaric

olunacaqdır. Qauss teoreminə görə

$$2\Delta S \cdot E = \frac{q}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma \cdot \Delta S}{\varepsilon_0} \quad (9.24)$$



Шякил 9.7

olduğundan,

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \quad (9.25)$$

alarıq. Göründüyü kimi, sahə intensivliyi lövhənin səthindən və səthdən olan məsafədən asılı deyildir. Müsbət və mənfi

yüklə yüklənmiş sonsuz lövhənin qüvvə xətləri şəkil 9.7-də təsvir olunmuşdur.

2. Əks adlı yükə malik iki paralel lövhə (kondensator):

Bir-birinə paralel iki lövhə  $-q$  və  $+q$  yüklərinə malik olarsa, onlarda yükün səth sıxlığı eyni olar ( $\sigma^+ = \sigma^-$ ). Lövhələrin əlahiddə hər birinin yaratdığı elektrik sahəsi şəkil 9.8-də təsvir olunmuşdur. Qırıq xətlə mənfi yükə malik II lövhəsinin, bütöv xətlə müsbət yükə malik I lövhəsinin qüvvə xətləri şəkil 9.7-yə əsaslanaraq təsvir olunmuşdur.

$$E_+ = \frac{\sigma^+}{2\varepsilon_0}; E_- = \frac{\sigma^-}{2\varepsilon_0} \quad (9.26)$$

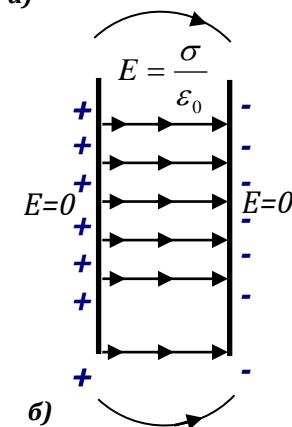
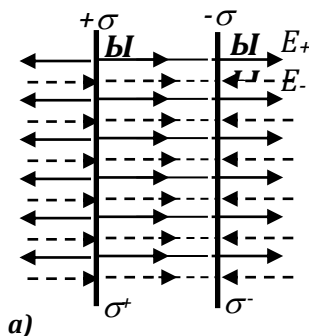
Superpozisiya prinsipinə görə fəzanın istənilən nöqtəsində sahə intensivliyi  $\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_-$  kimi təyin olunur. Şəkil 9.8-dən görünür ki, lövhələr arasında fəzada  $E_+$  və  $E_-$  eyni istiqamətə malikdir:

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_- = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (9.27)$$

yəni, sahə intensivliyi I lövhənin yaratdığı sahədən 2 dəfə böyükdür. I lövhədən solda və II lövhədən sağda  $E_+$  və  $E_-$  əks

işarəli olduqlarından bir-birini kompensə edir və yekun sahə intensivliyi sıfır olur (şəkil 9.8b). Lövhələr arasında fəzada paralel qüvvə xətləri arasında məsafə eyni olduğundan sahə

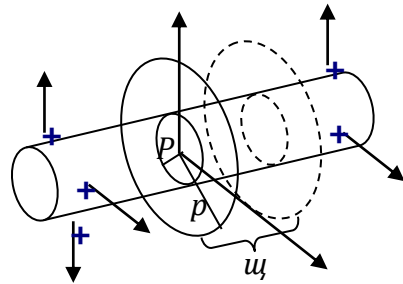
intensivliyinin həm modulu, həm də istiqaməti bütün nöqtələrdə eynidir. Belə elektrik sahələrinə *bircinsli sahə* deyilir. Beləliklə, ölçüləri arasındakı məsafəyə nəzərən çox böyük olan yüklənmiş iki paralel lövhə arasında elektrik sahəsi bircinsli sahədir  $E(x) = const$ . Yalnız lövhələrin kənarına doğru bircinslilik pozulur.



Шякил

### 3.Yüklənmiş sonsuz slindr:

Radiusu  $R$  olan slindrik səthin (şəkil 9.9) slindrin oxundan  $r$  məsafədə yaratdığı sahə intensivliyini hesablayaq. Slindrik səth



yükün  $\sigma$  səth sıxlığı sabit olaraq yüklənmişsə, qüvvə xətləri səthə perpendikulyar, slindrin  $R$  radiusu boyunca yönəlməlidir. Əks halda qüvvə xəttinin slindrin doğurarı boyunca toplananı yükü hərəkət etdirərdi. Yüklərin yaratdığı sahə intensivliyi, slindrin oxundan olan  $r$  məsafədən asılı olacaqdır. Verilən slindirlə koaksial, radiusu  $r$ , doğurarı  $h$  olan slindrik səth təsəvvür edək. Bu slindrdən keçən qüvvə xətləri üçün Qauss teoremini

$$E(r) \cdot 2\pi r \cdot h = \frac{q_{dax}}{\epsilon_0}$$

kimi yazarıq. Əgər  $r > R$  olarsa, elektrik yükü səthin daxilində yerləşər (şəkil 9.9) və bu halda sahə intensivliyi

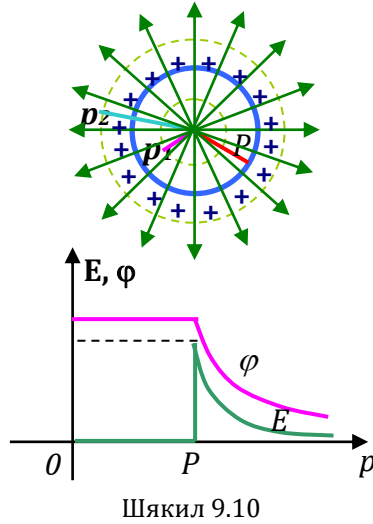
$$E(r) = \frac{q_{dax}}{2\pi r h \cdot \varepsilon_0} = \frac{1}{2\pi \varepsilon_0} \cdot \frac{\lambda}{r} \quad (9.28)$$

kimi təyin olunur. Burada  $\lambda = \frac{q}{h}$  vahid uzunluğa düşən yük – *yükün xətti sıxlığı* adlanır.  $r < R$  olarsa, baxılan səth heç bir yükü əhatə etmədiyindən  $q_{dax} = 0$  və  $E = 0$  olur. Beləliklə, silindrik səth yükləndikdə, onun daxilində elektrik sahəsi olmur, xaricində isə yükün xətti sıxlığı ilə təyin olunan elektrik sahə intensivliyi slindrin oxundan  $r$  məsafəsi artdıqca azalır.

#### 4.Yüklənmiş sferanın

##### elektrik sahəsi.

Radiusu  $R$  olan sferanın səthi  $q$  yükü ilə yüklənərsə, qüvvə xətləri radial istiqamətdə sfera səthinə perpendikulyar yönəlir. Şəkil 9.10-da təsvir



Шякил 9.10

olunan qüvvə xətlərinin uzantıları sferanın mərkəzində

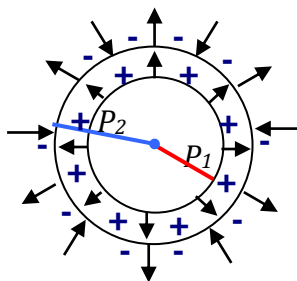
kəşilər. Sferanın daxilində  $r_1 < R$  radiuslu sferik səth fərz edək. Bu səthin əhatə etdiyi fəzada yük olmadığından  $E(r_1)=0$  olur. Yəni sferanın daxilinə elektrik sahəsi nüfuz etmir. Fərz olunan sferanın radiusu  $r_2 > R$  olarsa, bütün yük bu sfera ilə əhatə olunur və Gauss teoreminə görə sahə intensivliyini

$$E(r_2) \cdot 4\pi r_2^2 = \frac{q}{\varepsilon_0} \Rightarrow E(r_2) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r_2^2} \quad (9.29)$$

kimi təyin edə bilərik. İfadədən görüldüyü kimi yüklənmiş sferanın xaricində sahə intensivliyi səthdən uzaqlaşdıqca azalır. Yüklü sferanın elektrik sahə intensivliyinin məsafədən asılılığı şəkil 9.10-da təsvir

olunmuşdur. (9.29) ifadəsinə görə

$\vec{E}$  intensivliyi sferanın mərkəzində yerləşən və sferanın yükü qədər yükə malik maddi nöqtənin sahə intensivliyi ilə eynilik təşkil edir.



Шякил 9.10

Radiusları  $R_1$  və  $R_2$  olan iki eyni  $-q$  və  $+q$  yüklərinə sferik səthlər arasındakı (şəkil 9.10 a) fəzada yalnız kiçik  $R_1$  radiusları sferanın yaratdığı elektrik sahəsi mövcud olur və  $R_1 < r < R_2$  olduqda,  $E$  (9.29) düstutu ilə hesablanır.  $r > R_1, R_2$  və  $r < R_1$  olduqda isə  $E \approx 0$  olur. Belə quruluş **sferik kondensator** adlanır.

### 5. Müntəzəm yüklənmiş kürə:

$R$  radiuslu kürənin həcmi boyunca

$$\rho = \frac{q}{V} = q / \frac{4}{3} \pi R^3 \quad (9.30)$$

sıxlığı ilə paylanan yük mövcud olduqda elektrik sahəsinin intensivliyini hesablamaq üçün şəkil 9.11-ə müraciət edək. Kürə daxilində hər hansı  $M$  nöqtəsinin kürənin mərkəzindən məsafəsi  $r_1 < R$  olduğundan,  $r_1$  radiuslu səthin daxilində qalan yük

$$q' = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi r_1^3 \quad (9.31)$$

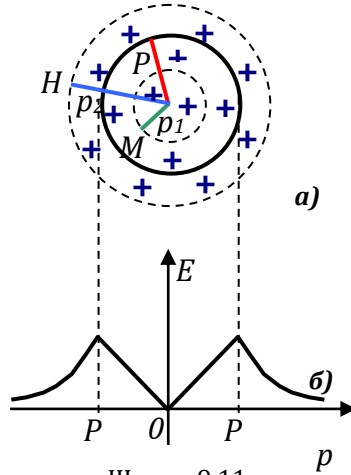
olar. Qauss teoreminə görə

$$E_M \cdot 4\pi r_1^2 = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho \frac{4}{3} \pi r_1^3 \Rightarrow E_M = \frac{\rho}{3\varepsilon_0} r_1 \quad (9.32)$$

olar. Yük sıxlığının (9.30) ifadəsini nəzərə alaraq kürə daxilində mərkəzdən istənilən  $r$  məsafəsində sahə intensivliyini

$$E = \frac{q}{\varepsilon_0 4\pi R^3} \cdot r \quad (9.33)$$

kimi təyin edərik. Göründüyü kimi  $r=0$ , yəni kürənin mərkəzində  $E=0$  və mərkəzdən uzaqlaşdıqca sahə intensivliyi məsafədən xətti asılı olaraq artır. Kürə



Шяякил 9.11

xaricində hər hansı  $N$  nöqtəsi mərkəzdən  $r_2 > R$  məsafəsində yerləşmişdir.  $r_2$  radiuslu sferanın əhatə etdiyi səth kürədəki bütün  $q$  yükünü əhatə edir və buna görə də  $r > R$  olduqda Gauss teoremindən istifadə edərək



$$E_N \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_0} \Rightarrow E_N = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (9.34),$$

yəni sferanın elektrik sahəsinin ifadəsinə uyğunluq alırıq. Beləliklə, kürənin səthində sahə intensivliyi ən böyük olur, məsafənin sonrakı artımında sahə intensivliyi azalır. Müntəzəm yüklənmiş kürənin sahə intensivliyinin məsafədən asılılığı şəkil 9.11, b-də təsvir olunmuşdur.

#### § 9.4. Elektrostatik sahədə görülmə iş

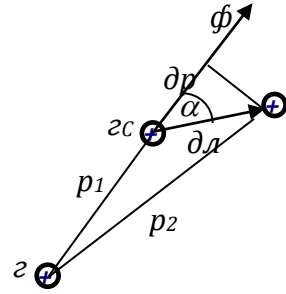
Mexanikada göstərmişdik ki, mərkəzi qüvvə sahəsində görülmə iş yolun formasından asılı deyildir. Sükunətdə olan  $q$  yükü tərəfindən yaradılan elektrostatik sahədə  $q_s$  sınaq yükünə qüvvə təsir edir və yerdəyişmə zamanı iş görülür. Bu işi hesablamaq üçün şəkil 9.12-də təsvir olunan elektrik sahəsinə nəzər yetirək. Nöqtəvi  $q$  yükünün sahəsində  $q_s$  yükünə təsir edən  $f$  qüvvəsi ilə  $dl$  yerdəyişməsi arasında bucaq  $\alpha$  olarsa, görülmə elementar iş

$$dA = f \cdot dl \cdot \cos \alpha = F \cdot dr \quad (9.35)$$

kimi təyin olunar. Qüvvənin (9.6) ifadəsini nəzərə alaraq inteqral hesablandıqda yükün  $r_1$  mövqeyindən  $r_2$  mövqeyinə keçdikdə görülən işi təyin edərək:

$$A = \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_s}{r^2} dr = - \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_s}{r_2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_s}{r_1} \right) \quad (9.36)$$

Ifadədən göründüyü kimi görülən iş yolun formasından asılı olmayıb, yalnız başlanğıc ( $r_1$ ) və son ( $r_2$ ) vəziyyətlərlə təyin olunur. III fəsilə göstəriləyi kimi belə sahələr



Шякил 9.12

potensiallı sahə adlanır. Beləliklə, *elektrostatik sahə potensiallı sahədir*. Bu mülahizə istənilən hərəkətsiz yüklər sistemi üçün ödənilir. İş additiv kəmiyyət olduğundan ümumi iş

$$A = \sum_i A_i = \sum_i F_i \Delta l = \sum_i q E_i \Delta l; \quad A = \int q E_l dl \quad (9.37)$$

kimi təyin olunur. Bu sahədə yük qapalı kontur üzrə hərəkət edərsə, (9.37) ifadəsi

$$A = \oint qE_l dl = 0 \Rightarrow \oint E_l dl = 0 \quad (9.38)$$

kimi yazılar. Alınan ifadə istənilən elektrostatik sahə üçün doğrudur. Sonradan görəcəyik ki, hərəkətdə olan yüklər üçün (9.38) ifadəsi ödənilmir.

İxtiyari  $\vec{A}$  vektor üçün  $\oint A_l dl$  ifadəsi  $\vec{A}$  vektorunun  $l$  konturu üzrə *sirkulyasiyası* adlanır. **Elektrostatik sahə intensivliyinin ixtiyari qapalı kontur üzrə sirkulyasiyası «0»-a bərabərdir.** Bu elektrostatik sahənin vacib xüsusiyyətlərindən birini ifadə edir.

Elektrostatik sahə potensiallı olduğundan və görülən işin (9.36) ifadəsi onun əks işarə ilə potensial enerjinin dəyişməsinə bərabər olmasını nümayiş etdirir. Onda (9.36) ifadəsini

$$A_{12} = -(E_{p_2} - E_{p_1}) = E_{p_1} - E_{p_2}$$

kimi yazarıq. İfadələrin müqayisəsindən,  $q$  yükünün elektrik sahəsində  $q_s$  yükünün malik olduğu potensial enerji

$$E_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_s}{r} + const \quad (9.39)$$

olar. İfadədəki sabit, hesablama nöqtəsinin seçilməsindən asılıdır və  $r \rightarrow \infty$  potensialı «0» olan nöqtə kimi qəbul olunarsa,  $const = 0$  olar.

Göründüyü kimi potensial enerji həm sahə yaradan yükədən, həm də sınaq yükün miqdarından asılı olaraq verilmiş nöqtədə sahəni xarakterizə edə bilməz. Əgər vahid yükə düşən potensial enerji təyin olunarsa, bu sahəni xarakterizə edər və verilmiş nöqtədə yalnız sahə yaradan  $q$  yükündən asılı olar:

$$\varphi = \frac{E_p}{q_s} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} \quad (9.40)$$

Belə təyin olunan kəmiyyət nöqtəvi yükün elektrostatik sahəsinin potensialı adlanır. Potensial elektrostatik sahənin skalyar xarakteristikasıdır.  $(q_1, q_2, \dots, q_N)$  yüklər sistemi

$r_1, r_2, \dots, r_n$  məsafədə olan nöqtədə elektrik sahəsi yaradırsa, sahədə müəyyən  $q$  yükünün 1 nöqtəsindən 2 nöqtəsinə yerdəyişməsi zaman görülən iş ayrı-ayrı yüklərə uyğun sahələrin gördüyü işlərin cəbri cəmi olaraq,

$$A = \sum A_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \frac{q_i q_s}{r_{i1}} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \frac{q_i q_s}{r_{i2}} \quad (9.41)$$

kimi təyin olunur. Bu baxımdan potensial enerjinin və potensialın da additiv kəmiyyət olması aydınlaşır.

$$E_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \frac{q_i q_s}{r_i}; \quad \varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \frac{q_i}{r_i} \quad (9.42)$$

Beləliklə, *yüklər sistemi tərəfindən yaradılan sahə potensialı hər bir yükün yaratdığı potensialların cəbri cəminə bərabərdir*. Elektrik sahəsini hesabladıqda skalyar kəmiyyət olan potensialdan istifadə olunması daha əlverişlidir. Potensial anlayışından istifadə edərək görülən işi

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2) = -q\Delta\varphi \quad (9.43)$$

kimi hesablanır.  $\varphi_1 - \varphi_2$  potensiallar fərqli adlanır. *Yükün elektrik sahəsində yerdəyişməsində görülən iş potensiallar fərqi ilə yükün hasilinə bərabərdir.*

Potensial və potensiallar fərqi vahidi olaraq *BS*-də *Volt* götürülür. *1Kl* yükün yerdəyişməsi zamanı görülən iş *1C* olarsa, potensiallar fərqi *1V*-a uyğun gəlir. Sonsuzluğun potensialı «0» götürüldüyündən, potensial vahidi *Volt* elə nöqtənin potensialına uyğun gəlir ki, *1 Kl* yükü sonsuzluqdan sahənin həmin nöqtəsinə gətirmək üçün *1C* iş görülsün.

*BS* vahidlər sistemi ilə yanaşı *CQSE* vahidlər sistemi mövcuddur. Bu sistemdə yük vahidi Kulon qanunundan təyin olunur və mütənasiblik əmsalı *1* götürülür.

$$F = \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

Bu sistemdə qüvvə vahidi *dina(dn)* yük vahidi *CQSE* adlanır.

$1CQSE = \sqrt{1dn \cdot 1sm^2}$  kimi təyin olunur. Kulon ilə *CQSE* yük vahidi arasında əlaqə

$$1Kl = 3 \cdot 10^9 CQSE$$

kimidir.  $CQSE$  vahidlər sistemində potensial vahidi ilə *Volt* ( $V$ ) arasında əlaqə yaradaq:

$$1V = \frac{1C}{1Kl} \approx \frac{10^7 \text{ erq}}{3 \cdot 10^9 CQSE} = \frac{1}{300} CQSE_{pot}.$$

Beləliklə  $1 CQSE$  potensial vahidi  $300V$ -a bərabərdir.

Göstərilədiyi kimi, elektrik sahəsini həm vektoru kəmiyyət olan  $\vec{E}$  sahə intensivliyi ilə, həm də cəbri kəmiyyət olan  $\varphi$  potensialı ilə təsvir etmək mümkündür. Bu kəmiyyətlər arasında olan əlaqəni təyin edək. Sahə intensivliyi  $\vec{E}$  yükə təsir edən qüvvəni,  $\varphi$  isə yükün potensial enerjini təyin etdiyindən  $\vec{E}$  ilə  $\varphi$  arasındakı əlaqə elə qüvvə ilə potensial enerji əlaqəsinə analoji olmalıdır. İşin (9.43) və (9.37) ifadələrini müqayisə edərək

$$qE_l dl = -q d\varphi = q \frac{d\varphi}{dl} dl \Rightarrow E_l = -\frac{\partial \varphi}{\partial l} \quad (9.44)$$

alarıq. Bu ifadə vektor şəkildə

$$\vec{E} = -\left(\vec{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z}\right) = -grad\varphi \quad (9.45)$$

olar. Burada  $\vec{i}$ ,  $\vec{j}$ ,  $\vec{k}$  - koordinat oxları üzrə vahid (ort) vektorlardır. Beləliklə, elektrostatik sahənin intensivliyi potensialın əks işarə ilə gradientinə bərabərdir. Mənfi işarəli  $\vec{E}$  vektorunun  $\varphi$ -nin – potensialın azalması istiqamətində yönəlməsini nümayiş etdirir.  $\vec{E}$  vektorunun modulunu isə  $\varphi$ -nin koordinata görə dəyişməsi təyin edir. (9.44) ifadəsindən istifadə edərək əks məsələni də həll etmək – yəni sahə intensivliyinə görə potensialı tapmaq olar.

$$d\varphi = E_l dl \Rightarrow \varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 E_l dl \quad (9.46)$$

İntegralın sərhədləri elektrik sahəsində ixtiyari iki nöqtəsi ola bilər, çünki görülən iş yolun formasından asılı deyildir. İki yüklənmiş lövhə arasında sahə intensivliyi  $E$  üçün məlum (9.46)-nı nəzərə almaqla potensiallar fərqi hesablaya bilərik:



$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \frac{\sigma}{\varepsilon_0} dx = \frac{\sigma}{\varepsilon} (x_2 - x_1) \quad (9.47)$$

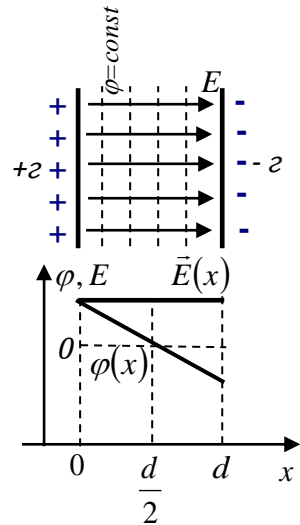
Lövhlər arasında potensiallar fərqi xətti qanunla dəyişir, elektrostatik sahə intensivliyi isə sabit qalır. Bu asılılıq şəkil 9.13-də təsvir olunmuşdur. Lövhələr arasında elə bir nöqtə vardır ki,  $\varphi = 0$ -dır. Şəkil 9.13-də bu nöqtə lövhələr arasının ortasına ( $\frac{d}{2}$ ) uyğun gəlir. Beləliklə, *bircinsli elektrik sahəsinə potensialın koordinatdan asılı olaraq xətti qanunla dəyişməsi uyğun gəlir*. Eyni koordinata malik nöqtələrin potensialları bərabər olur. Belə nöqtələr çoxluğu ekvipotensial səth adlanır  $\varphi(x, y, z, t) = const/$ . Yükün ekvipotensial səth üzrə hərəkəti zamanı iş görülmür. Elektrik sahəsində iş yükün bir ekvipotensial səthdən digərinə keçməsi halında icra olunur. Belə təyinatda ekvipotensial səthə çəkilən normal potensialın dəyişmə istiqamətini təsvir etdiyindən, sahə intensivliyi  $\vec{E}$  ilə üst-üstə düşür.  $\vec{E}$  vektorunun tangensial

toplananı ekvipotensial səth üzrə yönəlir  $E_t = 0$  və görülən iş  $A = 0$  olur. Bu səbəbdən ekvipotensial səthlər istənilən nöqtədə qüvvə xətlərinə perpendikulyar olmalıdırlar. Ekvipotensial səthlərin sıxlığı potensialın qiymətinin dəyişməsinə, yəni  $\vec{E}$  vektorunun modulunu təyin edir. Şəkil 9.13-də lövhələr aralığının, şəkil 9.14-də isə nöqtəvi yükün və dipolun ekvipotensial səthləri qırıq xətlərlə təsvir olunmuşdur.

Müxtəlif hallar üçün  $\varphi(x)$  asılılığı (9.46) ifadəsi əsasında hesablanı bilər.

Nöqtəvi yük halında integralın sərhədləri  $r$ -dən  $\infty$ -a qədər götürülür və

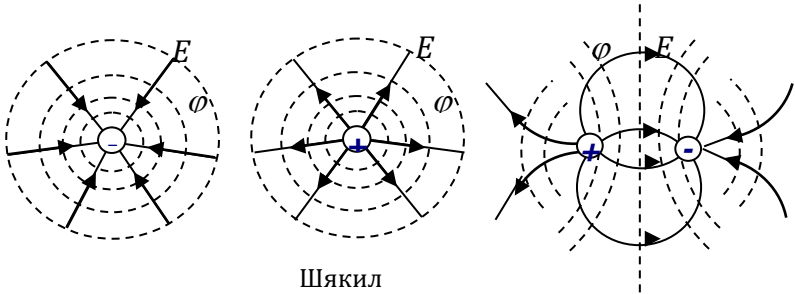
$$\varphi = \int_r^{\infty} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} dr = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r} \quad (9.48)$$



Шякил 9.13

olur. Radiusu  $R$  olan yüklənmiş sfera halında  $\vec{E}$  vektorunun (9.29) ifadəsindən istifadə etsək, potensialın paylanması təyin oluna bilər  $r < R$  olduqda  $E = 0$  və  $\varphi = const = \varphi_0$ ,  $r > R$  olduqda isə potensialın (9.48) ifadəsinə uyğun dəyişməsi şəkil 9.10-da təsvir olunmuşdur.

Slindrik kondensator halında (9.28) ifadəsi əsasında



ШЯКИЛ

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{dr}{r} \Rightarrow \varphi = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln r + const \quad (9.49)$$

kimi təyin olunur. İki koaksial  $R_1$  və  $R_2$  radiuslu slindr arasında fəzada potensiallar fərqi

$$\varphi_{R_1} - \varphi_{R_2} = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{R_2}{R_1}$$

kimi təyin olunur. Burada  $\lambda = \frac{q}{l}$  - **yükün xətti sıxlığıdır.**

### § 9.5. Dielektriklər elektrik sahəsində

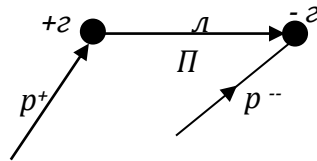
Sərbəst yükdaşıyıcıları olmayan materiallar **izolyator** və ya **dielektrik** adlandırılır. Dielektriki elektrik sahəsində yerləşdirdikdə elektrik sahəsində ciddi dəyişikliklər baş verir. Bu dəyişmə materialların atomlarında mənfi yüklü elektron və müsbət yüklü nüvənin olması ilə əlaqədardır. Molekulun ölçüsünə nəzərən böyük məsafələrdə elektronların sahəsi molekul daxilində müəyyən nöqtədə yerləşdirilən mənfi yükün təsiri kimi baxıla bilər. Bu nöqtəyə mənfi yük mərkəzi deyilir və radius vektoru

$$r^- = \frac{\sum r_i^- \cdot q_i^-}{\sum q_i^-} = \frac{\sum r_i q_i}{-q}$$

kimi təyin olunur. Analoji olaraq müsbət yük mərkəzləri də

$$r^+ = \frac{\sum r_i^+ \cdot q_i^+}{\sum q_i^+} = \frac{\sum r_i q_i}{+q}$$

olar. Müsbət və mənfi yük mərkəzləri arasında məsafə  $l$  dipol momenti isə  $P = q \cdot l$  şəkil 9.15-də təsvir olunmuşdur.  $l$ -in qiymətinə görə dielektrik molekulaları iki növə ayrılır. Əgər  $l = 0$ , yəni müsbət və mənfi yük mərkəzləri üst-üstə düşərsə  $P = 0$ , molekul dipol momentinə malik olmadığından qeyri-polyar molekul adlanır. Belə molekularda xarici elektrik sahəsinin təsiri ilə müsbət və mənfi yük mərkəzləri əks istiqamətə yerini dəyişərək molekul deformasiya etdirir və nəticədə dipol momenti əmələ

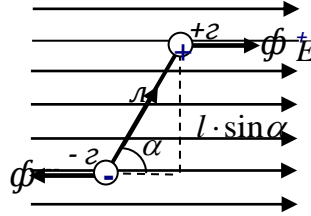


Шякил

gəlir:

$$P = \beta \varepsilon_0 E_{xar.} \quad (9.50)$$

Bu elektrik momenti induksiyanlanmış dipol momenti adlanır. Xarici sahə yox olduqda molekul dərhal ilkin qeyri-polyar hala qayır. Beləliklə, qeyri-polyar molekula **elastiki dipol** kimi baxmaq olar. (9.50) ifadəsində  $\beta$  molekulun polyarlaşması adlanır. Onun ölçü vahidi həcm vahidinə ( $m^3$ ) uyğun gəlir.



Шякил 9.16

Xarici sahə olmadıqda  $l \neq 0$  olan molekullar **polyar molekullar**, belə molekullara malik dielektriklər isə **polyar dielektriklər** adlanır. Polyar dielektrikin dipol momenti

$$P = q \cdot l = q(r^+ + r^-) = \sum r_i q_i \quad (9.51)$$

olar. Burada həm müsbət, həm də mənfi yüklərə görə cəbri cəm götürülür. Polyar molekul **sərt dipola** uyğun gəlir və xarici elektrik sahəsinin təsiri ilə onun elektrik momenti sahə üzrə düzülməyə çalışır. Hər iki halda molekullar özlərini dipol kimi apardığından, bircinsli elektrik sahəsinin dipola təsirinə nəzər yetirək (şəkil 9.16).

Elektrik sahəsi  $\oplus$  və  $\ominus$  yüklərə əks istiqamətdə təsir göstərdiyindən, qolu  $l \cdot \sin \alpha$  olan  $f_+$  və  $f_-$  cüt qüvvələrinin təsiri ilə dipol fırlanmaya məruz qalacaqdır.

$$M = f_+ l \sin \alpha - f_- l \sin \alpha = qE \cdot l \sin \alpha = PE \sin \alpha \quad (9.52)$$

Fırlanma nəticəsində görülən elementar iş

$$dA = M d\alpha = PE \sin \alpha d\alpha = -dW \quad (9.53)$$

olar. Bu iş dipolun mövqeyinin, yəni potensial enerjinin dəyişməsinə səbəb olur və inteqrallama ilə onu

$$W_p = -PE \cos \alpha + C \quad (9.54)$$

kimi təyin edərik. Inteqrallama sabiti  $C = 0$  götürülsə,

$$W_p = -(PE) \quad (9.55)$$

olar. Göründüyü kimi  $\alpha = 0^0$ , yəni dipol momenti ilə xarici sahə eyni istiqamətli olduqda  $W_p$  minimum olur. Beləliklə, dipola elektrik sahəsi təsir edərək onu elə çevirməyə çalışır ki,  $\vec{P}$  və  $\vec{E}$  vektorları paralel olsunlar.

Sahə qeyri bircins olarsa, dipolun fırlanması ilə yanaşı güclü sahə tərəfə dartılması da baş verir. Dipolun xarici elektrik sahəsində düzülərək polyarlaşıma əmələ gətirməsinə orientasiya polyarlaşması deyilir. Polyar molekulardan ibarət dielektriklərin polyarlaşması bu mexanizm ilə əlaqədardır.

### § 9.6. Dielektriklərin polyarlaşması

Xarici sahə olmadıqda qeyri-polyar dielektriklərdə dipol momenti sıfır olur, polyar dielektriklərdə isə dipollar elə düzülür ki, yekun elektrik momenti sıfıra bərabər olur. Xarici sahə mövcud olduqda dielektrikin polyarlaşması baş verir və elektrik momenti sıfırdan fərqlənir. Dielektriklərin polyarlaşıma dərəcəsini kəmiyyətcə xarakterizə etmək üçün vahid həcmə düşən dipol momentləri cəmi ilə təyin olunan *polyarlaşıma vektoru* kəmiyyətindən istifadə olunur:

$$\vec{P} = \frac{\sum \vec{P}_i}{\Delta V} \quad (9.56)$$

Polyarlaşıma vektorunun ölçü vahidi  $\frac{Kl}{m^2}$ -na uyğun gəlir və bu da  $\varepsilon_0 E$  ilə eynilik təşkil edir. Seqnetoelektriklər istisna olmaqla istənilən izotrop dielektrikdə polyarlaşıma vektoru ilə sahə intensivliyi arasında mütənəsiblik mövcud olur:

$$P = \chi \varepsilon_0 E \quad (9.57)$$

Burada adsız  $\chi$  mütənəsiblik əmsalı - *elektrik qavrayıcılığı* adlanır. Qeyri-polyar molekulardan təşkil olunmuş dielektriklər üçün (9.50) ifadəsinə görə

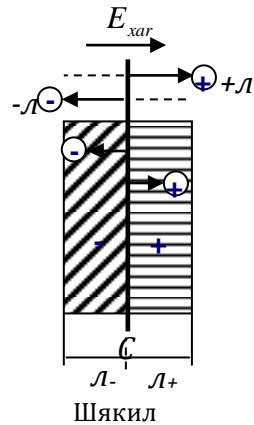
$$\sum P_i = N \cdot \beta \varepsilon_0 E = n \Delta V \cdot \beta \varepsilon_0 E \quad (9.58)$$

olar. Bu ifadələri tutuşduraraq molekulun polyarlaşması ilə dielektrik qavrayıcılığı arasında

$$\chi = n \cdot \beta \quad (9.59)$$

münasibətini alarıq.

Polyar dielektriklər halında xarici elektrik sahəsinin istiqamətləndirici təsiri dipolları düzməyə, molekulaların istilik hərəkəti isə nizamlılığı pozmağa çalışır. Nəticədə dipol momentlərinin sahə üzrə proyeksiyası artır. Sabit temperaturda sahənin sonrakı artımı ilə polyarlaşma vektorunun sahə intensivliyi üzrə proyeksiyası artır. Sahənin sabit qiymətində temperaturun artması xaosik hərəkəti artırır və polyarlaşma vektorunun azalması baş verir. Bu səbəbdən polyar dielektriklərdə qavrayıcılıq temperaturla tərs mütənəşib azalır. Ion kristallarında xarici sahə kation və anionlara qarşılıqlı əks təsir göstərərək polyarlaşmaya səbəb olur.



Izotrop molekullardan təşkil olunmuş qeyri-polyar dielektrikdə xarici sahənin təsiri ilə  $\oplus$  və  $\ominus$  yük mərkəzləri öz mövqeyini dəyişirlər. Dielektrikin vahid həcmində molekulaların sayı (konsentrasiya)  $n$  olduqda yük mərkəzlərinin yerini dəyişməsi şəkil 9.17-də təsvir olunan kimi  $S$  kəsiyindən keçərək  $l_+$  və  $l_-$  məsafəsində məskunlaşarlar. Baxılan en kəsikdən sağa və sola keçən yüklərin miqdarı

$$q_+ = enSl_+; \quad q_- = enSl_-$$

olar. Bu səbəbdən  $S$  -səthindən keçən cəmi yük

$$q' = q_+ + q_- = enS(l_+ + l_-) = -P \cdot S \quad (9.61)$$

Əgər dielektrik bircinslidirsə, bağlı yüklər səthlərdə əmələ gəlir, daxildəki bağlı yüklər isə bir-birini qarşılıqlı

kompensə edirlər. (9.61) ifadəsinə görə bağlı yüklərin miqdarı (9.20) ifadəsinə analoji polyarlaşma vektorunun seli kimi təyin oluna bilər.

$$\Phi_p = \int P_n dS = -\sum q'_i \quad (9.62)$$

Bu müddəalar əsasında dielektrik daxilində sahə intensivliyini hesablayaq:

Dielektrik daxilində  $E$  sahə intensivliyi dedikdə sonsuz kiçik həcmdə elektrik sahəsinin orta qiyməti nəzərdə tutulur. Elektrik sahəsinin həqiqi qiyməti isə molekullararası fəzada güclü dəyişməyə məruz qalır. Makroskopik baxışda dielektrik daxilində sahə iki toplanana malik olur: sərbəst yüklər tərəfindən yaradılan xarici  $E_0$  sahəsi və bağlı yüklər tərəfindən yaradılan  $E'$  sahəsi. Superpozisiya prinsipinə görə dielektriki polyarlaşdıran sahə

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + E' \quad (9.63)$$

kimi təyin olunur. Bağlı yüklər yalnız molekulu tərk edə bilmir, sərbəst yüklərin bütün digər xassələrinə malik olur. Gauss teoremini (9.63) ifadəsinə tətbiq edək:

$$\oint EdS = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i q_i + \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_i q'_i \quad (9.64)$$

Bu ifadədə birinci hədd sərbəst yüklərin, ikinci hədd isə bağlı yüklərin cəmidir. Bağlı yüklərin miqdarı polyarlaşma vektorunun (9.62) selinə bərabər olmasını nəzərə alaq:

$$\varepsilon_0 \oint EdS + \oint PdS = \oint (\varepsilon_0 E + P)dS = \sum_i q_i \quad (9.65)$$

Əgər

$$D = \varepsilon_0 E + P \quad (9.66)$$

işarə olunarsa,  $D$  kəmiyyətinin seli yalnız sərbəst yüklərin miqdarını təyin edəcəkdir.

$$\oint D_n dS = \sum q \quad (9.67)$$



Burada  $D$  vektoru **elektrik induksiya vektoru**, (9.67) isə induksiya vektoru üçün Qauss teoremidir: **Elektrik induksiya vektorunun qapalı səth üzrə seli bu səthin daxilindəki sərbəst yüklərin cəbri cəminə bərabərdir**. Vakumda  $P = 0$  və  $D = \varepsilon_0 E$  kimi təyin olunur. Polyarlaşma vektorunun (9.57) ifadəsini nəzərə alaq:

$$D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 E + \chi \varepsilon_0 E = (1 + \chi) \varepsilon_0 E = \varepsilon \varepsilon_0 E \quad (9.68)$$

Adsız  $\varepsilon = 1 + \chi$  kəmiyyəti dielektrik nüfuzluğu adlanır. Dielektik nüfuzluğunun fiziki mahiyyətini aydınlaşdırmaq üçün bircinsli sahədə yerləşən izotrop dielektrikə baxaq (Şəkil 9.18). Vakuumda iki əksadlı yükə malik sonsuz lövhə arasında

(9.27) ifadəsinə görə  $E_0 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$  elektrik sahəsi,  $D_0 = \varepsilon_0 E_0$

elektrik induksiya vektoru olar. Lövhələr arasına dielektrik gətirilərsə, onun polyarlaşması nəticəsində  $\sigma' = \frac{q'}{S}$  bağlı

yüklər və onların  $E' = \frac{\sigma'}{\varepsilon_0}$  sahə intensivliyi yaranar. Şəkildən

göründüyü kimi,  $E_0$  və  $E'$  qarşılıqlı əks yönəlmişlər və superpozisiya prinsipinə görə dielektrikdə

$$E = E_0 - E' = \frac{1}{\varepsilon_0} (\sigma - \sigma'),$$

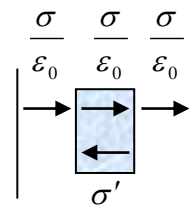
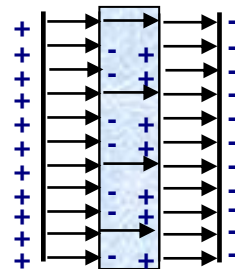
ondan kənarında isə  $E = E_0$  olur.

$\sigma' = \frac{q'}{S} = P = \chi \varepsilon_0 E$  olduğu nəzərə

alınarsa,

$$E = E_0 - \chi E \Rightarrow E = \frac{E_0}{1 - \chi} = \frac{E_0}{\varepsilon} \quad (9.69)$$

Beləliklə, **dielektrik nüfuzluğu dielektrik daxilində sahə intensivliyinin**



neçə dəfə kiçildiyini nümayiş etdirir. (9.69)-un hər tərəfini  $\varepsilon_0 \varepsilon$ -na vursaq

$$\varepsilon \varepsilon_0 E = D = \varepsilon_0 E_0 = D_0$$

Beləliklə, dielektrik daxilində induksiya vektoru xarici sahənin induksiya vektoru ilə üst-üstə düşür. Şəkil 9.18-də  $\varepsilon = 3$  halı üçün qüvvə xətləri təsvir olunmuşdur.

(9.69) ifadəsindən istifadə edərək dielektrik daxili üçün Kulon qanunun (9.6) ifadəsi

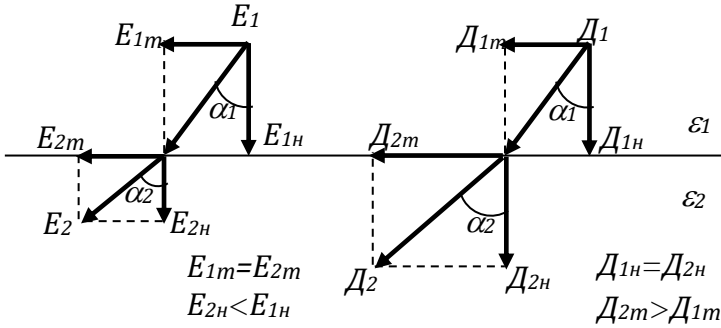
$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{\varepsilon \cdot r^2} \quad (9.70)$$

kimi yazılar, yəni mühit daxilində qarşılıqlı təsir qüvvəsi  $\varepsilon$  dəfə kiçik olar.

Elektrostatik qüvvə xətlərinin iki dielektrik sərhəddində sınımasına nəzər yetirək:  $E_0$  intensivliyinə malik elektrik sahəsində bir-birinin üzərinə qoyulmuş dielektrik nüfuzluqları  $\varepsilon_1$  və  $\varepsilon_2$  ( $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$ ) olan iki lövhədə elektrostatik qüvvə xətlərinin paylanmasına nəzər yetirək. Dielektrik nüfuzluqları fərqləndiyindən qonşu dielektrikdə bağlı yüklərin  $\sigma'_1$  və  $\sigma'_2$  sıxlıqları fərqlənəcək və nəticədə sərhəddə  $q'_a$  artıq yük peyda olacaqdır. Bağlı yüklər  $\vec{D}$  induksiya vektoruna təsir etmədiyindən bu vektorun qüvvə xətləri iki dielektrikin sərhəddini kəsilməz olaraq keçəcəkdir. Mühitlərin sərhəddində sərbəst yük mövcud olmadığından (9.67) şərtinə görə  $\vec{D}$  vektorunun iki mühitin sərhəddindəki şəthdən seli "0" olacaqdır. Bu isə  $\vec{D}$  vektorunun normal toplananının iki mühitin sərhəddini keçdikdə dəyişmədiyini nümayiş etdirir.  $D_{1n} = D_{2n}$  olması, elektrik sahə intensivliyinin bu toplananının dəyişməsini (9.67) ifadəsindən tapmağa imkan verir.

$$\varepsilon_0 \varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_{2n} \Rightarrow \frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} > 1 \Rightarrow E_{1n} > E_{2n}$$

Beləliklə, dielektrik nüfuzluğu böyük olan mühitə daxil olan induksiya xətlərinin normal toplananının dəyişməz qalması, sahə intensivliyinin isə normal toplananın kiçilməsi baş verəcəkdir.



Шякил

İki mühitin səhəddi üzrə toxunan istiqamətdə (tangensial)  $\vec{E}$  və  $\vec{D}$  vektorlarının dəyişməsini təyin etmək üçün elektrostatik sahənin (9.38) ifadəsinə görə sirkulyasiya teoremindən istifadə edək. Dielektriklər sərhəddində götürülən düzbucaqlı qapalı kontur üzrə  $\vec{E}$  vektorunun sirkulyasiyasının "0" olmasından

$$E_{1t} = E_{2t} \text{ və } \frac{D_{1t}}{D_{2t}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} < 1 \Rightarrow D_{1t} < D_{2t} \quad (9.71a)$$

şərtləri alınır. Beləliklə, iki dielektrik sərhəddini  $\epsilon_2 > \epsilon_1$  şərti ilə keçdikdə sahə intensivliyi vektorunun tangensial toplananı sabit qalır, elektrik induksiya vektorunun isə tangensial toplananın artması baş verir.

(9.71) və (9.72) ifadələri elektrostatik qüvvə xətlərinin iki dielektrik sərhəddini keçdikdə sınma qanununu təyin etməyə imkan verir. Qüvvə xətlərinin sınma mənzərəsi şəkil 9.19-də təsvir olunmuşdur. Şəkilə görə qüvvə xətlərinin sınma qanunu həm  $E$ , həm də  $D$  vektorları üçün

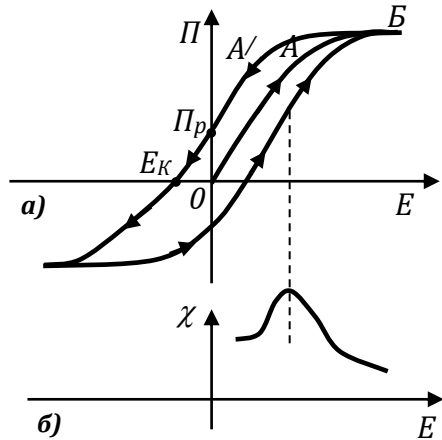
$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \quad (9.72)$$

kimi təyin olunur. Əgər  $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$  isə,  $\alpha_2 > \alpha_1$  olur, yəni qüvvə xətləri mühitin səthi yaxınlığında sıxlaşır, normala yaxın hissələrdə isə seyrəkləşir. Əgər qüvvə xətləri böyük dielektrik nüfuzluğuna malik dielektrikdən kiçik dielektrik nüfuzluğuna malik mühitə keçərsə,  $\alpha_2 < \alpha_1$  olur, yəni qüvvə xətləri mühitin normalarına doğru meyl edərək elektrik sahəsini qüvvətləndirirlər. Bu isə dielektrlərdə elektrik sahəsinin idarə olunmasına imkan yaradır.

### § 9.7.

#### Seqnetoelektrik, pyezoelektriklər

Bir qrup dielektriklər mövcuddur ki, xarici sahəsiz spantan polyarlaşma vektoruna



Шякил 9.20

malik olurlar. Belə hadisə ilkin olaraq seqnet duzunda ( $KNaC_4H_4O_6 : 4H_2O$ ) müşahidə olunmuşdur və belə xassəli dielektriklərə seqnetoelektriklər deyilir.

Seqnetoelektriklərin digər dielektriklərdən bir sıra fərqləri mövcuddur.

- Adi dielektriklərdə  $\varepsilon$  bir neçə vahid, seqnetoelektriklərdə isə bir neçə min olur.

- Polyarlaşma vektoru ilə sahə intensivliyi arasında (9.57) kimi xətti asılılıq pozulur. Kiçik sahələrdə polyarlaşma vektoru sürətlə artır ( $OA$ ) və doymaya çıxır ( $AB$ ) (şəkil 9.20). Bu isə elektrik qavrayıcılığı  $\chi$ -nın  $E$ -dən asılı olmasının nəticəsidir (şəkil 9.20b).

- Polyarlaşma vektorunun xarici sahədən asılılığı «histerites ilgəyi»-nin alınmasına səbəb olur (şəkil 9.20a). Xarici elektrik sahəsi artdıqca polyarlaşma vektoru da artır və doyma alınır (B nöqtəsi). Bu hala çatdırılan seqnetoelektrikdə xarici elektrik sahəsi zəiflədikcə  $P$  vektoru digər yolla  $-BA'$  ilə azalır və  $E=0$  olduqda  $P \neq 0$  olur, yəni materialda  $P_r$  *qalıq polyarlaşması* mövcud olur. Polyarlaşmanı ləğv etmək üçün materiala əks istiqamətdə elektrik sahəsi tətbiq olunur və  $E = E_k$  olduqda  $P = 0$ . Elektrik sahəsinin polyarlaşmanı yox edən qiymətinə **koerstiv qüvvə** deyilir.  $P(E)$  asılılığının sonrakı mərhələləri şəkil 9.20, a-da təsvir olunmuşdur. Son olaraq şəkildəki ilgəyi alaraq yenidən B nöqtəsinə qayıdırıq. Alınan fiqur **histerizes ilgəyi** adlanır. Bu ilgəyin sahəsi seqnetoelektiki polyarlaşdırmaq üçün görülən işi təyin edir.

- Seqnetoelektriklər elektrik sahəsində deformasiyaya uğrayırlar. Bu hadisə **elektrostriksiya** adlanır.

- Müəyyən temperatur (**Küri temperaturu**) mövcuddur ki, bu temperatura qədər qızdırılan dielektrik seqnetoelektrik xassəsini itirir və sıçrayışla adi polyar dielektrikə çevrilir.

Seqnetoelektrik xassələri mühitlərin daxilində spontan (öz-özünə) polyarlaşma vektoruna malik «*domenlərin*» olması

ilə əlaqələndirilir. Domenlər kristal daxilində elə paylanırlar ki, xarici sahə tətbiq edilməmiş dipol momentlərinin vektoru cəmi «0»-olur. Kiçik xarici sahələr domenlərin düzülməsinə və güclü polyarlaşma əmələ gəlməsinə səbəb olur. Sahənin sonrakı artımında düzlənmə olmadığından polyarlaşma vektorunun doyması şəkil 9.20, a-da  $AB$  hissəsinə uyğun gəlir.

Inversiya mərkəzi olmayan bəzi dielektriklərdə deformasiya zamanı polyarlaşma (*elektrikləşmə*) baş verir. Bu hadisə **pyezoelektrik effekt**, dielektriklər isə **pyozoelektriklər** adlanır. Polyarlaşma vektoru deformasiyanın şiddətindən, yəni mexaniki gərginliklə düz mütənasibdir. Kvars, seqnet duzu,  $BaTiO_3$  yaxşı pyezoeffektə malik materiallardır. Pyezokristalların kristal qəfəsi mürəkkəb quruluşa malik olmaqla bir-birinə nəzərən müəyyən mövqe tutmuş daha sadə atomlar qrupuna malik olurlar. Deformasiya zaman atom qrupları bir-birinə nəzərən sürüşürlər və inversiya

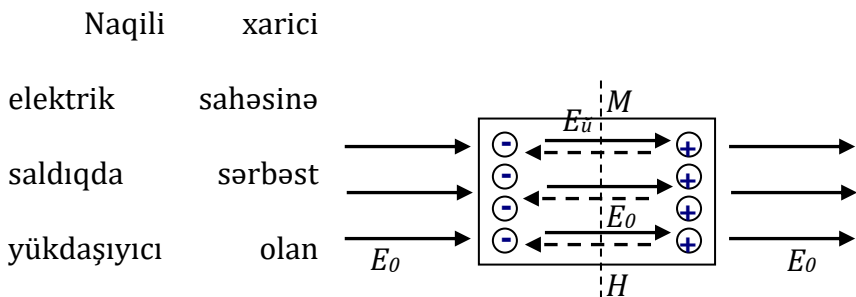
mərkəzinin olmaması elektrik momentinin əmələ gəlməsi ilə nəticələnir. Pyezokristallar metal kontaktları ilə təhziz olunarsa, onların deformasiyası zamanı kontaktlarda elektrik cərəyanı impulslarını almaq mümkündür. Pyezoelektrik mikrafonun iş prinsipi bu hadisəyə əsaslanır.

Seqnetoelektrik və pyezoelektrik materiallarının məişət, texnika və elmdə böyük tətbiqləri vardır.

### **§ 9.8. Keçiricilər elektrik sahəsində. Elektrik tutumu**

Sərbəst yükdaşıyıcıları (elektronları) olan materiallara keçirici və ya naqıl deyilir. Xarici sahə olmadıqda naqıldə olan sərbəst yükdaşıyıcılar tarazlıqda olurlar. Bu isə naqıl daxilində istənilən yerdə elektrik sahəsi  $E = 0$  olması şərtini tələb edir. Bu səbəbdən naqilin daxilində potensial sabidir ( $\varphi = const$ ). Naqıldəki sərbəst yükdaşıyıcılar səthə yığılır və onların yaratdığı sahə intensivliyi naqilin səthinə perpendikulyar yönəlir. Bu səbəbdən naqilin səthi ekvipotensial səthdir.

Naqilə verilən əlavə yük onun səthində tarazlıqda olur və bu da iti ucluqlarda elektrik sahəsini gücləndirməyə imkan yaradır.



Шякил 9.21

əksinə hərəkət edərək naqilin bir tərəfinə yığılar və burada «-» yük artıqlığı, digər tərəfdə isə «-» yük çatışmazlığı yaranar (Şəkil 9.21). Bu səbəbdən naqil boyunca şəkildə qırıq xətlə göstərilən  $E_y$  elektrik sahəsi yaranar və onun intensivliyi yığılan yüklərin miqdarı artdıqca artar. Müəyyən müddətdən sonra sərbəst yükdaşıyıcılara təsir edən  $E_0$  və  $E_y$  elektrik sahələri bir-birini tarazlaşdırar və yükdaşıyıcıların yığılması başa çatır. Superpozisiya prinsipinə görə naqil daxilində sahə intensivliyi



$$\vec{E}_{dax} = E_0 - E_y = 0 \quad (9.73)$$

olur.

Əgər naqili sahədən çıxarmadan  $MN$  xətti boyunca kəsilərsə, naqil parçaları uyğun olaraq «-» və «+» yüklü qalarlar. Beləliklə, *xarici elektrik sahəsinə gətirilən naqildə sərbəst yükdaşıyıcılar hərəkət edərək elə paylanırlar ki, naqil daxilində istənilən nöqtədə sahə intensivliyi sıfır olur*. Başqa sözlə, elektrik sahəsi naqil daxilinə nüfuz etmir.

Yüklənmiş naqilin yükü səth üzrə bərabər paylanaraq onun potensialını formalaşdırır. Naqilin yükü artırılırsa, əlavə edilən yük də səth üzrə elə paylanmalıdır ki, naqil daxilində elektrik sahəsi «0»-a bərabər olsun. Naqilin ətraf fəzada yaratdığı sahə intensivliyi yükün miqdarı artdıqca artır və buna görə də potensial da artır. Bu səbəbdən yüklü naqilə əlavə yük vermək üçün görülən iş daha da böyük olur. Beləliklə ayrıca götürülmüş naqilin yükü ilə potensialı arasında mütənasiblik mövcuddur.

$$q = C \cdot \varphi \quad (9.74)$$

Naqilin yükü ilə potensialı arasında mütənasiblik əmsali naqilin *elektrik tutumu* adlanır. Qiymətcə tutum potensialın vahid artması üçün lazım olan yükə bərabərdir. Radiusu  $R$  olan kürənin tutumunu hesablamaq üçün onun potensialını (9.46) və (9.29) ifadələrindən istifadə edərək təyin edək:

$$\varphi = \int_R^{\infty} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r^2} dr = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon R} \quad (9.75)$$

$$C = \frac{q}{\varphi} = 4\pi\epsilon\epsilon_0 R \quad (9.76)$$

$BS$ -də tutum vahidi olaraq  $1 \text{ farad} = \frac{1 \text{ Kl}}{1 \text{ V}}$  qəbul

olunmuşdur.  $1 \text{ Kl}$  yükə malik kürənin potensialı  $1 \text{ V}$  olarsa, onun tutumu  $C = 1 \text{ farad}$  adlanır. (9.76) ifadəsinə görə belə kürənin radiusu  $9 \cdot 10^9 \text{ m}$ , yəni yerin radiusundan 1500 dəfə böyük olardı. Bu göstərir ki, *farad* çox böyük tutumdur. Mikrofarad ( $1 \text{ mkf} = 10^{-6} \text{ f}$ ), pikofarad ( $1 \text{ pf} = 10^{-12} \text{ f}$ ) vahidlərindən istifadə olunur .

(9.76) ifadəsi *CQSE*-vahidlər sistemində  $C = \epsilon R$ , tutum vahidi isə *sm* (santimetr) olur.  $1 \text{ farad} = \frac{1 \text{ Kl}}{1 \text{ V}} = 9 \cdot 10^{11} \text{ sm}$  kimi əlaqə vardır.

Göründüyü kimi, təklənmiş naqillər çox kiçik elektrik tutumuna malik olurlar. Daha böyük miqdarda yük yığmaq naqillər sistemi *-kondensatorlardan* istifadə etməklə mümkündür. Yüklənmiş naqilə digər yüksüz naqil yaxınlaşdırılırsa, onda induksiyanmış əks işarəli yüklər əmələ gələr və aralıqda potensialın qiyməti xeyli azalar. Yük dəyişmədiyindən, (9.74) ifadəsinə görə sistemin elektrik tutumu  $C$  artar.

Kondensatorları təşkil edən naqillər onun köynəkləri adlanır. Köynəklərin formasından və qarşılıqlı vəziyyətindən asılı olaraq **müstəvi** ( $S$  sahəli iki lövhə  $d$  məsafəsində yerləşir), **kürəvi** ( $R_1 < R_2$  radiuslu iki konsentrik sfera), **slindrik** (eyni doğuranlı və  $R_1 < R_2$  radiuslu iki konsentrik slindr) kondensatorlar mövcuddur. Kondensatorlar elə

hazırlanır ki, köynəklərdəki elektrik yüklərinin sahəsi onların aralığında lokallaşsın. Kondensatorun tutumu

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} \quad (9.77)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $q$  köynəklərin birində olan yük,  $\varphi_1 - \varphi_2$  köynəklər arasında potensiallar fərqidir.

**Müstəvi kondensator** halında lövhələr arasında dielektrik yerləşərsə, sahə intensivliyi şəkil 9.8-ə əsasən

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0 S} \quad (9.78)$$

olar. Lövhələr arasında potensiallar fərqi (9.46) ifadəsinə görə

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_0^d E \cdot dx = \frac{qd}{\varepsilon\varepsilon_0 S}, \quad (9.79)$$

kondensatorun tutumu isə (9.77) ifadəsinə görə

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d} \quad (9.80)$$

olar. Burada  $S$  - kondensator köynəyinin sahəsi,  $\varepsilon$  - köynəklər arası fəzanın dielektrik nüfuzluğu,  $d$  - köynəklər arasında

məsafədir. Göründüyü kimi kondensatorun tutumu onun həndəsi ölçülərindən və  $\varepsilon$  -dan asıdır, yükdən və potensialdan isə asılı deyildir.

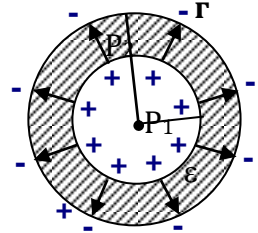
**Slindrik kondensatorun** tutumunu təyin etmək üçün (9.29) ifadəsi ilə (9.46) -dan istifadə edərək, potensiallar fərqi

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{R_1}^{R_2} \frac{1}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0} \frac{q}{lr} = \frac{1}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0} \frac{q}{l} \ln \frac{R_2}{R_1}$$

, (9.81)

tutumu isə

$$C = \frac{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 l}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \quad (9.82)$$



Шякил 9.22

kimi təyin etmək olar. Burada  $l$  - slindrik köynəklərin doğurarı,  $\varepsilon$  - köynəklər arasında fəzanın dielektrik nüfuzluğu,  $R_1$  və  $R_2$  - slindrik köynəklərin radiusudur.  $R_1$  və  $R_2$  - arasında fərq kiçik olarsa

( $R_2 - R_1 = d \ll R_1, R_2$ ), (9.82) ifadəsində məxrəci sıraya ayıraraq (9.80) ifadəsini almaq olar.

**Kürəvi kondensatorun tutumu.**  $R_1$  və  $R_2$  radiuslu sferalar arası fəza  $\varepsilon$  dielektrik nüfuzluğuna malik dielektriklə doldurularsa, şəkil 9.22-də təsvir olunan kürəvi (sferik) kondensator alarıq. Daxili köynəyin yaratdığı sahə intensivliyinin (9.29) ifadəsində dielektrik nüfuzluğunun  $\varepsilon$  qiymətindən istifadə edərək köynəklərarası fəzada potensiallar fərqi

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{R_1}^{R_2} E \cdot dr = \frac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0} \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \frac{R_2 - R_1}{R_1 \cdot R_2}, \quad (9.83)$$

kürəvi kondensatorun tutumunu isə

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R_1 R_2}{R_2 - R_1} \quad (9.84)$$

kimi təyin edərik. Əgər  $R_2 - R_1 = d \ll R_1, R_2$  olarsa, (9.84) ifadəsinin surətində  $R_1 \approx R_2 = R$  götürməklə (9.80) ifadəsini alarıq. (9.80), (9.82), (9.84) ifadələrindən görünür ki,

köynəklərəarası fəzada seqnetoelektrik yerləşdirməklə kondensatorun tutumunu kifayət qədər artırmaq mümkündür.

Qeyd edək ki, hər bir kondensator tutumla yanaşı **potensiallar fərqlinin maksimal həddi**  $U_{\max} = (\varphi_1 - \varphi_2)_{\max}$  ilə xarakterizə olunur. Gərginliyin yüksək qiymətlərində köynəklərəarası fəzada qılgılcım əmələ gəlir və kondensator sıradan çıxır. Buna *kondensatorun dəşilməsi* deyirlər.

### § 9.9. Kondensatorların birləşdirilməsi

Müxtəlif tutuma və işçi gərginliyə nail olmaq üçün kondensatorları birləşdirərək batareyə əmələ gətirmək olar. Əgər kondensatorların «+» yüklü köynəkləri  $\varphi_1$ , «-» yüklü köynəkləri  $\varphi_2$  potensialına malik nöqtəyə birləşdirilərsə, bu kondensatorların paralel birləşməsi adlanır. Şəkil 9.23-dən görünür ki, sistemdəki ümumi yük ayrı-ayrı kondensatorun uyğun köynəklərindəki yüklərin cəminə bərabərdir:

$$q = \sum_{i=1}^n q_i = \sum_{i=1}^n C_i (\varphi_1 - \varphi_2) = (\varphi_1 - \varphi_2) \sum_{i=1}^n C_i$$

Bütün kondensatorların birgə tutumu  $C$  ilə işarə olunarsa,

$$q = C(\varphi_1 - \varphi_2) \Rightarrow C = \sum C_i \quad (9.85)$$

ifadəsi paralel birləşməsi

kondensatorların batareyasının

tutumunu təyin edir. Göründüyü

kimi, **paralel birləşdirilmiş**

**kondensatorlar batareyasının**

**tutumu tərkibindəki bütün**

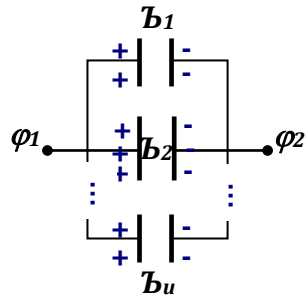
**kondensatorların tutumları**

**cəminə bərabərdir.** Əgər  $N$  sayda eyni  $C$  tutumlu

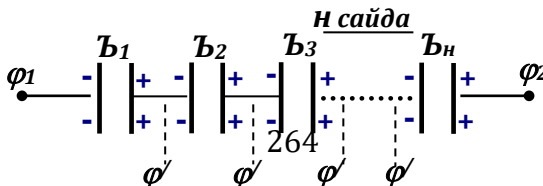
kondensator paralel birləşdirilərsə, ümumi tutum

$$C = N \cdot C_0 \quad (9.85a)$$

kimi tərkibdəki kondensatorun tutumundan  $N$  dəfə böyük



Шякил 9.23





olacaqdır. Paralel birləşdirilmiş kondensator batareyasında gərginliyin maksimum həddi  $U_{\max}$  tərkibdəki kondensatorların deşilmə gərginliliklərindən ən kiçiyinə bərabər olur.

Kondensatorun «+» yüklü köynəyi digər kondensatorun «-» yüklü köynəyinə, «-» yüklü köynəyi isə üçüncü kondensatorun «+» yüklü köynəyinə naqıl vasitəsilə birləşdirilərsə, ardıcıl birləşdirilmiş kondensator batareyası adlanır (Şəkil 9.24). Belə batareyaya  $\varphi_1 - \varphi_2$  potensiallar fərqi ilə təchiz olunarsa, bütün kondensatorlarda eyni  $q$  qədər yük mövcud olacaqdır. Potensiallar fərfini

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_1 - \varphi'_1 + \varphi'_1 - \varphi'_2 + \varphi'_2 - \varphi'_3 + \varphi'_3 \cdots + \varphi'_n - \varphi_2$$

kimi yazaraq  $\varphi_1 - \varphi_2 = q/C$ ;  $\varphi_1 - \varphi'_1 = q/C_1$  və s.... olduğu nəzərə alınarsa,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = q \left( \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \cdots + \frac{1}{C_n} \right) \Rightarrow \frac{1}{C} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i} \quad (9.86)$$

olar. Beləliklə, ***ardıcıl birləşdirilmiş kondensatorlar batareyası tutumunun tərs qiyməti, tərkibdəki kondensatorların tutumunun tərs qiymətləri cəminə bərabərdir.*** Bu halda ümumi tutum tərkibdəki ən kiçik tutumdan da kiçik olur. Ardıcıl birləşdirilmiş kondensator batareyasında gərginliyin maksimal həddini artırmaq mümkündür. Əgər  $N$  sayda eyni  $C$  tutumlu kondensator ardıcıl birləşdirilərsə, ümumi tutum  $C = C_0 / N$ , gərginlik həddi isə  $(U_{\max})_{bat} = N \cdot U_{\max}$  olacaqdır.

### **§ 9.10. Elektrik sahəsinin və yüklənmiş kondensatorun enerjisi**

Elektrik yüklərinin bir-biri ilə qarşılıqlı təsir qüvvələri konservativ qüvvə olduğundan, yüklü zərrəciklər sistemi potensial enerjiyə malik olur. Əgər iki  $q_1$  və  $q_2$  yükləri bir-birindən sonsuz böyük məsafədədirsə, onlar arasında elektrik qarşılıqlı təsiri yoxdur,  $W = 0$ . Birinci  $q_1$  yükü  $q_2$  yükündən

$r_{12}$  məsafəyə gətirilərsə, görülən iş potensial enerjinin dəyişməsinə səbəb olacaqdır:

$$A_{12} = q_1 \cdot \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_2}{r_{12}} = A_{21} \quad (9.87)$$

Görülən işi  $A = q \cdot \varphi$  kimi ifadə etsək,  $\varphi$  ikinci yükün birinci yük gətiriləcək nöqtədə yaratdığı potensial olacaqdır.

Bu səbəbdən

$$A = q_1 \cdot \varphi_1 = q_2 \cdot \varphi_2 = W = \frac{1}{2} q_1 \varphi_1 + \frac{1}{2} q_2 \varphi_2 \quad (9.88)$$

olar. Potensial enerjinin ifadəsində yüklər sisteminin hər bir üzvünün payı olmasına nail olmaq üçün bu ifadəni  $N$  sayda yüklər üçün

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N q_i \cdot \varphi_i \quad (9.89)$$

kimi yazarıq. Burada  $\varphi_i$   $i$ -ci yükdən başqa bütün sistemə daxil olan yüklərin  $q_i$  yükü yerləşən nöqtədə yaratdığı potensialdır.

Yükü olmayan naqilə  $\Delta q$  qədər yük vermək üçün heç bir iş görülmür, çünki naqilin potensialı «0»-dir. Növbəti  $dq$  yükü gətirildikdə iş görülür və bu iş

$$dA = \varphi \cdot dq = \frac{q}{C} \cdot dq = dW \quad (9.90)$$

kimi təyin olunur. İfadəni inteqrallayaraq yüklənmiş naqilin malik olduğu enerjini təyin edərik:

$$W = \int \frac{q}{C} dq = \frac{q^2}{2C} + const. \quad (9.91)$$

Yüklənməmiş naqilin enerjisi  $W(q=0)=0$  olduğundan,  $const=0$  götürülür və yükə məxsus olan naqilin enerjisi

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{C\varphi^2}{2} \quad (9.92)$$

kimi yükün və naqilin parametrlərindən asılı olur.

Kondensatorun elektrik yükləri  $(+q)$  və  $(-q)$ , köynəklərin potensialı  $\varphi_1$  və  $(-\varphi_2)$  olduğundan onun malik olduğu enerji (9.89) ifadəsinə görə

$$W = \frac{1}{2}(q\varphi_1 + q(-\varphi_2)) = \frac{1}{2}q(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (9.93)$$

olar. Potensiallar fərqi ilə tutum arasında əlaqədən istifadə edərək kondensatorun enerjisi üçün

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2} \quad (9.94)$$

alırıq. Burada  $U = \varphi_1 - \varphi_2$  kondensatorun köynəkləri arasında gərginlikdir. Müstəvi kondensator halında tutumun (9.80) və gərginliyin (9.79) ifadələrini nəzərə alaraq enerjini

$$W = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d} \cdot \frac{E^2 \cdot d^2}{2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} \cdot S \cdot d \quad (9.95)$$

ifadəsi ilə təyin edərik. Burada  $E$  köynəklər arasında elektrik sahəsinin intensivliyi,  $d$  - köynəklər arasında məsafə,  $S$  - köynəklərin sahəsidir. Kondensatorun enerjisini köynəklərarası  $V = S \cdot d$  həcminə bölərək vahid həcmə düşən enerjini - **enerji sıxlığını**- təyin edərik.

$$\varpi = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} \quad (9.96)$$

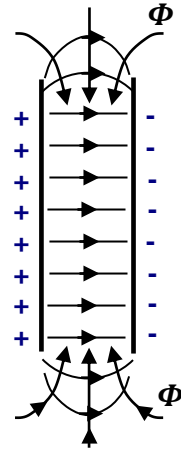
Göründüyü kimi kondensator da vahid həcmə düşən enerji yalnız elektrik sahəsinin parametri ilə təyin olunur.

Kondensatorun enerji sıxlığında  $\varepsilon$  - dielektrik nüfuzluğunun rolunu təyin etmək üçün müstəvi kondensatorun köynəkləri arasında qarşılıqlı təsiri araşdıraraq. Köynəklər arasında məsafə  $x$  olarsa, kondensatorun enerjisi

$$W = \frac{q^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 S} x, \text{ qüvvə isə}$$

$$F = -\frac{\partial W}{\partial x} = -\frac{q^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 S} \quad (9.97)$$

olar. Bu ifadədən göründüyü kimi, lövhələrin cəzətmə qüvvəsi  $\varepsilon$ -dan asılıdır. Kondensator köynəkləri arasında dielektrik olmadıqda qüvvə



Шякил 9.25

$$F = q \cdot F = q \cdot \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = \frac{q^2}{2\varepsilon_0 S} \quad (9.98),$$

yəni dielektrik olan hala nisbətən  $\varepsilon$ - dəfə böyük olur.

Dielektrik daxil edildikdə köynəklərin yükü dəyişmədiyindən

qüvvə də dəyişməməlidir. Lakin təcrübə (9.97) düsturunun doğru olmasını göstərir. Deməli, kondensatorun köynəklərinə elektrik qüvvələrindən əlavə mexaniki qüvvələr də təsir edir və bu qüvvə köynəkləri bir-birindən aralamağa çalışır. Mexaniki qüvvələr dielektrik tərəfindən yaradılır. Köynəklər arasında elektrik sahəsinin kənarlara gəldikcə qeyri-bircinsliliyi (şəkil 9.25) nəticəsində dielektriki konsentratorun içərisinə sıxan  $F$  qüvvələri meydana çıxır. Bu səbəbdən dielektrikin daxilində təzyiqlər yaranır və dielektrik deformasiyaya uğrayır. Bu qüvvələrə ***pendermator qüvvələr***, dielektrikin deformasiyası isə ***elektrostriksiya*** adlanır.

Izotrop dielektriklərdə  $\vec{E}$  və  $\vec{D}$  vektorları istiqamətcə üst-üstə düşdüyündən, (9.96) ifadəsini  $\varpi = \frac{E \cdot D}{2}$  yazaraq elektrik induksiya vektorunun (9.66) ifadəsini nəzərə alaq:

$$\varpi = \frac{E(\varepsilon_0 E + P)}{2} = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{PE}{2} \quad (9.99)$$

Ifadəə birinci hədd vakuumda elektrik sahəsinin enerji sıxlığı, ikinci hədd isə dielektrikin polyarlaşması nəticəsində görülən iş nəticəsində yaranan potensial enerjidir. Doğrudan da  $dP = \chi\varepsilon_0 dE$  olduğu nəzərə alınarsa, görülən iş

$$A = \int_0^E EdP = \frac{\chi\varepsilon_0 E^2}{2} = \frac{PE}{2} \quad (9.100)$$

olar. Dielektrikin *depolyarizasiyasında* bu enerji ayrılır.

## X FƏSİL. ELEKTRİK CƏRƏYANI

### § 10.1. Sabit elektrik cərəyanı

Yüklü zərrəciklərin istiqamətlənmiş hərəkəti **elektrik cərəyanı** adlanır. Cərəyanın əsas xarakteristikası olaraq vahid zamanda baxılan en kəsikdən keçən yükün miqdarı -- **cərəyan şiddəti** qəbul olunmuşdur:

$$i = \frac{dq}{dt} . \quad (10.1)$$

Elektrik cərəyanı həm «+», həm də «-» yüklərin hərəkəti ilə yaranır. Elektrik sahəsində «+» və «-» yüklər qarşı-qarşıya hərəkət etdiyindən, «-» yükün daşınması əks istiqamətdə «+» yükün daşınması kimi təyin oluna bilər. Bu səbəbdən də, əgər cərəyan axan mühitdə eyni zamanda «+» və «-» yüklər mövcuddursa, cərəyan şiddəti

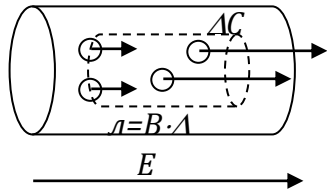
$$i = \frac{dq^+}{dt} + \frac{dq^-}{dt} \quad (10.2)$$



ifadəsi ilə təyin olunur. Mühitdə olan yükdaşıyıcılar elektrik sahəsi olmadıqda belə hərəkətdə olurlar, onlar xaotik istilik hərəkəti icra edirlər. Lakin yükdaşıyıcıların istilik hərəkətinin orta sürəti ilə baxılan en kəsikdən sağa və sola keçən yük bərabər miqdarda olduğundan,  $i = 0$  olur. Mütəhərrik yüklərə malik mühiti elektrik sahəsinə qoşduqda sahənin istiqamətləndirici təsiri yükdaşıyıcıları istiqamətlənmiş hərəkətə məcbur edir. Istiqamətlənmiş hərəkətin  $\vec{V}$  sürəti ilə istilik hərəkəti sürəti  $\vec{v}_{or}$  toplanaraq yükdaşıyıcının yekun sürətini formalaşdırır:

$$\vec{v}_y = \vec{V} + \vec{v}_{or} = \vec{V}, \quad (10.3)$$

Nəzərə alınmışdır ki, istilik hərəkəti xaotik olduğundan, **istilik sürəti vektorunun orta qiyməti «0» olur**. Bu halda  $S$  en kəsiyindən  $\Delta t$  zamanında keçən elektrik yükü oturacağıın sahəsi  $S$ , doğuranı  $\vec{V}\Delta t$  olan silindrik həcmdəki bütün yükdaşıyıcıların yüklərinin cəmi kimi təyin olunur (Şəkil 10.1).



Шякил 10.1

$$\Delta q = q_0 n S V \cdot \Delta t \quad (10.4)$$

Burada  $q_0$  yükdaşıyıcının yükü,  $n$  -vahid həcmdə yükdaşıyıcıların miqdarı – konsentrasiyasıdır. (10.1) ifadəsinə görə cərəyan şiddəti

$$i = q_0 n S V \quad (10.5)$$

kimi təyin olunacaqdır. Cərəyan şiddəti skalyar, cəbri kəmiyyətdir. Cərəyanın vektoru kəmiyyəti olaraq **cərəyan sıxlığı** - vahid səthə düşən cərəyan təyin olunur:

$$j = \frac{\Delta i}{\Delta S} = \frac{di}{dS} \Rightarrow \vec{j} = en\vec{V}. \quad (10.6)$$

Cərəyan sıxlığı, müsbət yükdaşıyıcının hərəkət istiqamətində vektordur. Cərəyan axan mühitin verilmiş nöqtəsində cərəyan sıxlığı, bütün en kəsiyində isə cərəyan

şiddəti təyin olunur. BS vahidlər sistemində cərəyan şiddəti vahidi **Amper (A)** əsas vahidlərdən biridir. Cərəyan şiddəti vahidi cərəyanlı naqillərin qarşılıqlı təsirindən təyin olunur və belə təyinat XII fəsildə verilmişdir. Bu sistemdə elektrik yükü vahidi törəmə vahid olub, (10.1) ifadəsinə görə IX fəsildə göstərildiyi kimi  $1 \text{ Kl} = 1 \text{ A} \cdot 1 \text{ san}$  kimi təyin olunur. Beləliklə, cərəyan şiddəti  $1 \text{ A}$  olduqda naqilin en kəsiyindən  $1 \text{ san}$  müddətində keçən yükün miqdarı  $1 \text{ Kl}$  qəbul olunmuşdur. Cərəyan sıxlığı  $j$ -nin vahidi  $\frac{\text{A}}{\text{m}^2}$ -dir.

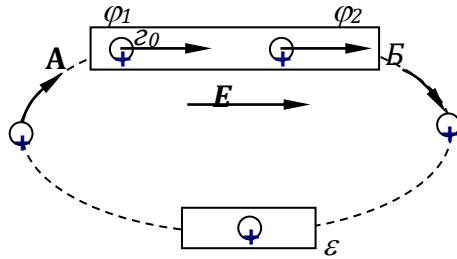
### § 10.2. Elektrik hərəkət qüvvəsi

Elektrik cərəyanının mövcud olması üçün 2 şərt lazımdır. Elektrik yükünə malik mühərrik zərrəciklər və bu yükdaşıyıcıların istiqamətlənmiş hərəkətinə nail olmaq üçün  $A$  və  $B$  nöqtələri arasında elektrik sahəsi, yəni potnensiallar fərqi yaratmaq. Lakin elektrik sahəsinin təsiri ilə mütəhərrik yüklər  $A$  nöqtəsini tərk

etdiyindən, bu nöqtənin potensialının sabit qalması üçün həmin yükün yeri «doldurulmalıdır».

Eyni mülahizə  $B$  nöqtəsi üçün deyilə bilər. Bu nöqtəni tərk edən yükdaşıyıcı

hərəkətini davam etdirərək həmin nöqtənin potensialının sabit qalmasını təmin etməlidir. Başqa sözlə naqilin  $AB$  hissəsində sabit elektrik cərəyanının mövcud olması üçün yükdaşıyıcılar daimi olaraq qapalı trayektoriya üzrə dövr etməlidirlər. Elektrostatik sahənin qapalı kontur üzrə sirkulyasiyası (9.38) ifadəsinə görə «0»-a bərabər olduğundan, yükdaşıyıcıların qapalı trayektoriyasında elektrostatik xarakterə malik olmayan qüvvələr iştirak



Шякил 10.2

etməlidir. **Kənar qüvvələr** adlanan belə qüvvələr yüklü zərrəciyə təsir etmək xüsusiyyəti ilə yanaşı, yükdaşıyıcıları elektrostatik qüvvənin əksinə hərəkət etdirməyə, yəni müsbət yükü potensialı kiçik olan nöqtəyə gəlməyə məcbur etdirməlidir. Belə qüvvələrin təsiri ilə yüklü zərrəciyin hərəkət trayektoriyası şəkil 10.2-də qırıq xətlə təsvir olunmuşdur. Beləliklə, sabit cərəyan axmasının mövcud olması üçün elektrostatik sahə ilə yanaşı kənar qüvvələr sahəsi də mövcud olmalıdır və ümumi sahə

$$\vec{E} = \vec{E}_e + \vec{E}_k^* \quad (10.7)$$

Burada  $\vec{E}_k^*$  - elektrostatik sahəyə analogi olaraq kənar qüvvələrin sahə intensivliyi adlandırılır. Kənar qüvvələr elektrostatikdən başqa istənilən təbiətli kimyəvi, maqnit, diffuziya və s. ola bilərlər. Kənar qüvvələrə malik obyekt cərəyan mənbəyi adlandırılır. Cərəyan mənbəyinin əsas parametri **elektrik hərəkət qüvvəsi** ( $e.h.q$ ) -  $\varepsilon$ -dur. Kənar qüvvələr yükdaşıyıcıni hərəkət etdirərək iş gördüyündən, mənbəyin  $e.h.q$ . vahid yükün üzərində görülən iş kimi təyin oluna bilər.

$$\varepsilon = \frac{A}{q} \quad (10.8)$$

Göründüyü kimi  $e.h.q$ . -  $\varepsilon$ -un vahidi *Voltdur* və potensiallar fərqlərinin vahidi ilə üst-üstə düşür. Bu səbəbdən də kənar qüvvələri də sahə intensivliyi ilə xarakterizə etmək mümkündür.

$$\vec{f}_{kan} = q \cdot \vec{E}_k^*; \quad A_k = \oint f dl = q \oint E_k^* \cdot dl \quad (10.9)$$

(10.8) və (10.9) ifadələrinin müqayisəsindən kənar qüvvələrin sahə intensivliyinin sirkulyasiyası üçün

$$\oint E_k^* dl = \varepsilon \quad (10.10)$$

alırıq. Beləliklə, kənar qüvvələrin sahə intensivliyinin qapalı kontur üzrə sirkulyasiyası sıfır yox,  $e.h.q$ -nə bərabərdir. Kənar

qüvvələr **potensialsız qüvvələrdir**. Hər hansı dövrə hissəsində kənar qüvvə mövcud olarsa, *e.h.q.*

$$\varepsilon_{12} = \int_1^2 E^* dl \quad (10.11)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

### § 10.3. Om və Coul-Lents qanunları

Georq Om təcrübi olaraq bircinsli naqildə axan cərəyanın onun uclarındakı gərginliklə mütənasib olması qanununu kəşf etmişdir. Cərəyan ilə gərginlik arasında mütənasiblik əmsalı naqilin keçiriciliyi ( $\Lambda$ ), onun tərs qiyməti isə naqilin müqaviməti ( $R$ ) adlanır. Belə işarələmələrdə Om qanunu

$$J = U \cdot \Lambda; \quad J = \frac{U}{R} \quad (10.12)$$

kimi yazılır. Naqilin müqaviməti dövredəki cərəyan şiddətindən və gərginlikdən asılı olmayıb, onun həndəsi ölçüləri və hazırlandığı material ilə təyin olunur. Təcrübələr göstərir ki, naqilin müqaviməti onun uzunluğu ( $l$ ) artdıqca artır, en kəsiyinin sahəsi ( $S$ ) artdıqca azalır:

$$R = \rho \frac{l}{S} = \frac{1}{\sigma} \frac{l}{S}. \quad (10.13)$$

Burada  $\rho$ -naqilin **xüsusi müqaviməti**,  $\sigma = \frac{1}{\rho}$  isə **xüsusi**

**keçiriciliyi** adlanır. Naqilin xüsusi müqaviməti ondakı yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından və temperaturdan asılıdır. (10.12) və (10.13) ifadələri müqavimət və keçiriciliyin ölçü vahidlərini təyin edir. Müqavimət vahidi olaraq BS-də

**Om** qəbul olunmuşdur. Uclarında potensiallar fərqi 1 V olduqda naqildən 1 A cərəyan axarsa, onun müqaviməti

1 Om qəbul olunur:  $1 Om = \frac{1 V}{1 A}$ . Belə təyinatda xüsusi

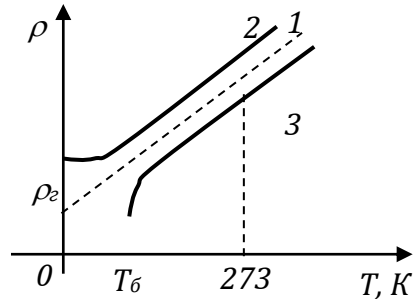
müqavimətin vahidi  $[\rho] = \text{Om} \cdot m$  olur. Naqilin uzunluğu  $m$ -lərlə, en kəsiyinin sahəsi  $mm^2$  ilə ifadə olunarsa,  $\rho$ -nun sistemdən kənar praktiki vahidi kimi  $\frac{\text{Om} \cdot mm^2}{m}$  istifadə olunur. Bu vahidlər arasında  $1 \frac{\text{Om} \cdot mm^2}{m} = 10^{-6} \text{Om} \cdot m$  əlaqəsi mövcuddur.

Om qanununun (10.12) ifadəsi naqilin en kəsiyindən keçən yükün miqdarını təyin edir, verilmiş nöqtədəki yükdaşıyıcıların hərəkəti haqda məlumat vermir. Verilmiş nöqtədə yükdaşıyıcının hərəkəti (10.6) ifadəsinə görə cərəyan sıxlığı vektoru ilə təyin olunur və sonuncu ilə elektrik sahə intensivliyi arasında vektoru münasibət *differensial şəkildə Om qanunu* adlanır. Om qanununa daxil olan parametrləri  $di = jds$ ,  $dU = Edl$ ,  $R = \frac{1}{\rho} \frac{dl}{dS}$  kimi təyin edərək (10.14) ifadəsində nəzərə alsaq,

$$j dS = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dS}{dl} \cdot E \cdot dl \Rightarrow j = \frac{1}{\rho} E \Rightarrow \vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (10.14)$$

**Om qanununun differensial şəklini** alarıq. Burada  $\rho$ -xüsusi müqavimət,  $\sigma$  isə xüsusi keçiricilikdir. Bu kəmiyyətlər materialın cərəyankeçirmə qabiliyyətini xarakterizə edir, maddənin kimyəvi tərkibindən, xarici amillərdən, məsələn temperaturdan, asılı olur. Metallar üçün xüsusi müqavimətin temperaturdan xətti asılılığı müşahidə olunur:

$$\rho = \rho_0 \alpha T. \quad (10.15)$$



Шякил 10.3

Burada  $\alpha \approx \frac{1}{273}$  -ə bərabər mütənasiblik əmsalı,  $T$  - mütləq temperatur,  $\rho_0$  -  $0^\circ\text{C}$ -də ( $273\text{K}$ ) xüsusi müqavimətin qiymətidir. Xüsusi müqavimətin temperaturdan asılılığının (10.15) ifadəsinə görə və təcrübi əyriləri (2,3) şəkil 10.3-də təsvir olunmuşdur.

Aşağı temperaturlarda  $\rho(T)$  asılılığında xəttilik pozulur və «0»K-ə  $\rho_q$ -qalıq müqaviməti uyğun gəlir. Təcrübələr göstərir ki,  $\rho_q$ -qiyməti materialın təmizliyi və onda qalıq mexaniki gərginliklərin olması ilə əlaqədardır. Xüsusi təmiz materiallar üçün  $\rho_q = 0$  olmalıdır. Bəzi metallar və ərintilərin xüsusi müqaviməti temperaturun  $T < 20\text{K}$  qiymətlərində sıçrayışla «0»-a qədər azalır. İlk dəfə 1911-ci ildə cıvədə müşahidə olunan bu hadisə **ifratkeçiricilik** adlanır. Metalın normal keçiricilikdən ifrat keçirici hala keçid temperaturu  $T_b$  *böhran temperaturu* adlanır. XX əsrin 80-cı illərində keramika tərkibli mürəkkəb quruluşlu materiallarda ifratkeçiricilik hadisəsi nisbətən yüksək temperaturlarda ( $T \approx 100\text{K}$ ) müşahidə olunmuşdur. Keçiricinin ifratkeçirici halında cərəyanın axması ilə istilik ayrılır. Sonuncu texnikada geniş tətbiqlərə malikdir.

Normal halda olan naqildən elektrik cərəyanı axdıqda istilik ayrılır. İstiliyin ayrılmasına səbəb elektrik sahəsinin yüklü zərrəciyin hərəkəti zamanı gördüyü işdir. Om qanunundan istifadə edərək bu işi

$$dQ = dA = dq \cdot U = iUdt = i^2 Rdt \quad (10.16)$$

kimi təyin edirik. Bu Coul-Lents qanunu adlanır: *Naqildən cərəyan keçərkən ayrılan istilik cərəyan şiddətinin kvadratı ilə düz mütənasibdir.* (10.16) ifadəsi bütövlükdə  $R$  müqavimətli naqildə ayrılan istiliyi təyin edir. Cərəyanın axdığı yerlərdə ayrılan istiliyi təyin etmək üçün Coul-Lents qanunu differensial şəkildə yazılmalıdır. Cərəyan axan naqilin vahid

həcmindən vahid zamanda ayrılan istilik cərəyanının məxsusi gücü adlanır.

$$\varpi = \frac{dQ}{dV \cdot dt} \quad (10.17)$$

Coul Lents qanununun integral ifadəsi olan (10.16) ifadəsini, həmçinin  $di = j \cdot dS$ ;  $R = \rho \frac{dl}{dS}$ ;  $dV = dS \cdot dl$  olduğu nəzərə alınarsa,

$$\varpi = \rho \cdot j^2 \quad (10.18)$$

olar. Bu ifadədə (10.14) differensial şəkildə Om qanunu nəzərə alınarsa,

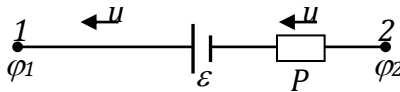
$$\varpi = \sigma \cdot E^2 \quad (10.19)$$

kimi Coul-Lents qanununun differensial şəklini alırıq.

#### § 10.4. Qeyri- bircins dövrə üçün Om qanunu

Cərəyan dövrəsində elektrik hərəkət qüvvəsi (cərəyan mənbəyi) iştirak edərsə, belə dövrələr qeyri-bircins adlanır. (10.14) ifadəsi bircins dövrələr, yəni cərəyan mənbəyi iştirak etməyən dövrə hissəsi üçün ödənilir. Cərəyan axan dövrədə həm elektrostatik, həm də

kənar qüvvələr mövcud olarsa (şəkil 10.4), cərəyan



ШЯКИЛ 10.4

axması nəticəsində ayrılan istilik, enerjinin saxlanması və çevrilməsi qanununa görə elektrostatik və kənar qüvvələrin işləri cəmi kimi təyin olunur:

$$dA_{12} = dq \cdot \varepsilon_{12} + dq(\varphi_1 - \varphi_2) = dQ. \quad (10.20)$$

Ayrılın istiliyin (10.16) ifadəsini və  $dq = i \cdot dt$  olduğunu nəzərə alsaq,

$$i \cdot R^* = (\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12} = U_{12} \quad (10.21)$$

alırıq. Burada  $R^*$  dövrənin 1 və 2 nöqtələri arasında müqavimətdir. Elektrostatik və kənar qüvvələr mövcud

olduqda vahid yükün iki nöqtə arasında yerdəyişməsi zamanı görülən iş *gərginlik düşgüsü* adlanır və  $U_{12}$  ilə işarə olunur. Bircins dövrdə ( $\varepsilon = 0$ ) gərginlik düşgüsü potensiallar fərqi, qapalı dövrdə isə cərəyan mənbəyinin qütblərində gərginliyə ( $\varepsilon$  - e.h.q.-nə) bərabər olur. (10.21) ifadəsindən cərəyanı təyin edək:

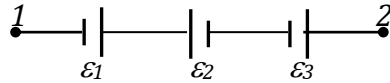
$$i = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12}}{R^*} \quad (10.22)$$

Bu ifadə **qeyri-bircins dövrə üçün Om qanunu** adlanır. Əgər  $\varepsilon_{12} = 0$  olarsa, (10.22) ifadəsi dövrə hissəsi üçün (10.12) Om qanununa çevrilir. Qapalı dövrdə  $R$  müqaviməti və daxili müqaviməti  $r$  olan cərəyan mənbəyi iştirak edərsə ( $\varphi_1 = \varphi_2$ ),  $R^* = R + r$  olduğundan, (10.22)

$$i = \frac{\varepsilon_{12}}{R + r} \quad (10.23)$$

şəklini alır. Qeyd edək ki, dövrdə axan cərəyan və mənbəyin e.h.q.-si cəbri kəmiyyət kimi təyin olunur. Şəkil 10.4-də göstəriləndiyi kimi mənbəyin müsbət qütbündən çıxan, mənfi qütbə daxil olan cərəyan müsbət işarəli qəbul olunur.

Mənbəyin müsbət qütbündən mənfi qütbünə keçdikdə e.h.q. müsbət götürülür. Şəkil 10.4-də e.h.q. "mənfi" işarəyə



Шякил 10.4

malikdir. Dövrdə bir neçə gərginlik mənbəyi olarsa (şəkil 10.4,a), 1 və 2 nöqtələri arasında e.h.q.

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_3 - \varepsilon_2 \quad (10.24)$$

kimi təyin olunur. Qeyri-bircins dövrlər üçün Om qanununun differensial şəkli

$$j = \sigma(E + E_k^*) \quad (10.25)$$

olar. Burada  $E_k^*$  (10.9) ifadəsində göstəriləndiyi kimi, kənar qüvvələrin sahə intensivliyidir.



Qapalı dövrə halında xarici müqavimət  $R$ -də gərginlik düşgüsü

$$U = iR = \frac{\varepsilon}{R+r} \cdot R \quad (10.26)$$

vahid zamanda ayrılan istilik isə

$$Q_x = A_x = i \cdot U = \frac{\varepsilon^2 R}{(R+r)^2} \quad (10.27)$$

olar. Mənbəyin  $r$  daxili müqavimətindən də cərəyan axdığından, ayrılan ümumi istilik daxili və xarici dövrdə istiliklər cəmi kimi təyin olunur:

$$Q = Q_x + Q_d = \frac{\varepsilon^2}{R+r} \quad (10.28)$$

Qapalı dövrdə naqıl qızdırıcı kimi fəaliyyət göstərsə, xarici dövrdəki ayrılan istilik faydalı işi təşkil edəcəkdir. Belə təyinatda **dövrənin faydalı iş əmsalı**

$$\eta = \frac{Q_x}{Q} \cdot 100\% = \frac{R}{R+r} \cdot 100\% \quad (10.29)$$

olar. Mənbəyin daxili müqaviməti kiçik olduqca, dövrənin *f.i.ə.* böyük olur. Xüsusi halda xarici müqavimət «0» olarsa, dövrdə cərəyan şiddəti (10.24) ifadəsinə görə

$$i = \frac{\varepsilon}{r} = i_{qq} \quad (10.30)$$

kimi təyin olunur və cərəyan mənbəyinin **qısaqapanma cərəyanı** adlanır.

### § 10.5. Budaqlanmış dövrələr. Kirxhof qaydaları

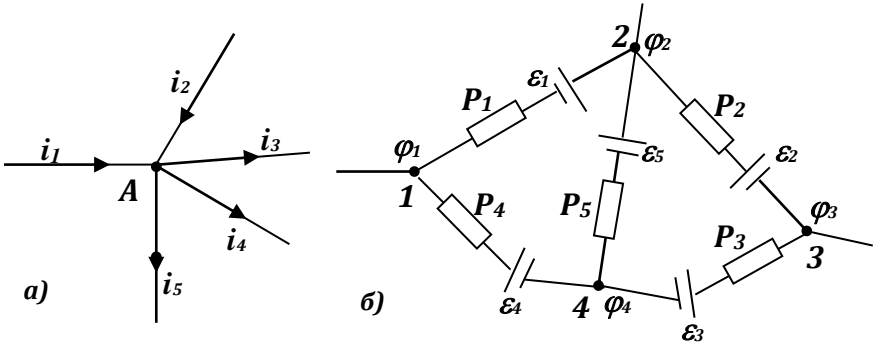
Elektrik dövrəsində hər hansı nöqtəyə 2-dən artıq (3 və daha çox) naqıl birləşdirilərsə, belə dövrələr *budaqlanmış dövrə*, birləşmə nöqtəsi isə *düyük nöqtəsi* adlanır. Budaqlanmış dövrələrdə cərəyan şiddəti və gərginliyi hesablamaq üçün Kirxhofun 2 qaydasından istifadə olunur. Şəkil 10.5-də budaqlanmış dövrə və  $A$  düyük nöqtəsi təsvir olunmuşdur. Kirxhofun 1 qaydası düyük nöqtələrində axan

cərəyanın paylanma qanununu əks etdirir. Dövrədə cərəyan şiddətinin qiymətinin sabit qalması üçün düyün nöqtəsinin potensialı müəyyən sabit qiymətə malik olmalıdır. Əgər düyün nöqtələrinə gələn yükdaşıyıcıların sayı onu tərk edən yükdaşıyıcıların sayından fərqlənərsə, həmin nöqtədə potensialın dəyişməsi baş verər və sabit cərəyan şərti pozular. Bu səbəbdən sabit cərəyan dövrəsində düyün nöqtələrində cərəyanların cəbri cəmi «0»-a bərabər olmalıdır.

$$\sum_{i=1}^N i_i = 0 \quad (10.31)$$

Düyün nöqtəsinə gələn cərəyan müsbət işarəli, ondan çıxan cərəyan isə mənfi işarəli götürülərsə, şəkil 10.5-ə görə  $A$  düyün nöqtəsi üçün (10.31) şərti

$$i_1 + i_2 - i_3 - i_4 - i_5 = 0 \Rightarrow i_1 + i_2 = i_3 + i_4 + i_5$$



ШЯКИЛ 10.5

$$(10.32)$$

kimi yazılır. Kirxhofun I qaydasına görə ***budaqlanmış dövrənin düyün nöqtələrinə gələn cərəyan şiddətlərinin cəmi ondan axan cərəyan şiddətləri cəminə bərabərdir.***

Budaqlanmış dövrə  $N$  sayda düyün nöqtəsinə malik olarsa (şəkil 10.5-də 4), (10.32) düsturunu tətbiq etməklə cərəyanları təyin edən  $N-1$  sayda asılı olmayan tənlik yazmaq mümkündür.  $N$ -ci tənlik bu tənliklərin nəticəsi olacaqdır. Yazılan tənliklərlə sistem əmələ gətirən  $N$ -ci tənliyi

**Kirxhofun II qaydası** təyin edir. Bu qaydanı almaq üçün şəkil (10.5)-dən qapalı dövrlər götürərək hər budağına Om qanununun (10.21) ifadəsini tətbiq edək. Şəkildə təsvir olunan ixtiyari qapalı kontura (məsələn 12341) nəzər yetirək:

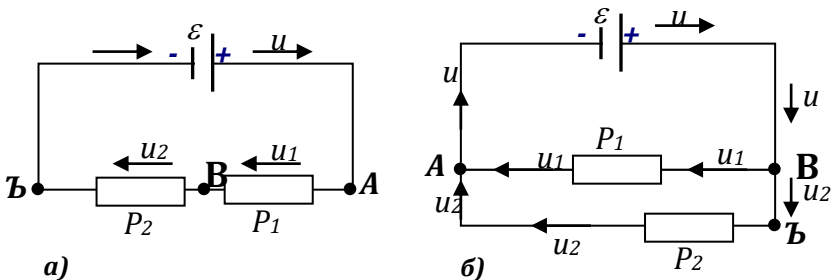
$$\left. \begin{aligned} i_1 R_1 &= \varepsilon_1 + \varphi_1 - \varphi_2 \\ i_2 R_2 &= \varepsilon_2 + \varphi_2 - \varphi_3 \\ i_3 R_3 &= \varepsilon_3 + \varphi_3 - \varphi_4 \\ i_4 R_4 &= \varepsilon_4 + \varphi_4 - \varphi_1 \end{aligned} \right\} \quad (10.33)$$

Bu ifadələri toplasaq,

$$\sum i_i R_i = \sum \varepsilon_i \quad (10.34)$$

alırıq. **Budaqlanmış dövrənin ixtiyari qapalı konturunda gərginlik düşgünlərinin cəmi burada təsir göstərən e.h.q.-lərin cəbri cəminə bərabərdir.** Bu Kirxhofun II qaydasıdır. (10.33) ifadəsini tətbiq etdikdə müəyyən dövrə etmə istiqaməti seçilir və bu istiqamətə görə həm cərəyanların, həm də e.h.q.  $\varepsilon$ -lərin işarəsi təyin olunur.

Kirxhofun II qaydası dövrədə olan bütün qapalı konturlar üçün yazıla bilər (Məsələn şəkil 10.5-də 1241, 2342 qapalı dövrləri üçün). Lakin konturların bir-birilə birləşdirilməsi zamanı alınan tənlik ayrı-ayrı konturlar üçün olan tənliklərin nəticəsi olacaqdır. Məsələn, şəkil 10.5-də 1241 və 2342 konturlarının birləşməsi 12341 konturunu verir. Bu halda 2 kontur üçün Kirxhofun II qaydasını tətbiq etməklə



ШЯКИЛ 10.6

asılı olmayan 2 tənlik yazmaq olar.

Kirxhof qaydalarını tətbiq edərək ardıcıl və paralel dövrələrin həllinə nəzər yetirək (şəkil 10.6). Ardıcıl birləşmə halında (şəkil 10.6, a) düyün nöqtəsi olmadığından, I qaydaya görə  $A, B, C$  nöqtələrin üçün

$$i = i_1 = i_2, \quad (10.35)$$

II qanuna görə isə

$$\varepsilon = i_1 R_1 + i_2 R_2 = iR, \quad R_1 + R_2 = R \quad (10.36)$$

olar. Ardıcıl birləşdirilmiş naqillərdən ibarət dövrənin ümumi müqaviməti ayrı-ayrı müqavimətlərin cəminə bərabərdir.

Paralel birləşmə halında (şəkil 10.6, b)  $A$  və  $B$  nöqtələrinə I qaydanı tətbiq etsək,  $i$ -müsbət,  $i_1$  və  $i_2$  mənfi olduğundan:

$$i - i_1 - i_2 = 0 \Rightarrow i = i_1 + i_2. \quad (10.37)$$

Kirxhofun II qaydasını  $ABCA$  dövrəsinə tətbiq edərək burada  $\varepsilon$  olmadığı üçün,

$$-i_1 R_1 + i_2 R_2 = 0; \quad i_1 R_1 = i_2 R_2; \quad U_1 = U_2$$

alırıq. Kirxhofun II qaydasını digər dövrələrə tətbiq edərək  $i_1 R_1 = \varepsilon$ ,  $i_2 R_2 = \varepsilon$  və  $\varepsilon = U$  alırıq. Bu şərtləri (10.37)-də nəzərə alaraq

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (10.38)$$

kimi paralel dövrədə ümumi müqavimətin tapılma qaydasına nail olarıq.

## XI FƏSİL. MÜXTƏLİF MÜHİTLƏRDƏ ELEKTRİK

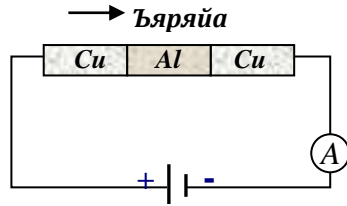
### CƏRƏYANI

*Elektrik yükünün daşınma xüsusiyyətinə görə mühitlər bir-birindən fərqlənirlər. Bu baxımdan sərbəst yükdaşıyıcıların vakuumba və müxtəlif mühitlər olaraq*

**metallarda, yarımqeçiricilərdə, elektrolitlərdə və qazlarda hərəkət xüsusiyyətlərinin təyin edilməsi lazımdır.**

### § 11.1. Metallarda elektrik cərəyanı

Metallarda cərəyan daşıyıcılarının ayırd edilməsində 1901-ci ildə Rikke təcrübəsi mühüm rol oynamışdır. Ucları təkmil hamarlanan və kütlələri dəqiq təyin olunan *mis-aluminium-mis* slindirləri şəkil 11.1-də təsvir olunan kimi ardıcıl qoşulmuş və sabit cərəyan mənbəyinə birləşdirilmişdir. Heç bir dəyişiklik etmədən belə sistemdən 1 il (!) ərzində  $3,5 \cdot 10^6$  Kl yük keçmişdir.

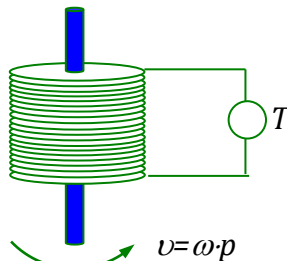


Шякил 11.1

Sonradan slindrlərin dəqiq çəkilməsi onların kütləsində heç bir dəyişikliyin baş verməməsini nümayiş etdirmişdir. Mikroskop altında toxunan səthləri tədqiq edərək nə misin Al-a, nə də aluminiumun Cu-a nüfuz etməsi müəyyən olunmamışdır. Bu təcrübə vasitəsi ilə **metallarda elektrik cərəyanı axması ilə maddə daşınmaması və cərəyan daşıyan zərrəciklərin bütün metallar üçün eyni olması isbat olunmuşdur.** Sonrakı təcrübələr belə zərrəciklərin elektronlar olmasını sübuta yetirmişdir.

4-lər təcrübəsi. 1913-cü ildə Mandelştam və Papaleksi şəkil 11.2-də təsvir olunan təcrübəni yerinə yetirdilər. Çoxlu dolaqlara malik keçirici sarğac  $v$  sürəti ilə fırladılaraq tormozlandıqda çıxışa qoşulan telefonda uğultu yaranmışdır. Telefonun işə düşməsinin səbəbi

285



tormozlanma zamanı dövrədə cərəyan impulsunun əmələ gəlməsidir. Bu təcrübə *metallarda cərəyan daşıyıcılarının ətalət (kütləyə) malik olmasını* sübuta yetirmişdir. Təcrübəni təkmilləşdirən *Tolmen* və *Stüart* telefonu ballistik qalvanometrlə əvəz edərək tormozlanma zamanı keçən yükün miqdarını təyin etmiş və metallarda cərəyan daşıyıcıların xüsusi yükünü (yükün kütləyə nisbəti – vahid kütləyə düşən yük- **xüsusi yük** adlanır) hesablamışlar. Naqıl  $v$  sürəti ilə fırladılaraq  $dt$  müddətində tormozlanarsa, yükdaşıyıcıların naqilin bir tərəfinə yığılması səbəbindən onun uclarında  $U$  potensiallar fərqi və  $E$  elektrik sahəsi yaranacaqdır. Yaranan elektrik sahəsi  $q_0$  yükünə malik yükdaşıyıcıları tormozlayıb onların axınını dayandıracaqdır. Nəticədə, ətalət qüvvəsi ilə elektrik qüvvəsi tarazlaşması yaranacaqdır:

$$m_0 \frac{d\vec{v}}{dt} = q_0 \vec{E} \Rightarrow E = \frac{m_0}{q_0} \cdot \frac{dv}{dt} \quad (11.1)$$

Müqaviməti  $R$ , uzunluğu  $l$  olan naqildən tormozlanma zamanı axan cərəyan

$$i = \frac{U}{R} = \frac{E \cdot l}{R} = \frac{m_0 l}{q_0 R} \cdot \frac{dv}{dt} \quad (11.2)$$

olar. Qalvanometrlə ölçülən  $q$  yükü

$$dq = idt \Rightarrow q = \int_v^0 \frac{m_0 l}{q_0 R} dv, \quad (11.3)$$

yükdaşıyıcıların xüsusi yükü isə,

$$\frac{q_0}{m_0} = \frac{l \cdot v}{R \cdot q} \quad (11.4)$$

kimi təyin olunur. (11.4) ifadəsinə daxil olan kəmiyyətlərin hamısını təcrübə olaraq ölçmək mümkün olduğundan, uzunluğu  $l = 500m$  olan naqıl  $300 \frac{m}{san}$  sürətlə fırladıldıqda,

$$\frac{q_0}{m_0} = 1,7 \cdot 10^{11} \frac{Kl}{kq} = \frac{e}{m_0}$$

qiyməti təyin olunmuşdur. Xüsusi yükün bu qiyməti dəqiq şəkildə elektronlara uyğun gəlir. Beləliklə, **4-lər təcrübəsi ilə metallarda elektrik cərəyanı daşıyıcılarının elektronlar olması sübuta yetirilmişdir**. Elektronların çox kiçik potensiallar fərquində hərəkətə gəlməsi onların metal daxilində sərbəst olmasını nümayiş etdirir.

Metallarda sərbəst elektronların olması, metal rabitəsi ilə kristal qəfəsi yaranarkən hər atomdan 1 elektron qoparaq qəfəs daxilində elektron buludunun formalaşması ilə əlaqədardır (bax § 7.10). Sıxlığı  $\delta$ , molyar kütləsi  $M$  olan metalın vahid həcmindəki sərbəst elektronların sayı

$$n = \frac{\delta}{M} N_A \cong 10^{28} \div 10^{29} m^{-3} (10^{22} \div 10^{23} sm^{-3}) \quad (11.5)$$

tərtibində olur. Elektronların yükü isə elementar yükə bərabərdir ( $q_0 = e = 1,6 \cdot 10^{-19} Kl$ ).

## § 11.2. Metalların elektrik keçiriciliyi

Metalda elektronların hərəkəti ilə elektrik yükünün daşınması əsasında *Drüde* və *Lorents* keçiriciliyin klassik nəzəriyyəsini yaratmışdır. Bu nəzəriyyədə keçirici elektronlar özlərini ideal qaz molekulu kimi apararaq qəfəs düyünlərindəki atomlarla toqquşurlar. Qəfəslə iki toqquşma arasında elektron  $\bar{l}$  uzunluqlu sərbəst yolu qət edir. Burada elektronların bir-birilə toqquşması nəzərə alınmır. İki toqquşma arasında elektronlar istilik hərəkətində olur və otaq temperaturunda bu sürət

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} \cong 10^5 m/san \quad (11.6)$$

tərtibində olur. Elektrik sahəsi mövcüd olduqda xaotik istilik hərəkətinə  $V$  sürətli istiqamətlənmiş hərəkət əlavə olunur.

Cərəyan sıxlığının hətta böyük ( $10^7 A/m^2$ ) qiymətlərində belə  $V$  sürəti (10.6) düsturuna görə

$$\bar{V} = \frac{j}{en} \cong 10^{-3} m/san \quad (11.7),$$

yəni istilik sürətindən  $\sim 8$  tətib(!) kiçik olur. Bu səbəbdən elektronun sürəti dedikdə onun istilik sürəti nəzərdə tutulur və  $|\vec{v} + \bar{V}|$  kəmiyyətinin modulu  $v$  götürülür. Lakin istilik hərəkəti xaotik olduğundan, uyğun sürət **vektorunun** orta qiyməti «0» olur:  $\vec{v} = 0$ . Bu səbəbdən elektrik sahəsində elektronun kinetik enerjisinin dəyişməsi yalnız istiqamətlənmiş hərəkət səbəbindən baş verir və

$$\Delta \varepsilon_{kin} = \frac{m_0 V^2}{2} \quad (11.8)$$

kimi təyin olunur.

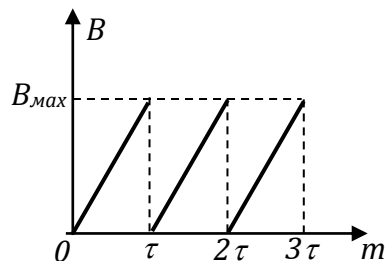
**Om qanunu:** Elektronun metal daxilində təsvir olunan hərəkəti elektrik müqavimətinin mövcudluğunu isbat etməyə, Om və Coul-Lents qanunlarını izah edərək xüsusi müqavimətin materialın məxsusi parametrləri ilə ifadə edilməsinə imkan vermişdir. Nəzəri tədqiqatlar aparan *Drude* qəbul edirdi ki, elektronlar elektrik sahəsində sürətlənərək qəfəs ionları ilə toqquşduqda enerjilərini itirir və istiqamətlənmiş hərəkət sürəti sıfıra qədər azalır. Toqquşmadan sonra elektron yenidən sahə tərəfindən sürətlənir. Elektronun istiqamətlənmiş sürətinin zamandan asılılığı şəkil 11.3-də təsvir olunan kimi olacaqdır. Elektrik sahəsində elektronun aldığı təcil

$$a = \frac{eE}{m_0} \quad (11.9)$$

istiqamətlənmiş sürət isə

$$V_{max} = a \cdot \tau = \frac{eE}{m_0} \cdot \frac{\bar{l}}{\bar{v}} \quad (11.10)$$

288





kimi təyin olunur. Burada  $\tau$  - elektronun qəfəs ionları ilə iki ardıcıl toqquşması arasında zaman,  $\bar{l} = \bar{v} \cdot \tau$  isə sərbəst yolun orta uzunluğudur. İstiqamətlənmiş sürətin orta qiyməti

$$\bar{v} = \frac{V_{\max} + 0}{2} = \frac{eE\bar{l}}{2m\nu} \quad (11.11),$$

axan cərəyanın sıxlığı isə (10.6) ifadəsinə görə

$$j = en \cdot \bar{v} = \frac{e^2 n \bar{l}}{2m\nu} E \quad (11.12)$$

kimi hesablanır. Sonuncu ifadəni Om qanununun diferensial şəkli olan (10.14) ilə tutuşdursaq, materialın xüsusi müqavimətini və keçiriciliyini

$$\rho = \frac{2m\nu}{e^2 n \bar{l}} \Rightarrow \sigma = \frac{e^2 n \bar{l}}{2m\nu} \quad (11.13)$$

təyin edərik. Göründüyü kimi, materialın xüsusi müqaviməti onun məxsusi parametrləri olan elektronların konsentrasiyası, sərbəst yolun orta uzunluğu və istilik hərəkətinin orta sürəti ilə təyin olunur. Keçiriciliyin təcrübi qiymətinə görə elektronların hərəkətində iki toqquşma arasında məsafə  $2 \cdot 10^{-9} m$  tərtibində olur ki, bu da metalın qəfəs sabitindən onlarla dəfə böyükdür. Beləliklə, elektron cərəyan daşdıqda bir neçə atom məsafəsini toqquşmadan qət edə bilər.

**Coul-Lents qanunu.** Elektronların hərəkət edərək qəfəs atomu ilə toqquşması enerji nöqtəyi-nəzərindən araşdırılırsa, Coul-Lents qanunu alınır. Elektron sürətləndikdə əldə etdiyi

$\Delta \varepsilon_k = \frac{mV_{\max}^2}{2}$  kinetik enerjini qəfəslə toqquşduqda itirir.

Klassik elektron nəzəriyyəsinə görə elektronun bu enerjisi tamamilə kristal qəfəsə verilir və metalın daxili enerjisinin artmasına, yəni onun qızmasına sərf olunur. Elektronların konsentrasiyası  $n$ , qəfəslə vahid zamanda toqquşmalarının

sayı  $\frac{\bar{v}}{\bar{l}}$  isə,  $V_{\max}$  -un (11.10) ifadəsini nəzərə alaraq vahid zamanda vahid həcmdən ayrılan istiliyi

$$\varpi = n \cdot \frac{\bar{v}}{\bar{l}} \cdot \Delta \varepsilon_{kin} = \frac{ne^2 \bar{l}}{2m\bar{v}} E^2 \quad (11.14)$$

kimi təyin edə bilərik. Sonuncu ifadəni diferensial şəkildə Coul-Lents qanununun (10.19) ifadəsi ilə uyğun olması klassik elektron nəzəriyyəsinin mühüm nailiyyətlərləndən biridir.

### § 11.3. Videman-Frans qanunu. Klassik elektron nəzəriyyəsinin çətinlikləri

Klassik elektron nəzəriyyəsinin üçüncü uğuru metalların elektrik keçiriciliyi ilə istilik keçiriciliyi arasında əlaqənin dəqiq izah edilməsi ilə əlaqədardır. *Videman və Frans* 1853-cü ildə təcrübi olaraq elektrik keçirmə əmsalı  $\sigma$  ilə istilikkeçirmə əmsalı  $\chi$  -nin nisbətinin bütün metallar üçün eyni qiymətə malik olsa da, temperaturun xətti funksiyası olmasını göstərmişlər. İstilikkeçirmə həm metallara, həm də qeyri-metallara (izolyatorlara) xas olan xassədir. Lakin metalların istilikkeçirmə əmsalı dielektriklərə nisbətən çox böyükdür, yəni metallarda istiliyi qəfəs ilə yanaşı əsasən elektronlar daşıyırlar. Metaldakı elektrona 1 atomlu qaz kimi baxaraq, onun istilikkeçirmə əmsalını qazların kinetik nəzəriyyəsində olduğu kimi (5.52) ifadəsi ilə təyin edərik:

$$\chi = \frac{1}{2} nk\bar{v} \cdot \bar{l} \quad (11.15)$$

Sonuncu ifadəni elektrik keçiriciliyinin (11.13) ifadəsinə

bölərək,  $\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} kT$  olduğu nəzərə alınarsa,

$$\frac{\chi}{\sigma} = 3 \left( \frac{k}{e} \right)^2 \cdot T \quad (11.16)$$

şəklində Videman-Frans qanununu alırıq. (11.16) ifadəsində mütənasiblik əmsalının məşhur metallar (*Ag, Cu*) üçün kifayət

qədər dəqiqliklə ödənilməsi klassik elektron nəzəriyyəsinin doğruluğunu sübuta yetirir. Lakin sonrakı tədqiqatlar bu uyğunluğun qismən təsadüf olmasını aşkara çıxarmışdır. Belə ki, elektronların sürətlərə görə paylanma qanununu nəzərə almaqla aparılan hesablamə əmsalın 3 əvəzinə 2 olmasını, yəni təcrübə ilə pis uzlaşmasını nümayiş etdirdi

Beləliklə, klassik elektron nəzəriyyəsi Om və Coul-Lents qanunlarını tam, Videman-Frans qanununu isə qismən (keyfiyyətə) izah etdi. Lakin bu nəzəriyyə, təcrübə faktları izah etdikdə bir sıra çətinliklərlə üzləşir.

Klassik nəzəriyyənin ilk çətinliyi olaraq materialların elektrik müqavimətinin temperaturdan asılılığı göstərilə bilər. (11.13) ifadəsinə görə xüsusi müqavimətin temperaturdan asılılığı  $\rho \sim \sqrt{T}$  qanunu ilə olmalıdır. Belə ki, ifadəyə daxil olan  $\bar{l}$  və  $n$  temperaturdan asılı deyil, istilik sürəti isə (11.6) ifadəsinə görə temperaturun kökü ilə mütənasibdir. X fəsilə göstərilədiyi kimi təcrübələrdə (10.15) ifadəsinə görə  $\rho \sim T$ , yəni xətti asılılıq müşahidə olunur.

Klassik nəzəriyyənin ikinci çətinliyi (11.16) Videman-Frans qanununda kəmiyyət uyğunsuzluğudur. Nəhayət, klassik nəzəriyyə bərk cismin istilik tutumunu izah etməkdə acizdir. VIII fəsilə (§ 8.7) göstərilədiyi kimi istənilən bərk cismin molyar istilik tutumu Dülonq-Pti qanununa görə  $3R$ -ə bərabərdir. Metallarda sərbəst elektronlar istilikkeçirmə hadisəsində iştirak etdiklərindən, onlar həm də istilik tutumuna malik olmalıdırlar. Hər elektron 3 sərbəstlik dərəcəsinə malik olduğundan və 1 mol miqdarda zərrəciyin hər sərbəstlik dərəcəsinə  $\frac{1}{2}R$  istilik tutumu uyğun gəldiyindən, demək olar ki, metalların molyar istilik tutumu

$$C_{met} = C_q + C_{el} = 4,5R$$

olmalıdır. Lakin təcrübələr, şəkil 8.14-də göstərilədiyi kimi metalların istilik tutumunun  $3R$  olmasını nümayiş etdirir.

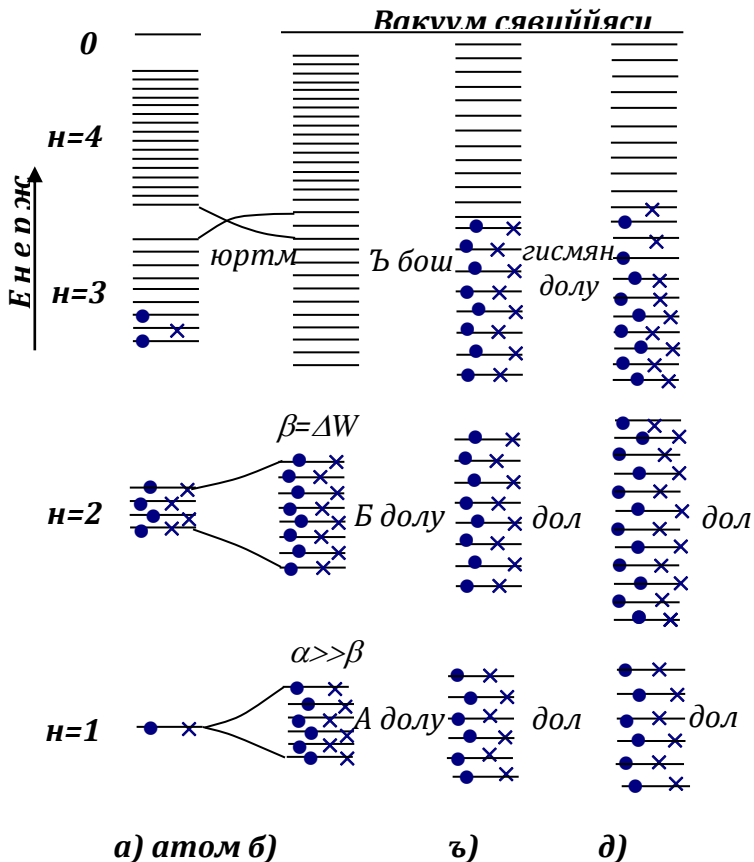
Beləliklə, *istilikdaşıyan elektronlar istilik tutumuna malik olmurlar.*

Göstərilən çətinliklər klassik nəzəriyyənin səhv olduğunu, yeni nəzəriyyə – *keçiriciliyin kvant nəzəriyyəsinin* yaranmasını tələb edir. Keçiriciliyin kvant nəzəriyyəsi klassik elektron nəzəriyyəsinin təsvir olunan bütün ətinlikləri tamamilə aradan qaldırır.

#### **§ 11.4. Keçiriciliyin kvant nəzəriyyəsi haqda məlumat**

Klassik elektron nəzəriyyəsinin çətinlikləri elektronun atom daxili hərəkətinin Nyuton mexanikasının qanunlarına tabe olmamasını nümayiş etdirdi. Belə ki, elektronun atom daxili hərəkətinin spesifik xüsusiyyətləri klassik nəzəriyyədə nəzərə alınmamışdır. Bu xüsusiyyətlərin nəzərə alınması kvant (dalğa) mexanikasında mümkün olmuşdur.

Elektronun atom daxili proseslərlə elektrik yükünü daşımalarının kvant nəzəriyyəsi *Y.Frenkel* və *A.Zommerfeld* tərəfindən yerinə yetirilmişdir. Kvant nəzəriyyəsi kifayət qədər mürəkkəb riyazi aparata əsaslanır və kursun hüdudlarından kənara çıxır. Bu səbəbdən burada yalnız



Шякил 11.4

metallarda elektron proseslərini doğru və dürüst əks etdirən nəzəriyyənin keyfiyyət xüsusiyyətləri atomun quruluşu əsasında izah edilir.

Müsbət yükün məskunlaşdığı nüvələrdən ibarət olan atomlarda mənfi yüklü elektronlar nüvə ətrafında orbitlər üzrə hərəkət edirlər. Orta məktəb kursundan məlumdur və gələcək mövzularda göstəriləcək ki, *Bor nəzəriyyəsinə* görə elektronların fırlanma orbitləri ixtiyari mövqeyə malik ola bilməz və ciddi təyin olunan radiuslara malik *stasionar hallarla* xarakterizə olunur. Orbitdə yerləşən elektron  $n$  - enerjini,  $l$  - impuls momentini,  $m$  - maqnit momentini və  $S$  - spinini xarakterizə edən 4 kvant ədədi ilə xarakterizə olunur. Kvant mexanikasının əsas qanunlarından olan *Paulli prinsipinə* görə elektronlar orbitlərdə elə paylanırlar ki, heç olmasa 1 kvant ədədi fərqlənsin, yəni 4 kvant ədədi eyni olan elektron halı mövcud deyildir.

Orbitdə ən çoxu əks işarəli spinlə 2 elektron məskunlaşa bilər. Atomda elektron qatları  $n$  kvant ədədinin nömrəsinə görə fərqlənirlər və hər qatda  $n^2$  sayda orbit mövcud olur. Qeyd olunanlara əsasən ayrıca (sərbəst) atomun kvant halları sxematik olaraq şəkil 11.4, a-da təsvir olunmuşdur. Üfqü xətlərlə orbitlər, nöqtə (•) və (x) işarələri ilə elektronların bir-birinə əks spinli işarə olunmuşdur.  $\alpha$  və  $\beta$  qadağan hallarıdır və elektron burada mövcud ola bilməz.

Atomlar birləşərək bərk cisim əmələ gətirdikdə atomun nüvəsinə yaxın elektronların halında mühüm dəyişiklik baş vermir. Bu hallar *daxili elektron qatları* adlanır. Xarici elektron qatlarında yerləşən elektronlar isə atomların bir-birinə yaxınlaşması səbəbindən güclü qarşılıqlı təsirə məruz qalaraq öz hallarını dəyişirlər. Bir sıra hallarda cisim əmələ gəldikdən sonra da elektronlar məxsus olduğu molekulun tərəfindən saxlanılır və buna görə də sərbəst yük mütəhərrik olmur. Belə materiallar elektriki keçirmir və dielektrik (izolyator) olurlar. Digər hallarda valent elektronları mütəhərrikliyə malik olurlar və belə materiallar metal kimi özünü göstərir. Aralıq halında, adi temperaturlarda mütəhərrik elektronların sayı az olan materiallar yarımkeçirici adlanır. Materialların müxtəlif

elektrik xassələrinə malik olması elektronların orbitləri doldurması əsasında, yuxarıda təsvir olunan enerji diaqramı vasitəsilə izah oluna bilər (şəkil 11.4 b,c,d).

İzolə olunmuş atomun enerji diaqramında olan elektron halları maddə əmələ gətirdikdə zolaqlara çevrilir. Zolaqların diskret enerji səviyyələri arasında məsafə istilik enerjisinə nəzərən çox kiçik olduğundan, elektron  $A$ ,  $B$ ,  $C$  zonaları daxilində asanlıqla bir səviyyədən digərinə keçərək sərbəst hərəkət edə bilər. Zolaqlar **icazəli zona**, zolaqlar arası  $\alpha$  və  $\beta$  ilə işarə olunan fəza isə **qadağan olunmuş zona** adlanır. Sonuncularda elektron ola bilməz və bu zonanı sıçrayışla qət edə bilər. Elektronların belə səviyyələr üzrə paylanması icazəli zona tam dolu ( $A$  və  $B$  zonaları şəkil 11.4, b), növbəti  $C$  zonası isə tamamilə boş olarsa, belə material dielektrikdir. Dielektrlərdə mütəhərrik elektron, yəni keçiricilik yaratmaq üçün elektron  $\beta = \Delta W$  enerjisini əldə etməlidir. Qadağan zonanın böyük qiymətində belə keçidlər çox yüksək temperaturlarda baş verir. Adi temperaturlarda isə keçirici elektronlar olmadığından, material elektriki keçirmir, dielektrik olur. Əgər  $\Delta E$  nisbətən kiçik olarsa, elektronların həyəcanlaşması nisbətən kiçik (otaq və daha aşağı) temperaturlara uyğun gəlir və belə materiallar **yarımkeçirici** adlanır.

İcazəli zona qismən dolu olarsa, enerjinin minimumluq prinsipinə görə mütləq «0»-da elektronlar zonanın dibinə yığışar (şəkil 11.4, c). Elektronlar sıfırdan fərqli istənilən temperaturda ( $T \neq 0K$ ) zona daxilində sərbəst hərəkət edərək (şəkil 11.5, d) keçiricilik yaradırlar və belə materiallar kesirici (metal) olur. İcazəli zonada diskret səviyyələr arasında enerji fərqi ( $10^{-22} - 10^{-23} eV$ ) qiymətinə,  $1K$ -ə uyğun gələn istilik enerjisi isə xeyli böyük  $10^{-4} eV$  təşkil etdiyindən (otaq temperaturunda istilik enerjisi  $0,025 eV$  təşkil edir),  $0K$ -dan fərqli istənilən temperaturda elektronlar icazəli zonada

daha yüksək səviyyələrə qalxaraq sərbəst hərəkət edirlər və metallara uyğun yüksək keçiricilik yaranır. Qismən dolmuş icazəli zona isə *keçirici zona* adlanır. Atomların sonuncu orbitində yalnız bir elektron olması və ya bərk cismin əmələ gəlməsi zamanı zonaların bir-birini «örtməsi» nəticəsində qismən dolu zona yaranır (şəkil 11.4). Birinci halda  $N$  atomdan  $N$  valent elektronu zolağın orbitlərində cüt-cüt yerləşərək yalnız  $\frac{N}{2}$  sayda orbiti doldurur, qalan  $\frac{N}{2}$  sayda orbit isə boş qalır. Kvant nəzəriyyəsinə görə elektronların belə paylanmasında ən yüksək səviyyədə yerləşən elektronun enerjisi

$$W_{\max} = \frac{h^2}{8\pi^2 m} (3\pi^2 n)^{2/3} \quad (11.17)$$

kimi təyin olunur. Burada  $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ C} \cdot \text{san}$  - Plank sabiti,  $m = 9 \cdot 10^{-31} \text{ kq}$  elektronun kütləsi,  $n$  - vahid həcmdə olan elektronların sayı - konsentrasiyadır. (11.5) ifadəsinə görə metallarda  $n \approx 10^{29} \text{ m}^{-3}$  olduğu nəzərə alınarsa,

$$W_{\max} \approx 10^{-18} \text{ C} \approx 8 \text{ eV} \quad (11.18)$$

olur. Dəqiq nəzəriyyə elektronların metalda orta enerjisinin bu qiymətdən bir qədər kiçik -  $\sim 5 \text{ eV}$  olduğunu göstərir. Beləliklə, kvant nəzəriyyəsinə görə hətta  $0 \text{ K}$  temperaturda belə elektronlar kifayət qədər böyük enerjiyə malik olurlar. Bu enerji temperatur ilə ifadə edilərsə,  $\sim 40000 \text{ K}$  -ə uyğun gələr.

Elektronun yerləşdiyi son səviyyə *Fermi səviyyəsi*, ona uyğun enerji isə *Fermi enerjisi* adlandırılır. Fermi enerjisində malik olan elektron tam sərbəstləşərək şəkil 11.4-də təsvir olunan «0» - halına, yəni vakuuma çıxır. Bu səbəbdən də Fermi enerjisi elektronun materialdan çıxış işini təyin edir. Materialda Fermi enerjisi temperaturdan çox zəif asılı olur və otaq temperaturunda onun qiyməti mütləq sıfırdakı qiymətdən cüzi fərqlənir. Bu səbəbdən istilik hərəkəti

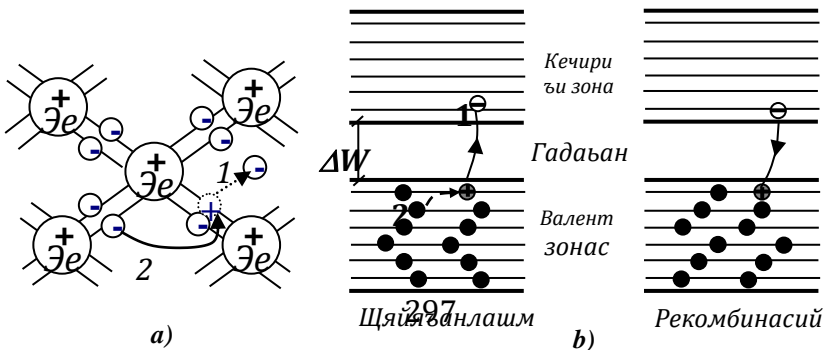


elektronların cüzi hissəsinin kinetik enerjisinə təsir edir və keçirici elektronların istilik tutumunda payı nəzərə çarpmayacaq dərəcədə kiçik olur. Bu isə klassik elektron nəzəriyyəsinin əsas çatışmazlıqlarından birinin izahıdır. Kvant nəzəriyyəsi əsasında hesablanan metalların xüsusi müqavimətinin qiyməti və onun temperaturdan asılılığı təcrübə ilə tam uyğunluq təşkil edir.

### § 11.5. Yarımkeçiricilərin elektrik keçiriciliyi

Yarımkeçiricilərin xüsusi keçiriciliyi ( $10^{-2} \div 10^{-6} \text{Om}^{-1} \text{m}^{-1}$ ) olmaqla, dielektriklərə nisbətən böyük ( $10^{-10} \div 10^{-12} \text{Om}^{-1} \text{m}^{-1}$ ), metallara nəzərən isə xeyli kiçikdir ( $10^6 \div 10^8 \text{Om}^{-1} \text{m}^{-1}$ ). Lakin yarımkeçiricilərin əsas xüsusiyyəti onların keçiriciliyin qiyməti ilə yox, keçiriciliyin temperaturdan asılılığı ilə əlaqədardır. Temperaturun artması ilə metalların keçiriciliyi azalır, yarımkeçiricilərin keçiriciliyi isə çox sürətlə - **ekspotensial qanunla** artır. Bu asılılıq xətti asılılıqdan xeyli güclüdür.

Yarımkeçiricilərin elektrik keçiriciliyi zona nəzəriyyəsi əsasında izah olunur. Şəkil 11.4-ə görə demək olar ki, mütləq  $0K$  temperaturda yarımkeçirici maddələrdə valent zonası adlanan icazəli zona elektronlarla tam dolu, keçirici zona isə tam boşdur. Bu səbəbdən aşağı temperaturlarda sərbəst yükdaşıyıcılar mövcud olmur və yarımkeçirici sırf dielektrikə çevrilir. İcazəli zona ilə keçirici zona arasında qadağan olunmuş zonanın enerjisi nisbətən kiçik ( $0,1 \div 3,0 \text{eV}$ )



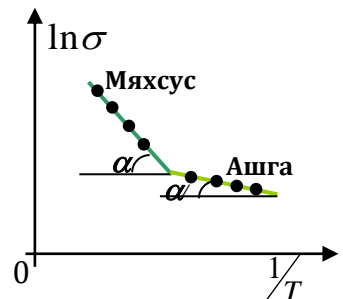
olduqda, (1) valent elektronunun qopması onun keçirici zonaya sıçrayışla keçməsi deməkdir. Nəticədə sərbəst yükdaşıyıcılar yaranaraq elektrik keçiriciliyini həyata keçirirlər (şəkil 11.5).

Baxılan halda keçirici zonada sərbəst elektronlar, valent zonada isə şəkildə qırıq xətlə göstərilən elektronun boş yeri qalır. Elektrik sahəsi tətbiq olunduqda sərbəst elektronlar sahənin əksinə hərəkət edərək cərəyan yaradırlar. Valent zonasında boş yeri də digər atomlardakı valent elektronları tutmağa çalışır (2 keçidləri) və boş yer sanki elektrik sahəsi istiqamətində hərəkət edir. Boş yer **deşik**, baxılan keçiricilik isə **deşik keçiriciliyi** adlanır. Həm elektron, həm dədeşiklər vasitəsilə cərəyan daşınması **məxsusi keçiricilik** adlanır. Məxsusi yarımkeçiricidə Fermi səviyyəsi qadağan olunmuş zolağın ortasına uyğun gəlir ( $E_f = \Delta W / 2$ ) belə ki, qadağan zonası qədər enerji sərf etməklə 2 sərbəst yükdaşıyıcı (elektron vədeşik) yaranır.

Yarımkeçiricilərdə də elektronların valent zonasında və keçirici zonada səviyyələr üzrə paylanması Fermi funksiyası, Paulli prinsipi əsasında hesablanır. Fermi funksiyası baxılan enerji səviyyəsinin elektronla tutulma ehtimalını xarakterizə edir və

$$f(W) \sim e^{-\frac{E_f}{kT}} = e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \quad (11.19)$$

kimi təyin olunur. Burada  $e$  - Nepr ədədi ( $e \approx 2,71$ ),  $k$  - Bolsman sabiti,  $T$  - mütləq temperatur,  $\Delta W$  - qadağan olunmuş zonanın enidir. Temperaturun yüksəlməsi hesabına mütləq «0»-da tam dolu valent zonasından keçirici zonaya həyəcanlaşan elektronların sayı (11.19) ehtimalı ilə mütənasib olacaqdır. Materialın elektrik keçiriciliyi (11.13) ifadəsinə görə sərbəst yükdaşıyıcıların sayı ilə mütənasib olduğundan, məxsusi



Шякил 11.6

yarımkeçiricinin keçiriciliyi  $\sigma$  -nın temperaturdan asılılığı

$$\sigma = \sigma_0 e^{\frac{\Delta W}{2kT}} \quad (11.20)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Bu ifadəyə görə koordinat oxlarında  $y = \ln \sigma$ ,  $x = 1/T$  - temperaturun tərs qiymətləri təsvir olunarsa, (11.20) asılılığı bucaq əmsalı  $\Delta W$  -ni təyin edən düz xəttə uyğun gəlməlidir (şəkil 11.6) :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta W}{2k}. \quad (11.21)$$

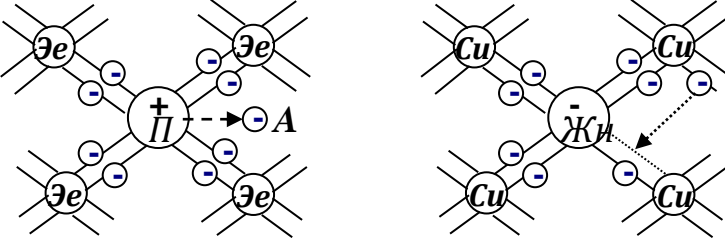
Təcrübədən  $\alpha$  - meyl bucağını təyin etməklə yarımkeçirici materialın əsas parametrlərindən biri olan qadağan olunmuş zonasının eni tapılır.

Yarımkeçirici material olaraq elementlərin dövrü sistemdə IV qrup elementləri *Ge* və *Si* göstərilə bilər. Qadağan olunmuş zonanın eni uyğun olaraq 0,66 və 1,1 eV olan bu materiallarda hər atom kovalent rabitə (cütləşmiş elektronlar) vasitəsilə 4 qonşuya malik olur. Belə quruluş, şərti olaraq müstəvi qəfəsin təpələrində *Ge* (*Si*) ionları, valent elektronları kimi təsvir edərək, şəkil 11.5-də göstərilmişdir. Nisbətən yüksək temperaturlarda qoparaq sərbəstləşən elektron 1 ilə, bu elektronun boş yerini tutaraq dəşik keçiriciliyi yaradan elektron 2 ilə işarə olunmuşdur. Lakin qırıq xətlə göstərilən elektronun boş yeri sərbəst elektron tərəfindən də tutula bilər. Bu **rekombinasiya** adlanır. Həyəcanlaşma və rekombinasiya proseslərinin təsviri şəkil 11.6,b -də təsvir olunmuşdur. Həyəcanlaşma sərbəst yükdaşıyıcıların sayının artmasına, rekombinasiya isə azalmasına səbəb olur və hər iki proses paralel olaraq baş verir. Həyəcanlaşmanın ehtimalı temperatur artdıqca artır, rekombinasiyanın ehtimalı isə sərbəst yükdaşıyıcıların (elektron və deşiklərin) sayı ilə mütənəsbidir. Temperatur sabit qaldıqda generasiya və rekombinasiya arasında tarazlıq yaranır və materialda

$$n = n_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \quad (11.22)$$

sayda sərbəst elektron, ona bərabər sayda da dəşik mövcud olur.

Məxsusi keçiricilik nisbətən yüksək temperaturlarda



Шякил

müşahidə olunur. Daha aşağı temperaturlarda yarımkeçiricilərdə *aşqar keçiricilik* müşahidə oluna bilər. Materialın kristal qəfəsində bəzi mövqelər yarımkeçirici ilə müxtəlif valentliyə malik atomlar tərəfindən tutularsa, yad atom *aşqar*, onun yaratdığı keçiricilik isə *aşqar keçiricilik* adlanır. Şəkil 11.7-də *Ge*-un V qrup elementi olan *P*-fosforla və *Si*-un III qrup elementi olan *In* (indium) ilə aşqarlanması təsvir olunmuşdur.

Fosforun qonşu 4 *Ge* atomu ilə kovalent rabitə yaradan 4 valent elektronundan əlavə 5-ci valent elektronu da (şəkildə *A* elektronu) vardır. Sonuncu elektron kimyəvi rabitədə iştirak etmədiyindən, aşağı temperaturlarda belə asanlıqla qoparaq keçirici (sərbəst) elektrona çevrilir, lakin bu halda onun yerində dəşik əmələ gəlmir. Qəfəs təpəsində əmələ gələn müsbət yük isə hərəkət edə bilmir. Beləliklə, *Ge* və *Si* V qrup elementləri ilə aşqarlandığında yalnız sərbəst elektronlar yaranır. Belə materiallar *n-tip* və ya *donor tipli yarımkeçirici* adlanır. *n*-tip yarımkeçiricidə elektronun sərbəstləşməsi enerjisi məxsusi yarımkeçiriciliyə nisbətən çox kiçik olduğundan enerji təsvirində donor səviyyələri qadağan

olunmuş zona daxilində keçirici zona yaxınlığında göstərilə bilər.

Şəkil 11.8-də donor səviyyələri  $W_d$ , onlardan elektronun həyəcanlaşma və rekombinasiyası təsvir olunmuşdur. Bu halda Fermi enerjisi  $W_d$  -yə yaxın olduğundan, aşqar keçiricilik halında elektrik keçiriciliyin temperaturdan asılılığı

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{W_d}{kT}} \quad (11.23)$$

kimi olur.  $\ln \sigma \left( \frac{1}{T} \right)$  asılılığı məxsusi keçiriciliyə nəzərən daha

aşağı temperatur oblastına uyğun gəlir və onun meyl bucağı -  $\alpha'$  də kiçik olur (şəkil 11.6). Temperaturun artması ilə  $n$ -tip yarımkəçiricidə aşqar səviyyə tam ionlaşaraq tükənir (aradan çıxır) və  $\sigma$  - nın sonrakı artması məxsusi keçiriciliklə idarə olunur.



Əgər aşqar atomu olaraq III qrup elementi ( $In, Al, B$  və s.) istifadə olunarsa, onların cəmi 3 valent elektronu olduğundan,  $Ge$  qəfəsində düyündəki atomun 4 qonşusunun hamısı ilə kovalent rabitə mümkün olmur. Şəkil 11.7-də qırıq xətlə göstərilən çatışmayan rabitə qonşu atomlardan elektron tutma qabiliyyətinə malik (deşik) olacaqdır. Beləliklə, III qrup elementləri  $Ge$  və  $Si$ -da deşik keçiriciliyi yaradırlar və buna görə də  $p$ -**tip** və ya **akseptor tipli** yarımkəçirici adlanır. Akseptor aşqarlı yarımkəçiricidə sərbəst elektronlar

yanarmır, yalnız bir tip – deşiklər keçiricilikdə iştirak edirlər. Deşiklərin aktivləşməsi üçün enerji, qadağan olunmuş zonanın enindən çox kiçik olduğundan, akseptor səviyyələrini valent zonası yaxınlığında təsvir etmək olar (şəkil 11.8,  $W_a$ ). Mütləq  $0 K$  -temperaturda akseptor səviyyələrində elektronlar yoxdur, valent zonası isə tam doludur. Temperaturun artması ilə elektronlar  $W_a$  səviyyəsinə keçirlər, valent zonada mütəhərrik deşiklər əmələ gəlir (şəkil 11.8), keçiricilik eksponensial artır. Sərbəstləşən deşiklərin miqdarı

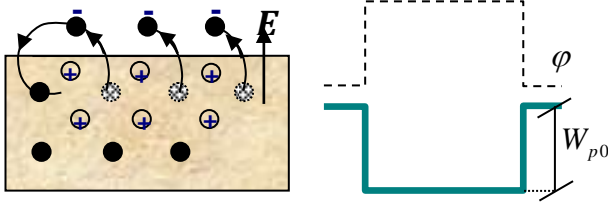
$$p = p_0 e^{\frac{\Delta W - W_a}{kT}} \quad (11.24)$$

kimi təyin olunur. Burada  $\Delta W$  -qadağan olunmuş zolağın eni,  $W_a$  -akseptorların aktivləşmə enerjisidir. Temperaturun nisbətən yüksək qiymətlərində akseptor səviyyəsi elektronlarla tam dolur və fəaliyyətini dayandırır. Temperaturun sonrakı artımında elektronlar böyük enerji qazanaraq birbaşa keçirici zonaya tullanır və məxsusi keçiricilik yaradırlar (şəkil 11.8). Beləliklə, aşqarlı yarımkeçiricilərdə aşağı temperaturlarda aşqar keçiricilik, yuxarı temperaturlarda isə məxsusi keçiricilik üstünlük təşkil edir.

Sonda qeyd edək ki,  $p$  və  $n$  tip yarımkeçiricilərin kontaktı düzləndirmə xassəsinə malik olur. Bu əsasda yarımkeçirici **diod** ( $p - n$  keçid) və yarımkeçilici **tranzistor** ( $p - n - p$ ,  $n - p - n$ ) kimi elektrik cərəyanı düzləndiricisi və gücləndiricisi hazırlanır. Yarımkeçirici işıq şüaları ilə həyəcanlaşdırıldıqda işıq fotonunun udulması ilə sərbəst elektronun, deşiyin və ya hər ikisinin yaranması (**fotokeçiricilik**) və rekombinasiyası (**lüminessensiya**) baş verir. Bu hadisələr müxtəlif müasir optoelektron cihazların, şüalandırıcı və fotoqəbuledicilərin yaradılması üçün zəmin yaradır.

## § 11.6. Çıxış işi

Metallarda elektronlar sərbəst hərəkət etsələr də, onu tərk edə bilmirlər. Əks halda metallar artıq musbət yükə malik olardılar. Deməli keçirici elektronlar metalda sanki dərinliyi  $W_{p0}$  olan qutu daxilində yerləşirlər ki, bu da **potensial çuxur** adlanır (şəkil 11.9). Yalnız enerjisi potensial çuxurun  $W_{p0}$  dərinliyindən böyük olan elektronlar metalı tərk edə bilirlər. Təsadüfi xarakter daşıyan belə elektronlar şəkil 11.9-də təsvir olunan kimi Kulon qarşılıqlı təsirinə məruz qalaraq yenidən metalın həcminə qayıdırlar. Müəyyən müddətdən sonra metalı tərk edən elektronların sayı ilə ona qayıdan elektronların sayı bərabərləşir, yəni dinamik tarazlıq yaranır. Bu səbəbdən metalın səthində nazik elektron buludu əmələ gəlir. Şəkildə təsvir olunduğu kimi xarici qatdakı müsbət ionlarla elektron



Шякил 11.9

buludu *ikili*  $E$  sahə intensivlikli elektrik sahəsi yaradaraq həcmdəki elektronların səthə çıxmasına əngəl törədirlər. Elektron bu elektrik sahəsini dəf etmək üçün əlavə iş görməlidir və bu səbəbdən səthə çıxan elektronların potensial enerjisi artacaqdır. Beləliklə, metalın daxilindəki valent elektronlarının potensial enerjisi səthdəki valent elektronların enerjisindən  $W_{p0}$  potensial çuxurun dərinliyi qədər kiçik olacaqdır.

Potensial enerjinin sıçrayışı atomlararası məsafə tərtibində məsafədə ( $10^{-9} m$ ) baş verdiyindən, enerji təsvirində potensial çuxurun divarları şəkil 11.9-da təsvir

olunduğu kimi şaquli xətlərlə göstərilə bilər. Elektronun yükü mənfi olduğundan, onun potensial enerjisi ilə nöqtənin potensialı bir-birinə əks işarəyə malik olmalıdır ( $W_p = -e\varphi$ ). Bu səbəbdən metal daxilində elektrik sahəsinin potensialı onun səthinə nəzərən  $W_{p0}/q$  qədər kiçik olacaqdır.

Metaldakı elektronun tam enerjisi potensial və kinetik enerjilərin cəmi ilə təyin olunur. Əvvəlki mövzuda göstəriləndiyi kimi elektronların kinetik enerjisi 0 ilə  $W_{\max}$  ( $W_F$ ) Fermi səviyyəsi arasında olur. Bu halda tutulan səviyyələr üfiq bütöv, boş səviyyələr isə qırıq xətlərlə olmaqla 0K üçün enerji diaqramı şəkil 11.10-da təsvir olunmuşdur. Göründüyü kimi, müxtəlif valent elektronlarını

metaldan qoparmaq üçün qeyri bərabər enerji sərf olunmalıdır. Bu enerji

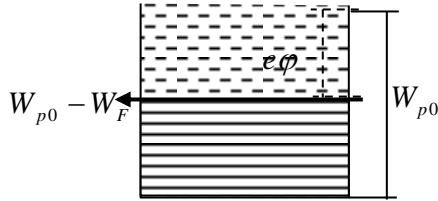
$$W_{p0} \div W_{p0} - W_F$$

aralığına uyğun gəlir.

Elektronu metaldan qopararaq vakuuma çıxarmaq üçün lazım olan minimal enerjiyə **çixış işi** deyilir. Şəkində 0K temperaturu üçün bu enerji  $A = e\varphi$  ilə işarə olunmuşdur:

$$A = e\varphi = W_{p0} - W_F \quad (11.25)$$

Temperatur mütləq «0» -dan fərqləndikdə də çixış işi eyni ifadə ilə təyin olunur, çünki istilik hərəkətinin enerjisi  $W_F$  Fermi enerjisindən çox kiçikdir. Bu səbəbdən də metallarda çixış işi demək olar ki, temperaturdan asılı olmur. Zəif asılılıq temperaturun artması ilə atomlararası məsafənin dəyişməsinin  $W_{p0}$ -in qiymətinə təsirinin nəticəsidir. Çixış işinin qiyməti materialın növündən və onun səthinin təmizliyindən asılıdır. Səthdə müxtəlif oksidlər yaratmaqla



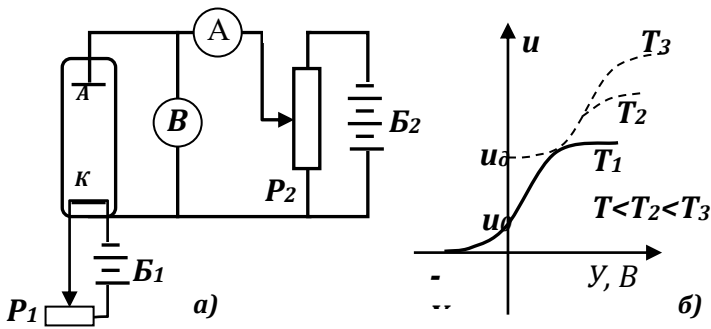
Шякил



çıxış işini xeyli azaltmaq mümkündür. Qeyd edək ki, çıxış işinin qiyməti bir sıra fotoqəbuledicilərin həssaslıq oblastını təyin edir və müasir optoelektronikanın vacib problemlərini həll etməyə imkan verir.

### § 11.7. Termoelektron emissiyası

Qızdırılmış cismin özündən elektronları buraxması **termoelektron emissiyası** adlanır. Termoemissiya - elektronların sürətlərə görə paylanma qanununa görə bir sıra elektronların orta istilik enerjiden xeyli böyük enerjiyə malik olmaları səbəbindən metaldakı potensial çuxuru tərk etməsi ilə izah olunur. Temperaturun yüksəlməsi ilə belə elektronların sayının xeyli artması baş verir və onları asanlıqla qeydə almaq mümkün olur. Bu məqsədlə vakuum lampalarından istifadə olunur. İçərisində  $K$  katodu və  $A$  anodu olan silindrik şüşə qabın havası çıxarılaraq vakuum yaradılır. Katodu  $B_1$  batareyası ilə qızdırdıqda qopan elektronların miqdarını təyin etmək üçün şəkil 11.11-də təsvir olunan elektrik sxemi yığılır. Katodun temperaturu  $R_1$  reostatı vasitəsilə axan cərəyanı dəyişməklə tənzimlənir.  $K$  katodu və  $A$  anodu arasına gərginlik  $B_2$  mənbəyindən  $R_2$  potensiometri ilə verilir və  $V$  voltmetri ilə ölçülür. Anod dövrəsindən keçən cərəyan  $A$  ampermetri ilə təyin olunur və onun gərginlikdən asılılığı - **voltamper xarakteristikası** -qurulur. Katodun müxtəlif qızma temperaturlarında voltamper xarakteristikaları şəkil 11.11, b -də təsvir olunmuşdur. Gərginliyin  $U=0$  qiymətində katoddan buxarlanan elektronlar onun yaxınlığında mənfə yüklü «bulud» əmələ gətirir ki, bu da katoddan yeni elektronların çıxmasını məhdudlaşdırır. Yalnız kiçik miqdarda elektron anoda çataraq  $i_0$  cərəyanını yaradır.



Шякил

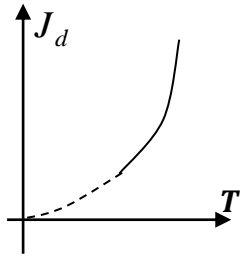
Tətbiq olunan gərginliyin kiçik qiymətlərində voltamper xarakteristikası qüvvət funksiyası ilə xarakterizə olunur ( $J \sim U_a^{3/2}$  - *Buqoslavski-Lənqmur qanunu*). Axan cərəyanın artması elektrik sahəsinin təsiri ilə elektron buludunun dağılaraq anoda çatmasını təmin edir. Gərginliyin müəyyən qiymətində elektron buludundakı elektronların hamısı anoda çatır və axan cərəyanın doyması baş verir. Doyma cərəyanının sıxlığı

$$j_d = N \cdot e$$

kimi təyin olunaraq vahid zamanda katoddan qopan termoelektronların  $N$  sayını təyin edir. Temperatur artdıqca ( $T_3 > T_2 > T_1$ ) qopan termoelektronların sayı artdığından anod cərəyanı da artır. Doyma cərəyanının, yəni termoelektronların sayının temperaturdan asılılığı xeyli güclüdür və şəkil 11.12-də təsvir olunmuşdur. Kvant nəzəriyyəsi doyma cərəyanının temperaturdan asılılığı üçün

$$j_d = BT^2 e^{\frac{A}{kT}} \quad (11.26)$$

düsturunu təyin edir. Burada  $A$  - katod materialı üçün çıxış işi,  $B$  qiyməti  $\sim 1,2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2 \cdot \text{K}^2$  tərtibində olan və katod materialından asılı olan sabitdir. (11.26) ifadəsi Riçardson düsturu adlanır. Göründüyü kimi qopan



Шякил

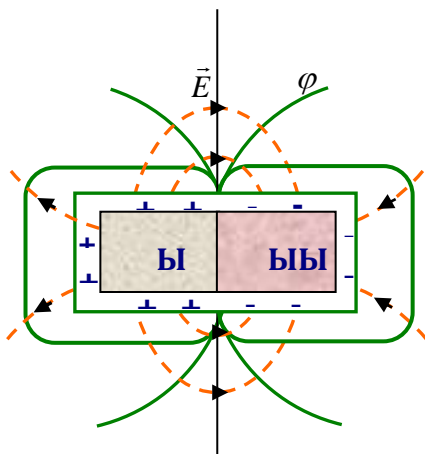
elektronların sayı temperaturdan və katodun çıxış işindən çox güclü asılıdır. Otaq temperaturunda  $\Delta T = 5K$  artdıqda

$T^2 \sim 2\%$ , eksponensial hədd isə 300% artır. Bu səbəbdən demək olar ki, doyma cərəyanı temperaturdan eksponensial asılıdır. Eyni temperaturda çıxış işi  $A$ -nın qiyməti  $3eV$ -dan  $1eV$ -a (cəmi 3 dəfə) dəyişdikdə qopan elektronların sayı  $5 \cdot 10^8$  dəfə (!) artır.

Əgər şəkil 11.11-də anoda mənfi potensial verilərsə, gərginliyin  $U_a$  qiymətində anod cərəyanı «0»-a qədər azalar, yəni cərəyanın axması dayanar. Bu nəticə vakuüm lampasının birtərəfli keçiriciliyinə malik olmasına, yəni dəyişən cərəyanı sabit cərəyana çevirən cihaz kimi işlədilməsinə şərait yaradır. Geniş tətbiq sahəsinə malik olan vakuüm lampalarını müasir optoelektronikada naziktəbəqəli yarımkeçirici diodlar əvəz edir.

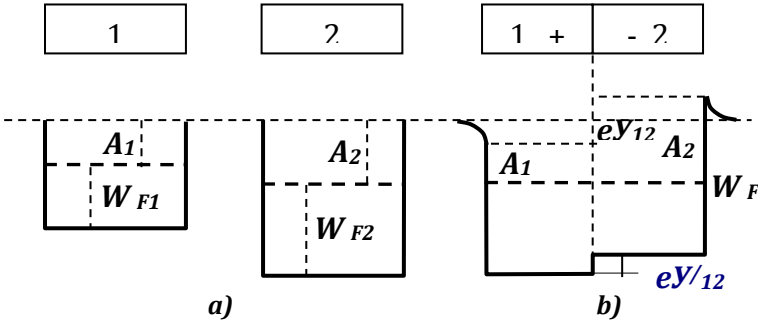
### § 11.8. Kontakt potensiallar fərqi

İki müxtəlif metal atomlararası məsafə qədər yaxınlaşdırılaraq kontakta gətirilərsə, elektron mübadiləsi ilə metallar arasında *kontakt potensial fərqi* yaranır. Bu səbəbdən birləşən metallar ətrafında elektrik sahəsi yaranacaqdır. Cərəyan axmayan metalın səthi ekvipotensial səthdir. İki metalın kontaktında elektrik qüvvə xətləri (qırıq xətlər) və ekvipotensial səthlər (bütöv xətlər) şəkil 11.13-də təsvir olunmuşdur.



Шякил 11.13

Kontaktta gətirilən materialların çıxış işləri fərqli olduğundan, çıxış işi az olan metaldan çıxış işi çox olan metala keçən elektronların sayı daha çox olacaqdır və nəticədə birinci metal elektron itirərək müsbət, ikinci metal isə elektron qazanaraq mənfi yüklənəcəkdir. Metalların səthində ekvipotensiallığın saxlanması üçün keçən yük metalın bütün səthinə yayılmalıdır. Kontakta gələn metallarda elektron mübadiləsi tarazlıq halı alınanaqədər davam edəcək və Fermi



ШЯКИЛ  
11 14

səviyyələrinin bərabərləşməsi baş verəcəkdir. Bu prosesin enerji diaqramı şəkil 11.14-də göstərilmişdir.

Sol tərəfdə kontakta gətirilməzdən əvvəl metalların, Fermi enerjisi ( $W_{F1}, W_{F2}$ ) və çıxış işi ( $A_1, A_2$ ) göstərilmişdir. Bu metallar atomlararası məsafə tərtibində bir-birinə yaxınlaşdırılırsa,  $A_1 < A_2$  olduğundan, 1-ci metaldan elektronlar 2-ci metala keçər və nəticədə 1-ci metal müsbət, 2-ci isə mənfi yüklənər. Yüklərin miqdarı toxunan metalların Fermi enerjisi bərabərləşənə qədər davam edir və tarazlıq alınır. Tarazlıq vəziyyətinin enerji diaqramı şəkil 11.14,b-də təsvir olunmuşdur. Göründüyü kimi 1 metalın səthində elektronların enerjisi 2 metalından  $A_2 - A_1$  qədər kiçikdir və buna görə də onlar arasında

$$U_{12} = \frac{A_2 - A_1}{e} = (\varphi_2 - \varphi_1)_x \quad (11.27)$$

potensiallar fərqi yaranır. Bu potensiallar fərqi toxunan metalların xarici səthləri arasında yarandığından **xarici kontakt potensiallar fərqi** adlanır. Toxunan metalların daxili səthləri arasında da  $U'_{12}$  potensiallar fərqi yaranır. Bu kəmiyyət

$$U'_{12} = \frac{W_{F_1} - W_{F_2}}{e} = (\varphi_2 - \varphi_1)_d \quad (11.28)$$

kimi təyin olunur və **daxili kontakt potensiallar fərqi** adlanır. Elektronlar birinci metaldan ikinciyə keçdikdə enerjiləri  $U'_{12}$  qədər azalır. Metallarda sərbəst elektronların konsentrasiyası uyğun olaraq  $n_1$  və  $n_2$  isə,  $U'_{12} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}$  kimi təyin olunur.

Beləliklə, iki metalın kontaktında potensiallar fərqi xarici və daxili kontakt potensiallar fərqi cəmi olaraq

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (11.29)$$

kimi təyin olunur. Toxunan iki metalın səthində belə potensiallar fərqi yaranması *Volta qanununu* ifadə edir. Volta qanununun 2 mühüm nəticəsi vardır. *Əvvəla*, yaranan potensiallar fərqi yalnız metalların növündən və temperaturundan asılıdır. *İkincisi*, göstərmək olar ki, 2 yox bir neçə metal ardıcıl kontakta gətirilərsə, kontakt potensiallar fərqi qiyməti yalnız sol və sağ kənarında dayanan materialların kontaktında yaranan potensiallar fərqi ilə təyin olunur, aralıqda olan metalların isə heç bir rolu olmur. Əgər müxtəlif metallardan ibarət qapalı dövrə təşkil olunarsa, ümumi kontakt potensiallar fərqi «0»-a bərabər olmalıdır, əks halda kontakta gətirilən səthləri eyni temperatura malik metallarda elektronların heç bir vasitə olmadan hərəkəti baş verərdi. Bu şərtlərlə 2-ci növ daimi mühərrik yaratmaq

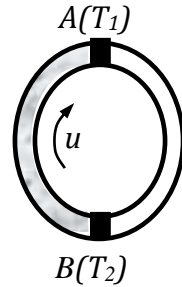
mümkün olardı, termodinamika isə belə mühərriklərə qadağa qoyur.

Kontakt potensiallar fərqi iki metal ilə yanaşı metal ilə yarımkeçirici və iki yarımkeçiricinin kontaktında da yaranır.

### § 11.9. Termoelektrik hadisələri

Metallarda istilik hadisələri nəticəsi olaraq elektrik sahəsi və cərəyanın yaranması **termoelektrik hadisələri** adlanır. Burada termoelektrik effektə, Peltze effektinə və Tomson hadisəsinə baxılır.

**Termo e.h.q.- Zeebek hadisəsi:** -1821-ci ildə müşahidə olunan və qapalı dövrə əmələ gətirən iki müxtəlif metalın kontakt səthlərinin temperaturları müxtəlif olduqda dövredən cərəyan axmasıdır. Cərəyanın axma istiqaməti temperaturlar fərqinin işarəsindən asılıdır.  $T_2 > T_1$  olduqda şəkil 11.15-də təsvir olunan  $i$ -cərəyanı axarsa,  $T_2 < T_1$  olduqda cərəyanın axma istiqaməti əksinə çevrilir.



Шякил

Termo e.h.q. -nin yaranmasında iki amil rol oynayır. Birinci amil kontakta gətirilən metalların Fermi enerjisinin temperaturdan asılı olaraq zəif də olsa dəyişməsi ilə əlaqədardır. Bu səbəbdən əmələ gələn elektrik hərəkət güvvəsi

$$\varepsilon_k = \frac{1}{e} \int_{T_1}^{T_2} \left( \frac{dW_{FB}}{dT} - \frac{dW_{FA}}{dT} \right) dT \quad (11.29 \text{ a})$$

kimi təyin olunur. Burada  $dW_{FA}$  və  $dW_{FB}$  uyğun temperaturlarda  $A$  və  $B$  nöqtələrində Fermi enerjisinin dəyişməsidir.

E.h.q. yaranmasına ikinci səbəb yüksək enerjiyə malik elektronların sayının temperaturun artması ilə daha da çox olmasıdır. Kontakt yerlərinin temperaturu müxtəlif olduqda

metal boyunca eyni yüksək enerjiyə malik elektronların konsentrasiya qradienti yaranır. Bu səbəbdən isti ucdan soyuq uca hərəkət edən elektronların sayı əks istiqamətdə hərəkət edənlərin sayından çox olur. Nəticədə metal boyunca yaranan elektrik sahəsi isti ucdan elektronların hərəkətini əngəlləyir, soyuq ucdan isə qüvvətləndirir. Hər iki axın bərabərleşdikdə yaranan elektrik sahəsi metalın  $\Delta x$  uzunluğunda  $\Delta \varphi$  potensiallar fərqi yaradır. Temperaturlar fərqi böyük olduqca yaranan potensiallar fərqi də böyük olacaqdır.

$$d\varphi_{dif} = \beta dT \Rightarrow (\varphi_1 - \varphi_2)_{dif} = \int_{T_1}^{T_2} \beta dT = \varepsilon_{dif} \quad (11.30)$$

Burada  $\beta$  mütənasiblik əmsəlidir.

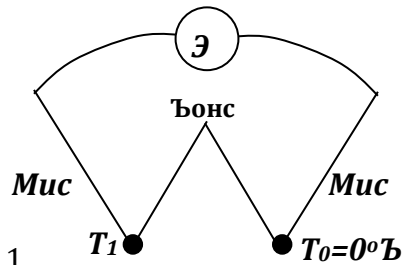
Hər iki amil nəzərə alınarsa, əmələ gələn termo e.h.q.

$$\begin{aligned} \varepsilon_T &= \varepsilon_k + \varepsilon_d = \int_{T_1}^{T_2} \left[ \left( \beta_A - \frac{1}{e} \frac{\partial W_{FA}}{\partial T} \right) - \left( \beta_B - \frac{1}{e} \frac{\partial W_{FB}}{\partial T} \right) \right] dT = \\ &= \int_{T_1}^{T_2} (\alpha_A - \alpha_B) dT = \alpha_{AB} \Delta T \end{aligned} \quad (11.31)$$

burada  $\alpha = \beta - \frac{1}{e} \frac{\partial W_F}{\partial T}$  materialın termoelektrik əmsəli adlanır.

Metallarda  $\alpha_A$  və  $\alpha_B$  eyni işarəli olduğundan  $\alpha_{AB}$  bir neçə mikrovolt təşkil etməklə kiçik qiymətə malik olur. Yarımkəçiricilərdə elektron və deşiklərin termo e.h.q. əmsəlləri işarəcə fərqləndiyindən, onların kontaktı zamanı əmsəllərin cəmlənməsi effekti xeyli gücləndirir.

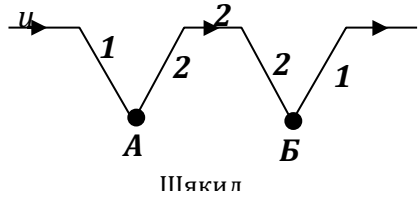
Termo e.h.q. hadisəsi müxtəlif termocütlər (mis-konstantan, xromel-alyumel, platin- platinorodiy və b.) vasitəsilə şəkil 11.16-da təsvir olunan sadə üsulla



temperaturu dəqiq ölçən cihazlar yaratmağa və elektrik üsulu ilə temperaturu təyin etməyə imkan verir.

Mis-konstantan termocütündə qaynaq ilə yaradılan kontaktlarından biri əriyən buzda ( $T_0 = 273K$ ) saxlanılır, digər  $T_1$  ucu isə temperaturu təyin ediləcək yerə qoyulur. Dərəcələnməmiş  $G$  - qalvonometrin göstərişi böyük həssaslıqla  $T_1$  temperaturunu təyin edir.

**Peltje effekti.** 1834-cü ildə Peltje iki müxtəlif metalın lehimi (kontaktı) olan dövrədən cərəyan axdıqda lehim yerində (10.16) Coul istiliyindən əlavə istilik ayrıldığını və ya udulduğunu müşahidə etmişdir. Əgər 1 və 2 metalları şəkil 11.17-də təsvir olunmuş kimi dövrəyə qoşularaq  $i$  - şiddətli cərəyan buraxılırsa, lehim nöqtələrindən biri (məsələn  $A$ ) qızarsa,  $B$  soyuyur. Buna səbəb Peltje istiliyinin ayrılması və udulmasıdır.  $A$  nöqtəsində istilik balansını Coul və Peltje istilikləri cəmi



$$Q_A = i^2 R \Delta t + Q_p \quad (11.32),$$

$B$  nöqtəsində isə fərqi kimi təyin olunur.

$$Q_B = i^2 R \Delta t - Q_p \quad (11.33)$$

Peltje istiliyinin Coul istiliyindən əsas fərqi onun işarəsinin dəyişə bilməsidir. Məlumdur ki, naqıldən cərəyan keçdikdə o qızır, yəni Coul istiliyi həmişə müsbətdir. Peltje istiliyi isə mənfi də ola bilər (istilik udular, soyuma baş verir). Bu səbəbdən Peltje istiliyi cərəyanın kvadratı yox, birinci dərəcəsi ilə mütənasib olmalıdır.

$$\begin{aligned} Q_p \cdot &= P i \Delta t \\ Q_p^{AB} &= -Q_p^{BA} \end{aligned} \quad (11.34)$$



*Peltje əmsalı* adlanan  $P$  kəmiyyəti termoelektrik əmsal ilə mütənasibdir:  $P_{AB} = \alpha_{AB} \cdot T$ .

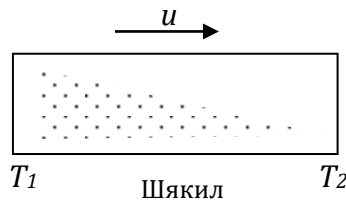
Peltje hadisəsi kontakta gətirilən müxtəlif metallarda elektronların istilik hərəkəti sürətlərinin fərqlənməsi ilə əlaqədardır. Elektrik cərəyanını daşıyan elektronlar kontakt oblastını keçdikdən sonra qonşu metala uyğunlaşmalıdırlar. Kontaktdan keçən elektronların enerjisi qonşu metala nisbətən kiçikdirsə, enerji alaraq bərabərləşmə kontaktın soyuması ilə nəticələnəcəkdir. Kontaktdan keçən elektronun enerjisi qonşu metalda elektronların orta enerjisindən böyük olduqda isə bərabərləşmədə verilən enerji kontaktın qızmasına səbəb olacaqdır. Peltje effektindən istifadə edərək *miniatur* (kiçik ölçülü) soyuducular hazırlayırlar.

**Tomson hadisəsi.** 1856-cı ildə Tomson qeyri bircins qızdırılan bircins metalda cərəyan keçdikdə cərəyanın axma istiqamətindən asılı olaraq Coul istiliyindən əlavə istiliyin udulmasını və ya ayrılmasını müəyyən etmişdir. Tomson hadisəsi nəticəsində vahid həcmdən vahid zamanda ayrılan istilik

$$\varpi = \frac{Q_T}{\Delta V \cdot \Delta t} = \tau_T \frac{dT}{dx} \cdot j \quad (11.35)$$

kimi təyin olunur. Burada  $\frac{dT}{dx}$  bircinsli naqıl boyunca *temperatur gradienti*,  $j$  *cərəyan sıxlığı*,  $\tau_T$  *Tomson əmsalıdır*. Tomson əmsalı termo e.h.q. əmsalı və Peltje əmsalı ilə mütənasib kəmiyyətdir.

Tomson hadisəsi Peltje effekti ilə analogi fiziki mahiyyətə malikdir (Şəkil 11.18). Temperaturun artması ilə cərəyan daşıyan elektronların orta enerjisi artır. Cərəyan isti tərəfdən ( $T_1 > T_2$ ) soyuq tərəfə axarsa, yüksək enerjili elektronlar soyuq tərəfə



gələrək artıq enerjisini qəfəsə verərək oradakı elektronlarla tarazlaşır. Nəticədə istilik ayrılır. Cərəyan əks istiqamətdə ( $T_2$ -dən  $T_1$ -ə) axarsa, əksinə az enerjili elektron cərəyan daşıyaraq isti tərəfdə tarazlaşmaq üçün enerji udur və nəticədə soyuma müşahidə olunur. Sonda qeyd edək ki, Peltje və Tomson effektləri yarımkeçiricilərdə daha güclü və effektiv olur. Bu işə müasir elektronika üçün bir sıra cihazların və çeviricilərin yaradılmasına imkan verir.

### § 11.10. Elektrolitlərdə cərəyan

Tərkibində + və – yüklü sərbəst ionlar olan maddələr elektrolit adlanır. Elektrolit olaraq bir çox duzların, qələvilərin, turşuların suda məhlulunu göstərmək olar. Elektrolitin əsas xüsusiyyəti elektrik yükü cəhətdən neytral olan molekulun həlledicisinin təsiri ilə müsbət və mənfi yüklü ionlara parçalanmasıdır. Bu hadisə *elektrolitik dissosasiya* adlanır. Dissosasiya nəticəsində əmələ gələn əks işarəli ionlar birləşərək neytral molekul əmələ gətirə bilirlər. Bu hadisə *rekombinasiya* adlanır. Rekombinasiya aktlarının sayı dissosasiya zamanı əmələ gələn ionların sayı ilə düz mütənasibdir. Bu səbəbdən, həlledicidə yaranan ionların sayı müəyyən zaman keçdikdən sonra rekombinasiya aktlarının sayı ilə bərabərləşir, yəni bu iki hadisə arasında dinamik tarazlıq yaranır və həlledicidə müəyyən miqdarda ion olur. Tarazlıq halında ionların sayının ümumi molekulların hansı hissəsini təşkil etməsi *dissosasiya dərəcəsi* adlanır. Məhlulun vahid həcində həll olan maddənin molekullarının miqdarı (konsentrasiyası)  $n$  olarsa, parçalanan molekulların sayı  $\alpha \cdot n$ , parçalanmayanların sayı isə  $(1 - \alpha) \cdot n$  olar. Burada  $\alpha$  - dissosasiya dərəcəsidir. Dissosasiya dərəcəsi həll olan maddənin konsentrasiyası kiçik, həlledicinin dielektrik nüfuzluğu ( $\epsilon$ ) isə böyük olduqca daha böyük olur. Su çox böyük ( $\epsilon = 81$ ) dielektrik nüfuzluğuna malik olduğundan yaxşı

həllədicidir və adətən elektrolit olaraq maddələrin suda məhlulu götürülür.

Elektrolitik dissosasiya elektrolitlərin cərəyan daşıma mexanizmini təyin edir. Elektrolitdə elektrik sahəsini yaratdıqda hər iki işarəli ionlar sərbəst yükdaşıyıcılar kimi cərəyan keçməsində iştirak edirlər (şəkil 11.19). Müsbət ionlar sahə istiqamətində, mənfi ionlar isə əks istiqamətdə nizamlı hərəkət edərək ümumi cərəyan formalaşdırırlar. Müsbət və mənfi ionların konsentrasiyası  $n_+ = n_- = \alpha \cdot n$  olduqda, elektrolitlərdən axan cərəyan sıxlığı olar.

$$j = j_+ + j_- = \alpha \cdot nq(v_+ + v_-) \quad (11.36)$$

Burada  $q$ -ionun yükü,  $v_+$  və  $v_-$  müsbət və mənfi ionların istiqamətlənmiş hərəkət sürətidir. Özlülüyü  $\eta$  olan mayədə ionun qərarlaşmış sürətinin elektrik və daxili sürtünmə (Stoks) qüvvələrinin tarazlaşması şərtindən

$$v_+ \cdot 6\pi\eta r^+ = q^+ \cdot E \Rightarrow v_+ = \frac{q^+}{6\pi\eta r^+} \cdot E = \mu^+ E \quad (11.37)$$

$$v_- = \frac{q^-}{6\pi\eta r^-} \cdot E = \mu^- E$$

kimi təyin etmək olar. Burada  $r^+$  və  $r^-$  müsbət və mənfi ionların radiusu,  $\eta$  elektrolitin özlülüyüdür.  $\mu^+$  və  $\mu^-$  **ionun yürüklüyü** adlanır. Fiziki olaraq yürüklük- yüklü zərrəciyin vahid elektrik sahəsində sürətinin dəyişməsidir. Ionun yürüklüyü onun həm yükündən, həm də radiusundan asılıdır və buna görə də müxtəlif işarəli ionların yürüklüyü fərqli qiymətə malik olur. Bu ifadələri (11.36)-da nəzərə alsaq, elektrolitdən axan cərəyan

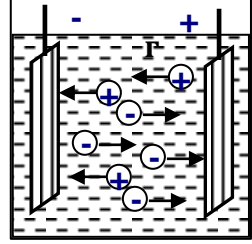
$$j = \alpha \cdot nq(\mu^+ + \mu^-)E = \delta E \quad (11.38)$$

kimi təyin olunur. Sonuncu ifadə elektrolit üçün Om qanununun differensial şəklinə uyğun gəlir. Elektrolitin xüsusi keçiriciliyi isə

$$\delta = \alpha \cdot nq(\mu^+ + \mu^-) \quad (11.39)$$

ionların yürüklüyü ilə yanaşı onların yükündən və dissosasiya dərəcəsiindən asılı olur.

Om qanununun elektrolitlərdə ödənilməsi onların volt-ampere xarakteristikalarının xətti olmasına səbəb olur. Lakin metallardan fərqli olaraq temperaturun artması ilə elektrolitin keçiriciliyi artır. Buna səbəb temperaturun artması ilə yürüklüyün və dissosasiya dərəcəsinin artmasıdır.



Шякил

Elektrolitlərdə elektrik cərəyanının metallardan əsas fərqi cərəyanın axması zamanı maddə daşınmasının baş verməsidir. Bu hadisə *elektroliz* adlanır

(şəkil 11.19). Müsbət ionlar katoda doğru hərəkət etdiyindən, *kation* adlandırılır və katoddan çatışmayan yüklə təmin olunaraq neytral atoma çevrilir. Eynilə anoda doğru hərəkət edən mənfi yüklü atomlar artıq elektronlarını itirərək neytral atoma çevrilirlər. Neytral atomlar uyğun elektroda çökürlər. Beləliklə, elektroliz zamanı elektrodlar üzərində neytral atomlar, yəni maddə yığılır.

Elektroliz zamanı elektrod üzərində yığılan maddənin miqdarı elektroliz qanunları vasitəsi ilə təyin olunur. Bu qanunlar 1836-cı ildə M.Faradey tərəfindən müəyyən edilmişdir. Faradey qanununa görə elektroliz zamanı ayrılan maddə miqdarı, elektrolitdən keçən yükün miqdarı ilə düz mütənasibdir.

$$M = k \cdot q = k \cdot i \cdot t \quad (11.40)$$

Burada mütənasiblik əmsalı  $k$  *elektrokimyəvi ekvivalent* adlanır və ionun kütləsinin yükünə nisbəti olaraq onun valentliyindən ( $z$ ) asılı olur.

$$k = \frac{m}{e \cdot z} = \frac{1}{N_a \cdot e} \cdot \frac{A}{z} = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{z} \quad (11.41)$$

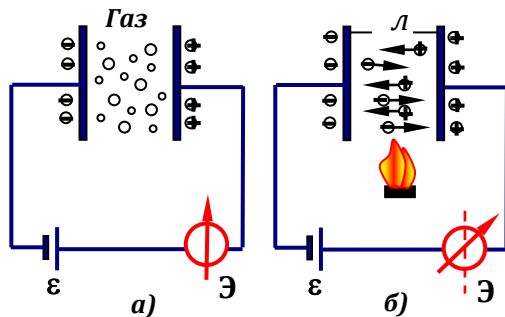
İonun atom ədədinin valentliyinə nisbəti ( $\frac{A}{z}$ ) kimyəvi ekvivalent adlandırılır. (11.41) ifadəsinə görə elektrokimyəvi ekvivalent kimyəvi ekvivalentlə düz mütənasıbdır. Buna bəzən *elektrolitin II qanunu* deyirlər. Burada Avaqadro ədədi ilə elementar yükün hasili  $F = N_a \cdot e = 96500 \text{ kl Faradey ədədi}$  adlanır. Fiziki olaraq Faradey ədədi elektroliz zamanı 1 mol miqdarda 1 valentli ion maddəsinin ayrılması üçün elektrolitdən keçən yükün miqdarıdır. İonun yükü artdıqca 1 mol maddə miqdarı ayrılması üçün daha böyük miqdarda yük keçməlidir.

Elektrolizdən texnikada təmiz metallar almaqda (*elektrometallurgiya*), metalların üzünə müxtəlif təbəqələrin çəkilməsi (*qalvanosteqiya*), metallardan müxtəlif qəliblərin hazırlanması prosesində (*qalvanoplastika*), böyük tutuma malik kondensatorların hazırlanmasında (*elektrolitik kondensatorlar*) və s. sahələrdə istifadə olunur.

### § 11.11. Qazlarda elektrik cərəyanı

Adi şəraitdə sərbəst yükdaşıyıcıları olmadığından qazlar elektrik yükü daşıya bilmirlər, dielektrikdirlər (şəkil 11.20, a). Hər hansı xarici təsir, məsələn infraqırmızı şüalar, qılgıncım və ya alovun təsiri ilə

qazlardan elektrik cərəyanı axır. Bu *qaz boşalması* adlanır (şəkil 11.20, b). Qaz boşalmasına səbəb xarici amilin (*ionlaşdırıcının*) təsiri ilə neytral qaz molekullarının parçalanması

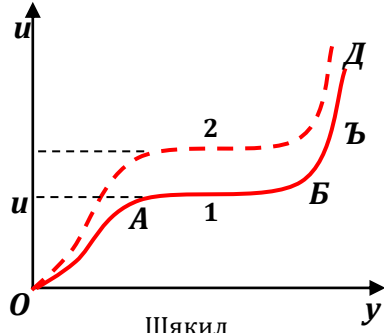


Шякил

səbəbindən müsbət və mənfi ionlar, habelə elektronlar kimi

sərbəst yükdaşıyıcıların yaranmasıdır. Ionlaşdırıcı amil söndürüldükdən müəyyən müddət sonra qaz boşalması kəsilir. Bu səbəbdən belə qaz boşalması *qeyri müstəqil boşalma* adlanır.

Boşalma cərəyanı xarici gərginliklə tənzimləyə bilər. Qaz boşalmasının voltamper xarakteristikası şəkil 11.21-də təsvir olunmuşdur. Mürəkkəb şəkilli bu xarakteristikanı izah etmək üçün qaz boşalmasının fiziki mahiyyətini araşdırmaq. Ionlaşdırıcının təsiri ilə



neytral qaz molekulaları bir və ya bir neçə elektron itirərək müsbət yüklü iona çevrilirlər. Qopan elektronların bəziləri sərbəst qalır, bəziləri neytral qaz molekullarına yapışaraq onları mənfi yüklü ionlara çevirir. Vahid zamanda ionlaşdırıcının yaratdığı  $\Delta n_i$  sayda yükdaşıyıcılar iki prosesdə iştirak edir:

-gərginlik tətbiq olunmazsa, müsbət və mənfi ionlar rastlaşaraq birləşib neytral qaz molekulu yaradırlar. Buna *rekombinasiya* deyilir. Rekombinasiyada həm müsbət, həm də mənfi yüklü zərrəciklər iştirak etdiyindən, onların sayı

$$\Delta n_r = r \cdot n^2 \Rightarrow n = \sqrt{\frac{\Delta n_r}{r}} \quad (11.42)$$

olar. Burada  $r$  -rekombinasiya ehtimalını təyin edən əmsəldir. Tarazlıq halında ionlaşmadan alınan yükdaşıyıcıların sayı ilə rekombinasiya edənlərin sayı bərabərləşdiyindən, yaranan

ion cütlərinin sayı  $n = \sqrt{\frac{\Delta n_i}{r}}$  kimi təyin olunur.

-elektrodlar gərginliklə təchiz olunduqda qazboşalma aralığında yaranan elektrik sahəsi müsbət və mənfi

yükdaşıyıcıları qarşılıqlı əks istiqamətdə hərəkətə təhrik edəcəkdir. Vahid həcmdən bir saniyədə  $\Delta n_j$  sayda yükdaşıyıcı keçiricilikdə iştirak edərsə, şəkil 11.20-yə görə yaranan cərəyan sıxlığı

$$J = \frac{I}{S} = \frac{q\Delta n_j S l}{S} = q\Delta n_j l \quad (11.43)$$

olar. Burada  $S \cdot l$  lövhələrarası həcm,  $q$ -cərəyan daşıyan ionun yüküdür.

Hər iki amil nəzərə alınarsa, ionlaşdırıcının yaratdığı yükdaşıyıcıların sayı

$$\Delta n = \Delta n_r + \Delta n_j = rn^2 + \frac{J}{ql} \quad (11.44)$$

kimi təyin olunur. Keçiricilikdə müsbət və mənfi yüklü zərrəciklər iştirak etdiyindən, lövhələr arasında cərəyan sıxlığı (11.38) ifadəsinə görə

$$j = qn(\mu^+ + \mu^-)E \quad (11.45)$$

olacaqdır. Burada  $\mu^+$  və  $\mu^-$  ionlaşma nəticəsində yaranan yükdaşıyıcıların yürüklüyü (bax §11.10),  $n$  keçiricilikdə iştirak edən yükdaşıyıcıların konsentrasiyasıdır. Zəif elektrik sahələrində cərəyan sıxlığı çox kiçik olduğundan, (11.43) cərəyanı nəzərə alınmaya bilər, axan cərəyan rekombinasiya ilə idarə olunur:

$$j = q\sqrt{\frac{\Delta n_i}{r}}(\mu_0^+ + \mu_0^-)E \quad (11.46)$$

Göründüyü kimi cərəyan sıxlığı tətbiq olunan sahə ilə düz mütənasıbdır, yəni Om qanunu ödənilir (şəkil 11.21, OA hissəsi).  $E = 1 \frac{V}{m}$ , birvalentli ionların yürüklüyü  $\mu^+ \approx \mu^- \cong 10^{-4} m^2 / V \cdot S$  olduğundan,  $n = 10^{-10} m^{-3}$  halında cərəyan sıxlığı  $j = 10^{-14} A/m^2$  kimi çox kiçik qiymətlə xarakterizə olunacaqdır.

Güclü sahələrdə rekombinasiya imkanı zəiflədiyindən, demək olar ki, ionlaşdırıcının yaratdığı ionların hamısı elektrodlara çatır və yaranan ionların sayı keçiricilikdə iştirak edənlərin sayına bərabər olur. Bu halda qazdan axan cərəyan

$$j = q\Delta n_i \cdot l = j_{\text{doyma}} \quad (11.47)$$

kimi təyin olunaraq gərginlikdən (sahə intensivliyindən) asılı olmaz. Ionlaşdırıcı amil dəyişmədikdə bu cərəyanın ən böyük qiymətidir və *doyma cərəyanı* adlanır (şəkil 11.21, *AB* hissəsi). Ionlaşdırıcı amil gücləndirilərsə, doyma cərəyanının da qiyməti artar (şəkil 11.22, *2 ayrısı*). Normal şəraitdə atmosfer havasının hər kubmetrində 1 saniyədə  $\Delta n_i \sim 10^7$  ion yarandığından,  $l = 0,1 \text{ m}$  olduqda  $j_d \sim 10^{-13} \text{ A/m}^2$  olur. Beləliklə, adi şəraitdə atmosfer havasının keçiriciliyi çox kiçikdir və onu yaxşı dielektrik saymaq olar.

Lövhələrə tətbiq olunan gərginliyin yüksək qiymətlərində qazdan axan cərəyanın kəskin artması baş verir. Bu voltamper xarakteristikasının *BC* hissəsinə uyğun gəlir. Cərəyanın belə kəskin artımı yeni yükdaşıyıcıların yaranması ilə əlaqələndirilməlidir. Ionlaşdırıcının yaratdığı yükdaşıyıcılar, əsasən elektronlar, xarici sahədən o qədər böyük sürət (enerji) toplaya bilirlər ki, qarşılarına çıxan neytral qaz molekullarını zərbə ilə ionlaşdırır və cərəyan daşıyan hissəciklərin sayının artmasına səbəb olurlar. Bu hadisə elektronların kinetik enerjisinin molekulun ionlaşma enerjisindən böyük olması halında baş verir. Yaranan yeni elektronlar öz növbələrində sürətlənərək ionlaşma yaradırlar. Nəticədə cərəyan daşıyıcıların sayının selvari artması baş verir. Bəzən bu hadisə *elektron leysanı* adlandırılır. Leysanın yaranması axan cərəyanın kəskin artması ilə müşayət olunur. Leysandakı elektronların sayını qiymətləndirək. Hər bir elektron vahid məsafədə  $\alpha$  sayda molekul ionlaşdırmağa qadirsə,  $n$  sayda elektronun  $dx$  məsafəsində yaratdığı əlavə elektronların sayı



$$dn = n \cdot \alpha dx \quad (11.48)$$

olar. Lövhələrarası məsafə  $d$ , ilkin ionlaşdırıcının yaratdığı elektronların sayı  $n_0$  olarsa, (11.48) ifadəsini inteqrallayaraq anoda çatan elektronların sayını təyin edərik:

$$\int_{n_0}^n \frac{dn}{n} = \int_0^d \alpha dx \Rightarrow n = n_0 e^{\alpha d} \quad (11.49)$$

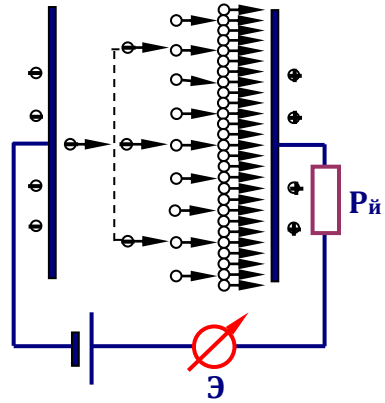
Burada  $e$  – *Nepr ədədi*, natural loqarifmin əsasıdır ( $e = 2,71$ ).

Əlavə yaranan elektronların cərəyanı

$$J = J_0 e^{\alpha d} \quad (11.50)$$

olar. Beləliklə, zərbə ionlaşması ilə elektronların yaranması qazboşalma cərəyanının *eksponensial* (çox güclü!) artmasına səbəb olur. Hər elektron  $1\text{ sm}$  yolda  $\alpha = 3$  sayda molekul ionlaşdıraraq yeni yükdaşıyıcılar yaradırsa (şəkil 11.22), lövhələrarası məsafə  $d = 5\text{ sm}$  olduqda anoda çatan hər bir ilkin elektron  $e^{3 \cdot 5} = e^{15} \approx 10^7$  (!)

sayda elektron yaradar və boşalma cərəyanı kəskin artar. Qeyd edək ki, zərbə ilə ionlaşma və elektron leysanı müstəqil davam edə bilməz. Ionlaşdırıcı söndürülsə, ilkin elektronların əmələ gəlməməsi ( $n_0 = 0$ ) qaz boşalmasının bir müddətdən sonra sönməsi ilə nəticələnər. Bu səbəbdən elektron leysanı müstəqil boşalmanı tam təmin edə bilmir. Ionlaşdırıcı təsir kəsildikdə qaz boşalmasının davam etməsi – *müstəqil boşalma* – yalnız yeni ilkin elektronlar əmələ gəlməsi halında mümkündür. Belə prosesə misal olaraq *ikinci elektron emissiyası* göstərilə bilər. Lövhələr arasında elektrik sahəsi ionlaşdırıcının və ya elektron zərbələrinin yaratdığı müsbət yüklü ionlara təsir edərək onları sürətləndirir və katoda doğru



Пиякип

yönəldir. Ionun kütləsi elektrona nəzərən çox böyük olduğundan, onun aldığı sürət və kinetik enerji nisbətən kiçik olur. Xarici sahənin müəyyən qiymətində ionun enerjisi elə qiymətə çatır ki, o katodla toqquşaraq ondan elektron qoparır. Qopan elektronlar «*ikinci elektronlar*» adlanır. Məhz ikinci elektronlar müstəqil boşalmanı təmin edir. Bir müsbət ionun yaratdığı ikinci elektronların sayı  $\gamma$  olarsa, hər iki amil nəzərə alındıqda anoda gələn elektronların sayı

$$n_a = \frac{n_0 e^{cd}}{1 - \gamma(e^{cd} - 1)} \quad (11.51)$$

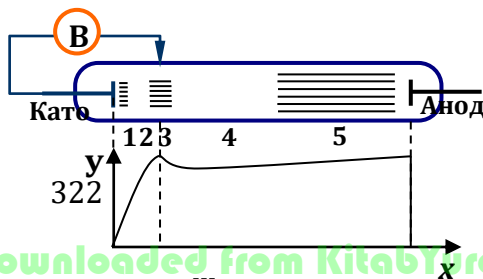
kimi hesablanır. Müstəqil boşalmanın başlanması ifadənin maksimumuna-məxrəcin ən kiçik (sıfır) qiymətinə uyğun gəlir:

$$\gamma(e^{cd} - 1) = 1 \quad (11.52)$$

Bu halda  $n_a \rightarrow \infty$  olduğundan, dövrdə cərəyanı məhdudlaşdırmaq üçün boşalma öyüğüna əlavə  $R_y$  yük müqaviməti qoşulur.

Qazboşalmanın *alovsuz(səyriyən), qığılçımlı, qövs və tac* boşalmaları kimi növləri fərqləndirilir.

**Səyriyən boşalma** uzunluğu  $\sim 0,5 m$  olan borularda kiçik təzyiqlərə qədər seyrəkləşdirilmiş qaza yüksək ( $\sim 1000V$ ) gərginlik tətbiq olunduqda yaranır. Qazın təzyiqi  $50 mm Hg$  olduqda işıqlanan telciklər katodla anodu birləşdirir. Təzyiqin sonrakı azalması telciklərin yoğunlaşmasına səbəb olur və  $\sim 5 mm Hg$  təzyiqində boru bütövlükdə işıqlanaraq səyriyən boşalmanı yaradır. Boşalma sütununun əsas hissələri və tətbiq olunmuş gərginliyin boru üzrə paylanması şəkil 11.23-də təsvir olunmuşdur. Tətbiq olunmuş gərginlik əsasən 1 *katodyanı qat* ilə 3 *səyriyən işıqlanma* arasında 2 *katod qarantığına* düşür. Bu üç



qat boşalmanın katod hissəsi adlanır. Səyriyən işıqlanma (3) ilə 5 işıqlanan anod sütunu arasında 4 Faradey qaranlıq fəzası yerləşir. Borunun əksər hissəsi işıqlanan müsbət anod sütunu ilə dolur. Müstəqil qaz boşalmasına səbəb olan hər iki amil-ikinci elektron emissiyası və zərbə ionlaşması katodətrafı fəzada baş verir. Boruda təzyiq çox kiçik ( $\sim 0,001 \text{ mm Hg}$ ) həddə qədər azaldıqda (2) katod qaranlıq fəzası genişlənərək bütün borunu tutur.

Katod ətrafında işıqlanmaların səbəbi nisbətən az enerji yığan elektronların qaz molekulları ilə toqquşaraq onları *həyəcanlaşdırması* və bu molekuların əsas hala qayıdaraq şüaburaxmasıdır. Elektronların yığıdığı enerji böyük olduqda toqquşmada ionlaşdırma ehtimalı daha böyük olur və işıqlanma aradan qalxır. Burada çoxlu sayda müsbət ion yığılaraq fəza yükü əmələ gəltirməsi gərginliyin şəkil 11.23-də göstərilən kimi paylanmasını təmin edir. Səyriyən boşalma qatı çoxlu miqdarda müsbət ionlar və mənfi yüklü elektronlarla dolsa da, yekun yük sıfır olur. Elektrik cəhətdən neytral müsbət və mənfi sərbəst yüklərin məcmusu **plazma** adlanır. Bu hissədə işıqlanma rekombinasiya nəticəsində baş verir. Elektronlarla müsbət ionların rekombinasiyasıda ayrılan enerji fotonlar şəklində şüalanır.

Səyriyən boşalmadan qazboşalma borucuqları kimi küçə reklamlarında istifadə olunur. *Ne* -qırmızı, *Ar* -göy-yaşıl və s. rənglər verməsi reklamın əlvan rəngini təmin edir. Səyriyən boşalma həmçinin *katod şüaları* (elektron seli), katodolüminessensiya-elektronların təsiri ilə maddələrin işıqlanması, *kanal şüaları* (müsbət ionlar seli) almağa imkan yaradır.

**Qövs boşalması.** İlk olaraq 1802-ci ildə rus fiziki V.Petrov iki birləşmiş kömür elektrodu dövrəyə qoşduqdan sonra bir qədər aralayaraq onlar arasında gözqamaşdırıcı parlaq işıqlanma müşahidə etmişdir. Üfqü elektrodlar arasında işıqlanma bir qədər əyilərək qövs forması aldığından,

*elektrik qövsü* adlanır. Qövsdə cərəyan şiddəti  $\sim 10^4 A$  tərtibində olur. Qövs boşalması həm alçaq ( $\sim 0,01Atm.$ ), həm də yüksək ( $\sim 10^3 Atm.$ ) təzyiqlərdə baş verə bilər. Boşalmanın səbəbi qızmış katoddan termoelektron emissiyası ilə elektronların qopması və elektrodlararası qazın yüksək temperatura qədər qızmasıdır. Elektrodlar arası yüksəktemperatrlu plazma ilə dolur, yüksəktəzyiqli qövsdə hətta  $10000K$  alınır. Yüksəkenerjili ionların katoda çarpılması onu  $\sim 3500K$ -ə qədər qızdırır. Elektronlar daha böyük enerjiyə malik olduqlarından anod daha şiddətli qızmaya məruz qalır. Bu səbəbdən anod buxarlanır və onun səthində dərinləşmiş çuxur *-krater* əmələ gəlir. Kraterdə qövsün ən parlaq işıqlanması baş verir.

**Qığılcımlı boşalma**-tətbiq olunan elektrik sahə intensivliyi verilmiş qaz üçün deşilmə sahəsinə ( $E_d$ ) bərabər olduqda yaranır. Deşilmə sahəsi qazın təzyiqindən asılıdır, hava üçün normal şəraitdə  $\sim 10^4 V/sm$  tərtibindədir. *Paşen qanununa* görə deşilmə sahəsi qazın təzyiqi artdıqca xətti qanunla artır ( $E_d/P = const$ ). Qığılcımlı boşalma parlaq işıq verən əyri xətlərdən və budaqlardan ibarət olur. Belə boşalmaya ən yaxşı misal *ildırım*dir. Kanalın uzunluğu  $\sim 10km$ , diametri  $\sim 50sm$ , davam etmə müddəti  $\sim 10^{-4} san$  olmaqla *milyonlarla Amper* cərəyan axması ilə müşayət olunur. İldırım  $\sim 100$  təkrarlanan impulsdan ibarət olduğundan bütün proses  $5 \div 6san$  davam edir. Qığılcım kanalında qazın temperaturu  $10000K$  və daha yüksək ola bilər. Yüksək temperatur qazın təzyiqinin güclü artmasına və zərbə dalğası ilə müşayət olunan güclü səsin (*göy gurultusunun*) yaranmasına səbəb olur.

**Tac boşalması**-elektrodlardan biri və ya hər ikisi sivri və ya itiüclü olarsa, o qədər də böyük olmayan elektrik sahələrində yaranır. Tac boşalmasında qazın ionlaşması və həyəcanlaşması bütün həcmdə baş vermir, yalnız iti ucun

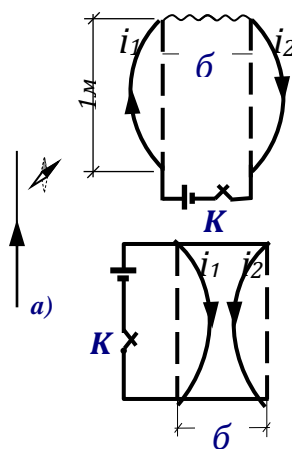
ətrafında, elektrik qüvvə xətlərinin sıxlaşdığı yerdə əmələ gəlir. Işıqlanma sivri uclu elektrodu əhatə edərək taca bənzəyir. Tac boşalması qazın tam olmayan - qismən boşalmasıdır və tətbiq olunan gərginlik artdıqda qıçılımlı boşalmaya və ya elektrik qövsünə keçir. Işıqlanmanın katod və ya anod ətrafında yaranmasından asılı olaraq müsbət və mənfi tac boşalmaları fərqləndirilir. Mənfi tac halında katod yaxınlığında işıqlanma səyriyən boşalmaya bənzəyir.

## IV BÖLMƏ. MAQNIT SAHƏSI

### XII FƏSİL. VAKUUMDA MAQNIT SAHƏSI

#### § 12.1. Cərəyanların qarşılıqlı təsiri

1820-ci ildə Ersted elektrik cərəyanının maqnit əqrəbinə istiqamətləndirici təsir göstərməsini müşahidə edərək maqnit qarşılıqlı təsiri haqda təlimin əsasını qoydu (Şəkil 12.1a). Sonradan elektrik cərəyanları arasında qarşılıqlı təsirin, iki paralel naqildən eyni istiqamətdə elektrik cərəyanı axdıqda onlar arasında cazibə, əks istiqamətdə cərəyan axdıqda isə dəfətmə qüvvəsinin yarandığı aşkara çıxarıldı. Təcrübi faktlar əsasında (şək.12.1) göstərildi ki, naqillərin vahid uzunluqları arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsinin qiyməti



Шякил

$$f = k \frac{2i_1 i_2}{b} \quad (12.1)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $i_1$  və  $i_2$  - naqillərdən axan cərəyan şiddəti,  $b$  naqillər arasında məsafə,  $k$  ifadəyə daxil olan elektrik və mexaniki kəmiyyətlərin ölçü vahidlərini əlaqələndirən mütənasiblik əmsalıdır.

Bu ifadədə  $k$  mütənasiblik əmsalını cərəyan şiddətinin ölçü vahidini seçməklə 1-ə bərabər etmək olar. Belə seçilmiş vahid  $i_{CQSM}$  **cərəyan şiddəti vahidi** adlanır və vakuumda 1 sm məsafədə yerləşən paralel naqillərin hər santimetrinin 2 dina qüvvə ilə qarşılıqlı təsirdə olmasını müəyyən edir. Lakin CQSE və BS vahidlər sistemində  $k$  ölçü vahidinə malik olmaqla, 1 -dən fərqli ədəddir. Maqnit kəmiyyətlərinin ölçü vahidləri haqda § 12.6-da məlumat veriləcək.

(12.1) ifadəsi vasitəsilə Beynəlxalq Vahidlər Sistemində (BS) elektrik kəmiyyətlərinin əsas vahidi olan **Amper** təyin olunur. Aralarındakı məsafə  $b = 1$  m olduqda  $f = 2 \cdot 10^{-7} N/m$  qiymətini alarsa,  $i_1 = i_2 = 1$  A olar. Beləliklə, **vakuumda yerləşdirilən, aralarındakı məsafə 1 metr olan iki düz naqildən cərəyan axdıqda onların 1 metr uzunluqları arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsi  $2 \cdot 10^{-7} N$  olarsa, bu naqillərin hər birindən 1 Amper cərəyan axır.** BS-də elektrik yükünün ölçüsü **kulon** törəmə vahiddir və  $1 kl = 1 A \cdot 1 san$  kimi təyin olunur. (12.1) ifadəsinə daxil olan  $k$  mütənasiblik əmsalı BS-də adlı kəmiyyət olub,  $k = 10^{-7} N \cdot A^{-2}$  ölçü vahidinə malikdir. Bəzən  $k = \mu_0 / 4\pi$  kimi işarələmə ilə (12.1) tənliyini rasionallaşdırırlar:

$$f = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2i_1 i_2}{b} \quad (12.1a)$$

Burada  $\mu_0$  maqnit sabiti adlanır, ədədi qiyməti  $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Hn} / \text{m}$  olub, heç nədən asılı olmayan univesial sabitdir.

Elektrik cərəyanlarının qarşılıqlı təsiri **maqnit sahəsi** vasitəsilə baş verir. Beləliklə, ətrafında elektrik sahəsi yaradan sükunətdə olan yüklər hərəkət edib elektrik cərəyanına səbəb olmaqla yanaşı, ətraf fəzada dəyişiklik edərək maqnit sahəsi yaradırlar. Maqnit sahəsinin yeganə xassəsi elektrik cərəyanı tərəfindən yaranaraq sahəyə gətirilən cərəyanlı naqilə təsir etməkdir.

Maqnit sahəsinin əsas parametri olaraq vahid cərəyan elementinə təsir edən qüvvəni təyin edən və  $B$  ilə işarə olunan **maqnit induksiya vektoru** adlı kəmiyyətdən istifadə olunur.

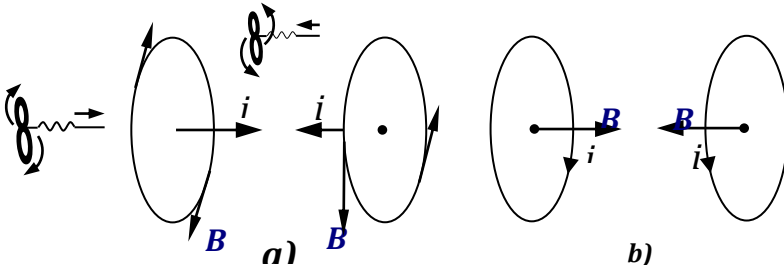
Elektrik bəhsi ilə müqayisə olunarsa,  $E$  sahə intensivliyi ilə analogi olaraq maqnit sahəsinin əsas parametri kimi  $B$  maqnit sahə intensivliyi adlandırılmalı idi. Belə adlanma tarixi mahiyyət daşıyır. Sadəcə maqnit sahəsinin intensivliyi adlandırılan  $H$ , köməkçi kəmiyyət kimi elektrik induksiya adlanan  $D$  vektoru ilə analogidir.  $B$  və  $H$  vektorları arasında əlaqə mövcuddur.

Cərəyan elementi dedikdə naqildən axan cərəyan şiddəti ilə naqilin maqnit sahəsindəki uzunluğu hasilini  $(i \cdot l)$  nəzərdə tutulur. Cərəyanlı naqil elektrik cəhətdən neytral müsbət və mənfi yüklər sistemidir ki, burada müxtəlif işarəli yüklər qarşı-qarşıya hərəkət edirlər. Maqnit sahəsi sükunətdə olan yükə təsir etmədiyindən, demək olar ki, maqnit sahəsi hərəkətdə olan yüklər tərəfindən yaradılır. Maqnit sahəsində cərəyan elementinə maksimal təsir qüvvəsi  $F_{\max}$  olarsa, maqnit induksiya və onun ölçü vahidi

$$B = \frac{F_{\max}}{i \cdot l} \Rightarrow \frac{\text{Nyuton}}{\text{Amper} \cdot \text{metr}} = \text{Tecla} \quad (12.2)$$

kimi təyin olunur.

Cərəyanlı naqilə istiqamətlənmiş təsir göstərdiyindən, maqnit induksiya vektoru kəmiyyətdir.  $B$  -nin istiqaməti onu yaradan cərəyanla sağ burğu vasitəsi ilə təyin olunur. Şəkil 12.2-də düz və çevrəvi cərəyanlar halında cərəyanın axma istiqaməti ilə  $B$  vektorunun qarşılıqlı yönəlməsi təsvir olunmuşdur.



ШЯКИЛ

Kiçik ölçüyə malik cərəyan axan çərçivə maqnit sahəsində yerləşdirilsə, sahənin istiqamətləndirici təsiri ilə çərçivənin müsbət normalı müəyyən istiqamətə yönəlir. Çərçivə üçün müsbət normal sağ burğu (*vin*t) ilə təyin olunur və  $B$  -nin istiqaməti onunla üst-üstə düşür (şəkil 12.2, b). Çərçivə maqnit sahəsində döndüyündən ona  $M$  fırladıcı moment təsir edir ki, onun maksimal qiyməti çərçivənin  $S$  sahəsindən və ondan axan  $i$  cərəyanından asılı olur.  $P_m = iS$  çərçivənin normalı istiqamətində yönələn və ölçü vahidi  $A \cdot m^2$  olan vektor - **maqnit momenti** adlanır. Bu halda maqnit induksiya

$$B = \frac{M_{\max}}{P_m} \quad (12.3)$$

kimi təyin olunur. Elektrik sahəsi ilə müqayisə edilərsə, maqnit momenti elektrik dipolunun dipol momenti ( $p = q \cdot l$ ) ilə analogi olduğunu görürük.

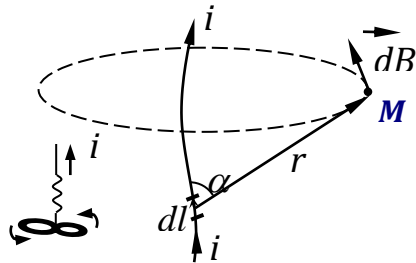


Elektrik sahəsi kimi maqnit sahəsi də qüvvə xətləri ilə xarakterizə olunur. Qüvvə xətlərinin hər bir nöqtəsində çəkilən toxunan  $B$  vektorunun istiqamətini, qüvvə xətlərinin sıxlığı isə onun modulunu təyin edir. Əlbəttə, maqnit induksiyası birqiymətli təyin olunduğundan qüvvə xətləri heç vəhclə kəsişə bilməzlər.

## § 12.2. Bio-Savar və Laplas qanunu

Bio və Savar 1820-ci ildə müxtəlif formaya malik cərəyan elementlərinin yaratdıqları maqnit sahələrini tədqiq edərək göstəmişlər ki, bütün hallarda  $B$  həm cərəyan şiddətindən, həm də cərəyan axan naqildən sahə təyin olunan nöqtəyə qədər olan məsafədən asılı olmaqla, müxtəlif cərəyan elementlərinin yaratdığı

maqnit sahələrinin cəmi kimi təyin olunur. Laplas nəzəriyyəçi idi və göstərilən təcrübi nəticələri təhlil edərək maqnit induksiya vektoru üçün empirik düstur yazdı və göstərdi ki, verilmiş nöqtədə maqnit induksiyası ayrı-ayrı



Шякил

cərəyan elementlərinin yaratdığı  $B$  -lərin vektorial cəmi kimi təyin olunur, yəni maqnit induksiya vektoru üçün *superpozisiya prinsipi* ödənilir:

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \vec{B}_3 + \dots + \vec{B}_n \quad (12.4)$$

Elementar  $i \cdot dl$  cərəyan elementindən  $r$  məsafədə yerləşən  $M$  nöqtəsində sərəyanın yaratdığı maqnit induksiyası üçün (şəkil 12.3) Laplas

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{i[\vec{dl} \cdot \vec{r}]}{r^3} \quad (12.5)$$

ifadəsini yazdı. Göründüyü kimi  $d\vec{B}$  həm  $r$ -ə, həm də  $dl$ -ə (*həmçinin  $r$  və  $dl$  yerləşən müstəviyə*) perpendikulyardır, istiqaməti isə **sağ burğu** ilə təyin olunur (şəkil 12.3): *burğunun tiyəsinin cərəyan axan istiqamətdə hərəkət etməsi üçün dəstəyin fırlanma istiqaməti maqnit sahəsinin ( $\vec{B}$  vektorunun) istiqamətini təyin edir.* (12.5) tənliyi Bio-Savar-Laplas qanununu ifadə edir və skalyar şəkildə aşağıdakı kimi yazılır:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{i \cdot dl \cdot \sin \alpha}{r^2} \quad (12.6)$$

Lazım gəldikdə (12.6) tənliyi maqnit sahə intensivliyi  $H$  üçün yazıla bilər. Sonrakı şərhə göstərəcəyik ki, vakuum üçün  $H = B / \mu_0$  kimi təyin olunur və bu vektor üçün (12.6) tənliyi

$$dH = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{i \cdot dl \cdot \sin \alpha}{r^2} \quad (12.7)$$

şəklini alır. Bu tənliklərdən istifadə edərək xüsusi hallar üçün maqnit sahəsini hesablamaq mümkündür.

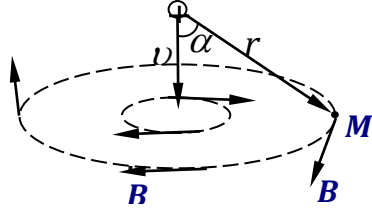
**Hərəkət edən yükün maqnit sahəsi.** Yükdaşıyıcıların konsentrasiyası  $n$ , en kəsiyinin sahəsi  $S$  olan naqildə  $v$  sürəti ilə  $q$  yükü hərəkət etdikdə axan cərəyan  $i = qnSv$  kimi təyin olunduğundan, (12.6) tənliyi

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{qnSv \cdot dl \cdot \sin \alpha}{r^2} \quad (12.8)$$

olar.  $S \cdot dl \cdot n = N$  cərəyanda iştirak edən yükdaşıyıcıların ümumi sayı olduğundan, hər bir hərəkət edən yüklü zərrəciyə uyğun gələn maqnit sahəsi

$$\vec{B} = \frac{d\vec{B}}{N} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{q[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{r^3} \quad (12.9)$$

kimi təyin olunur (şəkil 12.4). Göründüyü kimi, hərəkət edən yükün  $M$  nöqtəsində yaratdığı maqnit induksiyası hərəkət istiqamətinə və radius vektora perpendikulyar olmaqla  $r$  və  $v$  vektorları yerləşən müstəvinin normalı istiqamətində yönəlir. Nəzərə almaq lazımdır ki, maqnit sahəsi sonlu  $c$  sürəti ilə yayılır və sahənin  $M$

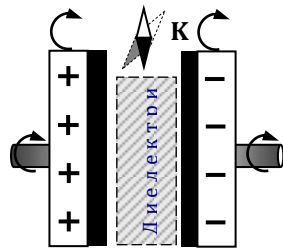


Шякил 12.

nöqtəsinə çatması üçün  $\tau = r/c$  zamanı tələb olunur. Bu müddət ərzində yüklü zərrəcik  $l = v \cdot \tau$  məsafəsi qət etdiyindən,  $M$  nöqtəsinə nəzərən vəziyyəti dəyişəcək və buna görə (12.9) düsturundan istifadə etmək olmaz. Yalnız  $l \ll r$  şərti ödənilərsə (bu isə  $v \ll c$  şərtinə uyğun gəlir), sahənin gecikməsini nəzərə almamaq olar və bu halda (12.9) tənliyindən dəqiqliklə istifadə oluna bilər.

Hərəkət edən yükün və cərəyanın maqnit sahəsi yaratmasını təcrübi olaraq Eyxenvald və A.F.Ioffe nümayiş etdirmişlər. Eyxenvald təcrübəsində köynəkləri müəyyən tezliklə fırlana bilən  $C$  tutumlu kondensatordan istifadə olunur (şəkil 12.5). Kondensator gərginlik mənbəyinə qoşularaq  $q = C \cdot U$  miqdarında yük yığır. Dövrədən açılan kondensator  $v$  tezliyi ilə fırladılsa, bu yük baxılan en kəsiyindən 1 saniyədə  $v$  dəfə keçdiyindən, yaranan konverksiya cərəyanı şıxlığı  $I = q \cdot v$  olar.

Təcrübələr göstərir ki, kondensator köynəklərindən biri və ya hər ikisi fırlandıqda  $K$  maqnit əqrəbi dönür

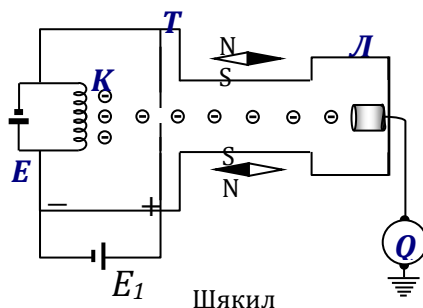


Шякил

və dönmə bucağı həm kondensatorda yığılan yükün miqdarı, həm də fırlanma tezliyiyi böyük olduqca daha da çox olur. Köynəkləri tormozlayıb sürətini azaltdıqda maqnit əqrəbinin dönməsi zəifləyir, dayandıqda isə əqrəb ilkin vəziyyətə qayıdır. Əgər kondensator köynəklərini sükunətdə saxlayaraq ondan yuxarıda göstərilən şiddətli cərəyan buraxılırsa, maqnit əqrəbi həmin qədər dönmür. Köynəklər arası dielektriklə doldurularsa, kondensator yükləndikdə dielektrikin səthində induksiyanlanmış bağlı yüklər yaranır. Dielektrik fırladıldıqda maqnit əqrəbinin xeyli zəif döndüyü müşahidə olunur. Müsbət və mənfi bağlı yüklərin eyni istiqamətdə fırlanması, onların yaratdığı maqnit sahələrinin biri birini qismən kompensə etməsinə səbəb olur. Beləliklə, *Eyxenvald təcrübi olaraq həm bağlı, həm də sərbəst elektrik yüklərinin istənilən hərəkəti zamanı maqnit sahəsi yaratmasını, yaranan maqnit sahəsi üçün superpozisiya prinsipinin doğruluğunu, bu sahənin Bio-Savar-Laplas tənliyi ilə hesablamağın mümkünliyünü sübuta yetirdi.*

A.F.Ioffe vakuumda elektronların hərəkətinin maqnit sahəsi yaratmasını sübut etmişdir (şəkil 12.6).  $E$  mənbəyi ilə qızdırılan katoddan buxarlanan elektronlar *katod* ( $K$ ) -*tor* ( $T$ ) aralığında

sürətləndirilərək  $L$  elektronşua borusunda hərəkət edirlər. Elektronların sürəti  $E_1$  mənbəyinin gərginliyini dəyişməklə tənzimləyə bilər. Elektronların yaratdığı cərəyan  $Q$

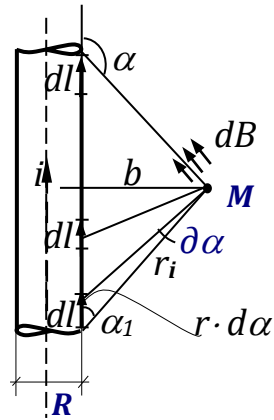


qalvanometri vasitəsi ilə ölçülür. Təcrübələr göstərdi ki, boruda elektronların axını zamanı maqnit əqrəbləri müəyyən bucaq qədər dönmür və dönmə bucağı qalvanometrin göstərişindən (*elektronların sayından*) və  $K - T$  arasındakı

gərginlikdən (*elektronların sürətindən*) asılıdır. Elektron şüa borusunu düz naqillə əvəz edərək qalvanometrin göstərişinə bərabər cəryan buraxdıqda, maqnit əqrəbinin eyni bucaq qədər dönməsi hər iki halda maqnit sahəsinin eyni qiymətə malik olmasını nümayiş etdirir.

Beləliklə, istənilən yükün hərəkəti zamanı yaranan maqnit sahəsi Bio-Savar-Laplas tənliyi ilə təyin oluna bilər. Bio-Savar-Laplas tənliyi maqnetizmdə elektrostatikadakı nöqtəvi yükün sahə intensivliyinin  $\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}$  ifadəsinin oynadığı rolu icra edir. Bundan istifadə edərək konkret hallar üçün maqnit induksiyasını hesablamaq mümkündür.

**Düz cərəyanın maqnit sahəsi.** Uzunluğu  $l$ , radiusu  $R$  olan düz naqilin oxundan  $b$  məsafədə yerləşən  $M$  nöqtəsində naqildən axan  $i$  cərəyanının yaratdığı maqnit induksiyasını hesablayaq (şəkil 12.7). Əvvəl  $b \gg R$  olan hala baxaq. Naqili şəkildə göstərilən kimi  $dl_1, dl_2, dl_3, \dots, dl_n$  kimi cərəyan elementlərinə ayıraraq, hər bir elementin  $M$  nöqtəsində yaratdığı  $dB_i$  maqnit



Шякил

induksiyalarını və onların istiqamətlərini təyin edək. Şəkildən görüldüyü kimi, ayrılan bütün cərəyan elementlərinin yaratdıqları maqnit sahəsinin induksiya vektorları şəkil müstəvisinə perpendikulyar olmaqla öz aralarında paraleldirlər. Paralel vektorların cəmi onların modulları cəminə bərabər olduğundan, hesablama üçün (12.4) superpazisiya prinsipində vektorial cəmi hesabi cəmlə əvəz edərək yekun sahəni inteqrallama vasitəsi ilə təyin edə bilərik.

Naqilin cərəyan elementlərinin aşağıdan yuxarıya radius vektorla ilkin əmələ gətirdiyi bucaqlar  $\alpha_1$  sonuncu isə  $\alpha_2$ -yə bərabər olduğu götürülsə,  $M$  nöqtəsində inuksiya vektoru

$$B_M = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} dB_i; \quad dB_i = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{i \cdot dl_i \cdot \sin \alpha_i}{r_i^2} \quad (12.10)$$

ifadələri əsasında şəkil 12.7-dən istifadə etməklə hesablanıla bilər.  $dl_i$ -ni səkildən təyin edib (12.10) ifadəsində nəzərə alaraq  $M$  nöqtəsində yekun sahəni təyin edək:

$$\sin \alpha_i = \frac{b}{r_i}; \quad \sin \alpha_i = \frac{r_i \cdot d\alpha_i}{dl_i} \Rightarrow dl_i = \frac{r_i^2 \cdot d\alpha_i}{b} \quad (12.11)$$

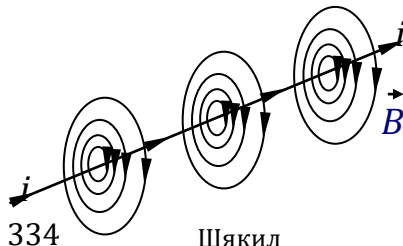
$$dB_i = \frac{\mu_0 i}{4\pi b} \sin \alpha_i \cdot d\alpha_i; \quad (12.12)$$

$$B_M = \frac{\mu_0 i}{4\pi b} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha \cdot d\alpha \Rightarrow B_M = \frac{\mu_0 i}{4\pi b} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2)$$

Bu ifadəni təhlil edək. Tutaq ki, naqıl **sonsuz uzundur**. Onda  $\alpha_1 = 0 \Rightarrow \cos \alpha_1 = 1$  və  $\alpha_2 = 180^\circ \Rightarrow \cos \alpha_2 = -1$  qiymətləri nəzərə alınmaqla, sonsuz uzun naqilin oxundan  $b$  məsafədə yaratdığı maqnit induksiya və intensivliyi

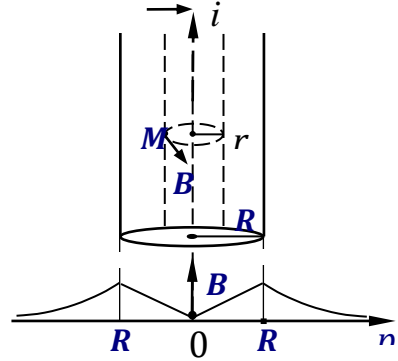
$$B = \frac{\mu_0 i}{2\pi b}; \quad H = \frac{i}{2\pi b} \quad (12.13)$$

ifadələri ilə təyin olunur. Bu ifadədən görünür ki, mərkəzi naqilin oxunda olan  $b$  radiuslu çevrə üzərindəki bütün nöqtələrdə maqnit induksiya vektorunun modulu (*ədədi qiyməti*) eynidir. Deməli, *düz cərəyanın yaratdığı maqnit sahəsinin qüvvə xətləri mərkəzi naqilin oxunda olan konsentrik*



çevrələr kimi təsvir oluna bilər (şəkil 12.8). Naqildən uzaqlaşdıqca maqnit sahəsi zəifləyir və buna görə də çevrələr arasında məsafə artır. Sonsuz naqıl halında oxu cərəyandaşıyıcı naqıl olan silindrin yan səthinin bütün nöqtələrində maqnit induksiyasının ədədi qiyməti (*modulu*) eyni olmalıdır.

Əgər  $r < R$  şərti ödənilərsə,  $M$  nöqtəsi naqilin daxilinə düşər (şəkil 12.9) və bu halda maqnit induksiya vektorunun qiyməti (12.13) ifadəsi ilə təyin olunan qiymətdən fərqlənər. Bu halda cərəyanın maqnit sahəsini hesablamaq üçün radiusu  $r$  olan silindrin daxilindəki cərəyanların yaratdığı maqnit sahələrini toplamaq lazımdır.



Шякил 12.9.

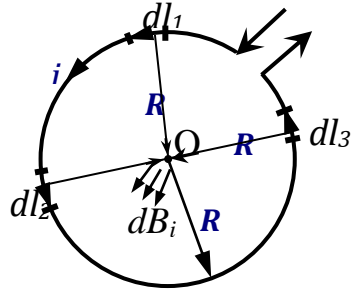
Naqilin daxilində silindrin əhatə etdiyi cərəyanı təyin etmək üçün cərəyan sıxlığından istifadə edək:  $i = j \cdot S \Rightarrow i = j \cdot \pi R^2$ . Səthində  $M$  nöqtəsi yerləşən silindrin oturacaq dairəsinin sahəsi  $\pi r^2$  olduğundan, onun əhatə etdiyi cərəyanın qiyməti  $i' = j \cdot \pi r^2$  olar. Düz cərəyanın maqnit sahəsi üçün (12.13) ifadəsində  $b \rightarrow r$  olduğu nəzərə alınarsa, naqilin daxilində onun oxundan  $r$  məsafədə yerləşən nöqtədə maqnit sahəsinin induksiya vektoru üçün

$$B_{dax} = \frac{\mu_0}{2\pi r} \cdot j \cdot \pi r^2 \Rightarrow B_{dax} = \frac{\mu_0 j r}{2} = \frac{\mu_0 i}{2\pi R^2} \cdot r \quad (12.14)$$

ifadəsini alarıq. Göründüyü kimi, naqilin daxilində yerləşməklə onun oxundan səthinə doğru hərəkət etdikcə maqnit sahəsi xətti qanunla artır və səthdə ən böyük qiymətə malik olur. Naqilin səthindən uzaqlaşdıqca maqnit sahəsi

(12.13) ifadəsinə görə tərs mütənasib asılılıqla azalır. Naqilin oxuna perpendikulyar müstəvi üzrə yekun  $B(r)$  asılılığı şəkil 12.9-da təsvir olunmuşdur.

**Çevrəvi cərəyan.** Radiusu  $R$  olan çevrə şəklində cərəyanlı naqilin yaratdığı maqnit sahəsini hesablayaq. Əvvəlcə çevrənin mərkəzi  $O$  nöqtəsində  $B$  vektorunu təyin edək (şəkil 12.10). Çevrəni elementar  $dl_1, dl_2, dl_3, \dots, dl_i$  hissələrinə ayıraraq, hər bir cərəyan elementinin  $O$  nöqtəsində yaratdığı  $dB_i$  sahələrinin istiqamətlərinə nəzər yetirək. Bütün cərəyan elementləri fırlanma istiqaməti ilə paralel olduqlarından, yaranan maqnit sahəsinin burğu qaydası ilə təyin olunan induksiya vektoru şəkil müstəvisinə perpendikulyar olmaqla bizə doğru yönəlməlidir.



Шякил

Beləliklə, bütün cərəyan elementlərinin yaratdığı elementar maqnit sahələrinin induksiya vektorları bir-birinə paraleldirlər və yekun sahəni superpozisiya prinsipi əsasında təyin edərkən vektoru cəmi hesabi cəmlə əvəz etmək mümkündür.  $O$  nöqtəsində maqnit induksiya vektorunun modulunu elementar cərəyan elementinin yaratdığı  $dB_i$  sahəsini qapalı kontur üzrə inteqrallamaqla təyin edə bilərik.

$$B_o = \oint dB_i \quad (12.15)$$

Digər tərəfdən,  $dl$  cərəyan elementləri radiusa perpendikulyardırlar.  $dl \perp R$ ,  $\alpha = \pi/2$  və  $\sin \alpha = 1$  şərtini Bio-Savar-Laplas təliyinin (12.6) ifadəsində yerinə yazsaq, (12.15) ifadəsi



$$B_o = \oint \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{i}{R^2} \cdot dl = \frac{\mu_0 i}{4\pi R^2} \oint dl \quad (12.16)$$

şəklinə düşər. Nəzərə alınsa ki,  $\oint dl = 2\pi R$  cərəyan çevrəsinin uzunluğunu təyin edir,  $O$  nöqtəsində yekun maqnit induksiyası və sahə intensivliyi

$$B_o = \frac{\mu_0 i}{2R}; \quad H_o = \frac{i}{2R} \quad (12.17)$$

ifadəsi ilə təyin olunurlar. Beləliklə, məlum radiuslu çevrəvi cərəyanlı konturun mərkəzində maqnit induksiyası çevrənin əhatə etdiyi səthin müsbət normalı istiqaməti üzrə yönəlməklə, yalnız konturdan axan cərəyan şiddətinin qiyməti ilə təyin olunur. Çevrəvi konturun maqnit momenti  $P_m = i \cdot \pi R^2$  nəzərə alınarsa, çevrəvi cərəyanın maqnit sahəsi

$$B_o = \frac{\mu_0 P_m}{2\pi R^3} \quad (12.18)$$

olar. Göründüyü kimi, maqnit inluksiyası məsafənin **kubu** ilə tərs mütənəsbidir. Qeyd edək ki, elektrostatika bəhsində elektrik dipolunun yaratdığı elektrik sahəsi də dipol momenti ilə düz, məsafənin kubu ilə tərs mütənəsb olmaqla çevrəvi konturun maqnit sahəsinə analojidir.

Maqnit sahəsinin təyin olunduğu  $M$  nöqtəsi çevrəvi konturun mərkəzindən keçən normal boyunca konturun səthindən  $x$  məsafədə yerləşdikdə (şəkil 12.11) maqnit induksiya

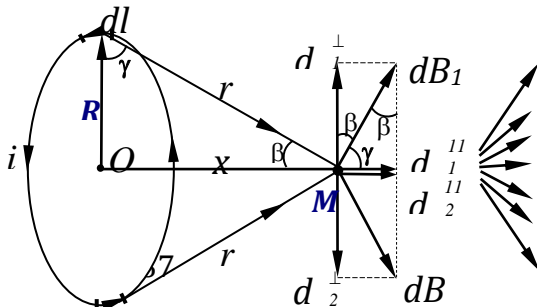
vektorunu

hesablayaq.

Kontur çevrəsini

$dl_1, dl_2, dl_3, \dots, dl_i$

cərəyan



elementlərinə ayıraq. Bu elementlərin hamısından sahə təyin olunacaq  $M$  nöqtəsinə qədər məsafə  $r$  -ə bərabər olmaqla (*konusun doğuranları kimi*) həm də  $dl \perp r$  şərti ödənilir ( $\alpha = 90^\circ$ ;  $\sin \alpha = 1$ ).  $M$  nöqtəsində  $\vec{B}$  vektorunu təyin etmək üçün  $dl_i$  cərəyan elementlərinin hər birinin  $M$  nöqtəsində yaratdıqları  $dB_i$  maqnit sahələrinin istiqamətlərini təyin elərək həndəsi toplamalıyıq.  $dB_i$  vektorları şəkil 12.11-də göstərildiyi kimi həm  $r$ -ə, həm də  $dl$ -ə perpendikulyar olmaqla  $M$  nöqtəsində göstərilən kimi simmetriya oxu  $OM$  olan «*yelpiyəbənzər*» quruluş təşkil edirlər (şəkil 12.11, b). Hər bir  $dB_i$  elementar maqnit sahəsini konturun normalına perpendikulyar  $dB_i^\perp$  və paralel  $dB_i^\parallel$  olmaqla toplananlara ayıraq. Cərəyan çevrəsi üzərində hər bir  $dl_1$  elementinə diametrial simmetrik  $dl_2$  elementi mövcud olduğundan, bu cut elementlərin maqnit sahələrinin perpendikulyar toplananları qiymətcə eyni, istiqamətcə əks olaraq biri birini kompensə edəcəklər. Çevrədə götürülmüş bütün elementlərin yaratdığı maqnit sahələrinin paralel toplananları isə eyni istiqamətdə olmaqla biri-birini gücləndirəcəklər. Beləliklə, cərəyanlı konturun  $M$  nöqtəsində yaratdığı yekun maqnit sahəsi  $dB_i^\parallel$  sahələrinin cəbri cəmi kimi  $B_M = \oint dB_i^\parallel$  inteqralı ilə hesablanı bilər. Şəkildən görüldüyü kimi, müxtəlif üçbucaqlarda  $\beta$  bucaqlarının uyğun tərəfləri perpendikulyar olduğu üçün bərabərdirlər və  $dB_i^\parallel = dB_i \sin \beta$ ;  $\sin \beta = R/r$  kimi təyin etmək olar. Bu ifadələri və  $dB$  üçün Bio-Savar-Laplas tənliyinin (12.6) ifadəsini inteqralda nəzərə alaraq  $M$  nöqtəsində yekun maqnit sahəsini təyin edən ifadə alırıq:

$$B_M = \oint \frac{\mu_0 i \cdot dl}{4\pi r^2} \cdot \frac{R}{r} \Rightarrow B_M = \frac{\mu_0 i R}{4\pi r^3} \oint dl \Rightarrow B_M = \frac{\mu_0 i R}{4\pi r^3} \cdot 2\pi R$$

(12.19)

Bu ifadənin alınmasında

$$\oint dl = 2\pi R \quad \text{çevrənin}$$

uzunluğuna bərabər olması

nəzərə alınmışdır. Şəkildən

$$r^2 = R^2 + x^2 \quad \text{və konturun maqnit momentinin } P_m = i\pi R^2$$

olduğunu nəzərə alaq:

$$B = \frac{\mu_0 i R^2}{2(R^2 + x^2)^{3/2}} \Rightarrow B = \frac{\mu_0 P_m}{2\pi(x^2 + R^2)^{3/2}} \quad (12.20)$$

Göründüyü kimi,  $M$  nöqtəsində maqnit induksiya konturun maqnit momenti ilə düz, konturun mərkəzindən olan  $x$  məsafəsinin kubu ilə tərs mütənəsibdir. Konturun radiusu çox kiçik olarsa ( $x \gg R$  şərti ödənilərsə), (12.20) ifadəsi

$$B = \frac{\mu_0 P_m}{2\pi x^3} \quad (12.21)$$

kimi yazılar.  $x=0$  olarsa, çevrənin mərkəzi üçün (12.20) ifadəsi (12.18) düsturuna çevrilər. Bu ifadələr əsasında çevrəvi cərəyanın qüvvə xətləri şəkil 12.12-də təsvir olunmuşdur. Maqnit induksiya vektorunun istiqaməti burğu qaydası ilə təyin olunur, konturun maqnit momenti ilə eyni istiqamətində yönəlmişdir.

### § 12.3. Maqnit sahəsində cərəyanlı naqilə təsir edən qüvvə. Amper qanunu

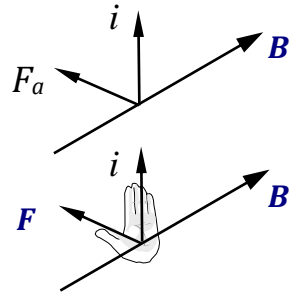
Maqnit sahəsinin cərəyanlı naqilə təsiri M.Amper tərəfindən öyrənilmişdir. O, təcrübələr vasitəsi ilə müəyyən

etmişdir ki, maqnit sahəsində cərəyanlı naqilə təsir qüvvəsi,  $B$  maqnit induksiya ilə yanaşı naqildən axan  $i$  cərəyan şiddəti, naqilin sahədə yerləşən  $dl$  uzunluğundan və maqnit sahəsinin induksiya vektoru ilə cərəyan elementi arasındakı bucaqdan asılıdır. Ən böyük qüvvə  $dl \perp B$  olduqda əmələ gəlir,  $dl \parallel B$  olduda isə qarşılıqlı təsir baş vermir, yəni maqnit sahəsi cərəyan elementinin yalnız perpendikulyar toplananı ilə qarşılıqlı təsirdə olur. Bu müşahidələrin yekunu olaraq Amper qarşılıqlı təsir qüvvəsi üçün

$$F_a = i \cdot dl \cdot B \cdot \sin \alpha, \text{ vektoru isə } \vec{F}_a = i [d\vec{l} \cdot \vec{B}] \quad (12.22)$$

ifadələrini yazmışdır. Burada  $\alpha$  -  $dl$  ilə  $B$  vektorları arasındakı bucaqdır. Bu ifadə **Amper qanunudur**.

Göründüyü kimi, Amper qüvvəsi həm sahəyə gətirilən cərəyan elementinə, həm də maqnit induksiya, yəni onlar yerləşən müstəviyə perpendikulyardır. Üç qarşılıqlı perpendikulyar vektoru təsvir

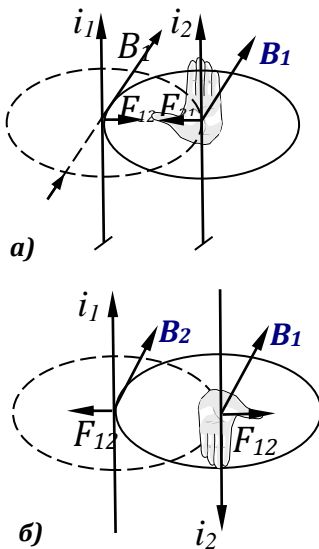


Шякил

etmək üçün fəzanın üç istiqaməti götürülür. Bunun üçün insanın əlindən istifadə oluna bilər, çünki əlin içi, tam açılmış baş barmaq və 4 düz barmaq baxılan üç qarşılıqlı istiqaməti təyin edir.

Amper qüvvəsinin istiqaməti **sol əl qaydası** əsasında təyin olunur:  $B$  xətləri ovuca daxil olduqda açılmış 4 barmaq cərəyan elementi ilə eyni istiqamətdə olarsa, açılmış perpendikulyar baş barmaq Amper qüvvəsinin istiqamətini müəyyənləşdirər (şəkil 12.13).

Amper qanunundan istifadə edərək şəkil 12.1-də təsvir olunan və aralarında məsafə  $b$  olan paralel cərəyanlı naqillərin qarşılıqlı təsirini nəzərdən keçirək. Şəkil 12.14-də göstərildiyi kimi,  $i_1$  cərəyanı axan birinci naqıl öz ətrafında induksiyası (12.13) ifadəsi ilə təyin olunan və şəkil müstəvisinə  $\perp$  yönələn  $B_1$  maqnit sahəsi yaradır. İkinci naqıldən axan  $i_2$  cərəyanı  $i_1$  ilə eyni istiqamətdə olarsa, sol əl qaydasına görə  $F_{12}$  qüvvəsi şəkil 12.14 a-da göstərilən kimi digər naqilə yönəlir, yəni cazibə xarakterli olar. Cərəyanların antiparalel olması şəkil 12.14,b halına uyğun gəlir və göründüyü kimi qarşılıqlı təsir itələmə xarakteri daşıyır. Eyni mülahizə ilə  $F_{21}$  qüvvələri alınır. Cazibə və dəfətmə qarşılıqlı təsirləri modulca bərabərdir, vahid uzunluğa düşən qüvvə isə



Шякил

şəklində təyin olunur. Bu ifadə təcrübi (12.1) düsturu ilə üst-üstə düşür.

## § 12.4. Lorens qüvvəsi

Maqnit sahəsi hərəkət edən yüklü zərrəciyə qüvvə ilə təsir edir və bu qüvvə zərrəciyin  $q$  yükü,  $v$  - hərəkət sürəti, zərrəciyin yeləşdiyi nötədə maqnit sahəsinin  $B$  induksiyasından və  $B$  ilə  $v$  arasında bucaqdan asılı olur. Naqıldən cərəyan axdıqda yükdaşıyıcılar xotik istilik hərəkəti

ilə yanaşı istiqamətlənmiş drejf hərəkəti icra edirlər. Bu nöqtəyi-nəzərdən maqnit sahəsinin cərəyanlı naqilə təsiri ilə  $B$ -nin hərəkət edən yüklü zərrəciklərə təsiri kimi təqdim oluna bilər. Amper qüvvəsində cərəyan şiddətinin  $i = qnSv$  kimi məlum ifadəsindən istifadə edərək, maqnit sahəsinin ayrıca götürülmüş yüklü zərrəciyə təsir qüvvəsini təyin edərək.

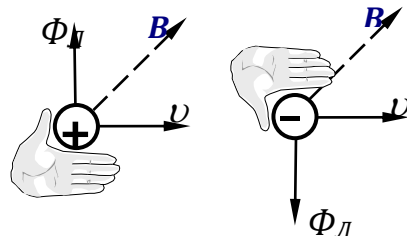
$$d\vec{f} = i[dl \cdot B] \Rightarrow d\vec{f} = q \cdot n \cdot S \cdot dl[\vec{v}\vec{B}] = N \cdot q[\vec{v}\vec{B}]$$

Bir zərrəciyə təsir edən qüvvə isə,

$$\vec{F}_L = \frac{d\vec{f}}{N} = q[\vec{v}\vec{B}] = qvB \cdot \sin \alpha \quad (12.24)$$

kimi təyin olunur. Burada  $\alpha$  -  $v$  ilə  $B$  arasındakı bucaq,  $N = nSdl$  keçiricilikdə iştirak edən yükdaşıyıcıların ümumi sayıdır. (12.24) ifadəsi ilə təyin olunan qüvvə **Lorens qüvvəsi** adlanır. Bu qüvvə həm  $B$  vektoruna, həm də yükdaşıyıcıların istiqamətlənmiş hərəkətinə perpenlikulyar olmaqla müsbət yük üçün **sol əl qaydası** ilə təyin olunur: (Şəkil 12.15, *maqnit sahəsi şəkil müstəvisinə daxil olur*)- açılmış 4 barmaq müsbət yükün hərəkət istiqaməti ilə üst-üstə düşdükdə, maqnit induksiya xətləri ovuca

daxil olarsa, şax açılmış baş barmaq Lorens qüvvəsinin istiqamətini göstərəcəkdir. Əgər baxılan yüklü zərrəcik mənfi yükə malik olarsa, məsələn hərəkət edən elektrona təsir edən



Шякил

Lorens qüvvəsi, bütün şərtlər dəyişilmədən Lorens qüvvəsi **sağ əl qaydası** ilə təyin oluna bilər (şəkil 12.15).

Göründüyü kimi, maqnit induksiyası ilə yükdaşıyıcının hərəkət istiqaməti paralel və ya antiparalel olarsa, Lorens qüvvəsi sıfır olur, yəni maqnit sahəsi yalnız sürətin perpendikulyar toplananına təsir edərək onu müəyyən qədər dönməyə sövq edir. Maqnit sahəsinə perpendikulyar hərəkət edən yüklü zərrəcik  $R$  radiuslu çevrə boyunca fırlanmağa başlayar və Lorens qüvvəsi mərkəzəqaçma qüvvəsi ilə tarazlaşar:

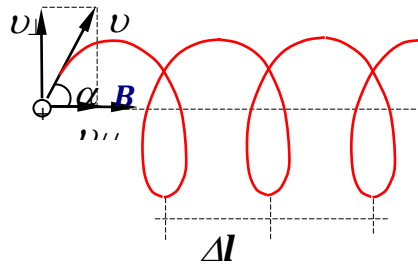
$$qvB = \frac{mv^2}{R} \Rightarrow R = \frac{mv}{qB} \quad (12.25)$$

Göründüyü kimi, zərrəciyin trayektoriyasının radiusu onun yükü və kütləsi ilə yanaşı,  $B$  maqnit induksiyasından asılıdır. Buna görə də, maqnit sahəsi vasitəsilə zərrəciyin hərəkətini idarə etmək imkanı yaranır. Maqnit sahəsində yüklü zərrəciyin fırlanma periodunu təyin etsək,

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{qB} \quad (12.26)$$

onun sürətdən asılı olmadığını və verilmiş yükdaşıyıcı üçün yalnız  $B$  maqnit induksiyası ilə təyin olunduğu aşkarlanır.

Yüklü zərrəcik maqnit sahəsinə induksiya vektoru ilə müəyyən  $\alpha$  bucağı əmələ gətirərək daxil olarsa, maqnit sahəsi şəkil 12.16-da göstərilən kimi sürətin yalnız perpendikulyar toplananına ( $v_{\perp}$ ) təsir edərək onu  $B$  vektorunun başına fırladar, paralel toplanan hesabına isə, zərrəcik maqnit sahəsi boyunca və ya onun əksinə ( $v_{\parallel}$ ) sürəti ilə *bərabərsürətli* hərəkət edər. Yekun



Шякил 12.16.

olaraq hərəkət trayektoriyası addımı

$$\Delta l = \frac{2\pi n v \cdot \cos \alpha}{qB} \quad (12.27)$$

olan spirala uyğun gələr.

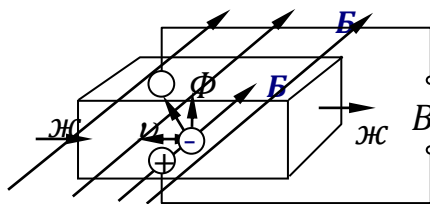
Qeyd edək ki, naqildə yükdaşıyıcılar  $\vec{v}_i$  sürəti ilə istiqamətlənmiş hərəkətlə yanaşı çox böyük sürətlə ( $v_T$ ) xaotik istilik hərəkəti icra edirlər. Bu halda zərrəciyin sürəti  $\vec{v} = \vec{v}_i + \vec{v}_T$  kimi təyin olunur. İstilik hərəkəti vektorunun orta qiyməti (*sürətin orta qiyməti yox!*) sıfıra bərabər olduğundan, bu sürətə uyğun Lorens qüvvəsi də sıfır olur. Beləliklə, Amper qüvvəsi elə cərəyan daşıyıcılarına təsir edən Lorens qüvvələrinin cəmi kimi formalaşır.

## § 12.5. Holl effekti

Maqnit sahəsinin təsiri altında cərəyan axan naqillərdə və yarımkeçiricilərdə eninə potensiallar fərqi yaranması Holl effekti adlanır. Şəkil 12.17-də təsvir olunan paralellopided şəkildə olan cərəyan axan nümunədə yükdaşıyıcıların hərəkət istiqamətinə

perpendikulyar maqnit sahəsi yaradırsa, Lorens qüvvəsinin təsiri altında cərəyan daşıyıcıları öz hərəkət trayektoriyalarını

dəyişərək yan üzlərə yığışır və nəticədə axan cərəyan azalır. Üzə yığışan yükdaşıyıcılar əlavə  $E_H$  elektrik sahəsi yaradırlar və Holl sahəsinin cərəyan daşıyıcılarına təsiri Lorens qüvvəsi ilə



Шякил



tarazlaşdıqda yükdaşıyıcıların ilkin trayektoriyasını bərpa olunur.

$$qE_H = qvB$$

Yaranan elektrik sahəsi nümunənin üzrləri arasında  $U_H$  potensiallar fərqi yaranması ilə nəticələnir:

$$U_H = E_H \cdot b = vBb.$$

Burada  $b$  nümunənin Holl sahəsi üzrə ölçüsüdür. Axan cərəyan şiddəti  $i$ , vahid səthə düşən cərəyan şiddəti kimi təyin olunan cərəyan sıxlığı  $j = i/S$  olarsa,  $i = qnSv$  və  $v = j/qn$  ifadələrindən istifadə edərək Holl gərginliyi üçün

$$U_H = \frac{1}{qn} jBb \Rightarrow U_H = R_H j b B \quad (12.28)$$

ifadəsi alınır. Burada  $R_H$  Holl sabiti adlanır və onun ölçülməsi cərəyan daşıyıcılarının konsentrasiyasını təyin etməyə imkan verir. Holl gərginliyinin qiyməti isə  $B$  maqnit induksiyasını təyin etməyə imkan yaradır ki, bu cihazlar Holl ölçücüləri (datçik) adlanır. Qeyd edək ki, Holl gərginliyi məxsusi keçiriciliyə malik yarımkeçiricilərdə daha böyük qiymətə malik olur, çünki maqnit sahəsinin keçiricilikdə iştirak edən həm elektronlara, həm də deşiklərə təsiri onları nümunənin qarşı üzrlərinə toplayır. Cərəyan daşıyıcılarının sürətinin vahid sahədə dəyişməsinə xarakterizə edən **yükdaşıyıcının yürüklüyü** Holl effekti əsasında təyin olunur. Cərəyanın istiqamətini dəyişmədən  $n$ -tip yarımkeçiricidən  $p$ -tip yarımkeçiriciliyə keçdikdə Holl sabitinin işarəsi dəyişir.

## § 12.6. Vahidlər sistemi haqqında

Elektromaqnit kəmiyyətlərinin ölçü vahidini təyin etmək üçün Beynəlxalq Vahidlər sistemdə (BS) əsas vahid olaraq

*Amper* qəbul olunmuşdur və bütün başqa kəmiyyətlərin vahidi bu əsas vahid vasitəsi ilə ifadə olunur. BS -də maqnit induksiyasının vahidi *Tesla* (*Tl*) adlanır və  $1 \text{ Tl} = \frac{1N}{1A \cdot 1m}$  kimi təyin olunur. Bu sistemdə sahə intensivliyi  $H = \frac{i}{2\pi b}$  kimi təyin olunduğundan, onun ölçü vahidi 1 A cərəyan şiddətinə malik düz naqilin öz oxundan  $\frac{1}{2\pi}m$  məsafədə yarıdığı maqnit sahəsi kimi  $A/m$  olacaqdır. BS-də  $B = \mu_0 H$  olduğundan,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} N/A^2$  kimi adlı kəmiyyət olaraq *Tl* ilə  $A/m$  arasında əlaqə yaradır. Bu sistemdə elektrik yükünün vahidi- *Kulon* törəmə vahid olaraq  $1 \text{ kl} = 1 A \cdot 1 \text{ san}$  kimi təyin olunur.

Qeyd elək ki, BS vahidlər sistemi 1960-cı ildə yaradılmışdır və 7 əsas (uzunluq - *m*, kütlə- *kg*, zaman- *san*, cərəyan şiddəti- *A*, mütləq temperatur- *K*, maddə miqdarı- *mol*, işıq şiddəti- *kd*) və 2 köməkçi (bucaq- *radian*, cisim bucağı- *steradian*) vahiddən ibarətdir.

Tarixən başqa sistemlər də mövcud olmuşdur. Məsələn, əsas vahidləri *sm*, *q*, *san* olan *SQS* sistemində elektrik və maqnit kəmiyyətləri üçün xüsusi vahidlər yoxdur. Elektrik kəmiyyətləri üçün *SQSE yük vahidi*, maqnit kəmiyyətləri üçün isə *SQSM cərəyan şiddəti vahidindən* istifadə olunur. *SQSE* yük vahidini təyin etdikdə Kulon qanununun (9.6) ifadəsində  $1/4\pi\epsilon_0 = 1$  götürülür:

$$F = \frac{e^2}{r^2} \Rightarrow e = \sqrt{Fr^2} \Rightarrow e_{SQSE} = q^{\frac{1}{2}} sm^{\frac{3}{2}} san^{-1} \quad (12.29)$$

cərəyan şiddəti isə

$$i = \frac{e}{t} \Rightarrow i_{SQSE} = \frac{e_{SQSE}}{san} \Rightarrow i_{SQSE} = q^{\frac{1}{2}} sm^{\frac{3}{2}} san^{-2} \quad (12.30)$$

olur.  $SQSM$  cərəyan şiddəti vahidi  $k=1$  olmaqla (12.1) ifadəsi əsasında,

$$u = \sqrt{\Phi} \Rightarrow u_{STCM} = z^{\frac{1}{2}} cm^{\frac{1}{2}} caH^{-1} \quad (12.31)$$

şərtindən təyin olunur. Göründüyü kimi, eyni bir kəmiyyət - cərəyan şiddətinin bu iki vahidinin mexaniki vahidlərlə ifadəsi fərqlidir. Onların nisbətinə nəzər yetirsək,

$$\frac{i_{SQSE}}{i_{SQSM}} = \frac{sm}{san} = c \Rightarrow i_{SQSM} = \frac{1}{c} \cdot i_{SQSE} \quad (12.32)$$

sürət vahidinə uyğun gəldiyini görürük. Müxtəlif təcrübələrlə bu nisbət in işığın vakuumda sürətinə ( $c = 3 \cdot 10^{10} sm/san$ ) bərabər olması tamamilə sübuta yetirilmişdir  $i_{SQSM} = 3 \cdot 10^{10} i_{SQSE}$ .

*Amper* ilə  $i_{SQSM}$  arasında əlaqə yaradaq:  $SQS$  sistemində qüvvə vahidi *dina* ( $dn$ ) adlanır və  $1 dn = 1 q \cdot 1 sm/1 san^2$  kimi təyin olunur.  $1 dn = 10^{-5} N$ . Bunları hər iki sistemdə yazılan (12.1) ifadəsində nəzərə alaraq

$$2 \cdot 10^{-7} N = 2 \cdot 1A \cdot 1A;$$

$$1 dn = 10^{-5} N = 1 i_{SQSM} \cdot 1 i_{SQSM} \Rightarrow 1 i_{SQSM} = 10A$$

şəklində bu münasibəti təyin edə bilərik.  $1 i_{SQSM}$  cərəyan  $1A$ -dən  $10$  dəfə böyükdür. Buna uyğun olaraq  $1 kulon = 1A \cdot 1san = 3 \cdot 10^9 SQSE$  yük vahidi olduğunu

müəyyənləşdirərik. Elementar yük isə  $e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CQSE}$  kimi təyin olunur.

**Qauss vahidlər sistemi** *SQSE* və *SQSM* vahidlərinin süni yolla birləşdirilməsidir. Bu sistemdə elektrik kəmiyyətləri (yük, cərəyan şiddəti, sahə intensivliyi və s.) *SQSE* vahidlərində, maqnit kəmiyyətləri isə (maqnit induksiya, maqnit momenti və s) *SQSM* vahidlərində təyin edilərək bir sistemdə birləşdirilir və düsturda maqnit kəmiyyətləri ilə yanaşı iştirak edən hər bir yük ( $q$ ) və cərəyan ( $i$ ) üçün ifadə  $1/c$  -yə vurulur. Bu vuruq *SQSE* ilə ölçülən  $i$  və  $q$ -nü *SQSM*

vahidinə çevirir. Gauss sistemində Amper qanunu  $F = \frac{1}{c} \cdot i l B$ ,

Lorents qüvvəsi  $F = \frac{1}{c} \cdot q v B$ , Bio-Savar–Laplas qanunu

$$H = \frac{1}{c} \cdot \frac{i \cdot dl \sin \alpha}{r^2}, \text{ cərəyanların qarşılıqlı təsiri- (12.1) ifadəsi}$$

$$f = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{2i_1 i_2}{r} \text{ və s. kimi yazılır.}$$

Gauss sistemində  $\mu_0 = 1$  olduğundan, vakuumba  $B = H$  olsa da,  $B$ -nin vahidi *gauss*,  $H$ -in vahidi isə *ersted* adlanır.

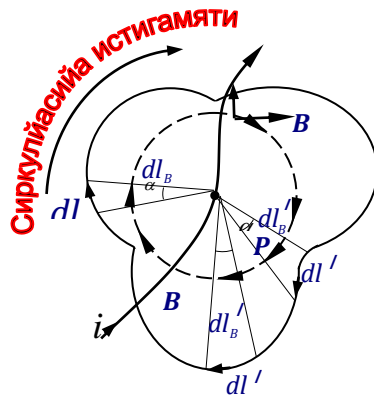
*Ersted* -  $1 i_{SQSM}$  düz cərəyanın öz oxundan  $2 \text{ sm}$  məsafədə yaratdığı sahə intensivliyinə bərabərdir ( $H = 2i/r$ ). BS-də  $H$ -

in vahidi  $A/m$  olur.  $1 \text{ ersted} = \frac{10^3}{4\pi} A/m$  kimi əlaqə

mövcuddur. Maqnit induksiya vektorunun BS-dəki *Tesla* vahidi ilə *gauss*( $qs$ ) arasında  $1Tl = 10^4 qs$  əlaqəsi vardır.

## § 12.7. Maqnit induksiya vektorunun sirkulyasiyası

Hər hansı  $A$  vektorunun qapalı səth üzrə sirkulyasiyası dedikdə  $\oint (\vec{A} \cdot d\vec{l})$  ifadəsi şəklində bu vektorun kontur elementi ilə skalyar hasilinin ineqralı nəzərdə tutulur. Skalyar hasili proyeksiya vasitəsi ilə ifadə etsək, sirkulyasiya  $\oint (\vec{A} \cdot d\vec{l}) = \oint A_{\parallel} dl = \oint A \cdot dl_A$  kimi hesablanı bilər. Vektorun sirkulyasiyası bəzən *burulğan* adlanır və sirkulyasiyası sıfırdan fərqli vektorların sahəsinə *burulğanlı sahələr* deyilir. Elektrostatikadan məlum olduğu kimi, hərəkətsiz yükün yaratdığı elektrik sahəsində qapalı trayektoriya üzrə hərəkətdə görülən iş sıfıra bərabərdir - elektrostatik sahə potensiallı sahədir. Bu halda sahə intensivliyi  $E$  vektorunun istənilən qapalı kontur üzrə sirkulyasiyası sıfıra bərabər olur, yəni elektrostatik sahə *burulğansız* sahədir. Maqnit sahəsinin induksiya vektorunun ixtiyari səth üzrə sirkulyasiyasını hesablamaq üçün iki hala nəzər yetirək.



Шякил

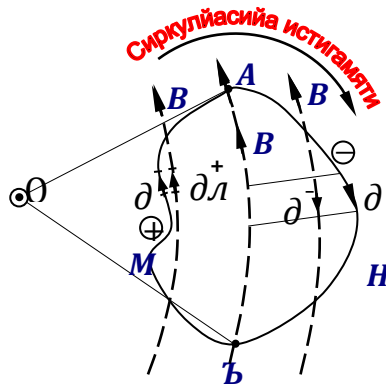
Əvvəl fərz edək ki, maqnit sahəsinə yaradan cərəyan baxılan kontura nüfuz edir – yəni konturun əhatə etdiyi səthi kəsir (Şəkil 12.18). Sadəlik üçün tutaq ki, konturun səthi çərəyana perpendikulyardır. Qırıq xətlərlə  $i$  cərəyanının yaratdığı maqnit sahəsinin qüvvə xətti təsvir olunmuşdur və maqnit induksiya bu qüvvə xətti üzərinə istənilən nöqtədə toxunan istiqamətdə yönəlməklə sağ burğu ilə təyin olunur. Şəkildən görüldüyü kimi, bütün kontur üzrə dövr etdikdə  $B$  vektorunun istiqaməti və  $dl$  elementinin bu vektor üzrə proyeksiyası öz işarələrini dəyişmir. Cərəyan nüfuz edən nöqtədən qüvvə xəttinə çəkilən  $R$  radius vektorun  $dl$

elementinə uyğun dönməsini  $d\alpha$  ilə işarə etsək,  $dl_B = R \cdot d\alpha$  olar. Bu ifadəni və düz cərəyanın maqnit sahəsinin (12.13) ifadəsini nəzərə almaqla  $B$  vektorunun  $l$  konturu üzrə sirkulyasiyasını hesablayaq:

$$\oint (B \cdot dl) = \oint B \cdot dl_B = \oint \frac{\mu_0 i}{2\pi R} \cdot R \cdot d\alpha = \frac{\mu_0 i}{2\pi} \oint d\alpha = \mu_0 \cdot i \quad (12.33)$$

Burada qapalı kontur üzrə  $d\alpha$  -nın inteqralının tam dövrə uyğun qiymətinin  $2\pi$  radiana bərabər olması nəzərə alınmışdır. Beləliklə, **qapalı kontur üzrə maqnit induksiyaının sirkulyasiyası kontura nüfuz edən cərəyan şiddətinin maqnit sabitinə hasili kimi təyin olunur.**

İkinci hal kimi cərəyanın baxılan kontura nüfuz **etməməsi** şərtində  $B$  vektorunun həmin kontur üzrə sirkulyasiyasına nəzər yetirək. Bu halda kontur şəkil 12.19-da təsvir olunduğu kimi bütövlüklə cərəyan axan naqilin bir tərəfində qalır. Cərəyanlı naqilin hər hansı nöqtəsindən kontura çəkilən



Шякил

toxunanlar  $OA$  və  $OC$  olsun. Şəkildə qırıq xətlərlə cərəyanın yaratdığı maqnit sahəsinin qüvvə xətləri və onların istiqaməti göstərilmişdir. Konturun  $ANC$  hissəsində sirkulyasiya istiqaməti ilə  $B$  vektorunun istiqaməti **əksdir**, yəni  $dl$ -in  $B$  üzrə proyeksiyası **mənfidir**,  $CMA$  hissəsində isə  $dl$  və  $B$  **eyni istiqamətdə** yönəldiyindən, bu proyeksiya **müsbətdir**. Onda

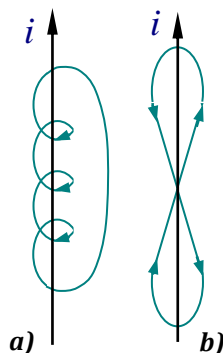
$$\oint (B \cdot dl) = \int_A^{C(N)} (B \cdot dl) + \int_C^{A(M)} (B \cdot dl) = \int_A^C B \cdot dl - \int_A^C B \cdot dl = 0 \quad (12.34)$$

yəni, kontura nüfuz etməyən cərəyanların yaratdığı maqnit sahələrinin həmin kontur üzrə sirkulyasiyası sıfıra bərabərdir.

Əgər kontura bir necə cərəyan eyni zamanda nüfuz edərsə, cərəyanların yaratdığı maqnit sahəsinin kontur üzrə sirkulyasiyası cərəyan şiddətlərinin cəbri cəmi ilə təyin olunacaqdır:

$$\oint (B \cdot dl) = \mu_0 \sum_n i_n. \quad (12.35)$$

Burada sirkulyasiya ilə sağ burğu əmələ gətirən cərəyanların işarəsi müsbət, əks axanlar isə mənfi götürülməlidir. Eyni bir cərəyanın konturu bir neçə dəfə kəsməsi halında da sirkulyasiyanın hesablanmasında nüfuz etmə istiqaməti nəzərə alınmaqla cərəyan şiddətlərini toplamaq lazımdır. Məsələn, şəkil 12.20,a halında maqnit induksiyanının sirkulyasiyası  $4\mu_0 i$ -yə, şəkil 12.20,b halında isə sıfıra bərabərdir.



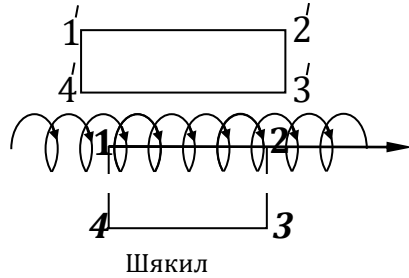
Шякил 12.20.

Yekun olaraq qeyd edək ki, alınan nəticə maqnit sahəsinin ən ümdə xüsusiyyətlərindən birini təyin edir: **Maqnit sahəsinin induksiya vektorunun istənilən qapalı kontur üzrə sirkulyasiyası kontura nüfuz edən cərəyanların cəbri cəmi ilə təyin olunur.** Bu qanun maqnit sahəsi üçün elektrostatikadan bildiyimiz *Qauss teoremini* əvəz edir. Gauss teoreminə görə istənilən qapalı kontur üçün  $\oint E \cdot dl = 0$  ödənilir və (12.35) ifadəsi ilə ciddi fərqi malikdir. **Elektrostatik sahə potensiallıdır, maqnit sahəsi isə yox!** Bu

onu göstərir ki, elektrik sahəsinə analoji olaraq maqnit sahəsi üçün birqiymətli təyin olunan potensial anlayışından istifadə etmək mümkün deyildir. Belə təyin olunan potensialın qiyməti hər dövr ərzində  $\sum_n i_n$  qədər artar və birqiymətlik pozular.

Maqnit sahəsinin (12.35) xassəsindən istifadə edərək bir sıra hallarda maqnit sahəsinin induksiyasını hesablamaq olar.

**Sonsuz solenoidin maqnit sahəsi.** Solenoid düz içliyə sarınmış  $N$  sayda keçirici sargıdan ibarət dolağa deyilir. Solenoiddə hər bir sargı çevrəvi cərəyana uyğun gəlir və doğuran üzrə götürülən sargılarda cərəyanın istiqaməti eyni olduğundan onların yaratdıqları maqnit sahələri də paralel olmaqla bir birini gücləndirəcəkdir. Əvvəl sonsuz uzun şolenoidə baxaq. Şəkil 12.21-də təsvir olunan belə solenoidin istənilən nöqtəsinə nəzərən sargıların sayı simmetrik olacaqdır. Buna görə də, sargılar daxilində istənilən nöqtədə maqnit induksiya vektorunun istiqaməti solenoid oxuna paralel yönəlir. Fikrən, şəkildə 1-2-3-4 kimi göstərilən qapalı kontura nəzər yetirək və bu kontur üzrə  $B$  vektorunun sirkulyasiyasını hesablayaq:



$$\oint B_i dl = \int_1^2 B_i dl + \int_2^3 B_i dl + \int_3^4 B_i dl + \int_4^1 B_i dl = \mu_0 i N \quad (12.36)$$

Burada  $i$  solenoiddən axan cərəyan,  $N$  solenoid sargılarının sayıdır. 1-4 və 2-3 hissələrində  $B \perp dl \Rightarrow B_i = 0$ , 3-4 hissəsi isə solenoidin xaricində olduğundan heç bir cərəyanla nüfuz etmir və bu integrallardan sıfırdan fəqli yalnız 1-2 hissəsi qalır.

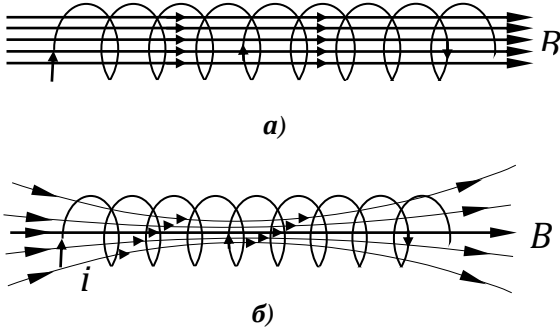


$$\oint B_l dl = \int_1^2 B_l dl = B \cdot l = \mu_0 \cdot i \cdot N \quad (12.37)$$

solenoidin vahid uzunluğuna düşən sarğuların sayını  $n = N/l$  kimi təyin etsək, solenoid daxilində maqnit sahəsinin induksiyası üçün

$$B = \mu_0 ni \quad (12.38)$$

ifadəsi alınır.  $n \cdot i$  hasili *amper sarğı* adlanır. Sonsuz uzun solenoidin daxilində maqnit induksiyası **amper sarğı ilə maqnit sabitinin hasilinə** bərabər olur və onun digər parametrlərindən asılı olmur. Sarğularının sayı 10000 olan solenoiddən 1A cərəyan axdıqda onun daxilində yaranan maqnit induksiyası  $B = 12,56 \text{ mTl}$  olar. Solenoiddən xaricdə şəkil 12.21-də təsvir olunan kimi götürülmüş istənilən 1'-2'-3'-

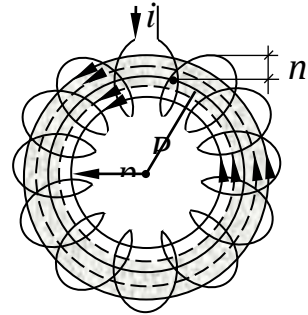


Шякил 12.22

4' qapalı konturuna nüfuz edən cərəyan olmadığından (12.36) ifadəsindəki inteqralların hamısı sıfıra bərabər olur və demək olar ki, sonsuz uzun solenoidin xaricində maqnit sahəsi yaranmır. Solenoid elə cihazdır ki, maqnit sahəsini öz daxilində lokallaşdırır. Solenoid daxilindəki istənilən nöqtədə maqnit induksiyasının qiyməti və istiqaməti eyni olur, yəni solenoid daxilində maqnit sahəsi *bircinsli sahə* kimi təqdim oluna bilər. Belə sahənin qüvvə xətləri şəkil 12.22 a-da təsvir

olunmuşdur. Solenoid sarğılarının hər biri ümumi maqnit sahəsinə eyni pay verdiyindən, sonsuz solenoidi yarı bölərək onun sarğılarının yarısını götürsək maqnit induksiyası da iki dəfə azalacaqdır, yəni sonlu solenoidin kənarında maqnit induksiyası onun ortasındakından iki dəfə kiçik olacaqdır:  $B_{kən} = B_{or} / 2 = \mu_0 ni / 2$ . Beləliklə, adi solenoidin yalnız ortasına yaxın nöqtələrində bircinsli sahədən söhbət açmaq olar. Solenoidin uclarına yaxınlaşdıqca sahə zəifləyir, bircinslilik pozulur və qüvvə xətləri şəkil 12.22, b-də göstərilən şəkllə düşür. Belə solenoidin xaricində də zəif maqnit sahəsi mövcud olur. Yalnız solenoidin uzunluğu en kəsiyi ölçülərindən çox böyük olduqda, onun daxilindəki bircinsli sahə (12.38) ifadəsi ilə təyin oluna bilər.

**Toroidin maqnit sahəsi.**  $R$  radiuslu dairəvi çərçivəyə nazik məftilin sarınmasından təşkil olunmuş cihaz toroid adlanır (şəkil 12.23). Toroidi mərkəzləri  $R$  radiusuna malik çevrənin üzərində olan  $p$  radiuslu çevrəni cərəyanlar sistemi kimi təsvir etmək olar.  $R$  radiuslu çevrənin mərkəzi toroidin mərkəzi adlanır. Toroidin sarğısının radiusu  $p$  onun  $R$  radiusundan kiçik olur. Maqnit sahəsi təyin olunan nöqtələr çoxluğu toroidin mərkəzindən məsafəsi  $r$  olan çevrəyə uyğun gəlsə,  $R - p < r < R + p$  şərti ödənildikdə bütün cərəyanlar bu kontura nüfuz edirlər və hər sarğının özlüyündə yaratdığı maqnit induksiyaları modulca bərabər olub, yekun  $B$  vektorunu formalaşdırır. Sirkulyasiya haqda teoremə əsasən,



Шякил

$$\oint B \cdot dl = B \cdot 2\pi r = \mu_0 iN \Rightarrow B = \frac{\mu_0 iN}{2\pi r} \quad (12.39)$$

ifadəsi maqnit induksiya vektorunun modulunu təyin edər. Burada  $N$  toroidi təşkil edən sarğınların sayıdır və  $N = 2\pi R \cdot n$  kimi təyin olunur,  $n$  vahid uzunluqdakı sarğınların sayını təyin edir. Bunları nəzərə alaraq toroid sarğınları daxilində maqnit sahəsi

$$B = \frac{\mu_0 i R n}{r} \quad (12.40)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Toroidin sarğınlarından kənarında ( $r < R - p$  və  $r > R + p$  şərtləri ödənildikdə)  $B = 0$  olur. Əgər  $R$  radiusu böyük,  $p$  radiusu isə kifayət qədər kiçik olarsa,  $R/r \approx 1$  götürülə bilər və toroidin maqnit sahəsini təyin edən (12.40) ifadəsi solenoid üçün olan (12.38) ifadəsinə çevrilir. Bu halda toroid daxilində bütün nöqtələrdə maqnit induksiya vektorunun modulu eyni olsa da, istiqaməti müntəzəm dəyişdiyi üçün bircinsli sahə sayıla bilməz. Toroid daxilində maqnit sahəsinin qüvvə xətləri şəkil 12.23-də qırıq xətlə oxlar vasitəsilə təsvir edilmişdir.

## § 12.8. Maqnit seli

Skalyar kəmiyyət olaraq təyin olunan maqnit seli vahid səthdən keçən maqnit induksiya xətlərinin sayını xarakterizə edir. Hər hansı səthin sağ burğu qaydası əsasında təyin olunan müsbət normalı  $\vec{n}$  ilə maqnit induksiya vektoru  $\vec{B}$  arasında bucaq  $\alpha$  olarsa, bu səthdən keçən maqnit seli

$$d\Phi = B \cdot dS \cdot \cos \alpha = (\vec{B} \cdot \vec{n}) dS \quad (12.41)$$

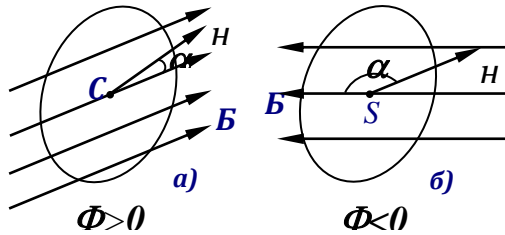
ifadəsi ilə hesablanır. Beynəlxalq vahidlər sistemində maqnit selinin vahidi *veber* ( $Vb$ ) adlanır və  $1 Vb = 1 Tl \cdot 1 m^2$  kimi təyin olunur. Qauss vahidlər sistemində maqnit seli vahidi *maksvell* ( $mks$ ) adlanır  $1 mks = 1 qs \cdot 1 sm^2 = 10^{-8} Vb$ . Maqnit seli

additiv kəmiyyətdir, yəni istənilən səhdən keçən yekun maqnit seli səthin ayrı-ayrı hissələrindən keçən maqnit sellərinin cəbri cəminə bərabərdir:  $\Phi = \sum_i B \cdot \Delta S_i$ .

Bu nöqteyi nəzərdən,  $\vec{B}$  vektorunun səthin  $\vec{n}$  normalı üzrə proyeksiyası  $B_n = B \cos \alpha$  olduğu nəzərə alıb, ixtiyari səhdən keçən maqnit selini

$$d\Phi = B_n dS \Rightarrow \Phi = \int_S B_n dS \quad (12.41)$$

təyin edərik. Induksiya vektoru  $\vec{B}$  ilə  $\vec{n}$  arasında bucaq şəkil 12.24-a da göstərilən kimi  $90^\circ$ -dən kiçik (iti bucaq) olduqda maqnit seli **müsbət**, kor bucaq olduqda



Шякил

isə (şəkil 12.24,b) maqnit seli **mənfi** işarəyə malik olar. Maqnit induksiya vektoru səthə perpendikulyar olduğu halda ( $\alpha = 90^\circ$ ) səhdən keçən maqnit seli sıfıra bərabər götürülür.  $B$  və  $n$  vektorları paralel və antiparalel olduqda (uyğun olaraq  $\alpha = 0^\circ$  və  $\alpha = 180^\circ$ ) səhdən keçən maqnit seli maksimal qiymətə ( $\Phi = \Phi_{max} = B \cdot S$ ) malik olur. Son halda maqnit selinin işarəsi mənfi götürülür. İndi də qapalı  $S$  səhindən keçən maqnit selini təyin edək. Maqnit qüvvə xətləri qapalı olduğundan səthə daxil olan maqnit induksiya xətlərinin yaratdığı müsbət maqnit seli ( $\Phi \geq 0; \Rightarrow \vec{B} \uparrow \vec{n}$ ) ədədi qiymətcə səthi tərək edən induksiya xətlərinin mənfi selinə ( $\Phi \leq 0; \Rightarrow \vec{B} \downarrow \vec{n}$ ) bərabər olacaqdır. Bu səbəbdən də

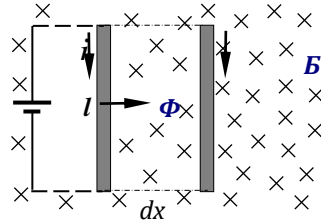
**istənilən qapalı səthdən keçən yekun maqnit seli sıfıra bərabər olmalıdır:**

$$\oint_S B_n dS = 0. \quad (12.42)$$

Bu ifadə maqnit sahəsinin ən vacib xassələrindən birini təyin edir.

### § 12.9. Maqnit sahəsində görülən iş

Cərəyanlı naqıl maqnit sahəsində yerləşdikdə sahə tərəfindən naqilə Amper qüvvəsi təsir edərək onu hərəkət etdirə bilər və bu zaman müəyyən iş görülür. Bu işi şəkil 12.25-də təsvir olunmuş sxem əsasında hesablayaq. Şəkil müstəvisində yerləşən uzunluğu  $l$  olan cərəyanlı naqıl şəkil müstəvisinə perpendikulyar daxil olan  $B$  inuksiyalı maqnit sahəsində yerləşərsə, ona təsir edən və istiqaməti sol əl qaydası ilə təyin olunan  $F = B \cdot i \cdot l$  Amper qüvvəsinin təsiri ilə  $dx$  yerdəyişməsi icra edərək  $dA = F \cdot dx$  işini görür. Nəzərə alınsa ki,  $l \cdot dx = dS$   $l$  hərəkət zamanı cızılan səthin sahəsini təyin edir, maqnit seli isə  $d\Phi = B \cdot dS$  ifadəsi ilə hesablanır, görülən işlə səthi kəsən maqnit seli arasında əlaqəni təyin edə bilərik:



Шякил

$$dA = F \cdot dx = B \cdot i \cdot l \cdot dx = i \cdot d\Phi \Rightarrow$$

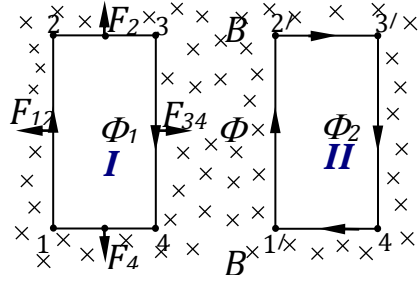
$$\Rightarrow A = \int_{\phi_1}^{\phi_2} i \cdot d\Phi = i(\Phi_2 - \Phi_1)$$

$$(12.43)$$

Göründüyü kimi, maqnit sahəsində naqilin hərəkəti zamanı o halda iş görülür ki, onu kəsən maqnit selinin dəyişməsi baş versin. Maqnit seli dəyişməzsə, görülən iş də

sıfıra bərabər olur. Göstərək ki, bu müddəə istənilən formalı konturun maqnit sahəsində hərəkəti üçün doğrudur (şəkil 12.26).

Cərəyanlı çərçivəni 1, 2, 3, 4 nöqtələri vasitəsi ilə parçalara ayırmaq və çərçivənin *I* vəziyyətindən *II* vəziyyətinə keçməsi halında görülən işi hesablayaq. *I* vəziyyətində çərçivəni kəsən maqnit seli  $\Phi_1$ , *II* vəziyyətində isə  $\Phi_2$  ilə işarə edək. Aralıq halı keçdikdə çərçivəni kəsən sel  $\Phi'$  olsun. Tutaq ki, ilkin vəziyyətdə maqnit induksiyası və konturun müsbət normalı eyni istiqamətdədir və  $\Phi_1 > 0$ . Bütövlükdə konturun hərəkəti zamanı görülən iş



$$A = A_{1,2} + A_{2,3} + A_{3,4} + A_{4,1} \quad (12.44)$$

kimi hesablanır.  $A_{2,3} = A_{4,1} = 0$ , çünki bu hissələrin hərəkəti zamanı cızılan konturun sahəsi sıfırdır və buna görə də maqnit seli, həm də görülən iş sıfıra bərabərdir ( $\Delta S = 0$ ;  $\Delta \Phi = 0$ ;  $A = 0$ ). Konturun digər hissələrinin hərəkəti zamanı bu kəmiyyətlər sıfır olmur və görülən iş şəkil 12.26-ya əsasən

$$A_{1,2} = -(\Phi_1 + \Phi')i \quad A_{3,4} = (\Phi_2 + \Phi')i \quad (12.45)$$

kimi hesablanır. Konturun *1,2* hissəsinin hərəkəti zamanı istiqaməti sol əl qaydası ilə təyin olunan maqnit sahəsi tərəfindən təsir edən qüvvə yerdəyişmə ilə əks yönəldiyindən görülən iş mənfi, *3,4* hissəsinin hərəkəti zamanı isə müsbət olur. Hərəkət zamanı *1,2* hissəsi  $\Phi_1 + \Phi'$ , *3,4* hissəsi isə  $\Phi_2 + \Phi'$  maqnit seli kəsirlər. (12.45) ifadələrini (12.44)-də

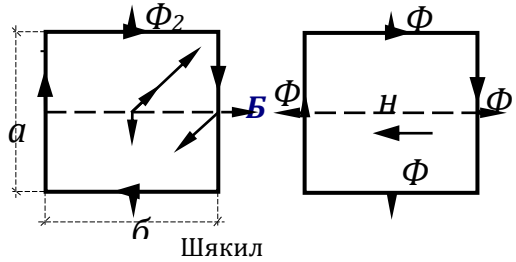
nəzərə alsaq konturun maqnit sahəsində hərəkəti zamanı görülən iş üçün son olaraq

$$A = -\Phi_1 \cdot i - \Phi' \cdot i + \Phi' \cdot i + \Phi_2 \cdot i \Rightarrow \quad (12.46)$$

$$\Rightarrow A = i(\Phi_2 - \Phi_1) = i \cdot \Delta\Phi$$

ifadəsini alarıq. Bu ifadədən görünür ki, maqnit sahəsinin gördüyü iş konturun aralıq vəziyyətlərindən asılı olmayıb, yalnız başlanğıc və son vəziyyətlərdə konturu kəsən maqnit selləri fərqi ilə təyin olunur. Əgər kontur bircinsli maqnit sahəsində hərəkət edərkən onun formasında heç bir dəyişiklik baş verməzsə, iş görülməz. Qeyd edək ki, (12.46) ifadəsi maqnit selinin dəyişməsi ilə nəticələnən digər hallarda-kontur sükunətdə qalmaqla  $B$  dəyişdikdə, və ya  $\vec{B}$  ilə  $\vec{n}$  arasındakı bucaq dəyişdikdə doğru qalır. Sükunətdə olan konturda cərəyan şiddətinin dəyişməsi halında da iş görülür və o, (12.46) ifadəsi ilə hesablanır.

Şəkil 12.27 -də təsvir olunan kimi maqnit sahəsində yerləşən  $OO_1$  fırlanma oxuna malik cərəyanlı düzbucaqlı çərçivənin özünü aparmasına



diqqət yetirək. Şəkildə təsvir olunan  $F_1$  və  $F_2$  qüvvələrinin istiqaməti sol əl qaydası əsasında təyin olunmuşdur və həm cərəyana, həm də maqnit sahəsinə perpendikulyardır ( $F \perp B \perp i$ ).  $F_2$  və  $F_4$  qüvvələri çərçivəni yalnız deformasiyaya uğrada bilər. Amper qüvvələri kimi təyin olunan  $F_1$  və  $F_3$  qüvvələri qolu çərçivənin  $b$  tərəfi olan cüt qüvvələr kimi çərçivəni fırlatmağa çalışır. Cüt qüvvələrin fırladıcı momenti bu qüvvələrdən biri ilə qolun hasilini kimi təyin olunduğundan, o

$$M = F \cdot b = B \cdot i \cdot a \cdot b \cdot \sin \alpha = B \cdot i \cdot S \cdot \sin \alpha = [\vec{p}_m \cdot \vec{B}]$$

ifadəsi ilə, vektoru hasil kimi təyin olunur. Burada  $S = a \cdot b$  çərçivənin sahəsi,  $p_m = i \cdot S$  isə çərçivənin maqnit momentidir. Göründüyü kimi, maqnit sahəsi çərçivəni elə fırlatmağa çalışır ki, onun normalı induksiya vektoru ilə bir düz xətt üzrə yönəlsin. Sonuncu halda fırladıcı moment sıfıra bərabər olduğundan, təsvir olunan qüvvələr şəkil 12.27, b-də göstərildiyi kimi yalnız çərçivəni deformasiya etməyə qadir olurlar. Bu zaman görülən iş

$$dA = M \cdot d\alpha; A = \int dA = \int p_m \cdot B \cdot \sin \alpha \cdot d\alpha = -p_m \cdot B \cdot \cos \alpha + C$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $C$  -inteqrallama sabitidir. Sonuncu ifadə maqnit momenti ilə induksiyanın paralel olduğu halda sistemin enerjisinin minimal qiymətə malik olduğunu və buna görə də ən dayanıqlı hala uyğun gəlməsini nümayiş etdirir. *Beləliklə, maqnit sahəsində yerləşən hər hansı cərəyanlı kontur elə vəziyyət almağa çalışır ki, onun maqnit momenti induksiya vektoruna paralel yönəlsin.*

## XIII FƏSİL. MÜHİTDƏ MAQNİT SAHƏSİ

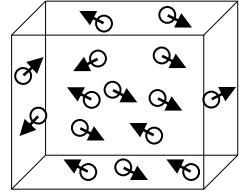
### § 13.1. Maqnit sahə intensivliyi

İndiyə qədər biz vakuumba yerləşən naqildən elektrik cərəyanı axarkən yaranan maqnit sahəsinə ( $B_0$ ) və bu sahənin cərəyanlı naqilə və kontura təsirini öyrəndik. Təcrübələr göstərir ki, cərəyanlı naqil hər hansı mühitdə yerləşdirilsə, maqnit sahəsində köklü dəyişikliklər baş verir. Belə ki, hər bir maddə özlüyündə maqnit xassəsinə malik olduğundan, cərəyanın maqnit sahəsinin təsiri ilə maqnitlənərək əlavə  $B'$  maqnit sahəsinə yaradır. Mühitin hər hansı nöqtəsində yekun maqnit sahəsi superpozisiya prinsipinə görə



$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' \quad (13.1)$$

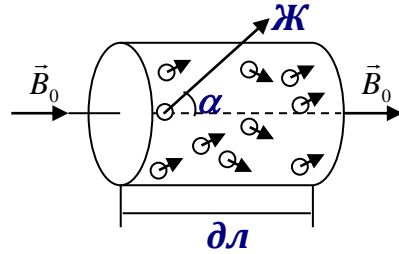
$$\vec{B}_0 = 0$$



Шякил 13.1

kimi təyin olunur. Maddələrin maqnitlənməsinin fiziki mahiyyəti haqda ilk fərziyyə Amper tərəfindən irəli sürülmüşdür. **Amper fərziyyəsinə** görə mühit daxilində dairəvi (*molekulyar*) cərəyanlar mövcuddur ki, bu cərəyanlar özlərinin məxsusi maqnit sahələrini yaradırlar. Müxtəlif molekulyar cərəyanlara uyğun gələn maqnit induksiya vektorları istilik enejiyinin təsirindən nizamsız (*xaotik*) paylanır və xarici sahə olmadıqda yekun sahə  $\vec{B}' = 0$  olur (şəkil 13.1).

Dairəvi cərəyanlar maqnit momentinə malik olduqlarından, xarici sahə mövcud olduqda bu maqnit momentləri sahə boyunca düzülməyə çalışacaqlar (şəkil 13.2) və onların qarşılıqlı kompensəsi aradan qalxmaqla, mühit daxilində əlavə maqnit sahəsi yaranacaqdır. Vahid həcmdə yaranan maqnit momenti **maqnitlənmə vektoru** adlandırılaraq  $J$  ilə işarə olunarsa, o



Шякил 13.2

$$\vec{J} = \frac{\sum_{i=1}^N \vec{p}_{mi}}{\Delta V} = \frac{\vec{p}_m \cdot N}{\Delta V} \quad (13.2)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $p_{mi}$  elementar dairəvi cərəyana uyğun maqnit momenti,  $\Delta V$  baxılan dairəvi cərəyan yerləşən sonsuz kiçik həcm,  $N$  bu həcmdəki dairəvi cərəyanların sayıdır. Mühit daxilində maqnit induksiya  $B$ -nin selini və sirkulyasiyasını hesablayaq.

$$\Phi_B = \int_S B_n dS = \int_S B_{0n} dS + \int_S B_n' dS \quad (13.3)$$

Xarici  $B_0$  sahəsi kimi  $B'$  sahəsi də mənbəyə malik olmadığından, baxılan  $S$  səthi qapalı olduqda  $\oint_S B_{0n} dS = 0$  və

$\oint_S B_n' dS = 0$  şərtlərinin ödənilməsinə əsasən demək olar ki, mühit daxilində  $B$  maqnit sahəsi üçün də

$$\oint_S B_n dS = 0 \quad (13.4)$$

səklində Qauss teoremi doğru qalır.  $B$ -nin sirkulyasiyasına nəzər yetirək:

$$\oint B_l dl = \oint B_{0l} dl + \oint B_l' dl \quad (13.5)$$

ifadəsində

$$\oint B_{0l} dl = \mu_0 \sum_i i_i \quad (13.6)$$

kimi xarici sahəni yaradan cərəyanların (*makrocərəyan*) cəbri cəminə bərabər olduğundan, analogi olaraq ikinci inteqralın təyin etdiyi  $B'$  maqnit sahəsini yaradan dairəvi cərəyanların (*mikrocərəyanlar*) cəmi ilə təyin olunmasını qəbul etmək olar. Mikrocərəyanların şiddəti  $i_{Mi}$  kimi işarə olunarsa, onların yaratdığı maqnit sahəsinin sirkulyasiyası

$$\oint B_l' dl = \mu_0 \sum_i i_{Mi} \quad (13.7)$$

kimi təyin oluna bilər. (13.6) və (13.7) ifadələri nəzərə alınarsa, mühit daxilində maqnit induksiyasının sirkulyasiyası üçün yekun olaraq

$$\oint B_l dl = \mu_0 \sum_i i_i + \mu_0 \sum_i i_{Mi} \quad (13.8)$$

ifadəsi alınar. Bu ifadə elektrostatikadan məlum olan dielektriklərdə polyarlaşma vektorunun yaranması nəticəsində mühit daxilində elektrik sahəsinin intensivliyinin dəyişmə mexanizmi ilə uyğunluq təşkil edir. Əlbəttə, mühit daxilində maqnit induksiyası  $B$ -ni (13.8) düsturu ilə hesablamaq üçün nəinki mühiti əhatə edən makroskopik cərəyanları, həm də mühit daxilindəki mikroskopik cərəyanların hamısı nəzərə alınmalıdır. Bu üsul bir sıra həlli müşkül olan çətinliklərə səbəb olur, lakin elə bir kəmiyyət tapmaq mümkündür ki, onun qiymətinə mikroskopik cərəyanların heç bir təsiri olmasın və həmin kəmiyyət yalnız makroskopik cərəyanlar vasitəsi ilə təyin olunsun. Bu kəmiyyəti ayırmaq üçün xarici sahə mövcud olduqda mikroskopik dövrü cərəyanların maqnitlənmə vektorunun maqnit sahəsi üzrə yönəlməsi kimi sadə hala nəzər yetirək. Dövrü cərəyan  $\Delta V = S\Delta l$  elementar həcmi əhatə edərsə, maqnitlənmə vektoru  $J = \frac{p_m}{\Delta V} = \frac{i_M S}{S\Delta l} \Rightarrow i_M = J\Delta l$  şəklində təyin olunur və mikroskopik cərəyanların cəmini inteqrallama vasitəsi ilə təyin edə bilərik:

$$\sum_i i_{Mi} = \oint J \cdot dl \quad (13.9)$$

Beləliklə, maqnitlənmə vektorunun hər hansı kontur üzrə sirkulyasiyası mərkəzləri həmin kontur daxilində yerləşən mikroskopik cərəyanların cəminə bərabərdir. Bu ifadəni (13.8) düsturunda nəzərə alsaq,

$$\oint B_i dl = \mu_0 \left( \sum_i i_i + \oint J_l dl \right) \quad (13.10)$$

olar. Bu ifadədə sadə çevirmə apararaq makroskopik cərəyanları təyin edək:

$$\oint \left( \frac{B}{\mu_0} - J \right) dl = \sum_i i_i \quad (13.11)$$

Mötərizədə alınmış kəmiyyət  $H = \frac{B}{\mu_0} - J$  kimi işarə olunaraq

**maqnit sahəsinin intensivliyi** adlanır. Belə işarələmə ilə (13.11) ifadəsi maqnit sahə intensivliyi üçün Qauss teoremini ifadə edir:

$$\oint H_l dl = \sum_i i_i \quad (13.12)$$

Bu ifadə bəzən **tam cərəyan qanunu** adlanır. Beləliklə, *maqnit sahə intensivliyinin istənilən mühitdə götürülən kontur üzrə sirkulyasiyası konturu əhatə edən makroskopik cərəyanların cəbri cəmi ilə təyin olunur, mikroskopik cərəyanlar isə  $H$ -ın qiymətinə təsir etmir.*

Belə görünür ki, maqnit sahəsi üçün  $H$  vektoru elektrostatik sahə üçün təyin olunan elektrik sahəsinin  $D$  induksiya vektoru ilə analoji təyin olunur. Əvvəllər güman edilirdi ki, təbiətdə elektrik yükü kimi maqnit yükləri də mövcuddur və bu əsasında qurulan nəzəriyyəyə görə elektrik və maqnit sahələri arasında ciddi fərq mövcud deyildir. Bu baxımdan  $B$  - maqnit induksiya,  $H$  isə maqnit sahə intensivliyi adlandırılmışdır. Sonradan maqnit yüklərinin mövcud olmaması və bu sahələrin köklü fərqlənməsi aşkar olundu. Belə olan halda  $B$  elektrik sahəsinin  $E$  intesivliyi ilə,  $H$  isə elektrik induksiya  $D$  ilə

analojidir. Buna baxmayaraq tarixi terminalogiya dəyişilmədən saxlandı, çünki maqnit sahəsi ilə elektrik sahələrinin fərqlənməsi səbəbindən  $B$  və  $D$  vektorları da bir sıra uyğun xassələrə (məsələn, *iki mühitin sərhəddini keçdikdə sahələrin dəyişmə xüsusiyyətləri*) malikdirlər.

Vakuumda maqnitlənmə vektoru  $J=0$  olduğundan  $B$  və  $H$  vektorları arasında  $B_0 = \mu_0 H_0$  kimi sadə əlaqə mövcuddur. Bu halda maqnit sahə intensivliyi üçün Bio-Savar-Laplas qanununun (12.8) ifadəsi

$$dH = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{i \cdot dl}{r^2} \cdot \sin \alpha \quad (13.13)$$

şəklində ifadə olunur. Düz cərəyanın oxundan  $b$  məsafədə və  $R$  radiuslu çevrəvi cərəyanın mərkəzində yaranan maqnit sahəsinin intensivliyi uyğun olaraq

$$H = \frac{i}{2\pi b} \quad \text{və} \quad H = \frac{i}{2R}$$

ifadələri ilə təyin olunur. Bu ifadələrdən görünür ki,  $H$ -in BS-də vahidi  $\frac{\text{Amper}}{\text{metr}} = A/m$  olar. Düz naqıldən 1A cərəyan

axdıqda onun oxundan  $b = \frac{1}{2\pi} \text{metr} (\approx 14 \text{sm})$  məsafədə yaratdığı maqnit sahə intensivliyi 1A/m adlandırılır.

### § 13.2. Maqnit nüfuzluğu.

Maqnit sahəsinə gətirilmiş mühitin maqnitlənmə vektoru maqnit sahə intensivliyindən asılıdır.

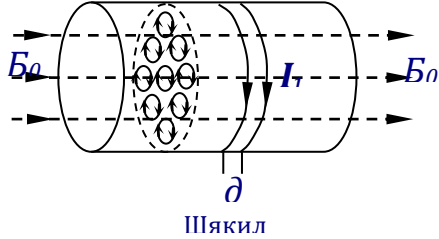
$$J = \chi H \quad (13.14)$$

Burada adsız  $\chi$  ( $\chi$ ) kəmiyyəti **mühitin maqnit qavrayıcılığı** adlanır. (13.14) ifadəsini (13.11) –də nəzərə alaraq mühit daxilində maqnit induksiya vektoru ilə sahə intensivliyi arasında əlaqəni müəyyən edə bilərik:

$$\frac{B}{\mu_0} = (1 + \chi)H \Rightarrow B = \mu\mu_0 H. \quad (15)$$

Burada  $\mu = 1 + \chi$  kimi işarə olunan adsız kəmiyyət maqnitlənən materialın fərdi xassələrindən asılı olan **mühitin maqnit nüfuzluğu** adlandırılır. Bircinsli mühitlər üçün maqnit nüfuzluğu sabit bir qiymətə malik olduğu üçün ( $\mu = const$ )  $B$  və  $H$  vektorları eyni istiqamətə yönəliirlər, lakin  $H$  –in modulu  $B$  -nin modulundan  $\mu\mu_0$  dəfə kiçik olur. Mühit bircinsli olmazsa,  $B$  və  $H$  vektorları eyni istiqamətdə olmurlar.

İndi də  $H$  və  $\mu$  –nün fiziki mahiyyətini aydınlaşdıraraq. Tutaq ki, vakuumda induksiyası  $B_0$ , sahə intensivliyi  $H_0 = B_0 / \mu_0$  kimi təyin olunan bircinsli maqnit sahəsi mövcuddur. Bu sahəyə maqnit xassələrinə malik olan sonsuz uzunluğa malik silindr şəklində tircik daxil edək (şəkil 13.3). Əgər silindrin oxu  $B_0$  ilə üst-üstə düşərsə, molekulyar cərəyanlar elə düzülərlər ki, onların maqnit momentləri  $B_0$  ilə eyni istiqamətdə olsun. Bu səbəbdən də molekulyar cərəyanların axdığı müstəvi şəkildə təsvir olunan kimi  $B_0$ -a perpendikulyar mövqeyə malik olurlar. Silindrin oxuna perpendikulyar istənilən kəsikdə molekulyar cərəyanların axma istiqamətlərinə nəzər yetirsək görərik ki, qonşu cərəyanlar cüt-cüt qarşılıqlı əks yönələrək bir birini kompensə edirlər. Yalnız bilavasitə silindrin səhinə çıxan cərəyanlar eyni istiqamətə malik olaraq qarşılıqlı toplanmaqla xətti sıxlığı



$$I_l = \frac{I_M}{dl} \quad (13.16)$$

kimi təyin olunan yekun cərəyanı əmələ gətirərlər. Burada  $I_M$ , tirciyin  $dl$  qalınlığında olan molekulyar cərəyanların cəbri cəmidir. Beləliklə, maqnit sahəsində yerləşdirilən silindrik tirciyi, səthindən  $I_l$  cərəyan sıxlığı axan solenoidə bənzətmək olar. Bu solenoidin amper – sarğılarının sayı

$$i_M \cdot n = i_M \frac{N}{l} = \frac{I_M}{l} = I_l. \quad (13.17)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Belə solenoidin yaratdığı maqnit sahəsi  $B'$  ilə işarə olunarsa, onun qiyməti (12.38) ifadəsinə görə  $B' = \mu_0 I_l$  kimi təyin olunur. Silindr daxilində  $B_0$  və  $B'$  eyni istiqamətə malik olduqlarına görə toplanaraq mühit daxilində  $B$  maqnit sahəsini yaradaqlar, silindr xaricində isə  $B' = 0$  olur. Silindrin en kəsiyinin sahəsi  $S$  olduqda şəkil 13.3-də təsvir olunan kimi  $dl$  qalınlıqlı təbəqədə maqnit momentini hesablayaq:

$$dp_m = dI_M \cdot S = I_l \cdot dl \cdot S = I_l \cdot dV \quad (13.18)$$

Burada  $dV$  elementar həcmdir. Bu həcmə düşən maqnit momenti (13.2) ifadəsinə görə

$$J = \frac{dp_m}{dV} = I_l \quad (13.19)$$

olar. Beləliklə, *maqnitlənmə vektorunun modulu səth cərəyan sıxlığına bərabər olur*. Onda mühitin molekulyar cərəyanlarının yaratdığı maqnit sahəsinin induksiya vektoru  $B' = \mu_0 J$ , mühit daxilində yekun maqnit induksiyası isə superpozisiya prinsipinə görə

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = B_0 + \mu_0 J \quad (13.20)$$

kimi xarici və molekulyar cərəyanların sahələri cəminə bərabər olar. Bu ifadəni maqnit sahəsinin intensivliyini təyin edən şərtə nəzərə alsaq,

$$H = \frac{B}{\mu_0} - J \Rightarrow H = \frac{B_0}{\mu_0} + J - J = H_0 \quad (13.21)$$

olar. Göründüyü kimi, mühit daxilində maqnit sahəsinin intensivliyi mühitdən xaricdəki sahə intensivliyinə, yəni makroskopik cərəyanların yaratdığı sahəyə bərabər olur, molekulyar mikroskopik cərəyanların sahəsi isə maqnit sahə intensivliyinin qiymətinə heç bir təsir göstərmir. (13.15) ifadəsində  $B_0 = \mu_0 H$  olduğu nəzərə alınarsa,

$$B = \mu\mu_0 H = \mu B_0 \quad (13.22)$$

maqnit nüfuzluğunun fiziki mahiyyətini aydınlaşar. Beləliklə, (13.22) ifadəsinə əsasən ***maqnit nüfuzluğu mühit daxilində maqnit induksiyaının modulunun neçə dəfə artdığını nümayiş etdirir.***

Qeyd etmək lazımdır ki, göstərilən sadə ifadələr yalnız bircins mühitin maqnit qüvvə xətləri ilə həddəndən həcmi tam doldurduqda ödənilirlər. Əks halda maqnit sahə intensivliyinin mühit daxilindəki  $H$  qiyməti  $H_0 = \frac{B_0}{\mu_0}$  -dan fərqlənərək

$$H = H_0 - NJ = H_0 - H_M \quad (13.23)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $H_0$  xarici sahə,  $H_M$  *maqmitsizləşdirmə* sahəsi,  $N$  isə *maqmitsizləşdirmə amili* adlandırılır. Sonuncu kəmiyyət maqnit materialın formasından asılıdır. Səthi maqnit intensivliyi xətləri ilə kəsişməyən yuxarıda nəzərdən keçirilən halda  $N = 0$ , xarici sahəyə perpendikulyar yerləşən nazik lövhə üçün  $N = 1$ , kürə

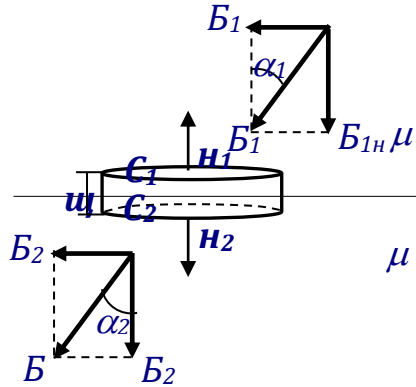


üçün  $N = \frac{1}{3}$  və s. olur. Lakin belə bütöv fiqurlar maqnit sahəsində yerləşdirilərkən sahənin qiyməti dəyişsə də, bircinsliliyi pozulmur.

### § 13.3. Maqnit qüvvə xətlərinin iki mühitin sərhədini keçməsi

Maqnit qüvvə xətlərinin nüfuzluğu  $\mu_1$  olan mühitdən  $\mu_2$  olan mühitə keçərkən səhəni xarakterizə edən kəmiyyətlərdə hansı dəyişikliklərin baş verməsinə nəzər yetirək. Bu məqsədlə maqnit seli və maqnit sahəsinin sirkuyasiyası haqda teoremlərdən istifadə edək.

Şəkil 13.4-də təsvir olunmuş maqnit nüfuzluqları arasında  $\mu_2 > \mu_1$  şərti ödənilən iki mühitin sərhədində uyğun normalları  $(n_1, n_2)$  və oturacaqları  $(S_1, S_2)$  olmaqla müxtəlif mühitlərdə yerləşən  $h$  hündürlüyünə malik olan slindr fərz edək.



Шякил 13.4

Slindrin  $h$  hündürlüyünü istənilən qədər kiçik götürmək mümkün olduğundan, silindrin yan səthindən keçən maqnit seli nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olar. Silindrdən keçən maqnit induksiyası xətlərinə maqnit seli haqda

teoremi tətbiq edərək, onun oturacaqlarının sahələrinin bərabər olması şərtində, normalların istiqaməti nəzərə alındıqda

$$\Phi = B_{1n} \cdot S_1 - B_{2n} \cdot S_2 = 0 \Rightarrow B_{1n} = B_{2n} \quad (13.24)$$

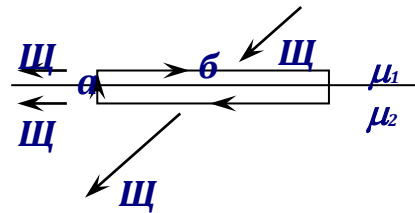
olar. Burada  $B_{1n}$  və  $B_{2n}$  uyğun olaraq birinci və ikinci mühitlərdə maqnit induksiya vektorunun normal toplananlarını təyin edir. İki mühitin sərhədini keçdikdə maqnit induksiya xətlərinin **normal toplananında heç bir dəyişiklik baş vermir**. Maqnit induksiyasından intensivliyə keçsək,

$$\mu_1 \mu_0 H_{1n} = \mu_2 \mu_0 H_{2n} \Rightarrow \frac{H_{1n}}{H_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1} \quad (13.25)$$

iki mühitin sərhədini keçdikdə maqnit sahə intensivliyinin **normal toplananının sıçrayışa uğramasını** təyin edərik.  $\mu_2 > \mu_1$  şərti nəzərə alınarsa,  $H_{1n} > H_{2n}$ , yəni belə iki mühitin sərhədini keçdikdə maqnit sahə intensivliyinin normal toplananı sıçrayışla azalar.

İndi də iki mühitin sərhədində şəkil 13.5-də təsvir olunduğu kimi,

uzunluğu  $b$ , eni  $a$  olan qapalı kontur götürək və  $H$  vektorunun



Шякил

sirkulyasiyasına

(13.12) tam cərəyan qanununu tətbiq edək. Konturun eni istənilən qədər kiçik götürülsə,  $a$  tərəfi üzrə sirkulyasiyanı nəzərə almamaq olar və  $H$  -in sirkulyasiyası

$$\oint H \cdot dl = b(H_{1t} - H_{2t}) = \sum_n i_n \quad (13.26)$$

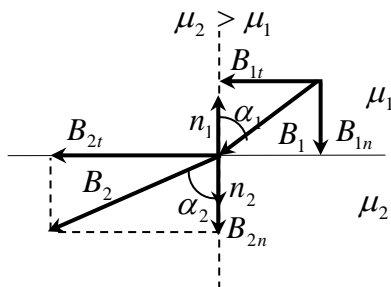
kimi təyin olunur. Baxılan kontur heç bir makroskopik çərəyanla təchiz olunmadığından,

$$\sum_n i_n = 0 \quad \text{və} \quad H_{1t} = H_{2t}, \quad (13.27)$$

**iki mühitin sərhədini keçdikdə** maqnit sahə intensivliyinin tangensial toplananında heç bir dəyişiklik baş vermir. (13.27) və (13.22) ifadələri əsasında intensivlikdən maqnit induksiya vektoruna keçsək,

$$\frac{B_{1t}}{B_{2t}} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (13.28)$$

şəklində **iki mühitin sərhədini keçdikdə** maqnit induksiya vektorunun tangensial toplananının sıçrayışla dəyişməsinə taparıq. Şəkil 13.4-də olduğu kimi  $\mu_2 > \mu_2$  şərti ödənilərsə,  $B_{1t} < B_{2t}$  kimi induksiya vektorunun azalması baş verir. Bu şərtləri birləşdirərək şəkil 13.6 -da təsvir olunan kimi

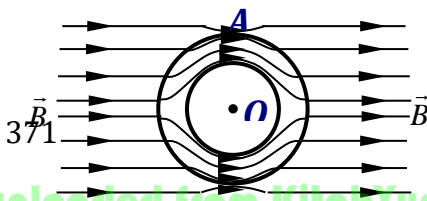


Шякил 13.6

maqnit qüvvə xətlərinin sınma qanununu təyin edərik.

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{B_{1t} / B_{1n}}{B_{2t} / B_{2n}} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (13.29)$$

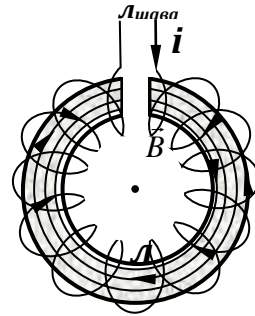
Göründüyü kimi, maqnit sahəsi nüfuzluğu kiçik olan mühitdən nüfuzluğu böyük mühitə keçdikdə  $\alpha_2 > \alpha_1$  olur, yəni maqnit induksiya xətləri



Шякил 13.7

normaldan uzaqlaşaraq səthə sıxlaşır. Bu xassədən istifadə edərək maqnit qüvvə xətlərinin sıxlığını idarə etmək mümkün olur və nəticədə maqnit sahəsindən qorunmaq, maqnit sahəsini gücləndirmək imkanları yaranır. Məsələn, böyük maqnit nüfuzluğuna malik halqanı bircins maqnit sahəsində yerləşdirərək şəkil 13.7-də təsvir olunan kimi maqnit sahəsini idarə etmək olur. Göründüyü kimi, halqanın daxilindəki boşluqda götürülən  $O$  nöqtəsində maqnit sahəsi yoxdur, halqanın özündə isə maqnit sahəsinin güclənməsi baş verir.

Muhitlərin sərhədini maqnit qüvvə xətlərinin keçməsi geniş tətbiq sahəsinə malik olan cihazların - elektromaqnitlərin iş prinsipinin əsasını təşkil edir. Şəkil 13.8-də təsvir olunan formada hazırlanmış  $l_{hava}$  ölçüsündə hava qatına malik çərçivəyə sarınmış  $N$  sayda sarğıdan ibarət sistemə nəzər yetirək. Çərçivə  $\mu$  maqnit



Шякил

nüfuzlüğünə malik nazik lövhələrin yığımından ibarət olur. Sarğıdan elektrik cərəyanı axdıqda mühitdə  $B$  maqnit induksiyasına malik maqnit sahəsi yaranır. Hava yarığında maqnit induksiya xətləri mühitin normalı üzrə yönəldiyindən, (13.24) şərtinə görə burada maqnit induksiya vektorunun modulu mühit daxilindəki ilə eyni qiymətə malik olur. Makrocərəyanlar tərəfindən yaradılan maqnit sahə intensivliyi mühitdə və hava qatında uyğun olaraq  $H_1$  və  $H_2$  olarsa, onun sirkulyasiyası

$$H_1 \cdot l_{ic} + H_2 l_{hava} = iN \quad (13.30)$$

kimi hesablanır. Burada  $i$  sargılardan axan cərəyan,  $l_{ic}$  - çərçivənin-içlik mühitin uzunluğudur. (13.22) ifadəsindən istifadə edərək maqnit induksiyasına keçək:

$$\frac{B}{\mu\mu_0} l_{ic} + \frac{B}{\mu_{hava}\mu_0} l_{hava} = iN \Rightarrow B = \frac{\mu_0 i N}{\frac{l_{ic}}{\mu} + \frac{l_{hava}}{\mu_h}} \quad (13.31)$$

Göründüyü kimi, maqnit induksiya vektorunun modulu hava qatının  $l_{hava}$  qiymətindən asılı olur. Əgər  $\mu$  çox böyük olarsa (məsələn polad üçün  $\mu = 1000$ ) məxrəcdə birinci həddi atıb,  $\mu_{hava} = 1$  götürülərsə, maqnit induksiyası

$$B = \mu_0 i \frac{N}{l_{hava}} \quad (13.32)$$

kimi təyin olunur. Bu ifadəyə görə maqnit induksiyası elə qiymətə malik olur ki, sanki içliksiz toroidin vahid uzunluğuna  $\frac{N}{l_{hava}}$  miqdarda sargı sarınmışdır. (13.32)

ifadəsinə görə  $N$ -i artırıb,  $l_{hava}$ -i azaltmaqla maqnit induksiyasının kifayət qədər böyük qiymətini almaq mümkündür. İçlik olaraq dəmirdən istifadə olunarsa, asanlıqla  $1T$  maqnit induksiyası almaq mümkündür. Bu çox güclü maqnit sahəsidir.

#### § 13.4. Maqnit materialları – maqnetiklər

Maddələrin maqnit xassələrini xarakterizə etmək üçün vahid həcmnin maqnitlənməsini göstərən adsız  $\chi$  maqnit qavrayıcılığı kəmiyyətindən istifadə olunur. Müxtəlif materialların maqnitlənməsini müqayisə etmək üçün maddənin bir kilomolunun qavrayıcılığı  $\chi_m = \chi V_M$  molyar qavrayıcılıq və ya maddənin vahid kütləsinin qavrayıcılığı kimi  $\chi_x = \frac{\chi}{\rho}$  -xüsusi qavrayıcılıq

kəmiyyətlərindən istifadə olunur. Burada  $V_M$  -molyar həcm ( $m^3/kmol$ ),  $\rho$  isə materialın sıxlığı ( $kq/m^3$ ) olduğundan  $\chi_m$  və  $\chi_x$  adlı kəmiyyət olur.

Maqnit qavrayıcılığının işarəsindən və qiymətindən asılı olaraq materiallar üç qrupa bölünürlər.

1. *Diamaqnitlər* - maqnit qavrayıcılığı mənfi işarəyə və çox kiçik ( $\chi_m \approx 10^{-8} \div 10^{-9} m^3/kmol$ ) qiymətə malik olan materiallardır. Diamaqnitlərdə  $J$  maqnitlənmə vektoru ilə sahə intensivliyinin  $H$  vektoru bir birinə əks yönəlirlər. *Bi, Hg, P, S, Au, He* və s. diamaqnitlərdir.

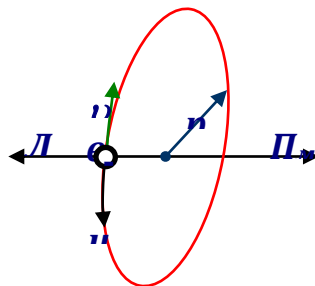
2. *Paramaqnitlər* -  $\chi$  çox da böyük olmayan ( $\chi_m \approx 10^{-7} \div 10^{-6} m^3/kmol$ ) müsbət qiymətə malik olur.  $H$  və  $J$  vektorları eyni istiqamətdə yönəlirlər. *Na, Li, K, Mg, Be* və s. paramaqnitdirlər.

3. *Ferromaqnitlər* -  $\chi$  çox böyük ( $\chi_m \approx 10^3 m^3/kmol$ ) və müsbət qiymətlərlə xarakterizə olunurlar. *Fe, Co, Mn, Cr* və onların xəlitələri ferromaqnitdirlər. Bundan başqa, dia- və para- maqnitlərdə  $\chi_m$  sabit kəmiyyət olaraq mühiti xarakterizə etdiyi halda, ferromaqnitlərdə o maqnit sahəsinin intensivliyindən asılı olur.

Göründüyü kimi, maqnitlənmə hadisəsi ilə dielektriklərin polyarlaşması hadisəsi arasında ciddi fərq mövcuddur. Belə ki, dielektriklər elektrik sahəsində yerləşdirildikdə polyarlaşma vektoru həmişə sahə intensivliyi ilə eyni istiqamətə malik olur.

*Maqnitomexaniki effekt.* Maddələrin maqnit xassələri onlarda mövcud olan molekulyar cərəyanlarla əlaqədar olduğundan, molekulyar cərəyanların atomun quruluşu ilə əlaqəsinə nəzər yetirək. Müasir təsəvvürlərə görə atom müsbət yüklü nüvədən və onun ətrafında fırlanan mənfi yüklü elektronlardan ibarətdir (şəkil 13.9). Elektronlar  $m_e$  kütləsinə malik olduqlarından, nüvə

ətrafında  $v$  sürəti ilə fırlanıqda  $L = mvr$  mexaniki momenti ilə xarakterizə olunurlar. Elektronlar eyni zamanda  $e$  yükünə malik olmaqla  $v$  tezliyi ilə fırlanıqda  $i = ve$  konveksiya cərəyanı, və buna görə də,  $p = ev \cdot \pi r^2$  maqnit momenti yaradar. Elektronun yükü mənfi olduğundan, göstərilən vektorlar şəkildə təsvir olunduğu kimi qarşılıqlı əks yönələrək biri birini zəiflədirlər.  $v = 2\pi\nu$  olduğu nəzərə alınmaqla bu vektorların nisbətini hesablayaq:



Шякил 13.9

$$\frac{n_m}{J} = -\frac{\pi \cdot p^2 \cdot v \cdot e}{2\pi \cdot Mv \cdot p^2} = -\frac{e}{2M} = \Gamma \quad (13.33)$$

Maqnit və mexaniki kəmiyyətlər arasında əlaqə yaradan  $\Gamma$ -giromaqnit nisbəti adlanır. Bu kəmiyyətin yalnız fırlanan zərrəciyin (elektronun) yükündən və kütləsindən asılı olması göstərir ki, istənilən maqnit xassəsinə malik cisim fırladıldıqda maqnitlənməli və əksinə maqnitləndikdə fırlanma hərəkəti icra etməlidir. Bu müddəalar *Barnett* və *Eynşteynlə de Qaaz* tərəfindən güclü maqnitlənmə xassəsinə malik dəmir birləşmələrində incə təcrübələr vasitəsilə yoxlanılmışdır. Bu təcrübələrdən maqnit və mexaniki hadisələr arasında keyfiyyətə uyğunluq alınsa da, bütün aparılan təcrübələrdə  $\Gamma$  giromaqnit nisbətini qiyməti iki dəfə böyük yəni  $e/m$  alınmışdır. Bu bir tərəfdən molekulyar cərəyan zərrəciklərinin elektronlar olduğunu sübut etsə də, kəmiyyət uyğunsuzluğu göstərilən momentlərlə yanaşı elektronların məxsusi mexaniki və maqnit momentlərinə malik olma ideyasını formalaşdırdı. Qəbul olundu ki, elektronun orbitdə hərəkəti nəticəsində malik olduğu orbital mexaniki və

maqnit momentləri ilə yanaşı *spin* adlanan  $p_{ms}$  məxsusi maqnit və  $L_S$  məxsusi mexaniki momentə malikdir. Elektronun məxsusi momentləri arasında

$$p_{ms} / L_S = -e / m_e \quad (13.34)$$

kimi əlaqə mövcuddur. Ferromaqnit materialların, o cümlədən dəmirin maqnitlənməsində elektronların spini aparıcı rol oynayır. Qeyd edək ki, 1925-ci ildə Yulenberg və Qaudosmit atomların şüalanma spektrlərində müşahidə olunan «incə quruluş xətlərinin» elektronun spinə malik olması əsasında izah edərək Nobel mükafatına layiq görülmüşlər. Elektronun spinə malik olması onun heç də öz oxu ətrafında fırlanması kimi təqdim oluna bilməz. Spinə malik olmaq elektronun ayrılmaz xassəsidir. Elektron yükə, kütləyə malik olduğu kimi spinə də malikdir. Elektronlarla yanaşı protonlar, neytronlar, fotonlar və başqa elementar zərrəciklər də spinə malikdirlər. Spin momentinin qiyməti Plank sabiti  $\hbar$ -nın ( $\hbar = h/2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34}$  Coul·san) tam və ya yarım misilləri ilə ölçülür. Elektron üçün

$$L_S = \hbar / 2 \quad (13.35)$$

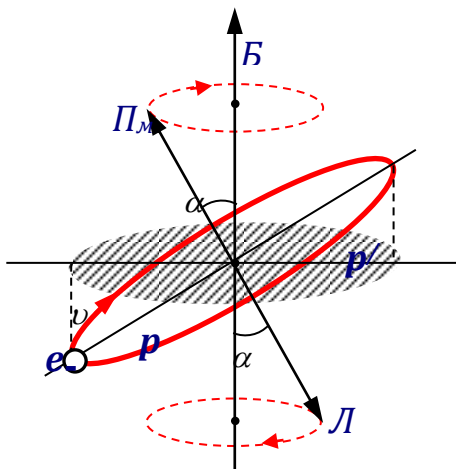
olur və ona spini  $1/2$  olan zərrəcik deyirlər. Beləliklə elementar  $e$  yükü istənilən yükün ölçü vahidi olduğu kimi  $\hbar$ -də impuls momentinin ölçü vahididir. Elektronun məxsusi maqnit momenti (13.34) və (13.35) ifadələrinə görə

$$p_{ms} = -\frac{e}{m} \cdot L_S = -\frac{e\hbar}{2m} = -\mu_B \quad (13.36)$$

kimi təyin olunur. Burada  $\mu_B = 0,927 \cdot 10^{-23}$  C/Tl Bor maqnetonu adlanır. Elektronun məxsusi maqnit momenti  $1$ Bor maqnetonuna bərabərdir.



Atomun maqnit momenti ona daxil olan elektronların və nüvənin maqnit mometlərinin cəmi kimi təyin olunur. (13.36) ifadəsindən görüldüyü kimi, kütlənin artması ilə maqnit momenti azalır. Buna görə də nüvənin maqnit momentini formalaşdıran proton və neytronların maqnit momentləri



Шякил

elektronunkundan çox-çox azdır və bir sıra məsələlərin həllində nəzərə alınmır, atom və ya molekulların maqnit momenti elə orada iştirak edən elektronların maqnit momentləri cəminə bərabər götürülür. Ştern və Gerlax təcrübi olaraq atom və molekulların maqnit momentinə malik olmasını sübut etmişlər. Bu təcrübələrdən məlum olmuşdur ki, xarici maqnit sahəsi istiqaməti üzrə atom və molekulların düzülməsində yalnız diskret vəziyyətlər mövcud olur, yəni maqnit momentinin sahə üzrə proyeksiyası seçilmiş diskret qiymətlər ala bilər. Bu hadisəyə *maqnit momentinin kvantlanması* deyilir. Atomların maqnit momenti bir neçə Bor maqnetonu tərtibində olur. Bəzi atomlar, məsələn  $Hg$ ,  $Mg$ , maqnit momentinə malik olurlar.

İndi də deyilənləri nəzərə alaraq sadə halda maqnit qavrayıcılığını hesablayaq. Şəkil 13.10-da təsvir olunmuş kimi  $r$  radiuslu orbit üzrə hərəkət edən (*fırlanan*) elektronun yaratdığı çevrəvi cərəyana  $B$  xarici maqnit sahəsi təsir edərək onun hərəkətini dəyişməyə çalışır. Bu

dəyişiklik onunla nəticələnir ki,  $p_m$  vektoru maqnit sahəsi ətrafında *presesiya* edir. Mexanikadan məlum olduğu kimi, fırlanan cismə impuls momenti ilə üst-üstə düşməyən qüvvə ilə təsir edilərsə, o fırlanma hərəkətini davam etdirməklə fırlanma oxunu elə dəyişdirir ki, impuls momentinin özü də müəyyən ox üzrə şəkil 13.10-da göstərilən kimi presesiya edir. Belə cisimlər *fırfıra* və ya *giroskop* adlandırılır. Fırlanan zərrəcik yüklü olduqda xarici qüvvə funksiyasını maqnit sahəsi yerinə yetirir və nəticədə maqnit momenti şəkildə göstərilən kimi

$$\omega_L = \frac{eB}{2m}$$

ətrafında fırlanır. Bu Lormor presesiyası,  $\omega_L$  isə *Lormor tezliyi* adlanır. Bu tezlik elektronun orbitinin maqnit sahəsinə  $\alpha$  meyl bucağından, orbitin radiusundan və elektronun orbit üzrə hərəkət sürətindən asılı olmadığından, atoma daxil olan bütün elektronlar üçün eyni qiymətə malik olur. Presesiya elektronu maqnit sahəsi ətrafında hərəkətə vadar edir və nəticədə elektron şəkildə qırıq xətlə qeyd olunaraq ştrixlənən radiusu  $r'$  olan əlavə  $S' = \pi \cdot r'^2$  sahəsini cızır. Yüklü zərrəciyin

hərəkəti eyni zamanda  $I' = e \frac{\omega_L}{2\pi}$  konveksiya cərəyanı

doğurduğundan, əmələ gələn əlavə maqnit momenti

$$p'_m = I' \cdot S' = \frac{e \cdot \omega_L}{2} r'^2 = \frac{e^2 \cdot B}{4m} \cdot r'^2 \quad (13.37)$$

*induksiyalanmış maqnit momenti* adlanır. Elektronun hərəkəti zamanı orbitin radiusu daima dəyişdiyindən,  $r'^2$ -nin orta qiymətini götürmək lazımdır. Hesablamalardan  $\bar{r}^2 = 2r^2 / 3$  olduğu alınır. Induksiyalanmış maqnit momenti xarici sahənin əksinə yönəlir və onun qiymətini  $r'^2$ -i (13.37) ifadəsində nəzərə

alaraq atomun bütün elektronları üzrə cəmləməklə təyin edərik:

$$p_m^{at} = \sum_{k=1}^Z p_{m_k}' = -\frac{e^2 B}{6m} \sum_{k=1}^Z \bar{r}_k^2. \quad (13.38)$$

Burada  $Z$  atomdakı elektronların sayıdır. Maqnit sahəsinin əksinə induksiyanmış maqnit momentinin yaranması atomun diamaqnetizmi adlanır. Bu maqnit momentinə uyğun maqnit qavrayıcılığı mənfi ( $\chi < 0$ ) olur. Diamaqnetizmə bütün mövcud olan atomlar malik olurlar. Diamaqnitlərdə xarici sahə olmadıqda spin momentləri ilə orbital momentləri bir birini tam kompensə etdiyi üçün atomun tam momenti sıfıra bərabər olur. Xarici sahəyə gətirilən belə materialda yalnız induksiyanmış maqnit momenti əmələ gəlir ki, o da xarici sahənin əksinə yönəlir. Bu səbəbdən maqnit qavrayıcılığı mənfi olan materialları diamaqnit adlandırmaq qəbul olunmuşdur. Maqnit qavrayıcılığı  $1\text{mol}$  üçün təyin olunarsa, (13.38) ifadəsindən istifadə edərkən o *Avaqadro ədədinə* vurulmalıdır və nəticədə diamaqnitlər üçün

$$\chi_m = \frac{N_a p_{at}'}{H} = -\frac{\mu_0 \cdot N_a \cdot e^2}{6m} \sum \bar{r}_k^2 \quad (13.39)$$

alınar. İfadəyə daxil sabitlərin qiymətləri və atomda elektronların orbitinin ölçüsünün atomun radiusu tərtibində ( $10^{-10} m$ ) olduğu nəzərə alınarsa, hesablanan qiymətin ( $\chi \approx 10^{-8} \div 10^{-7} m^3 / kmol$ ) təcrübə ilə kifayət qədər uyğun gəldiyi bəlli olar.

Paramaqnitlərdə atomlarının yekun maqnit momenti  $p_m$  sıfırdan fərqli olur. Atomların maqnit momentləri xarici sahə olmadıqda xaotik paylandığından, ümumi maqnit sahəsi sıfıra bərabər olur (şəkil 13.11). Belə materialı xarici maqnit sahəsinə gətirdikdə, maqnit momentlərin sahə boyunca

düzlənməsi nəticəsində *orientasiya maqnitlənməsi* baş verir. Xaotiklik ölçüsü kimi, temperatur bu düzülməni pozmağa çalışır və buna görə də xarici sahənin dəyişməz qiymətində temperatur artdıqca maqnit qavrayıcılığı *Küri qanununa* əsasən azalır:

$$\chi_{mol} = \frac{C}{T} \cdot \quad (13.40)$$

Burada  $T$  -mütləq temperatur,  $C$  -*Küri sabiti* adlanır. Paramaqnit materiallarda da xarici maqnit sahəsində maqnit sahəsinə əks yönəlmiş induksiyanmış maqnit momenti (diamaqnetizm) əmələ gəlir, lakin onun qiyməti atomun fərdi maqnit momentinə nisbətən çox kiçik olduğundan, demək olar ki, nəzərə çarpmır. Nəticədə paramaqnitlərdə yaranan maqnitlənmə vektoru xarici sahə ilə *eyni istiqamətdə*

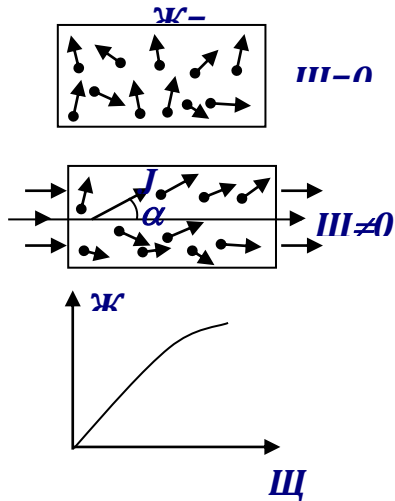
olur, induksiyanmış maqnit momenti isə onu cüzi zəiflədir.

Paramaqnetizmin klassik nəzəriyyəsi *Lanjeven* tərəfindən irəli sürülmüşdür.

Orientasiya maqnitlənməsində atomun fərdi maqnit momentləri xarici sahə ilə qarşılıqlı təsirdə olaraq düzülür. Maqnit momentlərinin xarici sahə üzrə proyeksiyası onlar

arasındakı bucaqların

kosinusu ilə təyin olunur. Bu bucaqlar müxtəlif olduğundan, onların kosinuslarının orta qiymətini hesablayaraq cəmlənməsi nəticəsində maqnit qavrayıcılığı



Шякил 13.11

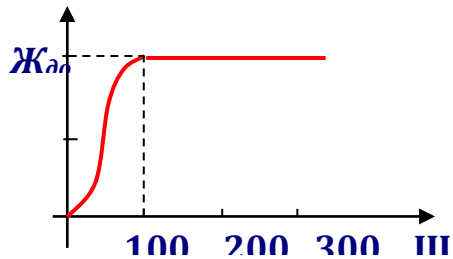
$$\chi_{mol} = \frac{\mu_0 \cdot N_a \cdot p_m^2}{3kT} \quad (13.41)$$

ifadəsini alınmışdır. Bu ifadəni Küri qanunu ilə müqayisə edərək  $C$  sabiti üçün

$$C = \frac{\mu_0 \cdot N_a \cdot p_m^2}{3k} \quad (13.42)$$

ifadəsi alınır. Maqnit qavrayıcılığının hesablanan qiyməti təcrübə ilə kifayət qədər uyğunlaşır. Qeyd edək ki, bu ifadələr nisbətən yüksək temperaturlarda və zəif maqnit sahələrində ( $p_m \cdot B \ll kT$ ) ödənilir. Güclü maqnit sahələrində və aşağı temperaturlarda mühitin maqnitlənməsi ilə xarici maqnit sahəsi arasında mütənəsiblik pozulur. Buna səbəb olaraq atomların maqnit momentlərinin sahə boyunca tam şəkildə düzülməsi ilə *doyma halının alınması* göstərilə bilər.

Ferromaqnitlər maqnit sahəsi olmadıqda belə güclü maqnitlənməyə malik ola bilən maddələrdir. Bu xassə əsasən dəmir (*ferrum*) və onun birləşmələrində müşahidə olunur.. Qeyd edək ki, ferromaqnit xassələri yalnız çox güclü maqnitlənməyə qadir krisal quruluşa malik olan maddələrə xasdır.

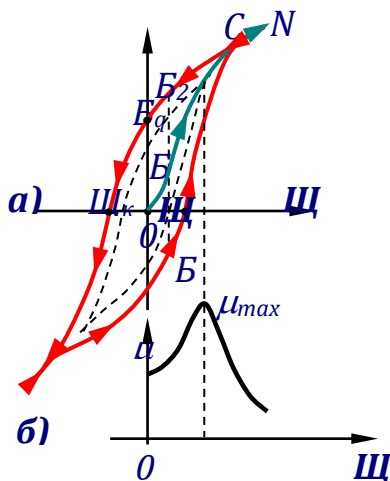


Шякил 13.12

1. Ferromaqnitlərin maqnitlənməsinin xarici sahədən asılılığı paramaqnitlərdən fərqli olaraq qeyri-xətti xarakter daşıyır və hətta kiçik sahələrdə belə doyma xassəsi reallaşır (şəkil 13.12).

Mühit daxilində  $B = \mu_0 \cdot H + \mu_0 \cdot J$  kimi təyin olunduğundan,  $J(H)$  asılılığında doyma alınması  $B(H)$  asılılığında xətti asılıqla müşayət olunacaqdır. Səkil 13.13-də bu asılıq təsvir olunmuşdur.  $OS$  hissəsi qeyri xətti olduğu üçün materialın maqnitlənməsinə uyğun gəlir.  $SN$  hissəsi maqnitlənmənin doyma həddinə çıxmasına uyğundur. Bu hissədə maqnit sahəsinin  $H$ -dan asılılığı  $B = \mu_0 \cdot H + const$  qanunu üzrədir. Burada  $const = \mu_0 \cdot J_{doy}$  olur.

maqnit induksiyası



Шякил

2. Xarici maqnit sahəsinə azaltdıqda şəkildən göründüyü kimi  $B(H)$  asılılığı başqa yolla qayıdır, yəni maqnit sahəsinə artırıqda olan asılılıq təkrar olunmur. Xarici sahə sıfır olduqda belə mühit daxilində maqnit induksiya  $B = B_r$  qiymətinə malik olur ki, bu sahəyə *qalıq maqnetizmi* deyilir. Qalıq maqnetizmi yox etmək üçün xarici sahənin istiqamətini dəyişərək onu  $H_k$  qiymətinə qədər artırmaq tələb olunur. Maqnit sahə intensivliyinin bu qiyməti materialın *koerostiv qüvvəsi* adlanır. Qalıq maqnetizmin mövcud olması ferromaqnitlər əsasında *sabit maqnitlərin* hazırlanmasına imkan verir. Koerostiv qüvvəsi böyük olan sabit maqnitlər daha etibarlı olur. Bir sıra hadisələrdə, məsələn güclü elektromaqnitlərə içlik hazırladıqda,

koerostiv qüvvəsi kiçik olan güclü ferromaqltlər tələb olunur.  $B(H)$  asılılığını davam etdirərək şəkil 13.13, a-da təsvir olunmuş fiqur alınır. Bu *histerizes ilgəyi* adlanır və yalnız ferromaqltlərə xasdır.

3. Histerizes xassəsi ona gətirir ki, maqlit intensivliyinin hər hansı  $H_1$  qiymətinə maqlit induksiyasının  $B_1$  ilə  $B_2$  arasında istənilən qiyməti uyğun gələ bilər, yəni  $B(H)$  asılılığı *birqiymətli olmayıb nümunənin mənbəyindən asılı olur*. Beləliklə, ferromaqltlərdə maqlit nüfuzluğu  $\mu$  sabit kəmiyyət olmayıb, sahə intensivliyindən asılı olur. Bu asılılıq şəkil 13.13, b-də təsvir olunmuşdur və görüldüyü kimi, maqlit nüfuzluğunun ən böyük  $\mu_{\max}$  qiyməti maqlitlənmənin doymasına yaxın sahələrə uyğun gəlir.

4. Ferromaqltlər maqlit sahəsində *deformasiyaya uğrayırlar* ki, buna da *maqlitostriksiya* deyilir. O qədər də böyük olmayan maqlit sahələrində ( $\sim 10^3$  *ersted*) materialın xətti ölçülərinin nisbi dəyişməsi  $10^{-6}$  tərtibində olur. Materialın kristalloqlrafik oxları ilə maqlit sahəsinin qarşılıqlı vəziyyətindən asılı olaraq maqlitostriksiya həm sıxılma, həm də genişlənmə ilə müşayət oluna bilər.

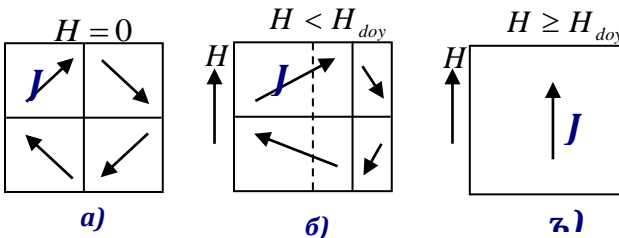
5. Hər bir ferromaqlit üçün elə bir temperatur mövcuddur ki, material ferromaqlit xassələrini itirərək adi paramaqlitə çevrilir. *Küri nöqtəsi* adlanan bu temperatur dəmir üçün  $768^{\circ}C$ , nikel üçün isə  $365^{\circ}C$  təşkil edir. Paramaqlit halına keçdikdən sonra maqlit nüfuzluğunun temperaturdan asılılığı (13.40) ifadəsindən fəqli

$$\chi_{mol} = \frac{C}{T - T_c} \quad (13.44)$$

kimi təyin olunur. Bu *Küri-Veys qanunu* adlanır. Burada  $T$  -mütləq temperatur,  $C$  -Küri sabiti,  $T_c$  - Kuri nöqtəsidir.

Ferromaqnitlərin nəzəriyyəsi və göstərilən xassələrin izahı 1928-ci ildə *Y.I.Frenkel və V.Heyzenberg* tərəfindən işlənmişdir. Ferromaqnitlərin maqnitlənməsində elektronların məxsusi spin momentləri aparıcı rol oynayırlar. Ferromaqnit materiallarda mövcud olan mübadilə qüvvələri elektronların maqnit momentlərini müəyyən istiqamətdə düzərək böyük maqnit momentinə malik oblastların yaranmasına səbəb olurlar. Belə spontan (*özbaşına*) maqnit momentinə malik oblastlar *domen* adlanır. Müxtəlif domenlərdə spontan maqnit momentlərinin istiqaməti fərqlənir və materialda iştirak edən çoxlu miqdarda domenlər elə paylanır ki, yekun moment şəkil 13.14. a- da təsvir olunan kimi «sıfır» olur. Domenlərin xətti ölçüsü millimetrin hissələri tərtibində olur və buna görə hər domenin yaranmasında külli miqdarda atom iştirak edir. Xarici sahə mövcud olduqda domen divarları deformasiya edir və şəkildə təsvir olunan kimi, sahə intensivliyi istiqamətində domenlərin düzülməsi baş verir və ferromaqnit maqnitləninir.

Maqnit sahəsini azaltdıqda domenlərin əvvəlki ilkin



Шякил 13.14

vəziyyətə qayıtması mümkün olmur və mühit maqnitlənməmiş halda qalır. Domenləri ilkin hala gətirmək üçün onlara əks istiqamətdə sahə ilə təsir etmək lazımdır.



Ferromaqnit Küri nöqtəsinə qədər qızdırıldıqda elektronların maqnit momentlərinin domenlərdə düzülüşü xaotikləşir. Bu temperaturda materialın digər xassələrində, məsələn *istilik tutumunda*, anomalyalar baş verir və material *faza keçidinə* məruz qalır. Bəzi maddələrdə mübadilə qüvvələri *antiferromaqnit* halının yaranmasına səbəb olur. Xrom, manqan və s. materiallarda əmələ gələn bu hal elektronların məxsusi momentlərinin cüt-cüt qarşılıqlı əks yönəlməsi ilə əlaqələndirilir. Bu səbəbdən antiferromaqnitlər adi halda kiçik maqnit qavrayıcılığına malik olmaqla zəif paramaqnitlərdən seçilmirlər. Antiferromaqnitlərdə də müəyyən temperatur mövcuddur ki, eletroların spinlərinin antiparalelliyi pozulur və material adi ferromaqnitə cevrilir. Bu temperatur Neel nöqtəsi adlanır.

#### XIV FƏSİL. ELEKTROMAQNIT SAHƏSİ

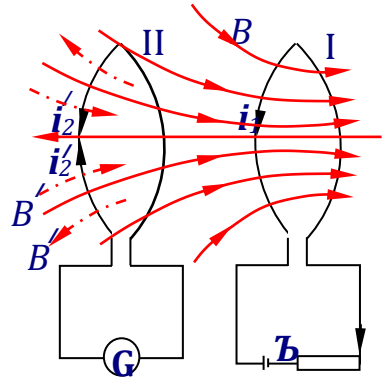
##### § 14.1. Elektromaqnit induksiya hadisəsi

1831-ci ildə *Maykl Faradey* istənilən formalı konturda maqnit seli  $\Phi$ -in hər hansı dəyişməsi halında elektrik cərəyanının əmələ gəlməsini kəşf etdi.

Maqnit selinin dəyişməsi nəticəsində yaranan cərəyan *induksiya cərəyanı* adlandırıldı. Təcrübələr vasitəsi ilə aydınlaşdırıldı ki, induksiya cərəyanının qiyməti maqnit selinin dəyişmə üsulundan asılı olmayıb, yalnız  $\Phi$ -in dəyişmə sürəti adlandırılan  $d\Phi/dt$  kəmiyyətinin modulu ilə təyin olunur. Zaman keçdikcə  $\Phi$  artarsa ( $d\Phi/dt > 0$ ) maqnit selinin dəyişmə sürəti müsbət,  $\Phi$  azalarsa ( $d\Phi/dt < 0$ ) mənfi qəbul olunur. Maqnit selinin dəyişmə sürətinin

işarəsi dəyişdikdə, konturda əmələ gələn induksiya cərəyanının axma istiqaməti dəyişir.

Tutaq ki, şəkil 14.1-də göstərilən I konturundan  $i_1$  cərəyanı axaraq maqnit sahəsi yaradır. Maqnit sahəsinin qüvvə xətləri II konturuna nüfuz edərək onu kəsən maqnit seli yaradır. Maqnit seli sabit qalarsa, heç bir induksiya cərəyanı yaranmır. Əgər  $i_1$  artarsa ( $dB/dt > 0$  və  $d\Phi/dt > 0$ ), II konturda yaranan  $i_2'$  induksiya cərəyanı  $i_1$  ilə əks,



Шякил 14.1.

azalarsa ( $dB/dt < 0$  və  $d\Phi/dt < 0$ ), II konturda yaranan  $i_2''$  induksiya cərəyanı  $i_1$  ilə eyni istiqamətdə yönəlir. I konturdan axan  $i_1$  cərəyanı sabit qaldıqda II konturu kəsən maqnit selinin dəyişməsinə konturları biri birinə yaxınlaşdırmaqla, biri birinə nəzərən fırlatmaqla, II konturu maqnit nüfuzluğu  $\mu$  olan maddə ilə doldurmaqla və ya konturun sahəsini dəyişməklə nail olmaq mümkündür. Bütün hallarda induksiya cərəyanının istiqaməti maqnit selinin dəyişmə sürəti mənfi olduqda  $i_1$  ilə eyni, müsbət olduqda isə qarşılıqlı əks olur. Bu təcrübələr əsasında induksiya cərəyanının istiqamətini təyin etmək üçün **Lents qaydası** müəyyənləşdirilmişdir: *-induksiya cərəyanı elə istiqamətdə axır ki, onun yaratdığı maqnit sahəsi bu cərəyanı doğuran maqnit sahəsinin*

dəyişməsinə əks təsir göstərsin. Beləliklə, induksiya cərəyanının maqnit sahəsi elə yönəlir ki, induksiya cərəyanını yaradan  $B$  maqnit sahəsi azaldıqda onu artırmağa ( $B'$ ), artdıqda isə azaltmağa ( $B''$ ) çalışsın.  $B$ ,  $B'$  və  $B''$  maqnit sahələrinin induksiya xətləri şəkil 14.1-də təsvir edilmişdir.

## § 14.2. Induksiya elektrik hərəkət qüvvəsi

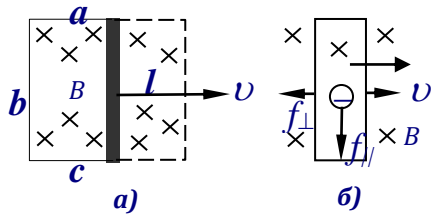
Dövrədə cərəyanın mövcud olması üçün kənar qüvvələr iş görməlidir ki, bu da elektrik hərəkətdirici qüvvə ( $e.h.q.$ ) ilə xarakterizə olunur. Deməli, elektromaqnit induksiya hadisəsi göstərir ki, maqnit selinin dəyişməsi səbəbindən  $\varepsilon_i$  induksiya

$e.h.q.$  yaranır. Maqnit selinin dəyişməsinin konturun sahəsinin dəyişməsi ilə əlaqədar olduğu hal üçün  $\varepsilon_i$  -ni

hesablayaq. Tutaq ki,

$l$  uzunluqlu tərəfi soldan sağa sərbəst hərəkət edə bilən keçirici naqildən hazırlanan  $abcd$  konturu şəkil 14.2-də göstərilən kimi maqnit sahəsində yerləşmişdir.

Sadəlik üçün fərz edək ki, xarici maqnit sahəsinin  $B$  induksiya vektoru hərəkət edən tərəfə perpendikulyar olmaqla ( $B \perp l$ ,  $\Phi = \Phi_{\max}$ ) şəkil müstəvisinə daxil olur. Əgər konturun hərəkət edən hissəsi  $v$  sürətinə malik olarsa, keçirici naqildə



Шякил

mövcud olan sərbəst elektronlar da naqillə birgə həmin sürətlə soldan sağa hərəkətə gələcəklər. Bunun nəticəsində hərəkətdə olan elektronlara sağ əl qaydası ilə təyin olunaraq, şəkil 14.2, a-da göstərilən istiqamətdə  $f_{||} = e\nu B$  Lorens qüvvəsi təsir edəcəkdir. Bu qüvvə naqıl boyunca yönəldiyindən, elektronları həmin istiqamətdə hərəkət etməyə məcbur edərək naqilin bir tərəfinə yığıacaq və nəticədə *naqıl boyunca* elektrik sahəsi yaranacaqdır. Yaranan elektrik sahəsi elektronların hərəkətini tormozladığından, tarzlıq halının alınması üçün elektrona təsir edən elektrik və maqnit qüvvələri modulca bərabərləşməlidirlər:

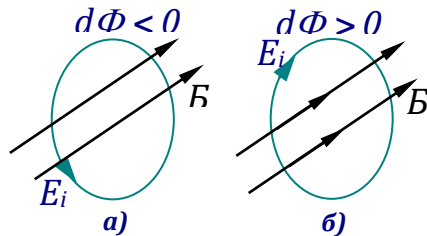
$$eE = e\nu B \Rightarrow E = \nu B \quad (14.1)$$

Elektronları hərəkət etdirən bu qüvvə yük tərəfindən yaranmadığından, elektrostatik təbiətli olmayıb, kənar qüvvə rolunu oynayır. Sahə intensivliyinin qapalı kontur üzrə sirkulyasiyası artıq sıfır yox, elektrik hərəkət qüvvəsinə bərabər olacaqdır:

$$\varepsilon_i = \oint E_i \cdot dl = El = \nu Bl \quad (14.2)$$

Bu ifadədən, Lents qaydasını nəzərə almaqla elektromaqnit induksiya qanununun ifadəsi alınmışdır.

Induksiya *e.h.q.* - nin istiqaməti maqnit sahəsinin dəyişmə sürətinin işarəsi nəzərə alınmaqla burğu qaydası ilə təyin



oluna bilər. Şəkil 14.3-də göstərilirdiyi kimi, maqnit seli qapalı kontura nüfuz etdikdə :  $d\Phi > 0$  olduqda ( $B$  - artır;  $S$  - artır)  $\varepsilon_i$  sol burğu,  $d\Phi < 0$  olduqda isə sağ burğu qaydası ilə təyin olunur.

Şəkil 14.2-də  $f_{\parallel}$  Lorens qüvvəsi yüklü zərrəciyin hərəkət istiqamətinə perpendikulyar olduğu üçün onun gördüyü iş sıfıra bərabər olmalıdır və buna görə də o təklidə  $ehq$  yaranması üçün kənar qüvvə rolunu oynaya bilməz. Lakin şəkil 14.2-yə diqqətlə nəzər yetirdikdə görünür ki, Lorens qüvvəsinin təsiri ilə naqıl boyunca  $u$  sürəti ilə istiqamətlənmiş hərəkətə başlayan elektrona daha bir qüvvə-  $f_{\perp}$  Lorens qüvvəsi təsir edəcəkdir. Axırını qüvvənin sağ əl qaydası ilə təyin olunan istiqaməti şəkil 14.2, a-da göstərilmişdir və göründüyü kimi, bu qüvvə naqılın hərəkət istiqamətinin əksinə yönələrək onu tormozlamağa çalışır. Naqılın hərəkətinin sabit sürətlə davam etdirilməsi üçün ona xaricdən modulca  $f_{\perp}$  qüvvəsinə bərabər, istiqamətcə əks olan  $F_x$  qüvvəsi tətbiq edilməlidir. Bu qüvvə elektrostatik təbiətli olmadığından kənar qüvvə rolunu oynaya bilər.

Beləliklə, naqıl maqnit sahəsində hərəkət etdikdə onun daxilində olan sərbəst elektronlar həm naqillə birlikdə, həm də naqıl boyunca olmaqla iki hərəkətdə iştirak edirlər. Maqnit sahəsi tərəfindən hərəkətdə olan yükə təsir edən Lorens qüvvəsi bu iki təsirin cəmi kimi formalaşır. Göstərək ki, bu iki təsirin birlikdə gördükləri iş sıfıra bərabərdir.

$$f_{\perp} = euB; f_{\parallel} = evB, \vec{f}_L = \vec{f}_{\perp} + \vec{f}_{\parallel}, \quad (14.3)$$

görülən iş isə

$$dA = f_L dx = f_{\parallel} u dt - f_{\perp} v dt \quad (14.4)$$

kimi təyin olunur. Burada  $v$ -nin  $f_{\perp}$  ilə antiparalel,  $u$ -nun isə  $f_{\parallel}$  ilə paralel olması nəzərə alınmışdır.

Burada (14.3) ifadəsini nəzərə alsaq,

$$dA = eu v B dt - e v u B dt = 0, \quad (14.5)$$

yəni Lorens qüvvəsinin gördüyü tam işin sıfıra bərabər olması və buna görə də heç bir ziddiyyətin mövcud olmaması aydınlaşar.  $F_x$  qüvvəsi bütün elektronlara təsir etdiyindən  $F_x = N \cdot f_{\perp}$ , elektronların sayı isə  $n$  konsentrasiyası və naqilin  $V = l \cdot S$  həcmi ilə ifadə alunarsa, görülən iş

$$dA = F_x v \cdot dt = eu B n l S v \cdot dt \quad (14.6)$$

olar. Nəzərə alınsa ki, kənar qüvvənin işi ehq vasitəsi ilə  $dA = E_i i \cdot dt$ , axan cərəyan isə  $i = enuS$  kimi təyin olunur, (14.6) ifadələri əsasında iduksiya *e.h.q.* təyin oluna bilər:

$$\varepsilon_i = Blv = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (14.7)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, induksiya *e.h.q.* yaranmasının təsvir olunan mexanizmi maqnit selinin dəyişməsinin naqilin hərəkəti nəticəsi olaraq baş verməsi halı üçün doğrudur. Maqnit selinin dəyişməsi hərəkətsiz konturda maqnit induksiyası  $B$ -nin artıb-azalması nəticəsində yaranarsa, göstərilən mexanizm heç bir rol oynaya bilməz. Lakin təcrübələr bu halda da induksiya *ehq*

yananmasını və (14.7) ifadəsinin doğru qaldığını göstərir. Maksvell belə hadisəni maqnit sahəsinin ən ümdə xassələrindən biri ilə- maqnit induksiyanın hər bir dəyişməsində **burulğanlı elektrik sahəsinin** yaranması ilə əlaqədar olması barədə fikir irəli sürmüşdür. Bu ideyaya görə sükunətdə olan elektrik yükünə təsir etmək xassəsinə malik burulğanlı elektrik sahəsinin yaratmaq dəyişən maqnit sahəsinin **fərdi xüsusiyyətidir**. Əlbəttə, burulğanlı elektrik sahəsi bildiyimiz elektrostatik sahədən köklü surətdə fərqlənərək onun yalnız bir xassəsinə- *sükunətdə olan yükə təsir etmə xüsusiyyətinə* malikdir və bu da yuxarıda göstərilədiyi kimi induksiya *ehq* əmələ gəlməsi üçün kifayətdir.

Baxılan kontur  $N$  sayda sarğıdan təşkil olunarsa, ardıcıl birləşdirilən sarğılarda olduğu kimi, yaranan induksiya elektrik hərəkət qüvvələri toplanaraq ümumi  $e h q$  əmələ gətirəcəklər:

$$\varepsilon_i = -\sum_{i=1}^N \frac{d\Phi_i}{dt} = -\frac{d}{dt} \sum_{i=1}^N \Phi_i \Rightarrow \varepsilon_i = -\frac{d\Psi}{dt} \quad (14.8)$$

Burada  $\sum \Phi = N\Phi = \Psi$  **tam sel** adlanır.

Elektromaqnit itduksiya hadisəsi nəticəsində elektrik müqaviməti  $R$  olan naqildən  $dq = i \cdot dt$  yükü keçəcəkdir. Cərəyan şiddəti (14.8) ifadəsinə görə

$$i = \frac{\varepsilon_i}{R} = -\frac{1}{R} \cdot \frac{d\Psi}{dt} \quad (14.9)$$

kimi təyin olunur. Onda konturun vəziyyəti müəyyən 1 halından 2 halına dəyişdikdə keçən yük

$$dq = i \cdot dt \Rightarrow q = \int_1^2 \frac{1}{R} d\Psi = \frac{\Psi_1 - \Psi_2}{R} \quad (14.10)$$

naqilin müqaviməti və tam selin dəyişməsi ilə təyin olunur. Əgər  $N$  sarğıya malik olan kontur maqnit sahəsində  $180^\circ$  fırladılsa,  $\Psi_1 = NBS$  və  $\Psi_2 = -NBS$  kimi təyin olanacaq və keçən yük

$$q = 2NBS \cdot \frac{1}{R} \quad (14.11)$$

olcaqdır. Dövrədən keçən yük ballistik qalvanometrle ölçülərsə, maqnit induksiyasını təyin etmək mümkün olar. Belə cihaz **Teslametr** adlanır.

**Fuko cərəyanları.** Induksiya cərəyanları maqnit sahəsində hərəkət edən böyük kütləli bütöv keçiricilərdə yarana bilər. Belə cərəyanlar **burulğanlı** və ya Fuko cərəyanları adlandırılır. Keçirici olaraq metal götürülərsə, onların elektrik müqaviməti cüzi olduğundan Fuko cərəyanları çox böyük qiymətə malik ola bilərlər. Fuko cərəyanlarının istiqaməti Lents qaydası əsasında təyin olunur və onu yaradan səbəblərə əks təsir göstərir. Bu səbəbdən maqnit sahəsində hərəkətə başlayan naqillər güclü *tormazlanmaya* məruz qalırlar. Bu hadisədən istifadə edərək bir sıra dəqiq cihazların ətalətliliyini artırmaq və sakitləşdirmək mümkün olur.

Fuko cərəyanları güclü *Coul istiliyi* ayırmaq qabiliyyətinə malik olurlar. Bu xassədən istifadə edərək güclü *induksiya sobaları* yaratmaq və sarğı daxilində *metalları əritmək* mümkündür.



Fuko cərəyanları bir sıra hallarda *zarərli effektlər* yaradaraq çoxlu enerji itkilərinə səbəb olurlar. Belə cərəyanlar transformator və elektromaqnit içliklərinin qızmasına və sıradan çıxmasına səbəb olurlar. Bu səbəbdən transformator içlikləri bütöv yox, bir birinə paralel lövhələr şəklinə hazırlanır və ya içlik kimi yüksək maqnit qavrayıcılığı ilə yanası yüksək elektrik müqavimətinə malik **ferritlərdən** istifadə edirlər.

Fuko cərəyanları yüksək tezliyə malik olarsa, bütöv naqilin daxilində bir birini qarşılıqlı yox edərlər, səthdə isə gücləndirərlər. Nəticədə, səthdə cərəyan sıxlığının artması, həcmdə isə azalması baş verir. Bu hadisə **skin-effekt** adlandırılır. Bu səbəbdən yüksək tezlikli dəyişən cərəyan daşıyan naqil içi boş boru şəklində hazırlana bilər ki, bu da naqilin kütləsini azaltmağa və materiallara qənaət etməyə imkan yaradır.

### § 14.3. Öz-özünə induksiya. Induktivlik

Əgər naqildən və ya konturdan axan cərəyan şiddəti müəyyən tezliklə dəyişərsə, cərəyanın dəyişən maqnit sahəsi elə həmin konturu kəsərək induksiya *e.h.q.* yaradır və bu *öz-özünə induksiya hadisəsi* adlanır. Bio-Savar-Laplas tənliyinə görə cərəyanın yaratdığı maqnit sahəsi cərəyan şiddəti ilə düz mütənasibdir və buna görə də konturu kəsən maqnit selinin qiyməti də ondan axan cərəyanla düz mütənasib olacaqdır.

$$\Psi = i \cdot L \quad (14.12)$$

Maqnit seli ilə cərəyan şiddəti arasında mütənasiblik əmsali  $L$  **konturun induktivliyi** adlanır. Təyin olunmasından aydındır ki, induktivlik konturdan axan cərəyandan və maqnit selindən asılı deyildir. Konturun induktivliyi onun *həndəsi ölçülərindən, sarğıların  $N$  sayından* və kontur maqnit materialı ilə təchiz olunarsa, içliyin  $\mu$  *maqnit nüfuzluğundan* asılı olur. Sonuncu halda ferromaqnitdən istifadə olunarsa, maqnit seli ilə cərəyan şiddəti arasında xətti asılılıq pozulur, çünki maqnit nüfuzluğunun özü maqnit sahəsindən, baxılan halda isə  $i$  cərəyan şiddətindən asılı olur. Bu halda konturun induktivliyi də ondan axan cərəyan şiddətindən asılı olacaqdır.

Induktiviyyənin vahidi BS vahidlər sistemində *Henri* ( $Hn$ ) adlanır və  $1 Hn = 1 Vb / 1 A = 1 N \cdot m / A^2$  kimi təyin olunur. Bu vahiddən istifadə edərək göstərmək olar ki, maqnit sabiti  $\mu_0$ -in vahidi BS-də  $Hn/m$  olur. Gauss vahidlər sistemində induktivliyin vahidi uzunluq vahidinə uyğun gəlir və *santimetr* ( $sm$ ) adlanır. Cərəyan şiddəti  $i = 1 CQSM$  ( $10A$ ) olduqda,  $1 mks$  ( $10^{-8} Vb$ ) maqnit seli nüfuz edən konturun induktivliyi  $sm$  adlanır. Henri ilə santimetr arasında  $1 Hn = 10^9 sm$  kimi əlaqə mövcuddur.

İçliyinin maqnit nüfuzluğu  $\mu$ , sarğılarının sayı  $N$  olan sarğacın (solenoidin) induktivliyini hesablayaq. Axan cərəyan şiddəti  $i$  olan solenoidin uzunluğu  $l$  olduqda yaranan maqnit sahəsi

$$B = \mu\mu_0 \cdot i \cdot N / l \quad (14.13)$$

maqnit seli isə

$$\Psi = N \cdot B \cdot S = N \cdot \frac{\mu_0 \cdot \mu \cdot i \cdot N}{l} \cdot S = L \cdot i \quad (14.14)$$

olduğundan, konturun induktivliyi üçün

$$L = \mu_0 \cdot \mu \cdot \frac{N^2}{l} \cdot S = \mu_0 \cdot \mu \cdot n^2 \cdot l \cdot S = \mu_0 \cdot \mu \cdot n^2 \cdot V \quad (14.15)$$

alınar. Burada  $n = N/l$  vahid uzunluğa düşən sarğınların sayı ( $m^{-1}$ ),  $V$  isə solenoidin həcmidir ( $m^3$ ). Göründüyü kimi, solenoidin induktivliyi onun məxsusi parametrləri ilə - içliyinin maqnit nüfuzluğu, vahid uzunluğuna düşən sarğınların sayı və solenoidin həcmi ilə təyin olunur, ondan axan cərəyanın şiddətindən və manit sahəsindən isə asılı deyildir. Elektromaqnit induksiya qanununun ifadəsində induktivliyi nəzərə alsaq, adi halda

$$\varepsilon_i = -L \frac{di}{dt} \quad (14.16)$$

olar. Lakin sarğac ferromaqnitlə təchiz olunduqda bu qanun

$$\varepsilon_i = -\left(L \frac{\partial i}{\partial t} + i \frac{\partial L}{\partial t}\right) = -\left(L + i \frac{\partial L}{\partial i}\right) \frac{\partial i}{\partial t} = -L^* \frac{\partial i}{\partial t} \quad (14.17)$$

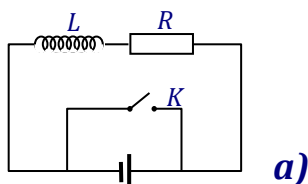
şəklinə düşər. Burada  $L^*$  kimi işarə olunan mütərizədəki ifadə induktivliyi xarakterizə edir, adi induktivliklə yanaşı sarğacdən axan cərəyanın həm qiymətindən, həm də dəyişmə sürətindən asılıdır.

#### § 14.4. Dövrəni açıqda və qapadıqda cərəyanın dəyişməsi

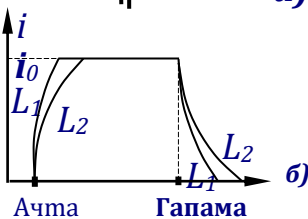
Elektromaqnit induksiya hadisəsinin nəticəsi olaraq elektrik dövrlərində  $i$  cərəyan şiddətinin

zamandan asılı olaraq dəyişməsi baş verir. Öz-özünə induksiya hadisəsi və Lents qaydasının fəaliyyəti səbəbindən hətta sabit cərəyan halında belə dövrəni qapadıqda və açıdıqda cərəyanın ani dəyişməsinin qarşısı alınır. Bu halda cərəyan şiddətinin qiyməti zamandan asılı olaraq *eksponensial* qanunla dəyişir.

$\varepsilon$  e.h.q.-nə malik olan mənbəyə  $K$  açarı ilə qoşulan  $A$  ampermetri,  $L$  induktiv sargacı və  $R$  müqavimətindən ibarət dövrəyə baxaq (şəkil 14.4).



$K$  açarı 1 vəziyyətinə qapanarsa, dövrədən  $i_0 = \varepsilon / R$  miqdarda sabit cərəyan axar və müqavimətdə gərginlik düşgüsü mənbəyin daxili müqavimətini nəzərə almamaqla



$$iR = \varepsilon + \varepsilon_i \quad (14.18)$$

kimi təyin olunur. Burada  $\varepsilon_i$  induksiya ehq –dir.  $K$  açarı 2 vəziyyətinə qapandıqda,  $\varepsilon = 0$  və  $\varepsilon_i = -L di / dt$  olduğu nəzərə alınarsa, (14.18) ifadəsi

$$-L \frac{di}{dt} = iR \Rightarrow \frac{di}{i} = -\frac{R}{L} dt \quad (14.19)$$

şəklinə düşər. Bu ifadəni inteqrallayaq:

$$\int \frac{di}{i} = \int -\frac{R}{L} dt \Rightarrow \ln i = -\frac{R}{L} t + C \quad (14.20)$$

$t=0$  anında cərəyanın qiymətinin  $i=i_0$  olmasını nəzərə alaraq,  $C$  inteqrallama sabitini təyin etməklə cərəyanın dəyişmə qanununu müəyyən edə bilərik:

$$\ln i - \ln i_0 = -\frac{R}{L}t \Rightarrow i = i_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (14.21)$$

Burada  $e$  natural loqarifmin əsası olan *Nepr ədədi*,  $\tau = L/R$  kimi işarə olunan və zaman vahidinə uyğun gələn kəmiyyət isə dövrənin **relaksasiya müddəti** adlanır. Əgər  $\tau = t$  olarsa, (14.21) ifadəsinə görə,  $i = i_0/e$  olur. Beləliklə,  $\tau$  elə zamandır ki, dövrə açıldıqda bu müddətdə cərəyan şiddəti  $e$  (2,71) dəfə azalır. Təyinatından görüldüyü kimi dövrədəki induktivlik böyük olduqca relaksasiya müddətinin qiyməti də artır və dövrədə cərəyanın dəyişməsi ləngiyir. Induktivlik elektrik dövrəsində cərəyanın dəyişməyə **ətalətliyini** xarakterizə edir.

(14.18) ifadəsində  $\varepsilon_i$  nəzərə alınarsa,

$$iR = \varepsilon - L \frac{di}{dt} \quad (14.22)$$

diferensial tənliyinə çevrilir. Bu tənliyin həlli

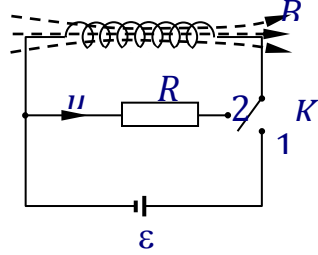
$$i = i_0 (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (14.23)$$

kimidir.

Göründüyü kimi, dövrə qapandıqda cərəyan öz  $i_0$  stasionar qiymətini dərhal almır, sarğacın  $L$  induktivliyindən asılı olaraq ləngiyir. Dövrə qapandıqda və açıldıqda cərəyanın zamandan asılılıq qrafikləri isəkil 14.4, b-də təsvir olunmuşdur.

## § 14.5. Maqnit sahəsinin enerjisi

Şəkil 14.5-də təsvir olunan sxemdə  $K$  açarı 1 vəziyyətində olduqda  $L$  induktivlikli sarğacdaxan elektrik cərəyanı maqnit sahəsi yaradır. Açar 2 vəziyyətinə keçirildikdə, cərəyan kəsilsə də, maqnit sahəsi dərhal yox olmur, onun azalması ilə induksiya cərəyanı yaranır. Induksiya cərəyanı  $R$  müqavimətidən axaraq  $Coul$  istiliyinin yaranmasına səbəb olduğundan, müəyyən iş görülür. Beləliklə maqnit sahəsi müəyyən işgörmə qabiliyyətinə malik olduğu üçün **enerjiyə** malik olmalıdır. Görülən işi hesablayaq:



ШЯКИЛ 14.5.

$$dA = \varepsilon_i \cdot i \cdot dt = -L \frac{di}{dt} \cdot i \cdot dt \Rightarrow dA = -L \cdot i \cdot di \quad (14.24)$$

Dövrə açıldıqda cərəyan  $i$ -dən  $0$ -a qədər dəyişdiyindən, görülən işi inteqrallama ilə təyin edə bilərik.

$$A = -\int_i^0 L \cdot i \cdot di = \frac{Li^2}{2} = W_M \quad (14.25)$$

Beləliklə, sarğacda lokallaşan maqnit sahəsi sarğacın induktivliyi və axan cərəyan şiddəti ilə təyin olunan enerjiyə malik olur. Bu enerji dövrə qapandıqda cərəyanın artması prosesində induksiya cərəyanının yaranmasına sərf olunan işin hesabına formalaşır. Bu zaman xaricdə heç bir dəyişiklik baş vermədiyindən, demək olar ki, iş görülməsi zamanı yaranan enerji maqnit sahəsində toplanır. Həcmi  $V$  olan sarğacın induktivliyinin  $L = \mu\mu_0 n^2 V$ , maqnit sahəsinin intensivliyinin isə  $H = ni$  olduğu (14.25)

ifadəsində nəzərə alınarsa, maqnit sahəsinin enerjisinin bilavasitə sahəni xarakterizə edən parametrlərlə ifadə etmək olar.

$$W = \mu\mu_0 n^2 V \cdot \frac{H^2}{2h^2} = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} \cdot V = \varpi \cdot V \quad (14.26)$$

Burada  $\varpi$  ilə işarə olunan kəmiyyət vahid həcmə düşən maqnit sahə enerjisini xarakterizə edir və buna görə də **maqnit sahəsinin enerji sıxlığı** adlanır.  $\varpi$ -nin ölçü vahidi  $C/m^3$  -a uyğun gəlir. Göründüyü kimi maqnit sahəsinin enerji sıxlığı yalnız maqnit sahəsinin parametrləri -sahə intensivliyi və ya maqnit induksiyası ilə- təyin olunur:

$$\varpi = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} = \frac{BH}{2}. \quad (14.27)$$

Maqnit sahəsinin enerjisindən istifadə edərək sargıları arasında maqnit əlaqəsi yaranan iki sargıcın **qarşılıqlı induksiyasına** nəzər yetirək. Əgər iki kontur elə yerləşsə ki, birindən cərəyan keçərkən yaranan maqnit sahəsi digər kontura nüfuz etsin, belə sistemlər **induktiv rabitəli konturlar** adlandırılır. Əgər 1 koturu ilə  $i_1$  cərəyanı axarsa, o ikinci konturu kəsən  $\Psi_2 = i_1 \cdot L_{21}$  maqnit seli, cərəyanın dəyişməsi isə ikinci konturda

$$\varepsilon_{i_2} = -L_{21} \frac{di_1}{dt} \quad (14.28)$$

induksiya  $ehq$  yaradar. İkinci konturdan  $i_2$  cərəyanı axdıqda isə birinci konturu kəsən  $\Psi_1 = i_2 \cdot L_{12}$  maqnit seli, cərəyanın dəyişməsi zamanı isə

$$\varepsilon_{i1} = -L_{12} \frac{di_2}{dt} \quad (14.29)$$

induksiya *ehq* yaradır.

Bu ifadələrə daxil olan  $L_{12}$  və  $L_{21}$  kəmiyyətləri *qarşılıqlı induktivlik* və ya *qarşılıqlı induksiya əmsali* adlanır. Göstərmək olar ki,  $L_{12} = L_{21}$ , yəni konturlar arasında qarşılıqlı induktivlik hər iki kontura aid olub, onların qarşılıqlı vəziyyəti ilə təyin olunur.

Əgər eyni zamanda 1-ci konturda  $i_1$ , 2-ci konturda isə  $i_2$  cərəyanları axarsa, maqnit sahəsinin enerjisinə uyğun  $W_1 = A_1 = \frac{L_1 i_1^2}{2}$  və  $W_2 = A_2 = \frac{L_2 i_2^2}{2}$  işlərinə qarşılıqlı induksiyanın yaranmasında görülən  $A_{12}$  və  $A_{21}$  işləri əlavə olunacaqdır. Sonuncular

$$A_{12} = \int \varepsilon_{i1} \cdot i_1 \cdot dt = i_1 \int L_{12} \cdot \frac{di_2}{dt} \cdot dt = L_{12} \cdot i_1 \cdot i_2 \quad (14.30)$$

$$A_{21} = \int \varepsilon_{i2} \cdot i_2 \cdot dt = i_2 \int L_{21} \cdot \frac{di_1}{dt} \cdot dt = L_{21} \cdot i_2 \cdot i_1$$

ifadələri vasitəsi ilə təyin olunur. Görülən tam iş uyğun olaraq

$$A_{1max} = A_1 + A_2 + A_{12} = \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \frac{1}{2} L_2 i_2^2 + L_{12} i_1 i_2 \quad (14.31)$$

$$A_{2max} = A_2 + A_1 + A_{21} = \frac{1}{2} L_2 i_2^2 + \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + L_{21} i_2 i_1$$

ifadələri ilə hesablanır.

Enerjinin itməməsi qanununa görə  $A_{1tam} = A_{2tam}$  və  $L_{12} = L_{21}$  olması aydınlaşır. Bu halda tam enerjinin ifadəsini

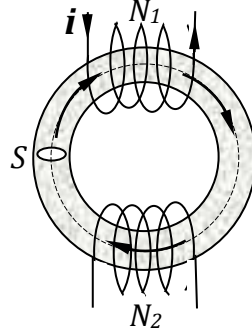


$$W = \frac{1}{2}L_1i_1^2 + \frac{1}{2}L_2i_2^2 + \frac{1}{2}L_{12}i_1i_2 + \frac{1}{2}L_{21}i_1i_2 = \frac{1}{2}\sum_{\kappa=1}^2 L_{ik}i_i i_{\kappa} \quad (14.32)$$

kimi yazmaq olar.

Qarşılıqlı induksiya *transformator* cihazının iş prinsipinin əsasını təşkil edir.

Eyni içliyə sarınmış en kəsiklərinin sahəsi  $S$ , sarğılarının sayı  $N_1$  və  $N_2$  olan induktiv əlaqəli konturlar üçün qarşılıqlı induksiya əmsalını hesablayaq (şəkil 14.6). Birinci sarğıdan axan cərəyan  $i_1$  olduqda, konturunun uzunluğu  $l$  olan içlikdə yaranan maqnit sahəsinin intensivliyini



ШЯКИЛ 14.6.

sirkulyasiya haqqında teoremə görə  $Hl = N_1i_1$  ifadəsindən təyin edərik. İkinci kontura nüfuz edən maqnit selini isə

$$\Psi_2 = \mu\mu_0 HSN_2 = \mu\mu_0 \frac{N_1N_2S}{l} i_1 = L_{21}i_1 \quad (14.33)$$

kimi təyin edə bilərik. Son ifadədən qarşılıqlı induksiya əmsalı üçün

$$L_{12} = \mu\mu_0 N_1N_2 \frac{S}{l} \quad (14.34)$$

düsturunu alarıq.

Göründüyü kimi, qarşılıqlı induksiya əmsalının ifadəsinə birinci və ikinci konturdakı sarğıların sayı eyni hüquqla daxil olur. Analoji hesablamaları ikinci kontur üçün aparmaqla da eyni ifadəni almaq mümkündür, yəni  $L_{12} = L_{21}$  şərti ödənilir.

#### § 14.6. Elektromaqnit sahəsi

Yuxarıdakı şərtlərdə induksiya *e.h.q.* yaranmasına səbəb olan konturu kəsən maqnit selinin dəyişməsi, naqilin hərəkəti nəticəsi kimi, konturun sahəsinin artıb azalması vasitəsi ilə izah olunmuşdu. İndi də konturun sükunətdə qalması halında induksiya *e.h.q.* yaranmasında maqnit selinin  $\vec{B}$  induksiya vektorunun dəyişməsi ilə əlaqədar olması halını araşdıraq. Sözsüz ki, bu halda naqil sükunətdə qaldığından, Lorents qüvvəsinin təsiri haqda heç bir söhbət ola bilməz. Lakin konturda  $\varepsilon_i$  - induksiya *ehq* yaranması göstərir ki, bu halda da kənar qüvvələr meydana çıxır və bu qüvvələrin səbəbi elə maqnit induksiyasının zamana görə dəyişməsi, yəni  $\frac{dB}{dt} \neq 0$  olmasıdır! Bu halda yaranan kənar qüvvələr naqildəki sərbəst elektronlara təsir edərək onları hərəkətə gətirə bilər - yəni *sükunətdə olan yüklərə* təsir etmək xassəsinə malikdir. Sükunətdə olan yükə isə yalnız *elektrik təbiətli* qüvvələr təsir etmək qabiliyyətinə malikdirlər. Bu mövqedən çıxış edən Maksvell konturda yaranan induksiya cərəyanının səbəbi olaraq maqnit sahəsinin hər bir dəyişməsində konturda  $E_s$  elektrik sahəsinin yaranması ideyasını irəli sürmüşdür. Bu sahə ***burulğanlı elektrik sahəsi*** adlandırılmışdır, çünki onun indiyə qədər baxılan elektrostatik sahədən çox ciddi fərqləri mövcuddur.  $E_s$  kənar qüvvə formalaşdırdığından və bu qüvvənin işi  $\varepsilon_i \cdot q$  kimi təyin olunduğundan,

$$F_k = E_S q; \quad dA_k = F_k dl; \quad (14.35)$$

$$A_k = q \int E_S dl = \varepsilon_i q \Rightarrow \varepsilon_i = \oint E_S dl$$

ifadəsi qapalı kontur üzrə əmələ gələn induksiya  $ehq$  – ni təyin edər. Beləliklə konturda yaranan induksiya  $ehq$   $E_S$  «elektrik» sahəsinin kontur üzrə sirkulyasiyası ilə təyin olunur. (14.35) ifadəsində elektromaqnit induksiya qanununu nəzərə alaq:

$$\varepsilon_i = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad \text{və} \quad \Phi = \int B_n dS \quad (14.36)$$

olduğundan,

$$\oint E_S dl = -\frac{\partial}{\partial t} \int B_n dS \quad (14.37)$$

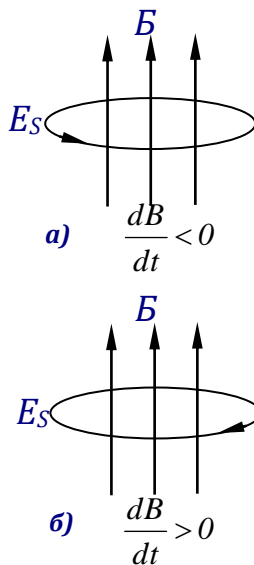
olar. Beləliklə, Maksvellin məşhur ideyasına görə, maqnit sahəsinin hər bir dəyişməsində burulğanlı  $E_S$  elektrik sahəsi yaranır və bu hadisə heç də fəzanın həmin nöqtəsində konturun olub olmamasından asılı olmayıb, universal xarakter daşıyır. Sadəcə olaraq keçirici kontur həmin nöqtədə burulğanlı  $E_S$  elektrik sahəsinin olub olmamasını yoxlayan indikator rolunu oynayır. Elektrostatik sahənin mövcud olması həmin nöqtəyə gətirilən sınaq yükü vasitəsilə aşkar olunduğu kimi, burulğanlı sahənin yoxlanması keçirici kontur vasitəsi ilə həyata keçirilir.

**Burulğanlı elektrik sahəsinin elektrostatik sahə, yəni elektrik yükü tərəfindən yaradılan sahə, ilə oxşar xassələri ilə yanaşı mühüm fərqləri mövcuddur.:**

1. Yük tərəfindən yaradılan elektrostatik sahə intensivliyinin istənilən qapalı kontur üzrə sirkulyasiyası sıfıra bərabərdir, yəni  $\oint E dl = 0$

şərti həmişə ödənilir. Bu sahə potensiallıdır və burada qapalı trayektoriya üzrə hərəkət zamanı görülən iş sıfıra bərabər olur. Burulğanlı elektrik sahəsi üçün isə bu şərtlər ödənilmir.  $E_s$  -in sirkulyasiyası indksiya  $ehq$ -yə bərabərdir və qapalı kotur üzrə belə sahədə hərəkət zamanı (14.35) ifadəsi ilə təyin olunan iş görülür, yəni burulğanlı elektrik sahəsi **potensialsız** sahədir.

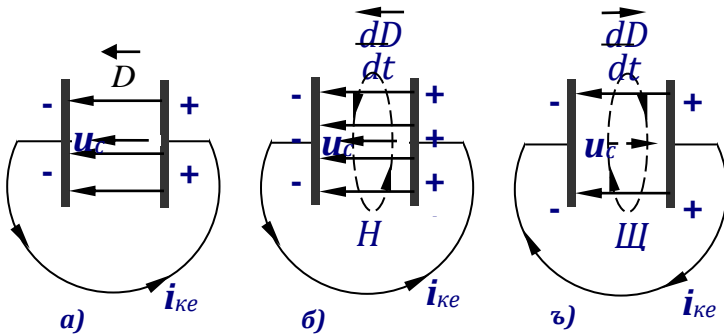
2. Elektrostatik sahənin qüvvə xətlərinin başlanğıcı və sonu mövcuddur- onlar müsbət yükə başlayaraq mənfi yükə bitir. Burulğanlı elektrik sahəsi isə elektrik yükü tərəfindən yaranmadığından, onun qüvvə xətlərinin başlanğıcı və sonu mövcud deyildir, yəni  $E_s$  sahəsinin **qüvvə xətləri qapalıdır!**



Шякил 14.7.

Bu fərqlərlə yanaşı hər iki sahə *sükunətdə olan elektrik yükünə* təsir etmək kimi **eyni xassəyə** malikdirlər, onların ölçü vahidi də eynidir.

Beləliklə, elektrik sahəsi həm potensiallı, həm də burulğanlı ola bilər. Əgər fəzanın hər hansı nöqtəsində bu sahələrin hər ikisi mövcud olarsa, superpozisiya prinsipinə görə ümumi elektrik sahə intensivliyi  $\vec{E}_y = \vec{E} + \vec{E}_s$  kimi bu sahələrin vektoru



Шякил 14.8

cəmi kimi təyin olunur.

Burulğanlı elektrik sahəsinin istiqaməti maqnit sahəsinin dəyişmə sürəti olan  $\frac{d\vec{B}}{dt}$ -nin işarəsindən asılı olaraq şəkil 14.7-də təsvir olunan kimi sağ və ya sol burğu vasitəsi ilə təyin olunur. Zaman keçdikcə maqnit induksiya artırarsa, (şəkil 14.7, a) Lents qaydasının təzahürü olaraq  $E_s$  istiqaməti sol burğu, azalarsa sağ burğu vasitəsilə təyin olunur: burğu tilinin irəliləmə hərəkəti maqnit induksiya vektorunun istiqaməti ilə üst-üstə düşdükdə, onun

dəstəyinin fırlanma istiqaməti  $E_s$  sahəsinin istiqamətini təyin edir. (14.37) ifadəsi Maksvellin elektromaqnit sahə nəzəriyyəsinin ən əsas tənliklərindən biri olmaqla, maqnit və elektrik sahələri arasında sıx əlaqəni nümayiş etdirir. Lakin Maksvell bununla kifayətlənməyib öz nəzəriyyəsinə davam etdirərək belə bir sual qoydu: - ***Əgər maqnit sahəsi dəyişdikdə  $E_s$  elektrik sahəsi yaratmağa qadirdirsə, bəs nə üçün elektrik sahəsi dəyişdikdə  $B$  maqnit sahəsini yaratmasın?*** Onun bu ideyası çox dərin fiziki məna kəsb etməklə, vahid elektromaqnit sahəsinin mövcud olması ideyasının əsasını qoydu. Bu ideyaların tezliklə öz təcrübi təsdiqlərini tapması isə, onların doğruluğunu sübuta yetirdi.

Dəyişən elektrik sahəsi ilə onun doğurduğu maqnit sahəsi arasında miqdarı münasibət yaratmaq üçün Maksvell fizikaya yeni termin - «***dəyişmə cərəyanı***» adlanan və  $i_s$  ilə işarə olunan kəmiyyət daxil etdi. Dəyişmə cərəyanı elektrik sahəsinin dəyişməsi nəticəsi olaraq meydana gəlir və yeganə xassəyə - *maqnit sahəsi yaratmaq xüsusiyyətinə* malikdir. Belə cərəyanın real olaraq mövcud olduğunu başa düşmək üçün kondensator iştirak edən elektrik dövrəsində (Şəkil 14.8) dəyişən cərəyan axmasının səbəbini araşdıraraq.

Şəkil 14.8-də göstərildiyi kimi, kondensatordan kənarında dövrədə  $i_{keç}$  *keçiricilik cərəyanı* sərbəst elektronların hərəkətinin əksinə axır. Maksvell fərz

etdi ki, bu cərəyan kondensatorun köynəkləri arasındakı fəzada  $i_s$  dəyişmə cərəyanına çevrilir. Kondensatorun köynəkləri arasında sərbəst elektronlar olmasa da, zamana görə dəyişən elektrik sahəsi mövcud olur. Burada yaranan elektrik sahəsinin induksiya vektorunu  $D = \varepsilon_0 E$  ( $\varepsilon_0$  -elektrik sabitidir) kimi təyin olunur. Zaman keçdikcə  $D$  artarsa (şəkil 14.8,b)  $\frac{dD}{dt} > 0$  və göründüyü kimi  $i_{keç}$  ilə  $i_s$  eyni istiqamətdə olur. Əgər  $D$  zaman keçdikcə azalarsa (bu hal şəkil 14.8, c-yə uyğun gələcək)  $\frac{dD}{dt} < 0$  olduğundan, yenə də  $i_{keç}$  ilə  $i_s$  eyni istiqamətdə olacaqdır. Beləliklə  $i_s$  dəyişmə cərəyanının axma istiqaməti  $D$  vektorunun yox, onun dəyişməsi istiqaməti ilə, yəni kesiricilik cərəyanı ilə üst-üstə düşür. Dəyişmə cərəyanını hesablayaq. Cərəyanın ani qiyməti yükün zamana görə dəyişmə sürəti ( $i = q'$ ) ilə təyin olunur. Elektrostatikadan məlumdur ki, kondensatorun yükü  $q$ , köynəklərinin sahəsi  $S$  olduqda elektrik sahəsinin intensivliyi

$$E = \frac{q}{\varepsilon_0 S}, \quad (14.38)$$

induksiyası isə

$$D = \varepsilon_0 E = \frac{q}{S} \quad (14.39)$$

kimi təyin olunur. Dəyişmə cərəyanının sıxlığı  $j_s = i_s / S = q' / S$  ifadəsi ilə hesablandığından, onu

$$j = \left( \frac{q}{S} \right)' = D' = \frac{dD}{dt} \quad (14.40)$$

şəklində təyin edərək. Beləliklə, kondensator dəyişən cərəyan dövrəsində yerləşdirildikdə, keçirici cərəyanla eyni istiqamətdə olan və sıxlığı elektrik sahəsinin dəyişmə sürətinə bərabər olan dəyişmə cərəyanı axır. Maksvell təklif etdi ki, *dəyişmə cərəyanı yaratmaq xüsusiyyətinə istənilən zamana görə dəyişən elektrik sahəsi qadirdir və bu elektrik sahəsinin fundamental xassəsidir*. Lakin dəyişmə cərəyanı adi keçiricilik cərəyanının yalnız bir xüsusiyyətinə - maqnit sahəsi yaratmaq xassəsinə malikdir. Eyni zamanda o heç də yüklü zərrəciklərin ***nizamlı hərəkətindən yaranmır*** və naqildən axdıqda ***Coul istiliyi ayrılır***. Beləliklə, maqnit sahəsi yaratmaq qabiliyyəti istənilən təbiətli cərəyanlara şamil edilir və buna görə də, maqnit qarşılıqlı təsiri elektrik cərəyanının ən fundamental xassəsi sayılmalıdır.

Mühit və ya fəzada həm keçiricilik, həm də dəyişmə cərəyanı mövcud olarsa, maqnit sahəsini hesablamaq üçün ümumi cərəyanı

$$j = j_{\text{kec}} + j_S = j_{\text{kec}} + \frac{d\bar{D}}{dt} \quad (14.41)$$

ifadəsi ilə təyin edə bilərik. Keçirici mühitdə elektrik sahəsinin dəyişməsi cüzi olduğundan,  $j_S \ll j_{\text{kec}}$  olur və bu halda dəyişmə cərəyanını nəzərə alınmır.

Maqnit sahəsinin sirkulyasiyası üçün tam cərəyan qanununu (14.41) ifadəsinə tətbiq edərək, maqnit və elektrik sahələri arasında əlaqənin riyazi ifadəsini təyin edə bilərik.



$$\oint Hdl = \sum i = \int \left( j_{\text{kec}} + \frac{dD}{dt} \right) dS \quad (14.42)$$

Maksvell nəzəriyyəsinin **ikinci əsas tənliyi** olan (14.42) ifadəsi elektrik sahəsinin hər bir dəyişməsində maqnit sahəsinin yaranmasını nümayiş etdirir.

Qeyd edək ki, haqqında danışılan parametrin «dəyişmə cərəyanı» adlandırılması tarixi mənə kəsb edir. Maksvellin yaşadığı vaxtlar fərz edilirdi ki, bütün fəza hipotetik efiqlə doludur və elektrik sahəsi bu efiqlin hissəciklərinin öz yerini dəyişməsi ilə nəticələnir. Bu yerdəyişmə xüsusi bir hadisə kimi cərəyan adlandırılmışdır.

### § 14.7. Maksvell tənlikləri

Maksvellin dəyişmə cərəyanını kəşf etməsi ona **vahid elektromaqnit sahə nəzəriyyəsi**nə yaratmaq imkanı verdi. Bu vahid nəzəriyyənin isbatı və təcrübi təsdiqi olaraq elektromaqnit dalğalarının yaranmasını və onların vakuumda işıq sürətinə bərabər bir sürətlə yayılmasını göstərmək olar. Lakin yaratdığı nəzəriyyənin təntənəsini görmək Maksvellə nəsbilə olmadı. H.Herts tərəfindən açıq rəqs vibratorunun yaradılması ilə işıq sürəti ilə yayılan elektromaqnit dalğalarının müşahidəsi həyata keçirildikdə Maksvell vəfatından 10 il keçirdi.

Maksvellin vahid sahə nəzəriyyəsinin – **elektrodinamikanın**- əsasını **Maksvell tənlikləri** təşkil edir. Bu tənliklərin həm inteqral, həm də differensial şəkilləri mövcuddur. Birinci cüt tənlik **maqnitoelektrik** tənlikləri adlandırılır. Bu tənliklər maqnit sahəsinin xassələrini və onun elektrik sahəsi yaratmaq qabiliyyətini təcəssüm etdirir. Bu tənliklər artıq bədiimiz elektromaqnit induksiya qanunundan

və maqnit şelinin qapalı səthdən keçərkən dəyişməz qalması haqda (12.42) teoremdən ibarətdir:

$$\oint E dl = - \int \left( \frac{dB}{dt} \right) \cdot dS \quad (14.43)$$

$$\oint B dS = 0$$

İkinci cüt Maksvel tənlikləri **elektro-maqnit tənlikləri** adlandırılır və elektrik sahəsinin xassələrini və onun maqnit sahəsi yaratmaq xüsusiyyətini nümayiş etdirir. Bu cüt tənlik dəyişmə cərəyanı vasitəsi ilə maqnit sahəsinin yaranmasının (14.42) və Gauss teoreminin (9.67) ifadələrini birləşdirir:

$$\oint \vec{H} dl = \int \left( j_{kec} + \frac{d\vec{D}}{dt} \right) dS \quad (14.44)$$

$$\oint \vec{D} dS = \int \rho \cdot dV$$

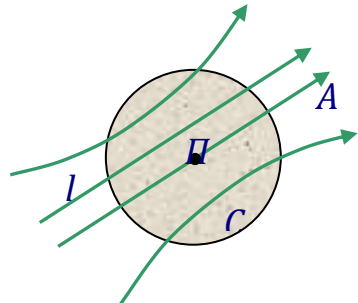
Burada  $j_{kec}$  keçirici cərəyan,  $\rho$  isə həcmdə olan elektrik yükünün sıxlığıdır. (14.43) və (14.44) tənliklər sisteminə daxil olan elektrik və maqnit sahələrinin kəmiyyətləri arasında əlaqə yaradan

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad (14.45)$$

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$$

və diferensial şəkildə Om qanununun

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (14.46)$$



ifadələrini nəzərə alsaq, yazılmış 7 tənlik elektromaqnit sahəsini tamamilə xarakterizə etmək üçün kifayətdir. Bu tənliklər yığıcı Maksvell tənliklərinin *integral* şəklidir. Təsvir olunan tənliklərdə bərabərliyin müxtəlif tərəflərində iştirak edən kəmiyyətlər kimi  $\vec{B}$  və  $\vec{E}$ , eynilə  $\vec{D}$  və  $\vec{H}$  vektorlarının təyin olunma nöqtələri müxtəlifdir (*səth və kontur, səth və həcm səkil 14.9*). Bu kəmiyyətlərin təyin olunmasını eyni bir nöqtəyə gətirmək üçün həm səthin  $S$  sahəsi, həm də konturun  $l$  uzunluğu elə yığılmalıdır ki,  $V$  həcmi  $P$  nöqtəsinə keçsin. Bu halda vektorun sirkulyasiyası və seli eyni bir nöqtədə diferensial ifadələr vasitəsi ilə təyin olunurlar. (*Vektoru sahələr və onların divergensiya və rotoru haqda geniş məlumat almaq üçün bax: Savelev I. Kurs obşey fiziki tom 2, str 36-53.*)

İstənilən vektorun selinin səthdən keçərkən dağılması (artıb-azalması) skalyar kəmiyyət olaraq **divergensiya** (*div*) adlanır. Hər hansı  $A$  vektorunun *div*-i

$$\operatorname{div}\vec{A} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \int_S \vec{A} \cdot dS \quad (14.47)$$

kimi təyin olunur.  $V$  həcmnin sıfıra yaxınlaşması onun və  $S$  səthinin  $P$  nöqtəsinə yığılmasına uyğun gəlir və bu səthin formasından asılı olmayacaqdır. Beləliklə, ixtiyari vektor üçün onun divergensiyası ilə seli arasında

$$\oint \vec{A} \cdot dS = \int_B \operatorname{div}\vec{A} dV \quad (14.48)$$

ifadəsi ödənilir. Bu **Ostragradski teoremi** adlanır. İstənilən səthdən keçərkən vektorun selinin dəyişməsi koordinatlar vasitəsi ilə

$$\operatorname{div}\vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} = (\vec{\nabla}\vec{A}) \quad (14.49)$$

kimi təsvir oluna bilər. Burada  $\nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$

kimi təyin olun vektor **nabla** və ya **Hamilton** operatoru adlanır,  $i; j; k$  koordinat oxları üzrə **vahid (ort) vektorlardır**. Hamilton operatorundan vektor sahələrin təsvirində geniş istifadə olunur. Bu operatorun vektora skalyar hasili divergensiya, vektorial hasili isə **rotor (burulğan)** adlandırılır.

(14.48) və (14.49) ifadələrindən istifadə edərək elektrik və maqnit sahələri selinin dəyişməsinə xarakterizə edən (14.43) və (14.44) ifadələrini

$$\begin{aligned} \operatorname{div}\vec{B} = 0 &\Rightarrow (\vec{\nabla}\vec{B}) = \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \\ \operatorname{div}\vec{D} = \rho &\Rightarrow (\vec{\nabla}\vec{D}) = \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho \end{aligned} \quad (14.50)$$

**kimi diferensial şəkildə yazmaq olar.**

Oxşar mühakimələri vektorun müəyyən kontur üzrə sirkulyasiyasına tətbiq edərək, onun burulğanı adlanan **rotorunu**  $\nabla$  operatoruna vektorial hasili kimi təyin edirlər. Şəkildən görüldüyü kimi  $S$  səthinin  $P$  nöqtəsinə yığılmasında sirkulyasiyanın səthin sahəsinə olan nisbəti təyin oluna bilər ki, bu da vektorun rotoru adlanır (**Vahid səthə düşən sirkulyasiya rotor adlanır**).

$$\operatorname{rot}\vec{A} = \lim_{S \rightarrow P} \frac{1}{S} \oint_S \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad (14.51)$$

Onda istənilən vektorun sirkulyasiyasını rotor vasitəsi ilə

$$\oint \vec{A} \cdot d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{A} \cdot d\vec{S} \quad (14.52)$$

şəklində ifadə etmək olar. Bu *Stoks teoremi* adlanır. Vektorun rotoru həmin vektora perpendikulyar olan vektordur və onun koordinatları nabra operator vasitəsi ilə üçtərtibli determinant şəklində yazıla bilər:

$$\text{rot} \vec{A} = [\nabla \vec{A}] = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix} \quad (14.53)$$

**Stoks teoremini (14.43) və (14.44) ifadələrinə tətbiq edərək Maksvell tənliklərini diferensial şəkli gətirə bilərik.**

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = [\nabla \vec{B}] \quad (14.54)$$

$$\text{rot} \vec{H} = j_{\text{keç}} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = [\nabla \vec{H}]$$

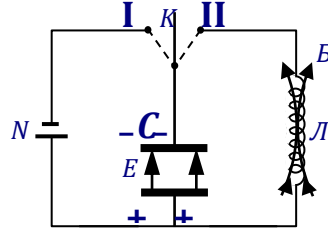
(14.50) və (14.54) ifadələri *diferensial şəkildə Maksvell tənlikləri adlandırılır.*

Qeyd edək ki, istənilən skalyar sahənin qradienti vektordur və  $(\nabla)$  nabra operatoru vasitəsilə ( $\text{grad} \varphi = \vec{\nabla} \cdot \varphi$ ) ifadə oluna bilər. Buna misal olaraq elektrostatik sahənin potensialının qradientinin sahə intensivliyini, potensial enerjinin qradientinin isə qüvvəni təyin etməsini göstərmək olar ( $\vec{E} = -\text{grad} \varphi = -\vec{\nabla} \varphi$ ;  $\vec{f} = -\text{grad} W$ ).

XV FƏSİL. ELEKTROMAQNIT RƏQSLƏRİ VƏ  
DALĞALARI.

§ 15.1. Sərbəst elektromaqnit rəqsləri

Elektrik və maqnit sahələrinin bir-birinə çevrilməsi yükün və cərəyanın dövrü dəyişməsinə, yəni elektromaqnit rəqslərinin müşahidə olunmasına imkan



Шякил 15.1.

yaradır. Elektrik rəqslərinin müşahidəsi üçün elektrik sahəsini lokallaşdıran  $C$ - tutumlu kondensator və maqnit sahəsini saxlayan  $L$ - induktivlikli sarğac tələb olunur. Bu iki cihazdan ibarət sistem **rəqs konturu** adlanır (Şəkil 15.1).

İlkin olaraq  $K$  açarının I vəziyyətində  $N$  cərəyan mənbəyindən yüklə təchiz olunan kondensator, açarın II vəziyyətində sarğacla birləşdirildikdə boşalır və axan cərəyan kondensatordakı  $E$  elektrik sahəsini  $L$  sarğacında  $B$  maqnit sahəsinə çevirir. Sonradan maqnit sahəsi öz-özünə induksiya nəticəsində elektrik cərəyanına çevrilir. Bu proses dövrü davam edir. *Elektrik yükünün və cərəyanın periodik dəyişməsi elektromaqnit rəqsi adlanır.* Rəqs

prosesində kondensatorun  $\frac{q^2}{2C}$  enerjisi, sarğacda

maqnit sahəsinin  $\frac{Li^2}{2}$  enerjisinə çevrilir və əksinə.

Konturun  $R$  müqaviməti çox kiçik olarsa ( $R \rightarrow 0$ ), belə rəqs zamanı enerji itkisi baş verməz və sönməyən sərbəst elektromaqnit rəqsləri alınar. Xarici gərginlik tətbiq olunmadığından, konturda yaranan  $U_L = L \frac{di}{dt}$  induksiya e.h.q. və kondensatorda

$U_C = \frac{q}{C}$  gərginliyinin cəmi sıfır olar.

$$L \frac{di}{dt} + \frac{q}{C} = 0 \quad (15.1)$$

Cərəyan yükün dəyişmə sürəti kimi  $i = \frac{dq}{dt} = q'$  olduğundan, (15.1) ifadəsinin hər tərəfini  $L$ -ə bölərək  $\omega_0^2 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  əvəzləməsi aparsaq,

$$q'' + \omega_0^2 q = 0 \quad (15.2)$$

*sərbəst elektromaqnit rəqsinin differensial tənliyi* olar. Bu tənlikdə yükün dəyişməsi koordinatın dəyişməsi ilə əvəz olunarsa, mexaniki rəqslərin IV fəsilə baxılan tənliyini alarıq. Bu səbəbdən yükün zamana görə dəyişmə qanunu da analoji olaraq sinus və ya kosinus funksiyası vasitəsi ilə,

$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (15.3)$$

kimi ifadə olunmalıdır. Burada  $q$  - yükün ani qiyməti,  $q_m$  - **kondensatorda yükün maksimal (başlanğıc) qiyməti**,  $\alpha$  - *başlanğıc faza*,  $\omega_0 = \frac{2\pi}{T} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  rəqsin dairəvi tezliyidir. Rəqs periodu isə  $T = 2\pi\sqrt{LC}$  *Tomson düsturu* ilə təyin olunur. Yükün və cərəyanın dəyişmə

tezliyi (periodu) zamandan, cərəyanın və yükün qiymətindən asılı olmayıb, yalnız sarğacın induktivliyi və kondensatorun tutumu ilə təyin olunur (**məxsusi period və tezlik**). Konturda cərəyan şiddətinin dəyişməsi

$$i = q' = -\omega_0 q_m \sin(\omega t + \alpha) = J_m \cos\left(\omega t + \alpha + \frac{\pi}{2}\right) \quad (15.4)$$

yüklə eyni tezliyə malik periodik qanunla baş verir. Amplitud kimi işarə olunan  $J_m = \omega_0 q_m$  - **cərəyanın maksimal qiyməti** adlanır.

(15.3) və (15.4) ifadələrinin müqayisəsindən görünür ki, yük maksimum olduqda  $i = 0$  və əksinə cərəyan maksimal olduqda kondensatorun yükü  $q = 0$  olur. Eyni nəticəyə enerji çevrilməsinə nəzər yetirməklə gəlmək olar. Elektrik sahəsinin enerjisi

$W_{el} = \frac{q_{\max}^2}{2C} = \frac{CU_m^2}{2}$  olduqda  $W_{maq} = 0$ . Maqnit sahəsinin

enerjisi  $\frac{Li_{\max}^2}{2}$  olduqda  $W_{el} = 0$ . Bu ifadələri müqayisə

edərək rəqs konturunda kondensatorun gərginliyi ilə sarğacdakı cərəyanın maksimal qiymətləri arasında

$$U_m = \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot J_m \quad (15.5)$$

kimi miqdarı münasibəti təyin edirik.

## § 15.2. Sönən elektromaqnit rəqsləri

Real rəqs konturları  $R$  müqavimətinə malik olduğundan, axan cərəyanın ayırdığı *Coul istiliyi* elektromaqnit enerjisinin tədricən istilik enerjisinə



çevrilməsinə səbəb olur və nəticədə yükün və cərəyanın maksimal qiymətləri zamandan asılı olaraq azalır. Beləliklə, *real sərbəst rəqslər sönən rəqslərdir*. Bu halda (15.1) tənliyinə dövrənin müqavimətində düşən  $i \cdot R$  gərginliyi əlavə olunmalıdır.

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{q}{C} = 0 \quad (15.6)$$

ifadəni  $L$  - ə bölüb

$$\frac{R}{L} = 2\beta; \quad \frac{1}{LC} = \omega_0^2 \quad (15.7)$$

işarələmələri aparmaqla  $i = q'$  olduğu nəzərə alınsa, sönən rəqsin differensial tənliyi

$$q'' + 2\beta q' + \omega_0^2 q = 0$$

olar. Bu tənlik mexanikada sönən rəqslər üçün (4.45) ifadəsinə uyğundur və  $R$  müqavimətinin kiçik qiymətlərində ( $\beta \ll \omega_0$  şərti ödənildikdə) onun həlli

$$q = q_{m_0} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha) = q_m^* \cos(\omega t + \alpha) \quad (15.8)$$

olur. Burada  $q_{m_0}$   $t=0$  anında kondensatorda yükün miqdarını təyin edir. Bu halda rəqs tezliyi  $\omega$  məxsusi  $\omega_0$  tezliyindən kiçikdir və  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$  kimi təyin olunur. (15.8) ifadəsindən görünür ki,  $R$  müqavimətinə malik rəqs konturunda elektrik yükünün dəyişməsi harmonik rəqsə uyğun gəlmir, çünki  $q_m^*$  amplitudu sabit olmayıb, zaman keçdikcə azalır.  $q(t)$  asılılığı şəkil 15.2-də təsvir olunmuşdur. Yükün və cərəyanın amplitud qiyməti zaman keçdikcə azalan rəqsə **sönən elektrik rəqsi** deyilir. Sönən elektrik rəqsində cərəyanın dəyişməsi  $i = q'$

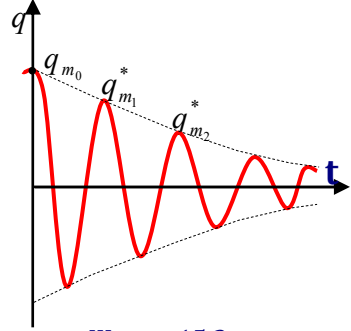
şərtindən tapıla bilər. (15.8) ifadəsindən törəmə alaraq bir sıra sadə çevrilmələrlə, konturda cərəyanın dəyişməsi üçün

$$i = \omega_0 \cdot q_{m_0} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha + \psi) \quad (15.9)$$

ifadəsi alınar. Burada  $\psi$  yük ilə cərəyan arasında fazalar fərqi olub,  $\cos\psi = -\frac{\beta}{\omega_0}$  və

$$\sin\psi = \frac{\omega}{\omega_0} \quad \text{şərtlərini ödəyir}$$

və buna görə də  $\frac{\pi}{2} < \psi < \pi$  olur.  $R = 0$  isə,  $\psi = \pi/2$ .



Şякил 15.2.

Elektromağnit rəqslərinin sönməsi miqdarı olaraq **sönmənin loqarifmik dekromenti** adlanan və rəqs prosesində amplitudun ( $q_m^*$ ) iki ardıcıl qiymətinin nisbəti kimi təyin edilən kəmiyyətlə xarakterizə olunur.

$$\lambda = \ln \frac{q_m^*(t)}{q_m^*(t+T)} = \beta T = \frac{R}{2L} \cdot 2\pi\sqrt{LC} = R \cdot \pi \sqrt{\frac{C}{L}} \quad (15.10)$$

Göründüyü kimi  $\lambda$  yalnız konturun məxsusi parametrləri ilə təyin olunur. Amplitudun  $e$  dəfə azalmasına uyğun  $t$  müddətində  $N_e$  sayda rəqs baş verərsə,

$$\ln \frac{q_{m_0}}{q_{m_0} e^{\beta t}} = 1, \quad \beta = \frac{1}{t}$$

olar. Bu şərt (15.10) ifadəsində nəzərə alınarsa,  $\lambda = \frac{T}{t} = \frac{I}{N_e}$  olar. Buradan  $\lambda$ -nın fiziki mahiyyəti

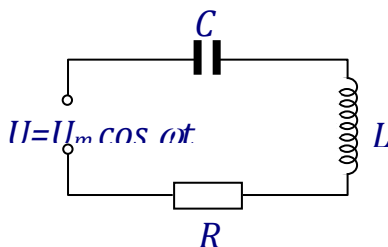
aydınlaşır. Beləliklə, *sönmənin laqoritmik dekrementi fiziki olaraq amplitudun  $e$  ( $e \cong 2,71$ ) dəfə azalmasına uyğun müddətdə baş verən rəqslərin sayının göstəricisidir* və rəqs konturunun keyfiyyətliyini xarakterizə edir. Konturun müqaviməti böyük olarsa ( $\beta \gg \omega_0$ ), yükün periodik dəyişməsi (*rəqsi*) alınmaz. Bu kondensatorun **aperiodik boşalması** adlanır.

### § 15.3. Məcburi elektromaqnit rəqsləri. Rezonans

Məcburi rəqsin alınması üçün periodik dəyişən xarici qüvvə tələb olunur.

Elektromaqnit rəqsləri halında bu məqsəd üçün rəqs konturuna periodik dəyişən

gərginlik tətbiq olunmalıdır (Şəkil 15.3). Bu halda (15.1) tənliyi



Шякил 15.3.

$$L \frac{di}{dt} + \frac{q}{C} + iR = U_m \cos \omega t,$$

və ya

$$q'' + 2\beta q' + \omega_0^2 q = \frac{U_m}{L} \cos \omega t \quad (15.11)$$

olar. Burada  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  konturun məxsusi tezliyi,  $\omega$  isə məcburedici qüvvənin dəyişmə tezliyidir. İlk olaraq konturda yaranan məxsusi rəqs  $R$  müqaviməti tərəfindən qısa zaman ərzində istiliyə cevrildiyindən  $\omega_0$  tezlikli rəqslər sönür və məcburi rəqs  $\omega$  tezliyinə malik olur. (15.11) tənliyinin xüsusi həlli kimi yükün dəyişməsi

$$q = q_m \cos(\omega t - \psi) \quad (15.12)$$

hormonik rəqsə uyğun gəlir. Lakin bu halda  $q_m$  amplitudu və gərginlik ilə yük arasında  $\psi$  fazalar fərqi həm məxsusi tezlikdən ( $\omega_0$ ), həm də sönmə göstəricisindən ( $\beta$ ) asılı olur:

$$q_m = \frac{U_m}{L \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} = \frac{U_m}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \quad (15.13)$$

$$\operatorname{tg} \psi = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L} \quad (15.14).$$

Bu halda da cərəyanın dəyişmə qanunu  $i = q'$  şərtindən tapılır:

$$i = -\omega q_m \sin(\omega t - \psi) = J_m \cos\left(\omega t - \psi + \frac{\pi}{2}\right) \quad (15.15)$$

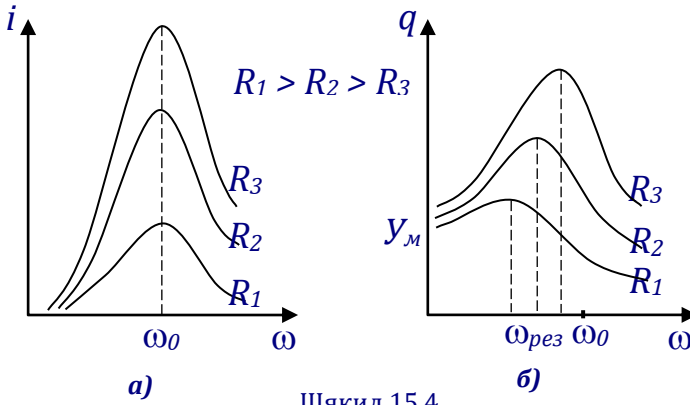
Cərəyan da  $\omega$  tezliyi ilə hormonik qanunla dəyişir və onun rəqsləri fazaca kondensatordakı yük

və gərginliyin rəqslərindən  $\frac{\pi}{2}$  qədər irəli qaçır.

(15.15) ifadəsində cərəyanın amplitud qiyməti

$$J_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \quad (15.16)$$

kimi təyin olunur. (15.13) və (15.16) ifadələrindən görüldüyü kimi, yükün və cərəyanın amplitud qiymətləri məxsusi  $\omega_0$  və məcbureddici  $\omega$  tezliklərinin münasibətindən asılıdır və bu parametrlərin müəyyən qiymətlərində  $q_m$  və  $J_m$  ən böyük qiymət alır ki, bu hadisə **rezonans** adlandırılır. (15.16) ifadəsinə görə **cərəyan rezonansı** həmişə  $\omega = \omega_0$  qiymətində baş verir (şəkil 15.4, a) və rezonans halında cərəyanın qiyməti  $R$  kiçik olduqca daha böyük olur.



ШЯКИЛ 15.4

Yük və ya kondensatordakı  $U = \frac{q}{C}$  **gərginlik rezonansı** isə həmişə eyni tezlikdə baş vermir (Şəkil 15.4, b). Müqavimətin qiyməti artdıqca  $\omega_{rez}$  rezonans tezliyi  $\omega_0$ -dan daha çox fərqlənir. (15.13) ifadəsinin məxrəcindən törəmə alaraq onu sıfıra bərabər etməklə (*maksimumluq şərti*) gərginliyin rezonans tezliyinin

$$\omega_r = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}} \leq \omega_0 \quad (15.17)$$

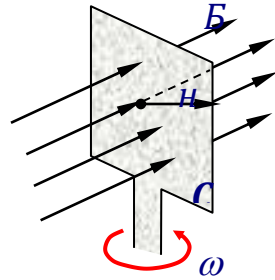
kimi məxsusi rəqs tezliyindən həmişə kiçik olduğunu təyin edərik.  $R$  müqavimətinin qiyməti kiçildikcə  $\omega_{rez} - \omega_0$  fərqi də kiçilir, yəni gərginlik və cərəyan rezonansları eyni tezliklə baş verir.

Rəqs konturunda rezonansın müşahidəsi çox mühüm texniki əhəmiyyətə malikdir. Bu üsulla mürəkkəb gərginlikdən lazım olan tezliyə malik gərginliyi rəqs konturunu həmin tezliyə kökləyərək, rezonans vasitəsi ilə ayırmaq mümkün olur.

Radioqəbuledicilərdə müxtəlif radiostansiyalardan gələn siqnalların ayrılması rəqs konturunun verici stansiya ilə rezonansa gətirilməsi ilə həyata keçirilir və s...

### § 15.4. Dəyişən elektrik cərəyanı

Məcburi elektromaqnit rəqslərinə ən yaxşı misal kimi dəyişən elektrik cərəyanı göstərilə bilər. Cərəyan şiddəti və ya gərginliyi zamandan asılı olaraq periodik dəyişən cərəyan **dəyişən cərəyan** deyilir. Dəyişən cərəyanı almaq üçün generatorun iş prinsipini elektromaqnit induksiya qanununa əsaslanır.



Шякил

Maqnit sahəsində yerləşən keçirici çərçivə xarici qüvvənin təsiri ilə fırladılsa (şəkil 15.5), çərçivəni kəsən maqnit seli  $\Phi = B \cdot S \cdot \cos \omega t$  qanunu ilə zamandan asılı olaraq dəyişər. Bu halda əmələ gələn induksiya e.h.q.

$$\varepsilon_i = -\Phi' = BS\omega \sin \omega t = \varepsilon_m \sin \omega t \quad (15.18)$$

Burada  $\varepsilon_m = BS\omega$  induksiya e.h.q.-nin maksimal qiymətidir. Bu üsulla dövrdə zamandan asılı olaraq

$$U = U_m \cos \omega t \quad (15.19)$$

qanunu ilə dəyişən gərginlik almaq mümkündür. Müəyyən zaman anında gərginliyin (cərəyan şiddətinin) ani qiyməti dövrənin bütün nöqtələrində eyni qiymətə malik olarsa, belə dəyişən cərəyan

*kvazistasionar cərəyan adlanır. Kvazistasionar cərəyan halında cərəyan şiddəti ilə gərginlik arasında həm Om qanunu, həm də Kirxhof qaydaları ödənilir.*

***Dəyişən cərəyan dövrəsində aktiv müqavimət***

*Kvazistasionar cərəyan dövrəsində  $R$  müqavimətli naqilə nəzər yetirək. Fərz edək ki, (15.19) qanunu ilə dəyişən gərginlik tutumu və induktivliyi olmayan*

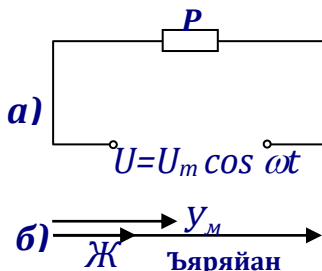
*elektrik dövrəsində  $R$  müqavimətinə tətbiq olunmuşdur (Şəkil 15.6, a).*

*Naqilin material və ölçülərindən asılı belə müqavimət dövrədə istilik ayırdığından **aktiv müqavimət** adlanır. Kvazistasionar cərəyana Om qanunu tətbiq edərək, cərəyanın adi qiyməti üçün*

$$i = \frac{U}{R} = \frac{U_m}{R} \cos \omega t = J_m \cos \omega t \quad (15.20)$$

*ifadəsini alarıq. Cərəyan şiddətinin və gərginliyin dəyişməsinin zamandan asılılığı eyni qanunla baş verir, fazaları da eynidir (fazalar fərqi 0-dır). Burada*

*$J_m = \frac{U_m}{R}$  kimi təyin olunan kəmiyyət **cərəyanın amplitud qiyməti** adlanır. Bunu əyani göstərmək üçün vektor diaqramına müraciət edək. Üfiqi olaraq cərəyan oxu qəbul olunarsa, gərginlik də həmin ox üzrə yönələr (şəkil 15.6, b).*



Шякил 15.6



**Dəyişən cərəyan dövrəsində induktivlik.** Tutaq ki, dəyişən cərəyan dövrəsində yalnız  $L$  induktivlikli, aktiv müqaviməti çox kiçik ( $R \cong 0$ ) olan sarğac iştirak edir. Induktivlikdən dəyişən cərəyan axdıqda

$$\varepsilon_i = -L \frac{di}{dt} \quad (15.21)$$

miqdarda öz-özünə induksiya *e.h.q.* yaranır:

$$L \frac{di}{dt} = U_m^L \cos \omega t \quad (15.22)$$

Bu ifadədən inteqrallama vasitəsi ilə cərəyanı təyin edək:

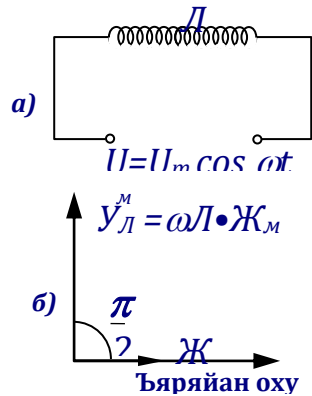
$$i = \frac{U_m^L}{\omega L} \cdot \sin \omega t + A. \quad (15.23)$$

(15.23) ifadəsində cərəyanın sabit komponenti iştirak etmədiyindən, inteqrallama sabiti  $A=0$  qəbul edərək ifadəni

$$i = J_m \cos \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \right) \quad (15.24)$$

şəklində yazmaq olar. Burada (15.19) və (15.24) ifadələrinin müqayisəsindən görünür ki, induktivliyə malik sarğacdaxan cərəyan gərginlikdən fazaca  $\frac{\pi}{2}$  qədər geri qalır. Cərəyan ilə gərginlik arasında bu münasibət vektor

diqramında şəkil 15.7 -də təsvir olunmuşdur. Cərəyan və gərginliyin maksimal qiymətləri arasında



Шякил 15.7

münasibətə Om qanununu tətbiq etsək, mütənasiblik əmsalı sarğacın müqavimətini xarakterizə etməlidir. (15.23) və (15.24) ifadələrinin müqayisəsindən

$$U_m^L = \omega L \cdot J_m = X_L \cdot J_m \quad (15.25)$$

olar.  $X_L = \omega \cdot L$  ifadəsi vahidi  $Om$  olmaqla müqavimət funksiyasını yerinə yetirir, dövredə cərəyan şiddətinin qiymətini məhdudlaşdırır, **induktiv müqavimət** adlanır. Lakin  $X_L$ -in yuxarıda baxılan aktiv  $R$  müqavimətindən **2 əsas fərqi** vardır. Əvvəla,  $X_L$  tezlikdən asılı olduğundan, yalnız sarğacın yox, həm də *elektrik dövrəsinin xarakteristikası* olur. İkinci əsas fərq isə  $X_L$  müqavimətinin *istilik ayırmaq qabiliyyəti olmaması* ilə əlaqədardır. Buna görə  $X_L$  induktiv müqaviməti **reaktiv müqavimət** adlanır.

**Dəyişən cərəyan dövrəsində tutum.** Yalnız  $C$  tutumlu kondensator birləşdirilmiş dəyişən cərəyan dövrəsinə nəzər yetirək ( $R \cong 0, L = 0$ ) (Şəkil 15.8).

Gərginliyin hamısı kondensatorda düşdüyündən, onda yükün zamandan asılılığı

$$q = UC = U_m \cdot C \cos \omega t \quad (15.26)$$

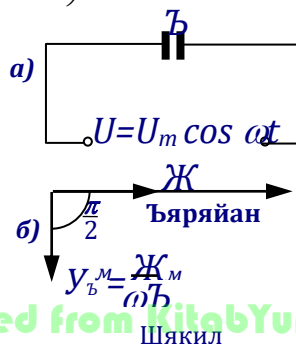
olar. Cərəyan yükün törəməsi kimi təyin olunduğundan, kondensatordan axan sərəyan

$$i = q' = -U_m \cdot C \cdot \omega \sin \omega t \Rightarrow i = J_m \cos \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right)$$

$$(15.27)$$

qanunu ilə dəyişər.

Beləliklə, yalnız kondensator iştirak edən

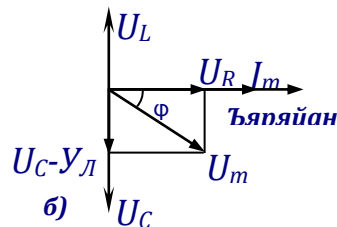
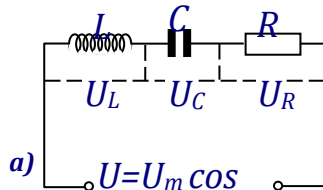


dəyişən cərəyan dövrəsində cərəyan şiddətinin rəqsləri gərginliyi fazaca  $\pi/2$  qədər qabaqlayır. Vektor diaqramında bu münasibət şəkil 15.8b- də təsvir olunmuşdur. (15.27) ifadəsindən görünür ki, cərəyan ilə gərginliyin maksimal qiymətləri arasında

$$U_m = \frac{J_m}{C\omega} = J_m \cdot X_C \quad (15.28)$$

münasibəti yazıla bilər.  $X_C = \frac{1}{C\omega}$  kəmiyyəti Om qanununda müqavimətin oynadığı rola malik olmaqla dövredə cərəyan şiddətini məhdudlaşdırır.  $X_C$  - **tutum müqaviməti** adlanır. Tutum müqaviməti də istilik ayırmır və cərəyanın tezliyindən asılı olur. Beləliklə,  $X_C$ - də  $X_L$  kimi reaktiv müqavimətdir.  $\omega=0$  şərtinə uyğun sabit cərəyan üçün  $X_C = \infty$  olur və buna görə də sabit cərəyan kondensator dövrəsindən axa bilmir.

**Dəyişən cərəyan üçün Om qanunu.** Dəyişən cərəyan dövrəsində eyni zamanda  $R$  müqaviməti,  $L$  induktivliyi və  $C$  kondensatoru iştirak edən hala baxaq (şəkil 15.9). Dövredə yaranan cərəyanın amplitudu  $J_m$  qiyməti ardıcıl birləşdirilmiş  $R$ ,  $L$ ,  $C$  elementlərində eyni qiymətə malik olsa da,



gərginlik paylanır və ümumi gərginlik  $U_L$ ,  $U_C$  və  $U_R$ -in cəmi kimi vektor diaqramı vasitəsilə tapıla bilər.  $U_L, U_C, U_R$  gərginlikləri şəkil 15.9,b -də bir diaqramda təsvir olunmuşdur və dövrədəki gərginlik

$$U_m^2 = (U_C - U_L)^2 + U_R^2 \quad (15.29)$$

kimi təyin oluna bilər. Şəklə görə cərəyanla gərginlik arasında  $\varphi$  fazalar fərqi

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{U_C - U_L}{U_R} \quad \text{və ya} \quad \operatorname{tg}\varphi = \frac{\frac{1}{C\omega} - L\omega}{R} \quad (15.30)$$

kimi təyin olunur. Gərginlik (15.19) qanunu ilə dəyişdikdə, cərəyanın dəyişməsi üçün

$$i = J_m \cos(\omega t - \varphi) \quad (15.31)$$

tənliyi alırıq. Gərginliklərin (15.20), (15.25) və (15.28) ifadələrindən istifadə edərək (15.29) şərtini

$$U_m^2 = R^2 J_m^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2 \cdot J_m^2 \quad (15.32)$$

şəklində yazıla bilər. Buradan cərəyan ilə gərginlik arasında asılılıq

$$J_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} = \frac{U_m}{Z} \quad (15.33)$$

kimi təyin olunur. Bu ifadə **dəyişən cərəyan üçün Om qanunu** adlanır.

$$Z = \sqrt{R^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} \quad (15.34)$$

ifadəsinə dəyişən cərəyan dövrəsində **tam müqavimət** və ya **dövrənin impedansı** deyilir.

Göründüyü kimi, dəyişən cərəyan dövrəsində tam müqavimət cərəyanın tezliyindən asılıdır və

$$\omega L = \frac{1}{\omega C} \quad (15.35)$$

şerti ödəndikdə  $Z$  özünün mümkün ən kiçik qiymətinə malik olur. Bu şərtdən  $\omega^2 = \frac{1}{LC} = \omega_0^2$  alınır.

$\omega_0$  cərəyan axan dövrənin məxsusi rəqs tezliyidir (cərəyan rezonansında  $\omega = \omega_0$ ). Beləliklə, rezonans halında dövrənin reaktiv müqaviməti «0» olur, tam müqavimət isə təmiz aktiv müqavimətlə bərabərləşir. Buna görə də rezonans zamanı cərəyanın kəskin artması müşahidə olunur və belə kəskin artmanı məhdudlaşdırmaq üçün dəyişən aktiv müqavimətdən – *reostatdan* istifadə olunur.

**Dəyişən cərəyan dövrəsində güc.** Ümumi şəkildə dəyişən cərəyan dövrəsində ayrılan gücün ani qiyməti (15.19) və (15.31) ifadələrinə görə

$$P(t) = U(t) \cdot i(t) = U_m \cos \omega t \cdot J_m \cos(\omega t - \varphi) \quad (15.36)$$

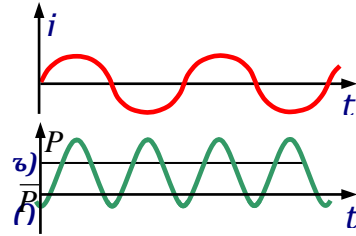
kimi təyin olunur. Sadə çevirmələr aparıb bu ifadəni

$$P(t) = \frac{1}{2} U_m J_m \cdot \cos \varphi + \frac{1}{2} J_m \cdot U_m \cos(2\omega t - \varphi) \quad (15.37)$$

şəklində yazaq. İfadədəki ikinci həddə kosinus funksiyasının arqumenti zamandan asılı olduğuna görə, orta qiyməti sıfır olur və buna görə də orta güc yalnız I hədlə təyin olunacaqdır:

$$\bar{P} = \frac{J_m U_m}{2} \cdot \cos \varphi \quad (15.38)$$

Beləliklə, dəyişən cərəyan dövrəsində ayrılan gücün ani qiyməti (15.38) ifadəsi ilə təyin olunan orta gücün ətrafında zamandan asılı olaraq cərəyana nəzərən 2 dəfə böyük, yəni  $2\omega$ , tezliyi ilə periodik qanunla dəyişir (şəkil 15.10).



Шякил 15.10

(15.38) ifadəsindəki  $\cos\varphi$  **güc əmsali** adlanır və  $\varphi$  bucağının qiyməti şəkil 15.9, b-yə görə

$$\cos\varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{R}{Z} \quad (15.39)$$

kimi təyin olunur. (15.39) və (15.33) ifadələri (15.38)-də nəzərə alınarsa,

$$\bar{P} = \frac{RJ_m^2}{2} = \frac{U_m^2}{2R} \quad (15.40)$$

olar. Ayrılan orta gücü sabit cərəyanın gücü ilə müqayisə edərək,

$$J_{ef} = \frac{J_m}{\sqrt{2}}; \quad U_{ef} = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \quad (15.41)$$

kimi cərəyan və gərginliyi **effektiv** (*təsiredici*) **qiymətlərini** təyin edirlər. Qeyd edək ki, cərəyan və gərginliyin təsiredici qiymətləri heç bir fiziki məna kəsb etmirlər. Bu kəmiyyətlər texnikada geniş tətbiq olunur, belə ki, dəyişən cərəyan ölçü cihazları olan ampermetr və voltmetrlər cərəyanın istilik təsiri əsasında fəaliyyət göstərdiklərindən, cərəyan şiddəti

və gərginliyin effektiv qiymətlərini təyin edirlər. Əgər dövrədə yalnız reaktiv (*tutum və induktiv*) müqavimətlər iştirak edərsə ( $R=0$ ),  $\cos\varphi=0$  və (15.38) ifadəsinə görə  $\bar{P}=0$  olar. Bu *halda bir yarımperiodda ayrılan güc, yarımperiodun digər müddətində udulur və orta güc sıfır olur*. Beləliklə, *tutum və induktiv müqavimətlər istilik ayıra bilməzlər*. Maksimal orta güc  $X_L = X_C$  rezonans halına uyğun gəlir və aktiv  $R$  müqavimətində ayrılır. Bu halda  $\cos\varphi=1$  və

$$\bar{P} = J_{ef} \cdot U_{ef} \quad (15.42)$$

**olur.**

#### § 15.5. Elektromaqnit dalğaları

Elektromaqnit sahəsi üçün Maksvell tənlikləri fəzanın hər hansı nöqtəsində yaranan dəyişən elektrik və ya maqnit sahələrinin dövrü çevrilmələri vasitəsi ilə onları məsafəyə ötürməyə, yəni ***dalğa prosesinin*** baş verməsinə imkan yaradır. Elektrik və maqnit sahələrinin qarşılıqlı çevrilməsində üçüncü bir amilin iştirak etməməsi, belə dalğaların istənilən halda, hətta vakuumda yayılmasına imkan verir. Bu elektromaqnit dalğalarının mexaniki dalğalardan **əsas fərqi** sayılır. Belə ki, mexaniki dalğa mühitin hissəcikləri vasitəsi ilə ötürüldüyündən, vakuumda yayıla bilməz.

Kondensator və induktiv sarğacdən ibarət rəqs konturunda hasil olunan elektromaqnit rəqslərinin şüalanaraq yayılması elektromaqnit dalğası kimi təqdim oluna bilər.

Riyazi əməliyyatlar göstərir ki, Maksvell tənliklərində iştirak edən elektrik sahə intensivliyi  $E$  və maqnit sahə intensivliyi  $H$  vektorları ümumi dalğa tənliyini ödəyirlər. Mexaniki dalğalar bəhsində (bax: § 4.7) göstərildiyi kimi, əgər hər hansı parametrin **koordinata görə ikinci tərtib törəməsi** həmin parametrin **zamana görə ikinci tərtib törəməsi** ilə mütənasib olarsa, yəni

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (15.43)$$

şərti ödənilərsə, bu parametr dalğanı xarakterizə edir, mütənasiblik əmsalı isə **dalğanın yayılma sürətinin kvadratına** bərabər olur. Maksvell tənliklərindən koordinata və zamana görə törəmələr almaqla göstərmək olar ki, həm elektrik, həm də maqnit sahələri üçün

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} &= \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} &= \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (15.44)$$

dalğa tənlikləri ödənilir. Mütənasiblik əmsalı hər iki halda

$$v^{-2} = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0$$

elektromaqnit sahəsinin dalğa şəklində yayılma sürətinin kvadratını xarakterizə edir. Vakuum üçün

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 1, & \mu &= 1, & \varepsilon_0 &= (4\pi \cdot 9 \cdot 10^9)^{-1} \text{ F/m}, \\ \mu_0 &= 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Hn/m} & \text{olduğu} & & \text{nəzərə} & & \text{alınarsa,} \end{aligned}$$



elektromaqnit dalğalarının vakuumda yayılma sürəti üçün

$$\nu_v = \left(\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}\right)^{-1} = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{san} = c \quad (15.45)$$

alınar. Burada  $c$  işığın vakuumda yayılma sürətidir və elektromaqnit dalğalarının yayılma sürəti ilə üst-üstə düşür.

Bu mühüm nəticə işığın elektromaqnit təbiəti haqda təlimin əsasını təşkil edir. Dalğa mühitdə yayıldıqda, (15.44) ifadələrinə görə onun faza sürəti

$$\nu = \left(\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0}\right)^{-1} = c(\sqrt{\varepsilon \mu})^{-1} = c/n, \quad (15.45, a)$$

vakuumdakı sürətindən  $n$  **dəfə kiçik** olar. Burada  $n = \sqrt{\varepsilon \mu}$  kimi işarə olunan kəmiyyət **mühitin sındırma əmsalı** adlanır. Beləliklə, mühitin sındırma əmsalı elektromaqnit dalğasının vakuumdakı sürətinin həmin mühitdə yayılma sürətindən neçə dəfə böyük olmasını xarakterizə edir.

Hüygens prinsipi elektromaqnit dalğaları üçün də özünü doğruldur. Nöqtəvi mənbədən buraxılan dalğa siferik səthə malik olur. Dalğa mənbəyindən kifayət qədər uzaq məsafədə dalğa səthi üzərindəki iki yaxın qonşu nöqtə düz xətlə birləşdirilərsə, sfera üzərində müstəvi səth alınar və bu müstəvinin zaman keçdikcə uducu olmayan mühitdə yayılması **müstəvi elektromaqnit dalğası** kimi təqdim oluna bilər. Belə müstəvi dalğanı xarakterizə edən rəqsin amplitudu məsafədən asılı olmayan müəyyən bir qiymətə bərabər olur. Uducu olmayan mühitdə müstəvi elektromaqnit dalğası üçün elektrik və maqnit sahələrinin dəyişməsi uyğun olaraq

$$\begin{aligned} E &= E_m \cos[\omega t - kr + \alpha_1] \\ H &= H_m \cos[\omega t - kr + \alpha_2] \end{aligned} \quad (15.46)$$

kimi təyin olunur. Burada  $\omega$  elektrik və maqnit sahələrinin dəyişmə tezliyi,  $r$  dalğanın yayılma istiqamətində məsafə,  $\kappa = 2\pi/\lambda = \omega/v$  kimi təyin olunan və dalğanın yayılma istiqamətini təyin edən ***dalğa vektorudur***. Bu halda  $E$  və  $H$  vektorları yalnız dalğanın yayılma istiqaməti üzrə koordinata görə dəyişməyə məruz qalırlar. Müstəvi dalğa  $x$  oxu boyunca yayılırsa,  $E$  və  $H$  vektorlarının koordinat oxları üzrə proyeksiyaları  $y$  və  $z$  -dən asılı olmayacaqdır.

Dalğanın yayıldığı mühitin bircins ( $\varepsilon = const, \mu = const$ ) sərbəst yükləri və cərəyanı olmayan ( $\rho = 0, j = 0$ ) halına uyğun Maksvell tənlikləri

$$\mu\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} = 0; \mu\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial x} = 0 \Rightarrow H_x(x, t) = const \quad (15.47)$$

$$\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} = 0; \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial x} = 0 \Rightarrow E_x(x, t) = const$$

kimi yazıla bilər. Bu ifadələr də elektromaqnit dalğasının yayılma istiqamətində elektrik və maqnit vektorlarının yalnız sabit proyeksiyalara malik olmasını nümayiş etdirir. Göstərilən nəticə dalğanın yayılma istiqamətində dalğa sahəsinin olmamasını, yəni  $E$  və  $H$  vektorlarının həmişə dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar müstəvidə qalmasını göstərir. Alınan bu mühüm nəticə elektromaqnit dalğalarının ***yalnız eninə dalğa şəklində*** mövcud olmasını sübuta yetirir. Sadəlik üçün  $E$  və  $H$

vektorlarının dalğanın yayılma istiqamətindəki sabit qiymətləri sıfır götürülə bilər.

**Maksvell tənliklərindən alınan digər mühüm nəticə, dalğanın yayılma prosesində  $E$  və  $H$  vektorlarının qarşılıqlı münasibətinin təyiniidir.**

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial x} &= \mu\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} & \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} \\ \frac{\partial H_z}{\partial x} &= -\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} & \frac{\partial H_y}{\partial x} &= \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} \end{aligned} \quad (15.48)$$

Bu ifadələrdən aydın olur ki, elektromaqnit dalğalarında elektrik və maqnit vektorları dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar müstəvidə qamaqla, biri-birinə qarşılıqlı perpendikulyar yönəlirlər. Belə ki,  $x$  oxu üzrə yayılan elektromaqnit dalğasında  $z$  oxu üzrə elektrik sahəsinin dəyişməsi  $y$  oxu üzrə dəyişən maqnit sahəsi,  $y$  oxu üzrə dəyişən elektrik sahəsi isə  $z$  oxu üzrə dəyişən maqnit sahəsi yaradır. Eyni mühakimə maqnit sahəsi üçün də doğrudur. Əgər ilkin olaraq  $y$  oxu istiqamətində  $E_y$  yaranması fərz edilərsə, yalnız  $z$  oxu üzrə maqnit sahəsi ( $H_z$ ) mövcud ola bilər, elektrik sahəsinin  $z$  ( $E_z$ ), maqnit sahəsinin isə  $y$  ( $H_y$ ) toplananı yaranı bilməz. Əlbəttə, ilkin olaraq  $E_z$  yaranarsa, onun dəyişməsi  $H_y$  yaradar və bu halda  $E_y$  və  $H_z$  mövcud ola bilməz.

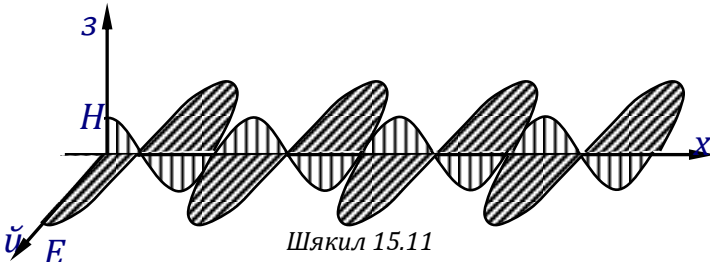
**Müstəvi elektromaqnit dalğası üçün alınan növbəti nəticə (15.46) şərtlərinin (15.48) ifadələrində nəzərə almaqla əldə edilir. Törəmələr alınmaqla ifadələr tərəf-tərəfə vurularsa, alınan**

$$\varepsilon\varepsilon_0 E_m^2 = \mu\mu_0 H_m^2 \quad \text{və} \quad \alpha_1 = \alpha_2 \quad (15.49)$$

şerti elektrik və maqnit sahələrinin fazaca üst-üstə düşməsini, yəni onların ( $E$  və  $H$ -in) eyni anda maksimuma çatmasını və eyni vaxtda sıfıra bərabər olmasını nümayiş etdirir. (15.49) ifadəsi həmçinin elektrik və maqnit sahələri arasında miqdarı münasibəti müəyənləşdirir. Vakuum üçün

$$\frac{E_m}{H_m} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 377 \text{ Om} \quad (15.50)$$

kimi sabit qiymətə malik olur. Ümumi halda (15.46) ifadələrində  $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$  götürülə bilər və  $x$  oxu boyunca yayılan elektromaqnit dalğasının «ani fotosəkli» şəkil 15.11-də göstərilən kimi təsvir oluna bilər.



Elektromaqnit dalğaları həm də enerji daşıyır. Bu enerji elektrik və maqnit sahələrinin enerjiləri cəmi kimi təyin olunur. Vahid zamanda dalğanın yayılma istiqamətinə perpendikulyar götürülmüş vahid səthdən daşınan dalğa enerjisinə **enerji selinin sıxlığı** və ya **dalğanın intensivliyi** deyilir.

Tərifdən göründüyü kimi, enerji selinin sıxlığı  $I$  ilə işarə olunarsa, o

$$I = \frac{W_{el} + W_{maq}}{\Delta S \cdot \Delta t} \quad (15.51)$$

şəklində təyin olunur. Intensivliyin ölçü vahidi BS –də  $C/m^2 san$  və ya  $Vatt/m^2$  olmaqla, vahid səthə uyğun gələn güc kimi başa düşülə bilər. Elektrik və maqnit sahələri üçün vahid həcmə düşən enerji kimi **enerji sıxlığından** ( $\varpi$ ) istifadə edilərsə, dalğanın yayılma sürəti  $\nu$  olduqda  $\Delta t$  zamanında  $\Delta S$  səthindən keçən dalğa enerjisi  $W = \varpi \cdot \Delta S \nu \cdot \Delta t$  kimi təyin olunur. Enerjinin bu ifadəsini (15.51) şərtində nəzərə alsaq, dalğanın intensivliyi

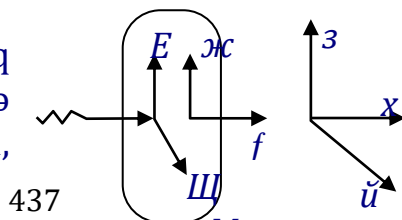
$$I = (\varpi_E + \varpi_H) \cdot \nu = \left( E^2 / 2\epsilon\epsilon_0 + H^2 / 2\mu\mu_0 \right) \nu = \varpi \nu \quad (15.52)$$

kimi təyin olunur. Burada  $\varpi$  elektrik və maqnit sahələrinin enerji sıxlıqları cəmidir. Sonuncu ifadədə (15.49) və (15.45) şərtləri nəzərə alındıqda, dalğanın intensivliyi üçün ifadə

$$I = \epsilon\epsilon_0 E^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0 \mu\mu_0}} = \mu\mu_0 H^2 \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0 \mu\mu_0}} = E \cdot H \quad (15.53)$$

şəklinə düşür.  $E$  və  $H$  vektorlarının vektorial hasili olaraq hər iki vektora perpendikulyar, yəni dalğanın yayılma istiqaməti ilə üst-üstə düşən intensivlik vektoru **Poyntinq vektoru** adlanır və  $I = [\vec{E}\vec{H}]$  kimi təyin olunur.

Elektromaqnit dalğaları həm də təzyiqlik göstərmək xüsusiyyətinə malikdir. Tutaq ki,



437

Мякил 15.12

elektromaqnit dalğası  $x$  oxu boyunca yayılır,  $E$  və  $H$  vektorları isə uyğun olaraq  $z$  və  $y$  oxları üzrə yönəlmişlər (şəkil 15.12). Əgər  $M$  mühiti  $\sigma$  keçiriciliyinə malikdirsə, elektrik vektoru  $j = \sigma E$  cərəyan sıxlığı yaradar və bu cərəyana  $H$  maqnit sahəsi tərəfindən Amper qüvvəsi təsir edər.

$$dF_a = i \cdot B \cdot dl = j \cdot dS \cdot B \cdot dl = j \cdot B \cdot dV \quad (15.54)$$

Burada  $i = j \cdot dS$  cərəyan şiddəti,  $j$ -cərəyan sıxlığı,  $B = \mu\mu_0 H$  kimi ifadə olunan maqnit induksiya vektoru,  $dV = dS \cdot dl$ -elementar həcmdir. Vahid həcmə uyğun gələn qüvvəni təyin edək:

$$f = \frac{\partial F}{\partial V} = [\vec{j}\vec{B}] = \mu\mu_0\sigma[\vec{E}\vec{H}] \quad (15.55)$$

Göründüyü kimi, vahid həcmə düşən qüvvə elektrik və maqnit vektorlarının vektorial hasili kimi təyin olunaraq hər iki vektora, yəni  $E$  və  $H$  vektorlarının yerləşdiyi müstəviyə perpendikulyardır və dalğanın yayılma istiqaməti ilə üst-üstə düşür (şəkil 15.12). Səthə perpendikulyar qüvvə təzyiq yaratdığından, demək olar ki, elektromaqnit dalqaları qarşısına çıxan maneəyə təzyiq göstərmək xassəsinə malikdir. Maksvellin hesablamalarına görə, elektromaqnit dalğasının təzyiqi onun enerji sıxlığı ilə təyin olunur. Əgər elektromaqnit dalğası mühit tərəfindən tam udulursa, yaranan  $p$  təzyiqi elə  $\omega$  enerji sıxlığına bərabər olur. Mühit elektromaqnit dalqasını qismən udarsa, təzyiq daha böyük olur. Əgər mühit dalğanın  $k = S/S_0$  hisəsini əks etdirirsə, dalğanın təzyiqi

$$p = (1 + k)\varpi \quad (15.56)$$

kimi təyin olunur. Səth ideal qaytarıcı olduqda ( $k = 1$ ) və təzyiç  $p = 2\varpi$  kimi maksimal qiymət alır.

Rast gəlidiyi maneəyə təzyiç göstərilməsi elektromaqnit dalğalarının impulsa malik olmasına dəlalət edir. Elektromaqnit dalğasının enerjisi ilə impulsu arasında

$$K = W/c \quad (15.57)$$

kimi sadə münasibət mövcuddur. Burada  $W$  elektromaqnit dalğasının enerjisi,  $c$  isə sürətidir. Impulsa malik olma elektromaqnit dalğasının kütləsini təyin etməyə imkan verir. Vakuumba yayılan elektromaqnit dalğasının kütləsi

$$m = \frac{K}{c} \quad (15.58)$$

kimi təyin oluna bilər. Burada (15.57) ifadəsi nəzərə alınsa, elektromaqnit dalğasının kütləsi ilə enerjisi arasında münasibət

$$m = \frac{W}{c^2} \Rightarrow W = mc^2 \quad (15.59)$$

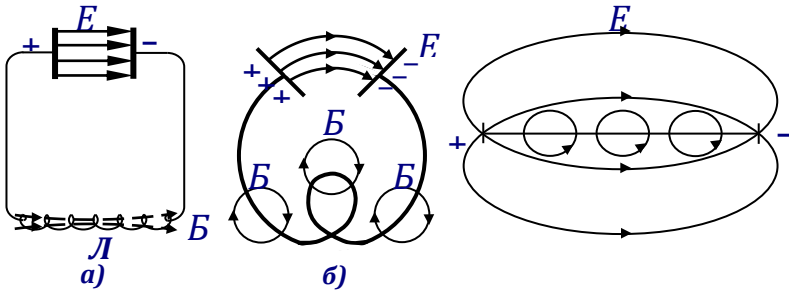
Eynşteynin nisbilik nəzəriyyəsinin verdiyi ifadə ilə uyğun gəlir. Bu isə kütlə ilə enerji arasındakı münasibətin universallığını sübuta yetirir.

Elektromaqnit dalğasının kütləyə malik olması müəyyən hadisələrdə özünü **zərrəcik** (*fotonlar seli*) kimi təqdim etməsinə imkan yaradır. Bu halda elektromaqnit dalğası fotonunun düşdüyü səthə göstərdiyi təzyiç, mexanika bəhsindən məlum olan, kicik kütləli kürənin böyük kütləli maneə ilə elastiki və qeyri-elastiki toqquşması kimi izah olunur və (15.56) ifadəsi dəyişməz qalar. Bu deyilənlər işığın

elektromağnit dalğası ilə yanaşı kvant təbiətinin də başa düşülməsində mühüm rol oynayır.

Elektromağnit dalğalarının müşahidəsi və sürətinin ölçülməsi təcrübi olaraq 1888-ci ildə H.Herts tərəfindən həyata keçirilmişdir. Herts təcrübələri Maksvellin elektromağnit sahə nəzəriyyəsinin parlaq qələbəsini sübuta yetirmişdir. Bu müvəffəqiyyəti görmək Maksvellə nəsb olmasa da, tarixdə o elektromağnit sahə nəzəriyyəsinin banisi kimi qalmışdır.

Elektromağnit dalğalarını müşahidə etmək üçün Herts *açıq rəqs konturundan* istifadə etmişdir.  $C$  tutumlu kondensator və  $L$  induktivliyinə malik sarğacdən təşkil olunmuş rəqs konturunda (şəkil 15.13, a) elektrik sahəsi kondensator köynəklərinin



Шякил 15.13

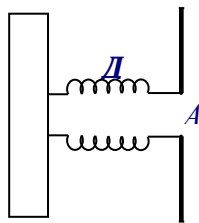
arasında, mağnit sahəsi isə sarğacın daxilində yığıldığı üçün kondensator və sarğacı əhatə edən ətraf fəzada sahə praktiki olaraq sıfır bərabər olur. Buna görə də, belə sistemdən elektromağnit dalğalarının şüalanması nəzərə çarpmaz. Belə rəqs sistemi ***qapalı rəqs konturu*** adlandırılır. Rəqs konturunda hasil olan rəslərin tezliyi və enerjisi



kondensatorun tutumu və sarğacın induktivliyi ilə tərs mütənasibdir. Ətraf fəzada dəyişən elektrik sahəsi yaratmaqla dalğaların şüalanma effektivliyini və enerjisini artırmaq üçün kondensatorun koynəkləri şəkil 15.13, b-də göstərilən kimi bir-birindən meyl etdirilərək uzaqlaşdırılmalı, sarğacın sağlarının sayı isə mümkün qədər azaldılmalıdır. Bu prosesləri yerinə yetirmək ardıcılığı ilə şəkil 15.13, c-də təsvir olunan **açıq rəqs konturu** almaq mümkün olmuşdur. Herts təcrübələrində açıq rəqs konturundan şüalanan dalğanın tezliyi  $10^6 \text{ Hz}$  tərtibidə olmuşdur ki, bu da şüalanan dalğanın bir neçə metr uzunluğuna uyğun gəlir.

Şəkil 15.13, c-də təsvir olunan açıq rəqs konturunu sahə ilə təchiz etmək və elektrik rəqsləri yaratmaq üçün çubuq ortadan iki bərabər hissəyə bölünərək  $D$  drosseli vasitəsilə gərginlik mənbəyi olan  $I$  **induktora** birləşdirilmişdir (şəkil 15.14). Tətbiq olunan gərginliyin müəyyən qiymətində şəkildə  $A$  ilə işarə olunan aralıqda qığılcımlı boşalma baş verir və vibratorda sərbəst elektrik rəqsləri əmələ gəlir. Rəqslər drossellərin köməyi ilə qığılcımın davam etmə müddətində mövcud olurlar.

Qığılcım baş verən  $A$  aralığında cərəyanın qiyməti maksimum, uclarda isə minimum olur. Gərginlik düşgüsü isə əksinə, uclarda maksimuma uyğun gəlir. Belə baxımda Herts şüalandırıcısı birinci oberton tezliyi ilə rəqs edən simə



BI Шякил

uyğun gəlir və buna görə də əmələ gələn durğun elektromaqnit dalğasının uzunluğu vibratorun uzunluğunun iki mislinə bərabər olur.

Şüalanan dalğanı qəbul və təhlil etmək üçün Herts şüalandırıcı ilə analogi vibratorlardan istifadə etmişdir. Şüalandırıcıdan gələn dalğanın elektrik vektorunun təsiri ilə qəbuledici vibratorda qığılcım yaranaraq dalğanın qəbul olunması təmin olunur. Qəbuledici vibratorla şüalandırıcı vibrator uyğun seçildikdə, qəbul edilən dalğanın elektrik vektoru vibratorun oxuna paralel olduqda, rezonans hadisəsi səbəbindən qığılcımlar əmələ gəlir. və ya həmin aralığa gətirilmiş siqnal lampasının közərməsi baş verir. Təsvir olunan sistem vasitəsi ilə elektromaqnit dalğalarının bir sıra mühüm xassələri öyrənilmiş, dalğanın yayılma sürəti ölçülmüş, onun eninə dalqa olması, istiqamətliliyi, maneədən əks olunması, şəffaf mühitə daxil olduqda sınıması isbat olunmuşdur. Bu təcrübələr elektromaqnit dalğalarının tezlikdən aşılı olmayaraq havada  $\sim 300000 \text{ km/san}$  sürətlə yayılmasını isbat edərək Maksvell nəzəriyyəsinin nətiçəsini təsdiq etmiş, onun doğruluğunu sübuta yetirmişdir.

## V BÖLMƏ. OPTIKA

Optika – işıq hadisələrindən bəhs edir. Müasir təsəvvürlərə görə işıq  $10^7 \div 10^{-3} \text{ \AA}$  ( $10^{-3} \div 10^{-13} \text{ m}$ ) dalğa uzunluğuna malik elektromaqnit dalğalarıdır. Göstərilən diapozon *infraqırmızı* (IQ) ( $10^{-3} \div 0,7 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ ), *görünən* ( $0,7 \div 0,4 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ , və  $\lambda < 0,4 \cdot 10^{-6} \text{ m}$  *ultrabənövşəyi* (UB) oblastlara

ayrılır. Bəzən optik diapozon dedikdə bilavasitə insan gözü ilə ayırd edilən  $(0,4 \neq 0,7) mkm$  dalğa uzunluğu nəzərdə tutulur.

## XVI FƏSİL. IŞIQ HADISƏLƏRİ

### § 16.1. Işıqın təbiəti

Optikanın təşəkkülü işığın düz xətt boyunca yayılması, işıq dəstələrinin bir-birindən asılı olmaması, işığın güzgü səthlərdən qayıtması və iki şəffaf mühitin sərhəddində sınıraq digər mühitə daxil olması kimi 4 əsas qanun əsasında baş vermişdir. Bu qanunlar təcrübi faktlar əsasında, işığın təbiətinin aydınlaşdırılmasından xeyli əvvəl müəyyənləşdirilmişdir. Bu qanunlar əsasında qurularaq işığın təbiəti nəzərə alınmadan ona yayılma istiqamətində şüa kimi baxılan bölmə ***həndəsi optika*** adlanır. Işıqın təbiəti nəzərə alınmaqla onun yayılması və mühitlə qarşılıqlı təsiri ***fiziki optikanın*** predmetidir.

Həndəsi optikanın qeyd edilən qanunları hətta bizim eradan əvvəl məlum idi. Yunan alimi Platon eramızdan əvvəl 430-cu ildə (2500 il əvvəl!) işığın düz xətt boyunca yayılması və güzgü səthindən əks olunması qanunlarını kəşv etmişdi. Işıqın sınma qanunu ilk olaraq Aristotelin (e.ə. 350 il) əsərlərində təsvir olunmuşdur. Düşmə və sınma bucaqlarını ölçən Ptolomey xüsusi refraksiya cədvəlləri tərtib etmişdi. Buna baxmayaraq yalnız 16-cı əsrdə düşmə və sınma bucaqlarının sinusları nisbətinin iki mühidin sərhədi üçün sabit olması Sinelius tərəfindən göstərilmiş, Dekart isə ona riyazi şəkil vermişdir.

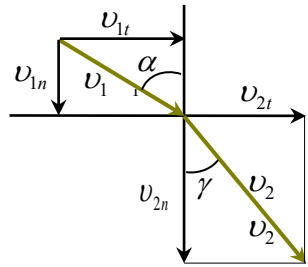
Işıqın təbiəti haqda təlimlər də qədim yunanlardan qidalanır. Bu nəzəriyyələrə görə işığın boruda axan su kimi insan gözündən çıxması ətrafı görmə ilə nəticələnir. Pifaqora görə isə (e.ə. 450 il), cisimlər onlardan çıxan hissəciklərin gözə düşməsi nəticəsində qavranılır. Bu hissəcikləri Demokrit hətta atom adlandırmışdır. Aristotel bu nəzəriyyədən imtina edərək işığın göz ilə cisim arasında şəffaf mühitdə (efirdə) yayılaraq duyğu əmələ gətirməsi ilə əlaqələndirmişdir.

Işığın təbiəti haqda Nyuton nəzəriyyəsi daha ardıcıldır, çünki müşahidələrin və məxsusi qoyulmuş təcrübələrin əsasında yaradılmışdır. Nyuton iki bir-birinə zidd olan halı araşdırmışdır. Bir mülahizəyə görə işıq səs dalğaları və suda əmələ gələn dalğalarla analoji dalğa enerjisinə malikdir. Lakin əşyaların maneə arxasında görünməməsi işığın əyilməməsini isbat edir. Buna görə Nyuton dalğa təbiətini rədd edərək işığın bircins mühitdə düzxətli bərabərsürətli hərəkət edən zərrəciklər olduğunu qəbul etmişdir. Nyuton tərəfindən ilk dəfə müşahidə olunan dispersiya – ağ işığın rənglərə ayrılmasını – korpuskulyar nəzəriyyə ilə izah etməyə çalışmışdır. Nyutona görə qırmızı korpuskul ən böyük, göy korpuskul isə ən kiçik ölçüyə malik olduqlarından, onların mühitdə sınması müxtəlif bucaqlar altında baş verir.

Bu nəzəriyyə işığın qayıtma və sınma qanunlarını da izah edir. Burada qayıtma qanunu elastiki kürənin hərəkətsiz divardan əks olunması, sınması isə daha sıx mühitdə yayılarkən cazibənin artmasından normala yaxınlaşması ilə izah olunmuşdur.

Nyutonun korpuskulyar nəzəriyyəsinə görə işıq  $n_1$  sındırma əmsalına malik mühitdən  $n_2$  sındırma əmsalına malik mühitə keçirsə və  $n_1 < n_2$  şərti ödənilirsə, iki mühit sərhədində sürətin üfiqi

(tangensial) toplananı dəyişmir ( $v_{1t} = v_{2t}$ ;  $v_{1n} < v_{2n}$ ) və şəkil 16.1-dən



Шякил 16.1

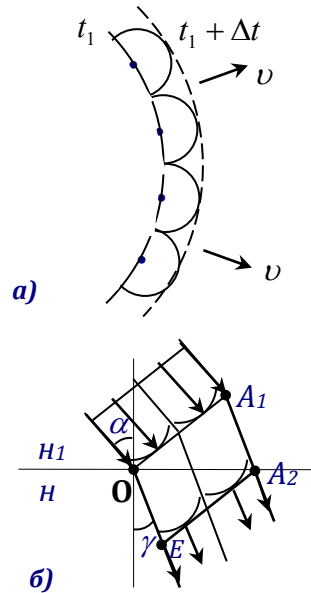
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{n_2}{n_1} \quad (16.1)$$

kimi sınma qanunu alınır.

Nyuton tərəfindən işığın korpuskulyar nəzəriyyəsi yaradıldıqdan bir neçə il sonra X.Hüygens optik və akustik hadisələrin analogiyasına əsaslanaraq işığın dalğa nəzəriyyəsini irəli sürdü. Hüygensə görə işıq elastiki impulslar olub, xüsusi mühit olan **efirdə** yayılır. Hüygensə görə nəinki cisimlər, hətta onlar arasındakı fəza belə efirlə doludur və işığın böyük sürətə malik olması efinin məxsusi xüsusiyyətidir. Hüygensin dalğa nəzəriyyəsinin əsasını onun adı ilə tarixə düşən prinsip müəyyənləşdirir: – *ışığı dalğasının çatdığı hər bir nöqtədə yeni dalğanın mənbəyi kimi çıxış edir və belə nöqtələr çoxluğunun qurşayanı **dalğa cəbhəsi** adlandırılır.*Hüygens

prinsipinə görə hər hansı  $t_1$  anında dalğa cəbhəsi məlumsa, dalğanın yayılması istiqaməti qurşayanın hər bir nöqtəsinə perpendikulyar olmaqla  $\Delta t$  müddətindən sonra yeni dalğa cəbhəsini yaradırlar (Şəkil 16.2). Bu prinsip əsasında Hüygens sınıma və qayıtma qanunları ilə yanaşı həmin illərdə müşahidə olunan işığın qoşaşüasınma hadisəsini də izah etdi. Sınma qanunu şəkil 16.2,b əsasında alına bilər. Müstəvi dalğa cəbhəsinə  $(OA_1)$  malik dalğa sındırma əmsalları  $n_1$  və  $n_2$  ( $n_1 < n_2$ )

olan iki mühitin sərhəddinə düşür. Dalğa cəbhəsinin  $O$  nöqtəsindəki ucu sərhədə çatan anda şüanın səthin normalı ilə əmələ gətirdiyi  $\alpha$  bucağı **düşmə bucağı** adlanır.  $t_0$  müddətindən sonra cəbhənin digər ucu  $A_1$  nöqtəsi sərhədə



Шякил 16.2

çatacaq və  $A_1A_2 = v_1 \cdot t_0$  kimi təyin olunacaqdır. Burada  $v_1$  - işığın  $n_1$  sındırma əmsalına malik mühitdə yayılma sürətidir. Bu  $t_0$  müddəti ərzində dalğa cəbhəsinin  $O$  nöqtəsi II mühit daxilində müəyyən  $OE$  məsafəsinə yerini dəyişəcəkdir:  $OE = v_2 \cdot t_0$ ,  $v_2$ -işığın II mühitdə yayılma sürətidir. İkinci dalğanın qurşayanı yeni dalğa cəbhəsinə təyin etdiyindən, demək olar ki,  $t_0$  zamanından sonra dalğa cəbhəsi  $EA_2$  düz xəttinə uyğun gələcək və işığın yayılma istiqaməti bu xəttə perpendikulyar yönələcəkdir. Dalğa cəbhəsinə perpendikulyar belə **şüalar** şəkildə göstərilmişdir. Şəkil 16.2- əsasında  $\sin \alpha = v_1 t_0 / OA_2$  ;  
 $\sin \gamma = v_2 t_0 / OA_2$  sinma qanunu

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_1}{n_2} \quad (16.2)$$

olar. (16.1) və (16.2) ifadələrinin müqayisəsindən görünür ki, yayılma sürəti ilə sındırma əmsalı arasında əlaqə

Nyutonun korpuskulyar nəzəriyyəsində  $\frac{v_1}{v_2} = \frac{n_1}{n_2}$  ;

Hüygensin dalğa nəzəriyyəsində isə  $\frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}$  kimi təyin

olunur, yəni sındırma əmsalı böyük olduqca işığın sürəti Nyutona görə böyük, Huygensə görə isə kiçik olur. İrəliyə qaçaraq deyək ki, sonralar Fizo tərəfindən işığın suda sürətinin ölçülməsi Huygensin haqlı olduğunu sübuta yetirmişdir.

Beləliklə, XVIII əsrin əvvəllərində işığın təbiətinə aid iki mülahizənin kəskin rəqabəti başlanmışdı. Burada Nyutonun nüfuzu böyük rol oynayırdı. Lakin XVIII əsrdə müşahidə olunan interferensiya, difraksiya, qoşaşüasınma hadisələri və bu hadisələrin O.Frenel və T.Yunq tərəfindən

dalğa nəzəriyyəsi əsasında izahı işığın dalğa nəzəriyyəsinin xeyli güclənməsinə səbəb olmuşdu. İşığın polyarlaşma hadisəsi və onun dalğa nəzəriyyəsi əsasında izahı «efir» adlı hipotetik mühitin varlığını şibhə altına aldı. Polyarlaşma xüsusiyyəti işıq dalğalarının eninə dalğa olmasını sübuta yetirir və belə dalğalar yalnız bərk cisimlərdə sürüşmə deformasiyası nəticəsində yayıla bilər. Yayılma sürəti çox böyük olduğundan, efir kiçik sıxlığa və böyük sürüşmə moduluna malik olmalıdır. Bu isə mümkün deyildir. Digər tərəfdən əgər efir bərk cisimdirsə, onda uzununa dalğalar da yayılmalıdır. Işıq dalğaları isə yalnız eninə dalğa kimi özünü göstərir.

Tarixin bu durumunda Maksvell tərəfindən elektromaqnit nəzəriyyəsinin kəşf olunması, işığın elektromaqnit təbiəti haqda təlimin yaranmasına təkan verdi. Maksvell işığın yüksək tezlikli elektromaqnit dalğası olması ideyasını irəli sürdü. XV fəsildə göstəriləni kimi, elektromaqnit dalğasının yayılması üçün heç bir «efir» tələb olunmur, onlar yalnız eninə dalğa şəklində yayılır, yayılma sürəti isə mühitin fiziki sabitləri olan  $\varepsilon$  - dielektrik nifuzluğu və  $\mu$  - maqnit nifuzluğu vasitəsi ilə təyin olunur:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{c}{n} \quad (16.3)$$

Burada  $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$  sabit kəmiyyət olub, işığın vakuumda yayılma sürətinə bərabərdir,  $n$  isə mühitin mütləq sındırma əmsalı adlanır. Maksvell nəzəriyyəsi mühitlərin elektrik, maqnit və optik parametrləri arasında əlaqəni nümayiş etdirdi. Lakin Maksvell nəzəriyyəsində  $\varepsilon$  və  $\mu$  dalğa uzunluğundan (tezlikdən) asılı olmadıqlarından, elektromaqnit nəzəriyyəsi işığın dispersiyasını izah edə bilmədi. Sonradan Lorentsin elektron nəzəriyyəsi mühitin

dielektrik nüfuzluğunun da tezlikdən asılı olmasını sübuta yetirmişdir.

Qeyd edək ki, həm Maksvell, həm də Lorens işıq daşıyıcısı kimi «efir»-in mövcudluğunu qəbul edirdilər. Hətta Maksvell «efir»-in bütün elektromaqnit hadisələrtində iştirakını vacib sayırdı. Bu nəzəriyyələrə görə «efir»- sükunətdə olan sonsuz mühit olmaqla yeganə parametrlə – işığın mühidə yayılma sürəti ilə xarakterizə olunur. Maykelson və Morli təcrübi faktlara söykənərək mütləq sükunətdə olan efir haqda təsəvvürləri «alt-üst» edərək Lorens elektrodinamikasını nisbilik nəzəriyyəsi ilə əvəz etdilər.

XIX əsrin sonlarına doğru korpuskulyar nəzəriyyə üzərində demək olar ki, tam qələbə çalmış işığın dalğa nəzəriyyəsi, bir sıra çətinliklərlə rastlaşdı. Belə ki, təcrübələrdə müşahidə olunan şüalananan cisimlərdə enerjinin tezliyə görə paylanması, fotoeffekt hadisəsi dalğa nəzəriyyəsi ilə izah oluna bilmirdilər. Bu əkslikləri aradan qaldırmaq üçün Vin, Peley, Cins cəhdlər göstərsə də, 1900-cu ildə Alman alimi Maks Plank işığın yeni təbiəti - **fasiləli quruluşa malik fotonlar seli olması**- ideyasını irəli sürərək bu hadisələrin izahına nəsisib oldu. Sonradan Eynşteyn və Böte nəinki şüalanmanın, eyni zamanda işığın udulma və yayılmasının da xüsusi işıq zərrəcikləri – fotonlar vasitəsilə baş verməsini əsaslandırdılar. Sanki hər şey korpuskulyar nəzəriyyəyə qayıdırdı. Plankın hipotezinə görə işıq kəsilməz dalğa olmayıb, fotonlar seli kimi

$$E = h\nu \quad (16.4)$$

enerjisinə malik porsiyalarla şüalanır. Burada  $\nu = \frac{v}{\lambda}$  işığın tezliyi,  $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ C} \cdot \text{san}$  Plank sabiti adlanır və tezlik ilə enerji arasında əlaqə yaradır.



Qeyd edək ki, Plankın təklif etdiyi işıq fotonları Nyutonun işıq korpuskullarından (kürəciklərindən) çox fərqlənir. Eyni zamanda Plankın mülahizəsi klassik fizikanın əksinə çıxsada, təcrübi faktlarla tamamilə təsdiq olunur. Plankın kvant nəzəriyyəsində işığın yayılması üçün heç bir «efir» tələb olunmur və bu işığın korpuskulyar nəzəriyyəsinin təntənəsidir!

Beləliklə demək olar ki, işıq özlüyündə mürəkkəb quruluşa malik olmaqla, ikili təbiətə – *dalğa* və *korpuskulyar* xüsusiyyətlərin təzahür etməsi kimi təqdim oluna bilər. Bu müddəə kəsilməz və diskret hadisələr arasında daxili əlaqənin mövcud olmasına işarə vurur. Sonuncu fikir müasir fizikanın ən böyük müvəffəqiyyətlərindən biridir.

Biz əvvəl işığın dalğa nəzəriyyəsinə əsaslanan interferensiya, difraksiya, polyarlaşma, dispersiya hadisələrini, sonra isə kvant optikasını təşkil edən istilik şüalanması, fotoeffekt, Kompton effekti, atomların şüalanması məsələlərini şərh edərək, nəhayət dalğa – zəlləcik dualizminin həll olunması yollarını nəzərdən keçirəcəyik.

## § 16.2. Fotometriya

Işıq dəstələrinin enerji və insan gözü tərəfindən qəbul olunma xüsusiyyətlərini kəmiyyətcə fərqləndirmək üçün *fotometrik parametrlərdən* istifadə olunur. Işıq dəstəsinin əsas enerji xarakteristikası kimi ***intensivlik*** qəbul olunmuşdur. Vahid zamanda işığın yayılma istiqamətinə perpendikulyar qoyulmuş vahid səthdən daşınan işıq enerjisi ***ışığın intensivliyi*** və ya ***enerji selinin sıxlığı*** adlanır. Işıq dalğa kimi təqdim olunduqda (15.53)

ifadəsinə görə onun intensivliyi amplitudun kvadratları ilə mütənasib olmalıdır.

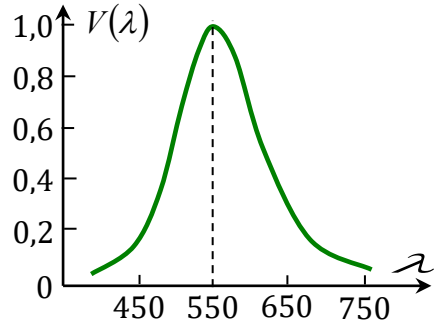
Intensivliyin ölçü vahidi  $Vt/m^2$  olar.

Işıq dəstəsinin qəbul edilməsində insan gözünün görmə duyğusu mühüm rol oynayır. Məsələn burasındadır ki, insan gözünün müxtəlif dalğa uzunluqlu şüalara həssaslığı kəskin fərqlənir. Normal insan

gözünün dalğa uzunluğunun  $0,4 \div 0,7mkm$  aralığını kəsilməz əhatə edən  $V(\lambda)$  spektral həssaslığı şəkil 16.3-də verilmişdir və göründüyü kimi  $\lambda = 0,555mkm$  (sarı işıq) üçün ən böyük qiymətə malikdir. Qeyd edək ki, Günəşin şüalanma spektrində də bu dalğa uzunluğuna uyğun şüalar ən yüksək intensivliyə malikdir. Şəkil 16.3-dən aydın olur ki, eyni enerji selinin sıxlığına malik digər şüaların görünmə qabiliyyətləri kiçikdir. Məsələn,  $\lambda = 0,5mkm$  dalğa uzunluqlu şüaların  $\lambda = 0,555mkm$  dalğa uzunluqlu şüalar kimi görmə instinkti yaratmaq üçün birincilərin enerji seli sıxlığı üç dəfə (!) böyük olmalıdır. Buna görə də işıq dəstəsinin görmə duyğusu yaratmaq qabiliyyətini xarakterizə etmək üçün **ışıq seli** adlı kəmiyyətdən istifadə olunur. Bu kəmiyyət işıq dəstəsinin enerji seli sıxlığı ilə görmə funksiyasının hasili kimi təyin olunur.

$$d\Phi = V(\lambda)d\Phi_0 \quad (16.5)$$

Əgər işıq mənbəyinin özünün də  $\varphi(\lambda)$  spektral xarakteristikası nəzərə alınarsa,  $d\lambda$  intervalına uyğun tam işıq seli

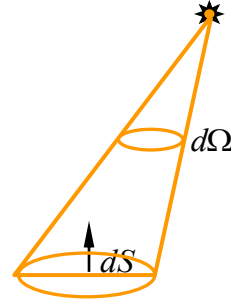


Шякил 16.3.

$$\Phi = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} V(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) d\lambda \quad (16.6)$$

kimi təyin olunur. Işıq selindən istifadə edərək işıq mənbələrinin və işıqlanan cisimlərin optik kəmiyyətlərini təyin edən bölmə **fotometriya** adlanır.

**Işıq şiddəti.** Işıq saçan cismin ölçüləri onun müşahidə olunan yerə qədər məsafədən çox kiçik olarsa, bu **növbəti işıq mənbəyi** adlanır (şəkil 16.4). Nöqtəvi mənbələr üçün **ışıq şiddəti – vahid cisim bucağına uyğun gələn işıq selinə deyilir.**



Шякил

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (16.7)$$

Cisim bucağı mənbədən çıxan işıq dəstəsi üçün şəkil 16.4-də təsvir edilmişdir. Əgər bütün istiqamətlərdə işıq şiddəti eyni qiymətə malik olarsa, belə mənbə **izotrop işıq mənbəyi** adlanır. Izotrop işıq mənbəyi üçün işıq şiddəti

$$I = \frac{\Phi}{4\pi} \quad (16.8)$$

kimi təyin olunur. Burada  $\Phi$  -tam işıq selidir. Işıq şiddətinin ölçü vahidi beynəlxalq vahidlər sistemi BS-də 7 əsas vahiddən biridir və **kandella (kd)** adlanır. *Platin metalının ərimə temperaturunda normal atmosfer təzyiqində (101365 Pa) tam şüalandırıcının 1/600000 m<sup>2</sup> səthinin perpendikulyar istiqamətdə buraxdığı işıq şiddəti **kandella** adlanır.*

**Işıq seli.** Işıq şiddəti vahidindən istifadə edərək bir sıra fotometrik kəmiyyətlər təyin edilir. Işıq seli vahidi

olaraq *lümen* işlədilir. Lümen enerji vahidlərindən  $Vt$ -a uyğun gəlir.  $1 kd$  işıq şiddətinə malik işıq mənbəyinin  $1 steradian$  cisim bucağı daxilində buraxdığı işıq şiddəti **lümen** adlanır:  $1lm=1kd \cdot 1sr$ . Təcrübi olaraq müəyyən edilmişdir ki,  $1lümen$   $\lambda = 0,555mkm$  dalğa uzunluqlu işıq üçün  $0,0016Vt$ -a bərabərdir. Digər dalğa uzunluqları üçün işıq seli

$$\Phi_0 = 0,0016/V(\lambda) \quad (Vt) \quad (16.9)$$

ifadəsi ilə görmə funksiyasından istifadə etməklə güc vahidinə çevrilə bilər.

**İşıqlanma.** Işıq mənbəyi tərəfindən müəyyən səthi işıqlandırma dərəcəsi

$$E = \frac{d\Phi_{düs}}{dS} \quad (16.10)$$

ışıqlanma adlanır. Burada  $\Phi_{düs}$  -düşən işıq seli,  $dS$  - işıqlanan səth elementidir (Şəkil 16.4). Işıqlanma vahidi olaraq **lüks (lk)** işlədilir -  $1 luks$  -  $1lümen$  işıq selinin bərabər paylanmış  $1m^2$  səthi işıqlandırmasıdır:  $1 lk = 1 lm \cdot 1 m^2$

Nöqtəvi mənbəyin işıqlanması halında  $I$  işıq seli və səthə qədər  $r$  məsafəsi vasitəsi ilə işıqlanma

$$E = \frac{I}{r^2} \quad (16.11)$$

kimi təyin oluna bilər.

**İşıqlılıq.** İzotrop olmayan işıq mənbəyinin müxtəlif hissələrinin vahid səthdən kənara şüalandırdığı işıq seli kimi təyin olunur:

$$M = \frac{d\Phi_{sual}}{dS} = \frac{lm}{m^2} \quad (16.12)$$

**Parlaqlıq.** Verilmiş istiqamətdə mənbəyin şüalanması parlaqlıq ilə xarakterizə olunur. Bütün istiqamətlərdə işıq şiddətinin işıq mənbəyinin şüalandırıcı səthin sahəsinin həmin istiqamətdəki perpendikulyar müstəvidəki proyeksiyasına olan nisbətində mənbəyin parlaqlığı deyilir.

$$L = \frac{dI}{dS \cdot \cos \alpha} \quad (16.13)$$

Burada  $\alpha$  -ışıq şiddəti istiqaməti ilə mənbə səthi arasındakı bucaqdır. Parlaqlıq vahidi  $\frac{kd}{m^2}$  olaraq **nit(nt)** adlanır. *1 nit* parlaqlığa norma üzrə bircins işıqlanmış elə səth malik olur ki, bu istiqamətdə səthin hər kvadratmetrində işıq şiddəti *1 kd* olsun. Mütləq qara cismin və Günəşin parlaqlığı istiqamətdən asılı deyil. Belə işıq mənbələri **Lambert mənbələri** adlanır. Lambert mənbələri üçün işıqlılıq ilə parlaqlıq arasında

$$M = \pi L \quad (16.14)$$

kimi sadə münasibət ödənilir

## XVII FƏSİL. İŞIĞIN DALĞA XASSƏLƏRİ

### § 17.1. İşıq dalğası

Göstəriləndiyi kimi, işıq mürəkkəb hadisə olaraq bəzi hallarda özünü zərrəciklər seli, başqa hallarda isə elektromaqnit dalğası kimi biruzə verir. Bu fəsilə işığın dalğa təbiətini təsdiq edən və yalnız dalğalar üçün ödənilən hadisələr toplusuna baxılır. İşıq elektromaqnit dalğası olaraq həm  $E$  elektrik, həm də  $H$  maqnit vektorlarına malikdir. Təcrübələr göstərir ki, fizoloji, fotokimyəvi, fotoelektrik və s. hadisələrdə işığın təsiri elektrik vektorunun rəqsləri ilə əlaqədar olur. Buna görə də işıq dalğası olaraq elektrik vektorunun yayılmasına baxaraq dalğa tənliyini

$$E = E_m \cos(\omega t - kr + \alpha) \quad (17.1)$$

şəklində qəbul edəcəyik. Burada  $\omega$  -dalğanın tezliyi,  $k = 2\pi/\lambda$  dalğanın yayılma istiqamətini təyin edən *dalğa vektoru*,  $r$  - dalğanın yayılma istiqamətində məsafədir. Vakuumda işıq  $c = 3 \cdot 10^8$  m/san sürətinə malikdir. Mühitdə işığın yayılma sürəti kiçikdir:

$$v = \frac{c}{n} \quad (17.2)$$

*Sındırma əmsalı* adlanan  $n$  mühitin optik sabitləri ilə təyin olunur və vahiddən böyükdür ( $n > 1$ ). Sındırma əmsalının qiyməti mühitin **optik sıxlığını** təyin edir. Sındırma əmsalı böyük olan mühit daha böyük optik sıxlığa malikdir.

Işıq dalğasının əsas enerji parametri intensivlikdir. Işığın intensivliyi elektromaqnit dalğasının enerji selinin sıxlığı na deyilir və §15.7-də göstərildiyi kimi, *Poyntinq vektoru* ilə təyin olunur:

$$I = [\vec{E} \cdot \vec{H}] = n \cdot E_m^2. \quad (17.3)$$

Beləliklə, işığın intensivliyi işıq dalğasının amplitudunun kvadratı ilə mühitin sındırma əmsalı hasilinə bərabərdir. Vakuumda  $n = 1$  olduğundan  $I \sim E_m^2$ . Dalğa uzunluğu vakuumda  $\lambda_0 = (4,0 \div 7,6) \cdot 10^{-7}$  m intervalında yerləşən işıq dalğası insan gözündə müxtəlif rənglərə uyğun görmə hissi yaradır. Mühitdə işıq dalğasının tezliyi dəyişmir, dalğa uzunluğu isə  $\lambda = \lambda_0 / n$  kimi azalır. İnsan gözü işığın tezliyinə həssas olduğundan, bir mühitdən digər mühitə keçdikdə işığın rəngi dəyişmir.

Işıq dalğasının yayılması prosesində eyni faza ilə rəqs edən nöqtələrin hündəsi yeri ***dalğa səthi***, bu səthlərdən sonuncu ***dalğa cəbhəsi*** adlandırılır. Işıq enerjisinin daşındığı istiqamət ***şüa*** adlanır və şüalar dalğa cəbhəsinə perpendikulyardırlar. Əgər baxılan dalğa səthi işıq mənbəyindən çox uzaqda yerləşərsə, işıq şüaları bir-birinə

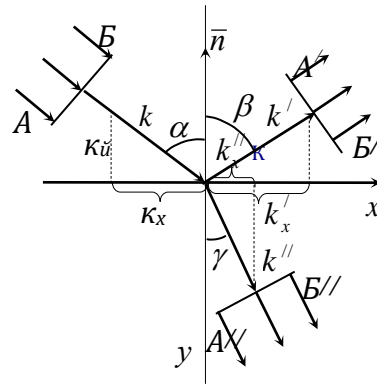
paralel olar və belə işıq dalğası **müstəvi dalğa** adlanır. Uducu olmayan mühitdə müstəvi dalğa yayıldıqda (17.1) tənliyində  $E_m = const$  olur. Işıq mənbəyi ilə baxılan dalğa səthi arasında  $r$  məsafəsi mənbəyin məxsusi ölçülərindən böyük olsa da, işıq şüaları paralel deyilsə, dalğa səthi **sfera** olan nöqtəvi işıq mənbəyi alırıq. Belə mənbədən yayılan **sferik işıq dalğaları** üçün (17.1) tənliyində rəqs amplitudu işıq mənbəyindən olan  $r$  məsafəsi ilə tərs mütənəsb, dalğanın tənliyi isə

$$E = \frac{e_0}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha) \quad (17.4 a)$$

olur. Günəşdən gələn şüaları paralel qəbul etmək mümkün olduğundan müstəvi işıq dalğası alırıq. Otaqdakı elektrik lampası isə sferik dalğa mənbəyi sayıla bilər.

### § 17.2. Işığın iki mühit sərhədində qayıtması və sınıması

Tutaq ki,  $AB$  dalğa səthinə malik müstəvi işıq dalğası dielektrik nüfuzluqları  $\varepsilon_1$  və  $\varepsilon_2$  (sındırma əmsalları  $n_1$  və  $n_2$ ), maqnit nüfuzluqları isə  $\mu = 1$  olan iki şəffaf dielektirik sərhədinə düşür. Təcrübə göstərir ki, bu halda həm qayıdan  $A/B'$ , həm də sınıraq digər mühitə nüfuz edən  $A//B//$  dalğa səthləri də müstəviyə uyğun gəlir. Dalğanın mühitlərdə yayılma istiqamətləri  $k$ -düşən,  $k'$ -qayıdan,  $k''$ -sınan şüaların dalğa vektoru olmaqla şəkil 17.1-də göstərilmişdir.



ШЯКИЛ 17.1

İki mühitin sərhədini keçdikdə elektrik sahə intensivliyinin üfqı toplananı (9.71a) ifadəsinə görə kəsilməz qalır:

$$E_{x_1} = E_{x_2} \quad (17.4)$$

Düşən şüanın  $k$  dalğa vektoru və düşmə nöqtəsində çəkilən  $\bar{n}$  normalını öz üzərində saxlayan müstəvi düşmə müstəvisi ilə üst-üstə düşür,  $z$  oxu isə  $\bar{k}$  vektoruna perpendikulyar yönəlmişdir. Simmetriya elementlərinə görə demək olar ki, həm qayıdan, həm də sınan şüanın dalğa vektorları da düşmə müstəvisində yerləşməlidir, dalğa tənliyində isə  $z$  toplananı iştirak etmir ( $k_z = 0$ ):

$$E = E_m \cos(\omega t - k_x x - k_y y). \quad (17.5),$$

Qayıdan və sınan dalğaların tənliyi isə uyğun olaraq

$$\begin{aligned} E' &= E_m \cos(\omega' t + k'_x x - k'_y y + \alpha') \\ E'' &= E_m \cos(\omega'' t + k''_x x - k''_y y + \alpha'') \end{aligned} \quad (17.6)$$

kimi yazılar. Birinci mühidə elektrik sahəsi  $E_1 = E + E'$ , ikinci mühidə isə  $E_2 = E''$  olduğundan, (17.4) şərti

$$\begin{aligned} E_m \cos(\omega t - k_x x - k_y y) + E'_m \cos(\omega' t - k'_x x - k'_y y + \alpha') &= \\ = E''_m \cos(\omega'' t - k''_x x - k''_y y + \alpha'') \end{aligned} \quad (17.7)$$

olar. Şəkil 17.1-ə əsasən sərhədə düşmə nöqtəsində  $y = 0$  olduğundan, (17.7) ifadəsi zaman və koordinatın istənilən qiymətlərində doğru qalması üçün

$$\begin{aligned} \omega &= \omega' = \omega'' \\ k_x &= k'_x = k''_x \end{aligned} \quad (17.8)$$

şərtləri ödənilməlidir. Beləliklə, qayıdan və sınan şüalarda tezlik dəyişməsi baş vermir. Dalğa ədədinin uyğun proyeksiyalarını düşmə və sınma bucaqlarına görə şəkil 17.1-dən təyin edərək:

$$k_x = k \sin \alpha; \quad k'_x = k' \sin \beta; \quad k''_x = k'' \sin \gamma \quad (17.9)$$

Burada  $\alpha$ -düşmə,  $\beta$ -qayıtma,  $\gamma$ -sınma bucağı adlanır. Nəzərə

almaq ki, dalğa ədədi  $k = \frac{2\pi}{T \cdot v} = \frac{\omega}{v}$  kimi təyin olunur. Onda

(17.9) və (17.8) ifadələrinin müqayisəsindən



$$k \sin \alpha = k' \sin \beta \Rightarrow \sin \alpha = \sin \beta$$

$$k \sin \alpha = k'' \sin \gamma \Rightarrow \frac{\sin \alpha}{v_1} = \frac{\sin \gamma}{v_2} \quad (17.10)$$

ifadələri alınar. Birinci ifadəyə görə  $\alpha = \beta$  - yəni *düşmə bucağı ilə qayıtma bucaqları bərabərdir*. Bu işığın qayıtma qanunudur. (17.10)-dakı ikinci ifadə sınma qanununu ifadə edir. Sınma qanununda (17.2) ifadəsini nəzərə alsaq

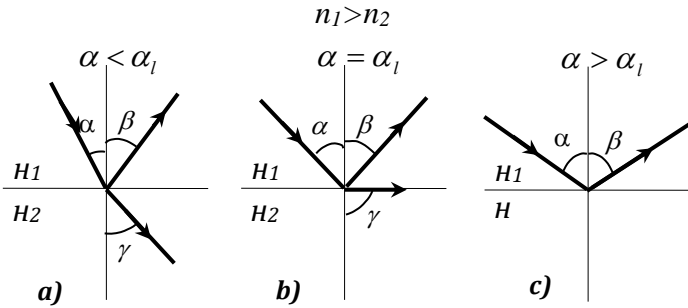
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c}{n_1} \cdot \frac{n_2}{c} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (17.11)$$

olar.  $n_{21}$  -ikinci mühitin birinciyə nəzərən *nisbi sındırma əmsalı* adlanır. *Düşmə bucağının hər bir qiymətində düşmə bucağının sinusunun sınma bucağının sinusuna nisbəti iki mühitin sərhədi üçün sabit olub, ikinci mühitin birinci mühitə nəzərən sındırma əmsalına bərabərdir.*

Sınma qanununa görə  $n_2 > n_1$  olduqda

$$\sin \alpha > \sin \gamma \Rightarrow \alpha > \gamma$$

kimi sınma bucağı düşmə bucağından həmişə kiçik olur



Шякил 17.2

( $\alpha > \gamma$ ) və şüa düşmə nöqtəsindəki qaldırılan normala yaxınlaşır. Işıq optik sıxlığı çox olan mühitdən optik sıxlığı az olan mühitə ( $n_1 > n_2$ ) keçdikdə isə,  $\alpha < \gamma$  olur və işıq normaldan daha da uzaqlaşır (şəkil 17.2, a). Bu halda düşmə bucağı artdıqca sınma bucağı da artır və nəhayət  $\alpha = \alpha_c$  şərti

ödəndikdə  $\gamma = 90^\circ$  olur (Şəkil 17.2.b). Bu hala (17.11) ifadəsini tətbiq etsək,

$$\sin \alpha_l = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \alpha_l = \arcsin \frac{n_2}{n_1} \quad (17.12)$$

olar. Düşmə bucağının (17.12) şərtini ödəyən qiyməti *limit bucağı*, hadisə isə *tam daxilə qayıtma* adlanır. Düşmə bucağının  $\alpha > \alpha_l$  qiymətlərində (şəkil 17.2,c) sınan şüa olmur və düşən işıq bütövlüklə sərhəddən əks olunur. Beləliklə, tam daxilə qayıtma yalnız işıq optik sıxlığı çox olan mühitdən az olan mühitə düşdükdə baş verə bilər. Işıq enerjisi düşən, qayıdan və sınan şüalar arasında paylanır. Düşmə bucağı artdıqca sınan şüanın intensivliyi azalır, qayıdan şüanınki isə artır. Düşmə bucağının limit qiymətində sınan şüanın intensivliyi «0»-a qədər azalır. Düşən, sınan və qayıdan şüaların amplitudları arasında münasibət (17.6) ifadəsindən tapıla bilər. Qayıdan şüanın elektrik vektoru

$$E'_m = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} E_m \quad (17.13)$$

sınan şüanınki isə

$$E''_m = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} E_m \quad (17.14)$$

kimi təyin olunur. İstənilən halda düşən və sınan işıq dalğaları eyni fazaya malik olurlar, sınımda heç bir faza sıçrayışı baş vermir. Əks olunan dalğanın fazasında isə  $n_1 > n_2$  olduqda dəyişiklik baş verməsə də,  $n_1 < n_2$  halında  $E'$  ilə  $E$ -nin işarələri fərqlidir. Bu isə fazanın  $\pi$  radian ( $180^\circ$ ) sıçrayışına uyğun gəlir. Məsələn, işıq hava-şüşə sərhəddinə düşdükdə ( $n_{\text{hava}} < n_{\text{şüşə}}$ ) qayıdan şüanın fazasında  $\pi$  radian ( $180^\circ$ ) qədər sıçrayış baş verir, lakin

şüşə hava sərhəddinə düşdükdə ( $n_1 > n_2$ ) heç bir faza sıçrayışı əmələ gəlmir.

(17.13) və (17.14) ifadələrindən istifadə edərək şəffaf mühitlərin optik xassələrini xarakterizə edən *qaytarma* və *şəffaflıq* əmsalları tapılır:

$$r = \left( \frac{E'_n}{E_n} \right)^2 = \left( \frac{n_{21} - 1}{n_{21} + 1} \right)^2 < 1$$

$$T = \left( \frac{E''}{E} \right)^2 = \left( \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \right)^2 < 1$$
(17.15)

### § 17.3. Işığın interferensiyası

Görünən işığın dalğa təbiətli olmasını, onun dalğa uzunluğu  $0,38 \div 0,76 \text{ mkm}$  intervalına uyğun gələn elektromaqnit dalğaları kimi özünü aparmasını ***interferensiya*** hadisəsinin müşahidəsi sübuta yetirir. Mexanikadan məlumdur ki, xüsusi şərait yaranarsa, mexaniki dalğalar bir-biri ilə qarşılaşaraq güclənmə və zəifləməyə məruz qalırlar. Eyni hadisə işıq dalğalarında baş verir. *Işıq dalğalarının görüşərək bir-birini davamlı olaraq gücləndirməsi və ya zəiflətməsi hadisəsi işığın interferensiyası adlanır.* Interferensiya hadisəsi göstərir ki, işıq dalğalarının görüşməsi onların enerjisinin fəzada yenidən paylanması ilə nəticələnir. Fəzanın bəzi nöqtələrinə daxil olan dalğa enerjisi artır, bu nöqtələrin işıqlanması da artır; fəzanın bir sıra digər nöqtələrinə daxil olan dalğa enerjisi azalır və uyğun nöqtələrdə tutqunlaşma baş verir. Görüşən işıq dəstələrinin intensivlikləri bərabər olarsa, tutqunlaşma nöqtələrinə ümumiyyətlə dalğa enerjisi daxil olmur və qaranlıq alınır. Bu halda interferensiyanın nəticəsi növbələşən *ışıqlı-qaranlıq* zolaqlardan ibarət olacaqdır. Təsvir olunan mənzərənin müşahidə olunması üçün işıqlı və qaranlıq nöqtələr müəyyən

dayanıqlığa malik olmalıdırlar ki, insan gözü və ya optik cihaz tərəfindən qeyd olunsunlar. Bunun üçün hansı şərtlərin zəruri olmasını araşdıraraq.

Ümumi halda müxtəlif tezliyə və fazaya malik

$$y_1 = A_1 \cos(\omega_1 t - k_1 r_1 + \alpha_1) = A_1 \cos \varphi_1 \quad (17.16)$$

$$y_2 = A_2 \cos(\omega_2 t - k_2 r_2 + \alpha_2) = A_2 \cos \varphi_2$$

tənlikləri ilə verilən iki müstəvi işıq dalğasının görüşməsinə baxaq. Dalğaların

toplanmasını

amplitudların həndəsi cəminin tapılması vasitəsi ilə yerinə yetirək. Bunun üçün vektor diaqramına müraciət edək.

Şəkil 17.3-də görüşən dalğaların amplitud və fazaları təsvir edilmişdir.

Şəklə görə toplanmadan

alınan yekun dalğanın amplitudunu kosinuslar teoreminə görə

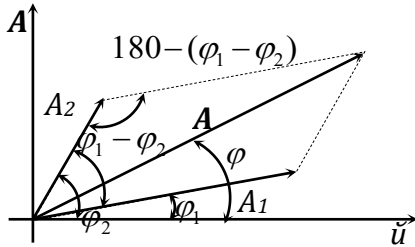
$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)} \quad , \quad (17.17)$$

fazası isə

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2} \quad (17.18)$$

olar. Dalğaların toplanmasının ani şəklinin insan gözü ilə müşahidə olunması və ya müəyyən optik cihazla qeyd olunması üçün mənzərənin davam etmə müddəti (dayanıqlığı) müşahidə cihazının cəldliyini xarakterizə edən zamandan böyük olmalıdır. Bu şərtin reallaşma mexanizmini aydınlaşdırmaq üçün dalğalar arasında fazalar fərqinə nəzər yetirək:

$$\delta = \varphi_2 - \varphi_1 = [(\omega_2 - \omega_1)t - (k_2 r_2 - k_1 r_1) + (\alpha_2 - \alpha_1)] \quad (17.19)$$



Шякил

Bu işarələmə (17.2) ifadəsində nəzərə alınarsa, yekun amplitudun kvadratının təyin düsturu

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos\delta(t) \quad (17.20)$$

şəklinə düşər. Amplitudun kvadratı dalğanın intensivliyini təyin etdiyindən, dalğaların toplanması nəticəsində alınan dalğanın intensivliyi

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos\delta \quad (17.21)$$

olar. Fazalar fərqi  $\delta$  zamandan asılı olarsa,  $\cos\delta(t)$   $-1$  ilə  $+1$  arasında bütün mümkün qiymətlərini ala bilər və onun orta qiyməti *sıfıra bərabər* olur ( $\overline{\cos\delta(t)} = 0$ ). Bu halda yekun intensivlik

$$I = I_1 + I_2 \quad (17.22)$$

kimi intensivliklərin hesabi toplanmasına bərabər olur və işıq enerjisinin işıqlanan səth üzrə paylanmasında heç bir dəyişiklik baş vermir. Intensivliyin yenidən paylanması o vaxt baş verər ki, fazalar fərqi  $\delta$  zamandan asılı olmasın. Qeyd olunan şərt o halda mümkündür ki, görüşən dalğaların tezlikləri eyni ( $\omega_1 = \omega_2$ ), başlanğıc fazalar fərqi  $\alpha_2 - \alpha_1$  isə zamandan asılı olmasın. Bu iki şərti ödəyən dalğalara **koherent dalğalar** deyilir. Yalnız koherent dalğaların toplanması halında (17.21) ifadəsi ilə təyin olunan yekun intensivlik zamandan yox, koordinatdan ( $k_2r_2 - k_1r_1$  *ifadəsindən*) asılı olacaqdır. Bu səbəbdən intensivliyin qiyməti konkret nöqtəyə gələn dalğaların  $\delta$  fazalar fərqi qismətini ilə təyin olunacaqdır. Koherent dalğalar halında  $\alpha_2 - \alpha_1 = \text{const} = 0$  götürülsə,  $x$  oxu boyunca yayılan dalğalar üçün fazalar fərqi

$$\delta = k_2x_2 - k_1x_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n_2x_2 - n_1x_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta \quad (17.23)$$

kimi təyin olunur. Burada  $\Delta$  ilə işarə olunan məsafə görüşən şüaların **optik yollar fərqi** adlanır,  $\lambda_0$  isə görüşən işıq şüalarının vakuumda dalğa uzunluğudur. *Qeyd edək ki, həndəsi*

yolun uzunluğunun işığın həmin mühit üçün sındırma əmsalına hasili **optik yolun uzunluğu** adlanır. Müxtəlif sındırma əmsalına malik mühitlərdə işıq şüaları eyni zaman müddətində bərabər optik yollar (fərqli həndəsi yollar) qət edirlər. Belə şüalar **tautoxron** (eyni vaxtda çatan) adlandırılırlar. (17.23) ifadəsi (17.21)-da nəzərə alınarsa, dalğaların toplanması nəticəsində intensivliyin işıqlanan səth üzrə paylanması

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \quad (17.24)$$

ifadəsi ilə təsvir olunur. Sonuncu ifadəyə görə işıqlanma intensivliyi kosinus funksiyasının qiyməti ilə təyin olunur. Bu funksiyanın ən böyük qiyməti vahidə bərabər olduğu üçün

$$\cos \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = 1 \quad (17.25)$$

şərti ödənilən nöqtələrdə, yekun işıq intensivliyi

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} = \left(\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2}\right)^2 \quad (17.26)$$

kimi təyin olunmaqla **maksimal qiymət** alar. Xüsusi halda  $I_1 = I_2$  olarsa,  $I = 4I_1$  olar, yəni intensivlik 2 dəfə yox, 4 dəfə (!) artar. (17.25) ifadəsində sadə çevirmələr apararaq yollar fərqlinin maksimum işıqlanmaya uyğun qiymətlərini təyin edə bilərik:

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = 2m\pi \Rightarrow \Delta = m\lambda_0 = 2m \frac{\lambda_0}{2}; \quad (m = 0, \pm 1, \dots)$$

$$(17.27)$$

Bu ifadə *interferensiyanın maksimumluq şərti*,  $m$  isə *interferensiya maksimumunun tərtibi* adlanır. Beləliklə, iki görüşən koherent işıq dalğasının optik yollar fərqi **yarımdalğa uzunluğunun cüt misllərinə** bərabər olarsa, bu dalğalar bir birini gücləndirər və fəzanın bu nöqtələrinə **maksimal** işıq enerjisi lokallaşar.

Fəzanın elə nöqtələri mövcud ola bilər ki, iki görüşən şüa arasında fazalar fərqi üçün

$$\cos\delta = -1 \quad (17.28)$$

şerti ödənilsin. Bu halda (17.23) ifadəsinə görə yekun intensivlik

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2 \quad (17.29)$$

kimi təyin olunur. Əgər  $I_1 = I_2$  olarsa, bu halda  $I = 0$ , yəni qaranlıq alınır. Fazalar fərqlinin (17.28) şərtini ödəyən nöqtələrə işıq enerjisi daxil olmaz. Bu halda yollar fərqlini təyin edək:

$$\cos\frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta = -1 \Rightarrow \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta = \pi + 2\pi m \Rightarrow \Delta = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (17.30)$$

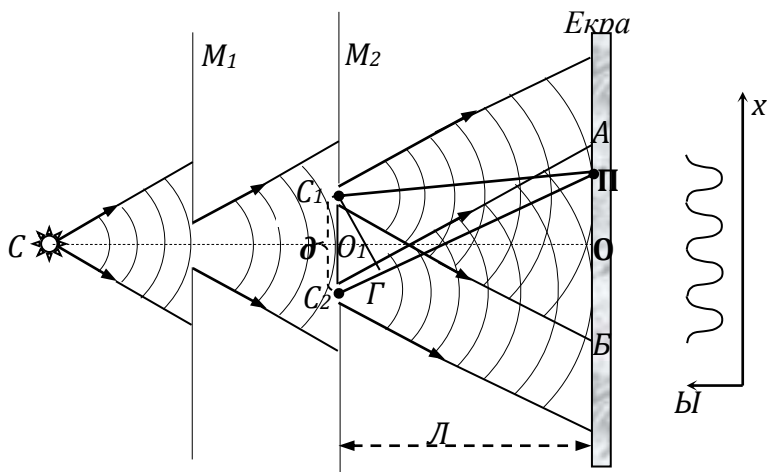
Burada  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  interferensiya minimumunun tərtibi adlanır. (17.30) şərti interferensiyanın *minimumluq şərti* adlanır. Beləliklə, *iki görüşən dalğanın optik yollar fərqi yarımdalğa uzunluğunun tək misillərinə bərabər olarsa, belə dalğaların toplanması nəticəsində minimal intensivlik və ya qaranlıq alınır.*

(17.27) və (17.30) şərtlərini birləşdirərək demək olar ki, koherent dalğaların görüşməsi zamanı dalğaların yollar fərqlinə uyğun olaraq işıq intensivliyinin yenidən paylanması baş verir və nəticədə fəzada işıqlı və qaranlıq zolaqlar növbələşir. Belə mənzərəyə *interferensiya zolaqları* deyilir. Sadəlik üçün silindrik dalğalar halında yaranan interferensiya zolaqlarının əsas parametrlərini təyin edək. Bu məqsədlə *Yunq təcrübəsinə* müraciət edək.

Koherent şüaların interferensiya mənzərəsinin alınmasında ən sadə üsul eyni bir mənbədən çıxan işıq dəstəsini iki yerə ayırmaqla onları yenidən görüşdürməkdir. Bu üsulun köməyi ilə interferensiya alınması şəkil 17.4-də təsvir olunmuşdur.

$S$  işıq mənbəyindən gələn şüalar  $M_1$  diafraqması vasitəsi ilə nazik dəstə şəklində salınır və  $M_2$  diafraqmasındakı yarıqlardan aralarındakı məsafə  $d$  olan  $S_1$  və  $S_2$  şüalarına

ayrılır. Bu şüalar sanki  $S_1$  və  $S_2$  kimi müxtəlif mənbələrdən çıxaraq  $E$  ekranı üzrə görüşürlər. Şüaların görüş zonası ekran üzərində  $AB$  xətti ilə təsvir olunmuşdur. Bu xətt üzrə işıq dalğalarının görüşməsi interferensiya ilə nəticələnir və işıqlı zolaqlarla qaranlıqların növbələşməsi baş verir. Əgər yarıqlardan hər hansı biri tutularsa, interferensiya zolaqları yox olar və ekranın rəvan işıqlanması bərpa olunur.  $M_2$  diafraqmasından  $E$  ekranına qədər məsafə  $OO_1 = L$  ilə işarə olunarsa,  $AB$  xətti üzrə görüşən şüalardan hər hansı  $P$  nöqtəsinə gələnəri arasında **yollar fərqi**  $S_2P - S_1P = SQ = \Delta$



Шякил

kimi təyin oluna bilər. Ekrandə elə  $O$  nöqtəsi mövcuddur ki, bura gələn şüalar üçün yollar fərqi sıfıra bərabərdir. Bu şüalar biri birini gücləndirdiyindən, ekranın mərkəzində göstərilən  $O$  nöqtəsində maksimal işıqlanma alınır.  $P$  nöqtəsinin mərkəzdən məsafəsi  $OP = x$  kimi işarə olunarsa, görüşən şüaların yollar fərqi



$$(S_1P)^2 = \left(\frac{d}{2} - x\right)^2 + L^2; \quad (S_2P)^2 = \left(\frac{d}{2} + x\right)^2 + L^2$$

$$(S_2P)^2 - (S_1P)^2 = 2xd = 2L\Delta \Rightarrow \Delta = \frac{d \cdot x}{L} \quad (17.31)$$

olar. Bu ifadələrdə  $L \gg d$  olduğundan,  $S_1P + S_2P \approx 2L$  qəbul olunmuşdur. Maksimum və minimumluq şərtlərindən istifadə edərək interferensiya zolaqlarının enini və  $AB$  xətti üzrə intensivliyin paylanması təyin edək:

$P$  nöqtəsində maksimum alınması üçün

$$\Delta = m\lambda = \frac{dx^{\max}}{L} \Rightarrow x_m^{\max} = \frac{L\lambda}{d} \cdot m \quad (17.32)$$

minimum işıqlanma alınması üçün isə

$$x_m^{\min} = \frac{L\lambda}{2d}(2m+1) \quad (17.32a)$$

şərtləri ödənməlidir. İki qonşu minimum arasında məsafə **interferensiya zolağının eni**, iki qonşu maksimum arasındakı məsafə isə **interferensiya zolaqlararası məsafə** adlanır və bu kəmiyyətlər

$$x_{\min}^{m+1} - x_{\min}^m = \frac{L\lambda}{d} = x_{\max}^{m+1} - x_{\max}^m = \Delta x \quad (17.33)$$

kimi təyin olunur. Göründüyü kimi, interferensiya zolaqlarının eni onlar arasındakı məsafəyə bərabər olmaqla interferensiya tərtibindən asılı deyil.

(17.24) ifadəsində  $I_1 = I_2 = I_0$  olduğu qəbul edilməklə, interferensiya zolağında intensivliyin koordinatdan asılı olaraq paylanma qanununu təyin edə bilərik:

$$I = 2I_0 + 2I_0 \cos\delta = 4I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (17.34)$$

$\delta \sim \Delta \sim x$  olduğundan,  $I(x)$  asılılığı şəkil 17.4-də göstərilən kimi təsvir oluna bilər.

Interferensiya zolaqlarının eni və onlar arasında məsafə işığın rəngindən, yəni dalğa uzunluğundan da asılıdır. Yalnız

interferensiya mənzərəsinin mərkəzində,  $O$  nöqtəsində yollar fərqi və  $x=0$  olduğundan, istənilən dalğa uzunluqlu işıq şüaları üçün maksimumluq şərti ödənilir. Buna görə də ağ işıqla aparılan təcrübələrdə mərkəzdə elə ağ rəngli işıq zolağı yerləşir. Mərkəzdən uzaqlaşdıqca sağda və solda isə birinci tərtib maksimuma uyğun bənövşəyidən qırmızıya qədər müxtəlif rəngli maksimumların növbələşməsi müşahidə olunmalıdır. Bənövşəyidən qırmızıya doğru müxtəlif dalğa uzunluqlarına malik şüaların maksimumlarının tərtibi artdıqca onlar arasında fərq elə qiymətə malik ola bilər ki, həmin tərtib üçün qırmızı maksimum qonşu növbəti tərtib bənövşəyi maksimumla üst-üstə düşər və interferensiya zolaqlarının kəskinliyi və aydınlığı azalar. Bu səbəb interferensiyanın müşahidəsini çətinləşdirir, müşahidə olunan aydın interferensiya zolaqlarının sayına məhdudiyət qoyur. Yalnız bir dalğa uzunluğu ilə xarakterizə olunan monoxromatik işıqla aparılan təcrübələrdə müşahidə olunan interferensiya zolaqlarının sayı kifayət qədər olur ki, bu da (17.32), (17.33) ifadələri əsasında işığın dalğa uzunluğunu təyin etməyə imkan yaradır. Müxtəlif rəngə malik işıqların dalğa uzunluğu ilk dəfə elə interferensiya təcrübələrində müəyyənləşdirilmiş və təyin edilmişdir.

#### § 17.4. Koherentlik

İki və daha çox rəqs və ya dalğa prosesinin uyğunlaşma ilə baş verməsinə *koherentlik* deyilir. Proseslərin uyğunlaşması kəmiyyətcə koherentlik dərəcəsi ilə xarakterizə olunur. Belə ki, əlahiddə baş verən iki hadisənin tamamilə dəqiq uyuşaraq üst-üstə düşməsi mümkün deyildir. Dalğanın (17.16) tənliyindən məlum olur ki, onun fazası həm tezlikdən, həm də koordinatdan asılıdır. Ümumi şəkildə iki dalğanın uyuşması onların tezliklərinin və dalğa ədədlərinin ədədi qiymətlərinin üst-üstə düşməsini xarakterizə edən *zaman koherentliyi* və işıq mənbəyinin ölçülərinin sonlu olması səbəbindən dalğa vektorlarının istiqamətlərinin üst-üstə

düşmə dərəcəsi kimi təyin olunan *fəza koherentliyi* anlayışlarından istifadə etməklə xarakterizə olunur. Koherentlik dərəcəsinin miqdarı kəmiyyətləri interferensiya mənzərəsinin müşahidə olunmasına məhdudiyət qoyur.

Yuxarıda araşdırılan interferensiya hadisəsi tam koherent dalğalar üçün, ideallaşdırılmış hala uyğun gəlir. Əslində istənilən işıq mənbəyinin buraxdığı şüalar atomlar tərəfindən şüalanan, fezlilikləri bir-birindən fərqlənən dalğaların toplanması nəticəsində yaranır və buna görə də buraxılan işığın tezliyi  $\omega_0 \pm \Delta\omega$  kimi təsvir oluna bilər. Burada  $\Delta\omega \ll \omega_0$  şərti ödənilir. Burada  $\omega_0$  şüa dəstəsindəki dalğaların tezliyinin orta qiyməti,  $\Delta\omega$  isə tezliyin  $\omega_0$ -dan fərqlənməsinin (*kənarçıxmaların*) orta qiymətidir. Bu işarələmələrlə, başlanğıc fazalar fərqi bərabər ( $\alpha_1 = \alpha_2$ ), amplitudları eyni, tezlikləri  $\Delta\omega$  qədər fərqlənən iki dalğanın toplanmasına nəzər yetirək:

$$E = E_1 + E_2 = A \cos(\omega_0 t + \alpha_1) + A \cos[(\omega_0 + \Delta\omega)t + \alpha_2].$$

$$\frac{2\omega_0 + \Delta\omega}{2} \approx \omega_0 \quad \text{şərti daxilində sadə çevirmələr}$$

apardıqda, yekun rəqsin tənliyi üçün

$$E = 2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \cdot \cos(\omega_0 t + \alpha) = A^* \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (17.35)$$

ifadəsini alırıq. Göründüyü kimi, toplanma nəticəsində alınan dalğanın

$$A^* = 2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \quad (17.36)$$

kimi işarə olunan amplitudu sabit olmayıb, zamandan asılı olaraq  $\Delta\omega/2$  tezliyi ilə dəyişir. Kosinus funksiyası arqumentin  $0 \div \pi$  intervalında dəyişməsində  $[-1; +1]$  aralığında bütün mümkün qiymətlərini ala bildiyindən, onun zamana görə orta qiyməti sıfır olur. Kosinusun bu qiymətlərin hamısının alması üçün lazım olan zamanı  $t_k$  ilə işarə olunarsa,

$$\frac{\Delta\omega}{2} t_k = \pi \Rightarrow t_k = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (17.37)$$

olar. Beləliklə,  $t_k$  elə zaman müddətidir ki, bu müddətdə yekun amplitudun orta qiyməti sıfıra bərabər olur və işıq süalarının toplanmasını müşahidə etmək mümkün olmur. Belə təyin olunan zaman **koherentlik müddəti** adlanır. Mənbədən buraxılan istənilən işıq dalğası bu müddətdən sonra «öz-özünə yadlaşır». Interferensiyanın müşahidə edən cihazın (fotolövhə və ya insan gözü) ətalətliyi nəticəsində onun prosesi qeyd etmə cəldliyi  $t_{cih}$  zaman müddəti ilə xarakterizə olunacaqdır. Əgər bu zaman koherentlik müddətindən böyük olarsa, müşahidə baş tutmamış dalğalar qeyri koherent olacaqlar və interferensiyanın müşahidəsi mümkün olmayacaqdır. Interferensiyanın kafi müşahidəsi üçün  $t_{cih} \ll t_k$  şərti ödənilməlidir. Koherentlik müddətində işığın yayıldığı məsafə kimi təyin olunan

$$l_k = c \cdot t_k = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (17.38)$$

kəmiyyəti **koherentlik uzunluğu** adlanır. Fiziki olaraq koherentlik uzunluğu elə məsafədir ki, dalğanın bu məsafəyə yayılmasında fazanın təsadüfi dəyişməsi  $\sim \pi$  olur. Bu nöqtəyi nəzərdən yuxarıda nəzərdən keçirilən dalğanı ikiye bölməklə interferensiyanın müşahidə edilməsi halında optik yollar fərqi  $\Delta$ -nın qiyməti koherentlik uzunluğundan kiçik olmalıdır ( $\Delta < l_k$ ). Bu tələbat müşahidə olunan interferensiya zolaqlarının sayına məhdudiyət qoyur, çünki (17.27) və (17.30) ifadələrinə görə  $m$ -in qiyməti artdıqda  $\Delta$  yollar fərqi artır və qeyd olunan şərt pozulur. Koherentlik uzunluğunu gəlge uzunluğu ilə əlaqələndirmək mümkündür. Bunun üçün (17.38) ifadəsində

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \Rightarrow d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda \Leftrightarrow \Delta\nu = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda \quad (17.39)$$

olması nəzərə alınarsa, koherentlik uzunluğu

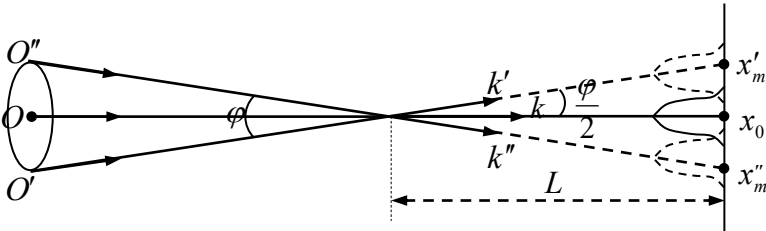
$$l_k = \frac{c}{\Delta\nu} \Rightarrow l_k = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (17.40)$$

olar. Çevirmələrdə minus işarəsi nəzərdən atılmışdır, çünki o tezlik ilə dalğa uzunluğunun qarşılıqlı tərs təyin olunmasını nümayiş etdirir. Koherentlik uzunluğunu interferensiya zolaqlarının müşahidə olunma şərti ilə müqayisə edərək müşahidə oluna bilən interferensiya tərtiblərinin hüdudlarını təyin etmək olar:

$$m_h \lambda \leq l_k \Rightarrow m_h \leq \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (17.41)$$

Burada  $m_h$  müşahidə oluna biləcək interferensiya zolaqlarının maksimal sayıdır. Göründüyü kimi, görüşən işıq şüalarının dalğa uzunluqları fərqi artdıqca, müşahidə olunan zolaqların sayı azalır.

İndi də *fəza koherentliyinə* nəzər yetirək. Fərş edək ki, görüşən şüaların dalğa vektorları modulca bərabərdirlər, lakin işıq mənbəyi disk şəklində olduğundan onun sərhədlərindən gələn şüaların dalğa vektorları arasında  $\varphi$  bucağı mövcuddur. Belə işıq mənbəyindən yarığa düşən şüalar iki dəstəyə ayrılır. Mənbəyin mərkəzindən  $k$  istiqamətində gələn şüalar ekranın mərkəzində eni (17.32) ifadəsi ilə təyin olunan maksimum yaranacaqdır. Diskin kənarlarından  $k'$  və  $k''$  istiqamətlərində gələn şüaların yaratdığı maksimum mərkəzdən  $x_m = L\varphi/2$



Шякил 17.5

məsafədə olmaqla sağda və solda, eni mərkəzi maksimumla eyni olan

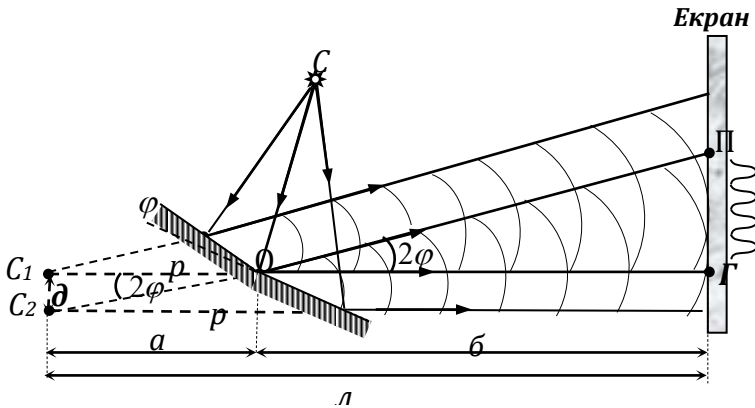
ışığı zolaqlar əmələ gələcəklər (şəkil 17.5). Dalğa ədədi bu istiqamətlərin aralığına uyğun gələn şüaların yaratdığı maksimum işıqlanma  $x_0$  ilə  $x_m$  arasına düşür. Beləliklə,  $k$ -nın istiqamətinin müxtəlifliyindən mərkəzi zolaq öz kəskinliyini itirir və interferensiyanın müşahidəsi çətinləşir. Interferensiya o vaxt müşahidə olunur ki,  $x_0 \rightarrow x_m$  məsafəsi interferensiya zolağının (17.32) ifadəsi ilə təyin olunan enindən kiçik olsun:

$$\frac{L\varphi}{2} \leq \frac{L\lambda}{d} \Rightarrow \varphi \leq \frac{2\lambda}{d} . \quad (17.42)$$

Bu düstur interferensiya verən mənbəyin görünmə bucağına qoyulan məhdudiyyəti müəyyənləşdirir. Verilmiş  $\varphi$  görünmə bucağına malik olan mənbədən gələn işığın dalğa səthindən interferensiya üçün ayrılmış iki şüa arasında ən böyük məsafə  $d < 2\lambda/\varphi$  şərtini ödəməlidir. Beləliklə, dayanıqlı interferensiya almaq üçün dalğa səthindən götürülən şüaçıxan nöqtələr arasında məsafə kifayət qədər kiçik olmalıdır. Bu məsafə üçün  $d > \lambda/\varphi$  şərti ödənilərsə, zaman koherentliyinin ən yüksək dərəcəsində belə interferensiya müşahidə olunmaz. Belə təyin olunmuş məsafə  $\rho_{koh} \approx \lambda/\varphi$  **koherentlik radiusu** və ya **fəza koherentliyi uzunluğu** adlandırılır. Məsələn, Günəşin görünmə bucağı  $\varphi \approx 0,01$  radian olduğu nəzərə alınsa, şüalanmanın maksimumuna uyğun sarı şüalar ( $\lambda \approx 0,55mkm$ ) üçün koherentlik uzunluğu  $\rho_{koh} = 0,055mm$  kimi kiçik qiymətə malik olar. Yəni, Günəşdən gələn şüalarda interferensiya müşahidə etmək üçün şüalanmanın maksimumuna uyğun gələn sarı işığın dalğa səthindən ayrılan şüalar arasında məsafə  $\sim 55mkm$ -dən kiçik olmalıdır. Əks halda interferensiya fəza qeyri koherentliyi səbəbindən müşahidə oluna bilməz. Elə bu səbəbdən də işığın interferensiyası uzun müddət müşahidə oluna bilmirdi. Yalnız 1801-ci ildə Yunq günəş şüalarını borulu diafraqmadan keçirərək koherentlik radiusunu böyütmüş, bundan sonra isə

həmin şüanı iki yerə bölərək interferensiya müşahidə etməyə müvəffəq olmuşdur.

Işığın interferensiyasının təcrübi müşahidə olunma üsulu kimi *Frenel güzgülərinə* nəzər yetirək. Biri-birinə kiçik  $\varphi$  bucağı altında yapışdırılmış iki müstəvi güzgüdən ibarət olan bu qurğunun sxemi səkil 17.6-də təsvir olunmuşdur.  $S$  mənbəyindən gələn şüalar hər iki güzgüdən əks olunduqda bir- birini örtərək görüşürlər və nəticədə interferensiya baş verir. Görüşən şüalar sanki  $S$  mənbəyinin güzgülərdə mövhumi xəyalları olan  $S_1$  və  $S_2$  mənbələrindən çıxaraq  $E$  ekranında  $PQ$  xətti üzrə kəsişər.  $S, S_1, S_2$  mənbələri güzgülərin  $O$  kəsişmə nöqtəsindən eyni  $r$  məsafədədirlər və güzgülərin birinin digərinə nəzərən  $\varphi$  bucağı qədər dönməsi ona düşərək əks olunan şüanın  $2\varphi$  qədər dönməsinə səbəb olur, belə ki düşmə və qayıtma bucaqlarının hər biri  $\varphi$  qədər dəyişir. Şəkildən istifadə edərək  $S_1$  və  $S_2$  mənbələri arasındakı məsafəni  $d = 2r \sin \varphi = 2r\varphi$  kimi təyin etməklə müşahidə olunan interferensiya zolaqlarının eni üçün (17.33) ifadəsindən istifadə edərək toplanan şüaların dalğa uzunluğu hesablanıla bilər:



Шякил 17.6

$$\lambda = \frac{\Delta x \cdot 2r\varphi}{r+b} \quad (17.43)$$

Güzgülərdən əks olunan işıq şüalarının görüşmə xətti olan  $PQ$ -nün uzunluğu səkilə görə  $PQ = 2btg\varphi = 2b\varphi$  kimi təyin olunduğundan, müşahidə oluna biləcək interferensiya zolaqlarının maksimal sayı

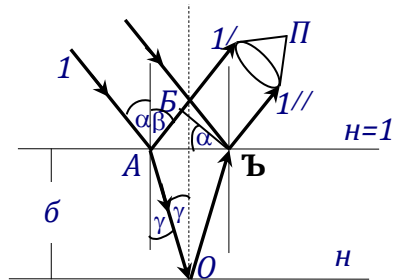
$$N = \frac{4br\varphi^2}{\lambda(r+b)} \quad (17.44)$$

kimi hesablanı bilər. Lakin interferensiya zolaqlarının sayı (17.41) şərti daxilində kohərentlik uzunluğu ilə məhdudlaşır və müşahidə oluna biləcək zolaqların sayı  $\frac{N}{2} \leq m_h$  şərti ilə təyin olunur.

### § 17.5. Nazik lövhədə interferensiya

İşıq qalınlığı  $b$  olan nazik və şəffaf lövhəyə düşdükdə hər iki səthdən əks olunan işıq dalğalarının kəsişməsi nəticəsində interferensiya müşahidə oluna bilər, çünki şüalar eyni dəstədən ayrıldıqlarından kohərent ola bilərlər.

Tutaq ki, səkil 17.7-də təsvir olunmuş, sındırma əmsalı  $n$  olan  $b$  qalınlıqlı şəffaf mühitə  $\alpha$  bucağı altında işıq şüaları düşür. Bu şüalardan  $1$  ilə işarə olunan dəstənin bir hissəsi  $1'$  kimi əks olunur, bir hissəsi isə sınaaraq  $\gamma$  bucağı altında mühitə daxil olur və lövhənin digər səthinin  $O$  nöqtəsindən əks olunaraq yuxarı sərhəddən çıxan  $1''$  şüasını yaradır.  $1$  şüası havada ( $n=1$ ) yayılaraq hava-mühit sərhədindən əks olunduğundan,  $\pi$  qədər faza sığrayışına məruz qalır və onun artıq (əlavə) qət etdiyi yol



Шякил 17.7



$BC + \frac{\lambda}{2}$  kimi təyin olunur. 1// şüası  $O$  nöqtəsində mühit-hava sərhədindən əks olunduğundan heç bir faza sıçrayışına məruz qalmır və onun əlavə (artıq) qət etdiyi optik yol  $(AO + OC)n$  kimi təyin olunur. Nəticədə, 1/ və 1// şüaları  $P$  nöqtəsində görüşər və onlar arasında yollar fərqi

$$\Delta = (AO + OC)n - AB - \frac{\lambda}{2} \quad (17.45)$$

olar. Şəkil 17.7-dən istifadə edərək (17.45) ifadəsinə daxil olan kəmiyyətləri həndəsi olaraq lövhənin  $b$  qalınlığı,  $\alpha$  düşmə bucağı,  $\gamma$  sınma bucağı olması və  $\angle BCA = \alpha$  şərtləri daxilində hesablayaq:

$$OA = OC = \frac{b}{\cos\gamma}; \quad AC = 2DC = 2btg\gamma;$$

$$AB = AC \sin\alpha = 2btg\gamma \cdot \sin\alpha \quad (17.46)$$

Bunları (17.45) ifadəsində nəzərə alıb 1/ və 1// şüaları arasında yollar fərqi

$$\Delta = \frac{2bn}{\cos\gamma} - 2btg\gamma \cdot \sin\alpha - \frac{\lambda}{2} = \frac{2b(n - \sin\alpha \sin\gamma)}{\cos\gamma} - \frac{\lambda}{2} \quad (17.47)$$

kimi təyin edə bilərik. İki mühitin sərhədi üçün sınma qanununu  $\frac{\sin\alpha}{\sin\gamma} = n$  nəzərə alınaraq, sadə çevrilmələrlə yollar fərqi üçün son olaraq

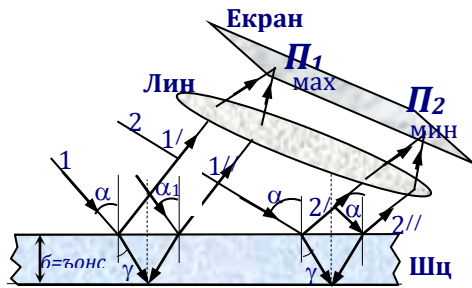
$$\Delta = 2b \cos\gamma - \frac{\lambda}{2} = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2} \quad (17.48)$$

ifadəsini alırıq. Sonuncu ifadədən göründüyü kimi, nazik şəffaf lövhədən əks olunan şüalar arasında optik yollar fərqi həm lövhənin  $b$  qalınlığından, həm də  $\alpha$  düşmə bucağının qiymətindən asılıdır. Bu kəmiyyətlərdən biri sabit olduqda, yollar fərqi yalnız digər parametrlə təyin olunduğundan, alınan interferensiya zolaqları vasitəsi ilə bir sıra nəticələrə nail olmaq mümkündür. Göstərilən halları ayrılıqda araşdıraq.

**1.Parallel üzlü lövhə:**  $b = const.$  Düşən şüalar müxtəlif düşmə bucağına malikdirlər. Belə şərtə paralel üzlü lövhəyə səpilən şüa dəstəsi göndərməklə nail olmaq olar. Eyni  $\alpha_1$  bucağı altında düşən şüalar üçün (17.48) ifadəsi ilə təyin olunan yollar fərqlinin dalğa uzunluğunun tam misllərinə bərabər olan  $P_1$  nöqtəsində maksimum işıqlanma, digər hər hansı  $\alpha_2$  bucağı altında düşən şüalar üçün yollar fərqi dalğa uzunluğu yarısının tək misllərinə bərabər olan  $P_2$  nöqtələrində minimum işıqlanma - qaranlıq yaranacaqdır. Belə mənzərənin sxematik təsviri şəkil 17.8-də verilmişdir. Təsvir olunan mənzərənin müşahidəsi üçün görüşən şüalar arasında zaman və fəza koherentlik şərtləri ödənilməlidir, yəni yollar fərqi (17.40) ifadəsi ilə təyin olunan koherentlik uzunluğundan kiçik olmalıdır:

$$2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} \leq \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (17.49)$$

Bu ifadə dalğa uzunluğu  $\lambda$  və onun dəyişməsi  $\Delta\lambda$  məlum olduqda, interferensiyanın müşahidə olunması üçün lövhənin qalınlığına qoyulan məhdudiyyəti müəyyənləşdirir.



Шякил 17.8

$$b \leq \frac{\lambda(\lambda/\Delta\lambda + 1/2)}{2\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \quad (17.50)$$

Sonuncu ifadədə  $\lambda = 0,5 \text{ mkm}$ ;  $\Delta\lambda \approx 20A = 2 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ ;  $n^2 - \sin^2 \alpha \approx 1$  qiymətlərindən istifadə edilərsə,  $b \leq 0,06 \text{ mm}$  kimi kiçik qiymət alınır. Bu o deməkdir ki, nazik lövhənin

qalınlığı *60 mikrondan* böyük olarsa, heç bir interferensiya mənzərəsi müşahidə oluna bilməz. Məhz buna görə pəncərə şüşəsindən interferensiya müşahidə olunmur, sabun köpüyündən və ya dəqiq cilalanmış billur çılçıraqdan isə interferensiyanın əlvan rəngləri bərq vurur. Əgər interferensiya almaq üçün günəş şüalarından istifadə olunarsa, fəza koherentliyi ölçüsü kimi günəş şüalarının *50 mikron* tərtibində koherentlik radiusu da lövhənin qalınlığına məhdudiyət qoyacaqdır. Qalınlığı nisbətən böyük olan şəffaf mühitlərdən olan lövhələrdən interferensiya müşahidə etmək üçün koherentliyi daha yüksək olan *lazer şüalarından* istifadə etmək lazımdır.

Paralel üzlü lövhədən interferensiyanı müşahidə etmək üçün əks olunan şüaların qarşısında toplayıcı linza yerləşdirmək lazımdır. Eyni düşmə bucağına, buna görə də eyni qayıtma bucağına malik şüalar biri-birinə paralel olduqlarından, linzanın fokal müstəvisində bir nöqtəyə yığışarlar və interferensiya edirlər. Yollar fərqlinin dalğa uzunluğu ilə münasibətindən asılı olaraq interferensiyanın nəticəsi fokal müstəvidə qaranlıq və işıqlı zolaqların müşahidəsinə səbəb olacaqdır:

$$\Delta = m\lambda \Rightarrow 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = m\lambda + \frac{\lambda}{2} \quad (17.51)$$

şərtini ödəyən  $\alpha$  bucağı altında düşən şüalar maksimum işıqlanma,

$$\Delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda \Rightarrow 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (m + 1)\lambda \quad (17.52)$$

şərtini ödəyən bucaq altında düşən şüaların toplanması isə minimum işıqlanmaya uyğun gələcəkdir. Əgər lövhəyə istənilən düşmə bucağına malik səpilən şüalar göndərilərsə, müxtəlif nöqtələrdən eyni bucaq altında əks olunan şüalar linzanın fokal müstəvisində mərkəzi işıqlı nöqtədən eyni məsafədə qaranlıq zolaq, digər bir bucaq altında əks olunan şüalar işə işıqlı zolaq əmələ gətirəcəklər. Beləliklə, qalınlığı

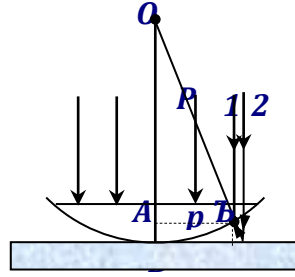
sabit olan lövhədən interferensiyada işıqlı və qaranlıq zolaqları yaradan şüalar bir-birini düsmə və ya qayıtma bucağının qiymətinə görə seçirlər və buna görə də **eyni meylin interferensiya zolaqları** adlanır. (17.51) və (17.52) ifadəsinə görə işıqlı zolaqların vəziyyəti dalğa uzunluğundan asılıdır.

Ağ işıqla işıqlanmada bir-birinə nəzərən sürüşmüş əlvan rəngli zolaqlar müşahidə olunur. Müxtəlif rəngli zolaqları insan gözü ilə o vaxt ayırd edilər ki, onların dalğa uzunluqları fərqi  $\Delta\lambda \sim 20A^0 = 2 \cdot 10^{-9} m$  tərtibində olsun. Şüşə lövhənin qalınlığını mədudlaşdıran (17.50) ifadəsində  $\Delta\lambda$  üçün bu qiymətdən istifadə olunmuşdur.

**2. Qalınlığı müntəzəm dəyişən lövhə-** Meyl bucağı çox kiçik olan pəzəkəlli şəffaf mühitə düşmə bucağı eyni olan paralel şüalar göndərilərsə, yuxarıda araşdırılan haldan fərqli olaraq müxtəlif səthlərdən əks olunan işıq şüaları paralel olmayacaqlar və linza olmadan belə kəşşərək interferensiya verəcəklər. Belə şüaların da yollar fərqi (17.52) ifadəsi ilə təyin olunur. Düşmə bucağının sabit olması halında maksimum və minimumluq şərtinə uyğun yollar fərqi qiyətini lövhənin  $b$  qalınlığı təyin edir. Bu nöqtəyi nəzərdən, lövhənin eyni  $b_1$  qalınlığına malik nöqtələrinə əks olunan şüalar maksimum, digər bir  $b_2$  qalınlıqlı nöqtələrdən əks olunanlar isə minimuma uyğun gələcəklər. Beləliklə, işıqlı və qaranlıq kimi interferensiya zolaqları yaradan şüalar biri birini pəzəkəlli mühitin bərarər qalınlığı üzrə seçirlər və buna görə də belə mənərə **eyni qalınlığın interferensiya zolaqları** adlandırılır.

Eyni qalınlığın interferensiya zolaqlarının təcrübi müşahidəsinə imkan verən **Nyuton halqalarına** nəzər yetirək. Bu təcrübədə hamar şəffaf lövhə üzərinə qoyulmuş əyrilik radiusu onlarla metr olan linzadan istifadə olunur.

Sxematik təsviri şəkil 17.9-də göstərilən təcrübələrdə qalınlığı müntəzəm dəyişən mühit rolunu şəffaf altlıqla linza arasında qalan hava qatı yerinə yetirir. Linzanın  $C$  nöqtəsinə düşən 1 şüası altlıq lövhəsindən əks olunaraq ona paralel gələn 2 şüası ilə görüşür. Görüş yerinin linzanın təpəsindən keçən  $OB$  radiusundan məsafəni



Шякил 17.9

$AC = r_m$  ilə işarə edərək 1 və 2 şüaları arasında yollar fərqi təyin edək. Hava qatının sındırma əmsalının vahidə bərabər qəbul edərək, 1 şüasının şəffaf altlıqdan əks olunması havamühit sərhədində baş verdiyindən fazanın  $\pi$  qədər sıçrayışa uğraması nəzərə almaqla (əlavə  $\frac{\lambda}{2}$  yollar fərqi yaranır) 1 və 2 şüaları arasında yollar fərqi

$$\Delta = 2AB \cdot 1 + \frac{\lambda}{2} \quad (17.53)$$

olar. Yollar fərqi dalğa uzunluğu ilə münasibətindən asılı olaraq  $C$  nöqtəsində və  $A$  nöqtəsindən radiusu  $AC = r_m$ -ə bərabər olan bütün nöqtələrdə eyni qalınlığın interferensiyası müşahidə olunacaqdır. Əgər yollar fərqi maksimumluq (minimumluq) şərtinə uyğun gələrsə,  $r_m$  işıqlı (qaranlıq) zolaqların radiusu olacaqdır. Linzanın əyrilik radiusu  $R = OB = OC$ , şəkil 17.9 əsasında  $OA = R - AB$  olduğu nəzərə alınarsa:

$$R^2 = (R - AB)^2 + r_m^2 = R^2 - 2R \cdot AB + (AB)^2 + r_m^2 \quad (17.54).$$

$(AB)^2 \ll R$ ;  $r_m$  olduğundan, nəzərdən ataq. Bu ifadədən hesablayaraq 1 və 2 şüaları arasında yollar fərqi üçün

$$\Delta = \frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda}{2} \quad (17.55)$$

ifadəsi alınar. Minimumluq üçün (17.30) şərtindən istifadə edərək

$$\frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \Rightarrow r_m = \sqrt{Rm\lambda} \quad (17.56)$$

şəklində *qaranlıq interferensiya zolaqlarının radiusu* təyin olunar. Interferensiyanın maksimumluq şərti üçün analoji hesablamalardan işıqlı zolaqların radiusu üçün

$$r_{\max} = \sqrt{R(2m+1)\frac{\lambda}{2}} \quad (17.57)$$

ifadəsi alınar. (17.56) və (17.57) ifadələri əsasında linzanın  $R$  əyrilik radiusu məlum olduqda işıqın dalğa uzunluğunu təyin etmək mümkündür. Bu məqsəd üçün  $m$  və  $k$  nömrəli minimumların uyğun radiusları  $r_m$  və  $r_k$  təcrübədən ölçülsə,

$$\lambda = \frac{r_m^2 - r_k^2}{R(m-k)} \quad (17.58)$$

ifadəsindən dalğa uzunluğu təyin olunar. Linza ağ işıqla işıqlandırıldıqda, işıqlı zolaqların radiusu dalğa uzunluğundan asılı olacaq və  $\lambda$  artdıqca  $r_m$  böyüdüyündən, əlvan rəngli interferensiya zolaqları müşahidə olunar. Qırmızı zolaqların radiusu ən böyük, bənövşəyi zolaqlarınkı isə ən kiçik olacaqdır. Interferensiyanın müəyyən tərtibində  $m$ -ci qırmızı zolağın radiusu  $m+1$ -ci bənövşəyi zolağın radiusuna bərabər və bu zolaqlar olacaq. Bu səbəbdən ağ işıqla aparılan təcrübələrdə aydın müşahidə olunan interferensiya zolaqlarının sayı az olur.

### § 17.6. Çoxşüalı interferensiya

Yuxarıdakı bütün hallarda iki şüanın interferensiyasına baxılırdı. Burada ikidən artıq şüanın toplanmasının nəticəsi olaraq **çoxşüalı interferensiyanı** nəzərdən keçirək. Sadəlik üçün fərz edək ki, fəzanın verilmiş nöqtəsinə  $N$  sayda eyni intensivlikli (amplitudlu) və tezlikli elə kohorent işıq dalğaları gəlir ki, onların fazaları bir-birinə nisbətən eyni  $\delta$  qədər

fərqlənir. Hesablama üçün dalğa tənliyini eksponenta ilə ifadə edərək toplama əməliyyatı apararaq. Onda  $n$  sayda rəqsin toplanması

$$E = A_0 e^{i\omega t} + A_0 e^{i(\omega t + \delta)} + A_0 e^{i(\omega t + 2\delta)} + \dots + A_0 e^{i(\omega t + (m-1)\delta)}$$

$$E = A_0 e^{i\omega t} \sum_{m=1}^N e^{i(m-1)\delta} \quad (17.59)$$

olar. Cəmin açılışı həndəsi silsiləyə uyğun gəlir və buna görə də (17.59) ifadəsi

$$E = A_0 \frac{1 - e^{iN\delta}}{1 - e^{i\delta}} e^{i\omega t} = A_1 e^{i\omega t} \quad (17.60)$$

kimi yazılar.

Amplitudun kvadratının intensivliyi təyin etməsi və kompleks ədədin kvadratının onun qoşması ilə hasilnə bəəərəbər olması nəzərə alınaraq, verilmiş nöqtədə dalğaların toplanmasından alınan intensivlik

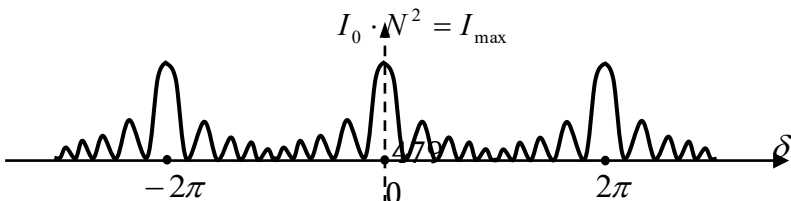
$$I = A^2 = A_1 \cdot A_1^* = A_0^2 \frac{\sin^2 \frac{N\delta}{2}}{\sin^2 \frac{\delta}{2}} = I_0 \frac{\sin^2 \frac{N\delta}{2}}{\sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (17.61)$$

kimi təyin olunur. Burada  $I_0$  -toplanan hər bir şüanın intensivliyi,  $N$  toplanan şüaların sayıdır.

Fazanın  $\delta = 2\pi k$  şərtini ödədiyi halda (17.61) ifadəsi  $\frac{0}{0}$

şəklində qeyri müəyyənliyə çevrilir. Bu qeyri müəyyənlik riyaziyyat kursundan məlum olan *Lopital qaydası* ilə

hesablana bilər:  $\lim_{\delta \rightarrow 2\pi k} \frac{\sin^2 \frac{N\delta}{2}}{\sin^2 \frac{\delta}{2}} = N^2$ , intensivlik isə  $I = N^2 \cdot I_0$



olar. Bu şərt ödənildikdə **baş maksimumlar** müşahidə olunur, çünki bu nöqtələrdə intensivlik  $N^2$  dəfə artır. İki qonşu baş maksimumlar arasında  $\delta = \frac{k}{N} \cdot 2\pi$  ( $k \neq N$  olduqda)  $(N-1)$  ədəd **minimumlar**, bunlar arasında isə  $(N-2)$  ədəd **əlavə maksimumlar** və s. alınacaqdır.

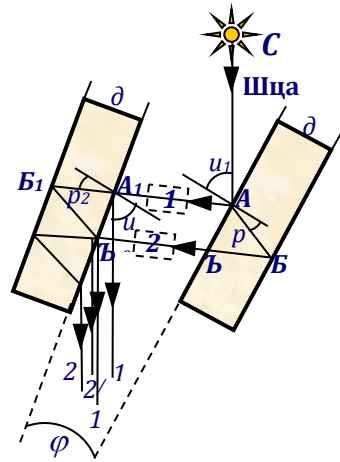
Hesablamalar göstərir ki,  $N$  şüanın interferensiya mənzərəsində əlavə maksimumlarda intensivlik baş maksimuma nisbətən çox kiçik olur.  $N=8$  olduqda interferensiya mənzərəsi şəkil 17.10-da təsvir olunan kimi olar.

### § 17.7. Interferometrlər

Interferensiya hadisəsi interferometr adlanan optik cihazların iş prinsipini təyin edir. Interferometrlər iki şüalı (*Jamen, Maykelson*) və çox şüalı (*Fabri-Perro, Lumer-Qerke*) ola bilər. Interferometrlər vasitəsilə müxtəlif fiziki və texniki problemləri böyük dəqiqliklə (*işığın dalğa uzunluğu təribində*) həll etmək, optik parametrləri və onlara müxtəlif xarici amillərin təsirini təyin etmək mümkündür. Ən sadə *Jamen* interferometri müəyyən  $d$  qalınlıqlı iki müstəvi paralel lövhədən ibarətdir (Şəkil 17.11).  $S$  mənbəyindən çıxan şüa bir-birinə nəzərən kiçik  $\varphi$  bucağı altında qoyulmuş eyni  $d$  qalınlıqlı lövhələrdən qayıdaraq şəkildə göstərilən kimi müxtəlif şüalara ayrılır.  $1'$  və  $2'$  şüaları arasında optik yollar fərqi

$$\Delta = (ABC - A_1B_1C_1)n \quad (17.62)$$

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



Шякил 17.11



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

$$\Delta = d\varphi \sin i. \quad (17.63)$$

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

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

$$\Delta' = l(n_2 - n_1) \quad (17.64)$$

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

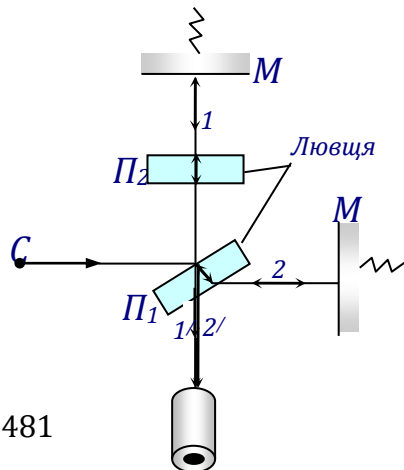
$$l(n_2 - n_1) = k\lambda \quad (17.65)$$

müşahidə olunan interferensiya zolaqları  $k$  tərtib sürüşməyə məruz qalar. Bu üsulda 1 küvetdə  $n_1$ -məlum olarsa, naməlum

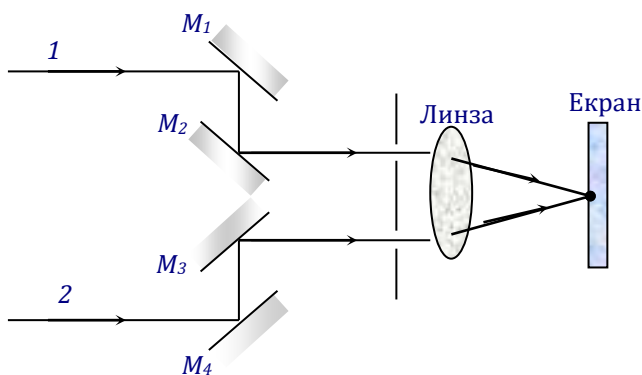
$n_2$ -sındırma əmsalını  $10^{-7}$  dəqiqliyi ilə təyin etmək mümkündür. Jamen

interferometri ilə qazların vahiddən cüzi fərqlənən sındırma əmsallarını təyin etmək mümkün olur.

Kifayət qədər kiçik kəmiyyətləri böyük dəqiqliklə ölçməyə imkan verən Maykelson



interferometrinin prinsipial sxemi şəkil 17.12- da təsvir edilmişdir.  $S$  mənbəyindən çıxan şüa yarımşəffaf  $P_1$  lövhəsinə düşür, bir hissəsi əks olunaraq 1 şüasını formalaşdırır, bir hissəsi lövhədən keçir, 2 şüası alınır. Bu şüalar  $M_1$  və  $M_2$  güzgülərindən əks olunaraq  $P_1$ -ə düşürlər. 1/ - 1-in  $P_1$ -dən keçən hissəsi, 2/ - 2-in  $P_1$ -dən qayıdan hissəsi görüşərək interferensiya verirlər. 2/ və 1/ şüaları demək olar ki, eyni intensivliyə malik olurlar. Müşahidə olunan interferensiya mənzərəsi 2/ və 1/ şüaların yollar fərqi ilə müəyyən olunur. 2/ şüası  $P_1$  lövhəsinə 3 dəfə, 1 şüası isə yalnız 1 dəfə keçdiyindən alınan əlavə yollar fərqi kompensasiya etmək üçün  $P_2$  lövhəsindən ( $P_1$  ilə eyni) istifadə olunur. Lakin  $P_2$  -tam şəffaf olmur. Güzgüləri mikrometrik vintlə idarə edərək ehtiyatla vəziyyət almaq olar ki, 2/ və 1/ şüaları demək olar ki, paralel olsun. Belə dəqiq fokuslama ilə çox kiçik kəmiyyətləri, həmçinin böyük kəmiyyətləri kifayət qədər dəqiqliklə ölçmək mümkündür.



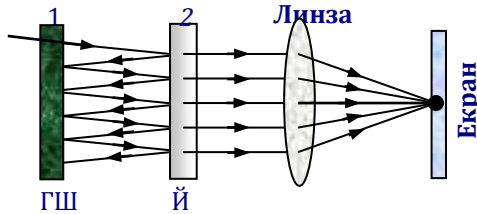
Шякил 17.13

Maykelsonun 1920-ci ildə yaratdığı ulduz interferometrinə baxaq (şəkil 17.13). Bu interferometr teleskopa birləşdirilərək bir sıra ulduzların ölçülərini və onlara qədər məsafəni təyin etməyə imkan yaratdı. Ulduzdan

gələn şüalar simmetrik güzgülər sistemindən əks olunaraq görüşürlər.  $M_2$  və  $M_3$  güzgüləri tərpənməzdir,  $M_1$  və  $M_2$  isə sürüdürlərək onlara yaxınlaşıb uzaqlaşa bilər. Bu güzgülərin arasında məsafədən asılı olaraq ekranda görüşmə aydınlığı minimuma düşür. Bu halda  $M_1$  və  $M_4$  güzgüləri arasında məsafə ulduzdan gələn işığın koherentlik radiusuna bərabər olur. (17.42) ifadəsinə görə koherentlik radiusunu bilərək ulduzun görünmə bucağı  $\varphi = \lambda/L$  kimi təyin olunur. Dəqiq hesablamalar  $\varphi = A\lambda/L \approx 1,22\lambda/L$  olduğunu sübuta yetirir. Maykelson təcrübələrində güzgülər arasında məsafə 6,1m seçilərək, *Beterqeyz ulduzunu* görünmə bucağının  $\varphi = 0,047''$  qiyməti təyin olunmuşdur.

Çoxşüalı interferometrlərin tətbiqinə misal olaraq spektroskopiyada şüalanma xətlərinin incə quruluşunu təyin edilməsi göstərilə bilər.

Çoxşüalı interferometr olaraq *Fabri Pero* etalonuna nəzər yetirək. Bu cihaz yaxşı cilalanmış iki kvars və ya şüşə lövhədən ibarətdir



Шякил 17.14

(Şəkil 17.14). Dalğa uzunluğundan xeyli kiçik kələkötürlüyə malik 1 və 2 lövhələrinə *QS* (qeyri şəffaf) və *YS* (yarımşəffaf) metal qatlar (güzgü) çəkilir. Xarici qatdan əks olunan şüaları sıradan çıxarmaq üçün lövhələrin müstəvi paralelliyi pozulur və onlar paz şəklində düzəldilir. Lövhələrdən biri tərpənməz bərkidilir, digəri isə mikrometrik vintlə hərəkət etdirilə bilər.

### § 17.8. Işığın difraksiyası

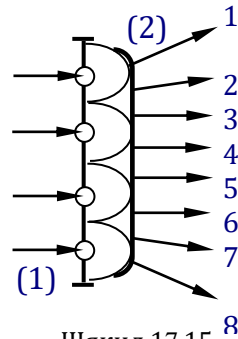
Işığın dalğa təbiətinin möhkəmlənməsinə xidmət edən mühüm hadisələrdən biri difraksiyadır. *Işığın kəskin qeyri bircinsliyə malik olan mühitlərdə yayıldıqda həndəsi optika qanunlarından kənarə çıxmalarla müşayət olunan hadisələr*

*məcmusu difraksiya adlanır.* Difraksiyanın mövcudluğu işıq dalğalarının maneənin arxasına keçməsi və həndəsi kölgəyə daxil olması ilə özünü biruzə verir. Difraksiya ilə interferensiya arasında kəskin fiziki fərq mövcud deyil. Hər iki hadisədə işıq dalğalarının superpozisiyası nəticəsində intensivliyin yenidən paylanması baş verir. Sadəcə, sonlu sayda dalğaların superpozisiyası interferensiya, kəsilməz dalğaların superpozisiyası isə difraksiya adlanır.

Başvermə mexanizminə görə iki növ difraksiya fərqləndirilir. Əgər ( $S$ ) işıq mənbəyi və ( $P$ ) müşahidə nöqtəsi maneədən elə uzaqlıqda yerləşsələr ki, maneəyə düşən və  $P$  nöqtəsinə gələn işıq şüaları bir-birinə paralel olsunlar, bu haldakı difraksiya **Franhoufer difraksiyası**, əks halda sferik dalğaların difraksiyası isə **Frenel difraksiyası** adlandırılmışdır. Bu və ya digər növ difraksiyanın müşahidəsi sonra təhlil olunacaq konkret şəraitlərin reallaşması ilə müəyyənləşir.

**Hüyqens-Frenel prinsipi:** Huyqens prinsipinə görə Şəkil 17.15-də təsvir olunmuş (1) dalğa cəbhəsinin hər bir nöqtəsi

ikinci dalğaların mənbəyi rolunu oynayır və bu yeni dalğa səthlərinin (2) qurşayanı yeni dalğa cəbhəsini təyin edir. Dalğa mənbəyindən yayılan şüalar sferik səthə malik olduqlarından, ikinci (2) dalğa cəbhəsinin uc tərəflərinə perpendikulyar 1 və 8 şüaları digər şüalara paralel olmayacaq və işığın düzxətli yayılmadan kənara çıxmasını izah edəcəkdir. Bu



Шякил 17.15

difraksiyanın təzahürüdür və şüaların həndəsi kölgəyə daxil olmasına səbəb olur. Beləliklə, Huyqens prinsipi difraksiya hadisəsini işığın dalğa təbiəti mövqeyindən *keyfiyyətə* izah edir. Bununla belə bu prinsip müxtəlif istiqamətlərdə

intensivliyin paylanması, yalılan işıq dalğalarının amplitudu haqqında heç bir miqdari məlumat vermir. Frenel göstərmişdir ki, Huygens prinsipi əsasında ikinci dalğaların amplitud və fazalarını nəzərə almaqla fəzanın istənilən nöqtəsində yekun intensivliyi təyin etmək mümkündür. Bu prinsipə görə (2) dalğa cəbhəsi (1) cəbhəsindən yayılan dalğa səthlərinin yalnız qurşayanı deyil, həm də onların interferensiyasının nəticəsidir. Bu istiqamətdə araşdırmalar difraksiyanı tam izah edən Huygens-Frenel prinsipini formalaşdırmışdır. Huygens-Frenel prinsipinə görə ikinci (və ya sonrakı)  $S$  dalğa səthinin hər bir elementi amplitudu elementar səthin  $\Delta S$  sahəsi ilə təyin olunan dalğaların toplanmasından ibarətdir (şəkil 17.16).

Huygens-Frenel prinsipində sferik dalğa halına nəzər yetiririksə, elementar  $\Delta S$  səthindən  $r$  məsafəsində yerləşən  $P$  müşahidə nöqtəsinə gələn dalğanın tənliyi

$$\Delta E = K(\varphi) \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0) \Delta S$$

(17.66)

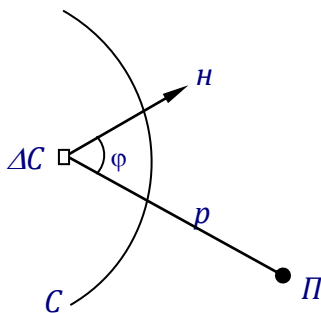
kimi təyin olunur. Burada

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$  -dalğanın yayılma

istiqamətində dalğa vektoru,  $\alpha_0$  və  $\omega t + \alpha$  uyğun olaraq dalğa səthində yerləşən nöqtədə dalğanın amplitud və fazası,  $K$  görünmə funksiyası adlanan və  $r$  ilə  $\Delta S$  səthinin  $n$

normalı arasındakı  $\varphi$  bucağının qiymətindən asılı olan kəmiyyətdir.  $K(\varphi)$  funksiyası  $\varphi = 0 \Rightarrow K = 1$ ;

$\varphi = 90^\circ \Rightarrow K = 0$  qiymətlərini alır, aralıq hallarda isə  $0 \leq K \leq 1$  şərti ödənilir. Elementar səth çox kiçik götürülsə,



Шякил 17.16

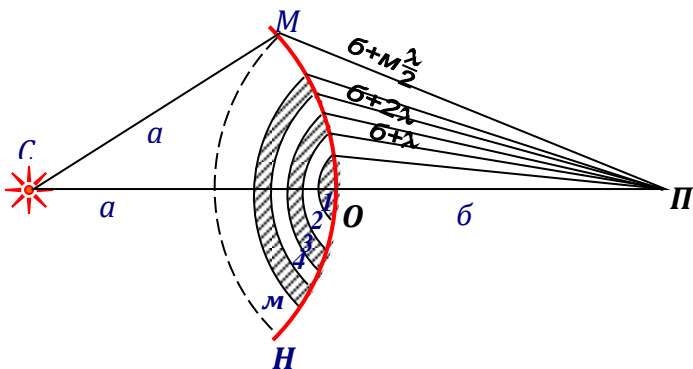
$P$  nöqtəsinə  $S$  dalğa səthinin bütün nöqtələrindən gələn dalğaların toplanmasını inteqrallama ilə təyin etmək olar:

$$E = \int_S dE = \int_S K(\varphi) \frac{\alpha_0}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0) dS \quad (17.67)$$

Bu ifadə Hüygens-Frenel prinsipinin əsas tənliyidir və istənilən halda yekun amplitudu təyin etməyə imkan verir. Beləliklə, işığın yayıldığı  $P$  nöqtəsində yaranan rəqs maneənin bütün nöqtələrindən gələn ikinci dalğaların məcmusu kimi təyin olunur.

### § 17.9 Frenel zonaları

Yekun amplitudun (17.67) ifadəsi əsasında hesablanması ümumi halda çətin riyazi əməliyyatlar tələb edir, xüsusi hallarda həlli isə sonrakı paragrafda təhlil olunacaqdır. Frenel göstərmişdir ki, müəyyən nöqtədə yekun amplitudun tapılması müəyyən şəraitdə ikinci dalğaların amplitudlarını həndəsi və ya cəbri toplanması vasitəsilə yerinə yetirilə bilər. Buna nail olmaq üçün  $S$  mənbəyindən buraxılan sferik dalğanın  $P$  nöqtəsində həyəcanlaşdırdığı rəqsin amplitudunu hesablayaq (şəkil 17.17).



Шякил 17.17

Müəyyən andakı dalğa cəbhəsi  $MN$  qövsü ilə göstərilmişdir.  $S$  mənbəyi ilə  $P$  nöqtəsini birləşdirən düz xəttin dalğa cəbhəsini kəsən nöqtə  $O$  ilə işarə olunmuşdur. Çəkilən dalğa cəbhəsi  $SP$  düz xəttinə nəzərən simmetrik olacaqdır. Mərkəzi « $O$ » nöqtəsində olmaqla dalğa səthini elə sfera zolaqlarına bölək ki, qonşu zolaqların sərhədindən  $P$  nöqtəsinə qədər

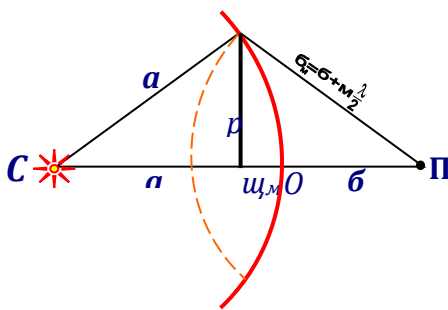
məsafə  $\frac{\lambda}{2}$  qədər

fərqlənsin. Burada  $\lambda$  işığın dalğa uzunluğudur. Dalğa

səthindən bu prinsiplə ayrılan zolaqlar Frenel zonaları adlanır.  $m$ -ci Frenel zonasının sərhədindən  $P$  nöqtəsinə qədər məsafə

$$b_m = b + m\lambda/2 \quad (17.68)$$

kimi təyin olunur. Qonşu zonalardan  $P$  nöqtəsinə gələn işıq şüalarının yollar fərqi  $\frac{\lambda}{2}$  olduğundan, onlar  $P$  nöqtəsinə



Шякил

çatdıqda əks fazaya malik olmaqla görüşərək interferensiya edər və bir-birini zəiflədərlər. Huygens-Frenel prinsipinin (17.68) ifadəsinə görə dalğa səthindən göndərilən dalğanın amplitudu səthin sahəsi ilə mütənəsb olduğundan, Frenel zonalarının sahəsini hesablayaq (Şəkil 17.18).

Ayrılmış  $m$  Frenel zonasının  $S_m$  sahəsi hündürlüyü  $h_m$  olan  $a$  radiuslu kürə seqmentinin səthinə bərabər olacaqdır. Onda  $m$ -ci Frenel zonasının sahəsi

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} \quad (17.69)$$

kimi təyin olunur. Burada  $S_{m-1}$   $m-1$  sayda Frenel zonasını əhatə edən kürə seqmentinin səthinin sahəsidir. Şəkil 17.18-ə *Pifaqor teoremini* tətbiq etməklə

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = (b + m\lambda/2)^2 - (b + h_m)^2 \quad (17.70)$$

şərti yazıla bilər. Sonuncu ifadədə sadə çevrilmələr aparmaqla  $h_m$ -i təyin edək:

$$h_m = \frac{bm\lambda + (m\lambda/2)^2}{2(a+b)} \cong \frac{bm\lambda}{2(a+b)} \quad (17.71)$$

$\lambda$  kiçik olduğundan, (17.71) ifadəsində  $\lambda^2$  olan hədd nəzərə alınmamışdır. Kürə seqmentinin səthinin təyin düsturundan ( $S_m = 2\pi ah_m$ ) istifadə etsək,  $m$  sayda Frenel zonasını bürüyən kürə səthinin sahəsi

$$S_m = \frac{2\pi abm\lambda}{2(a+b)} \quad (17.72)$$

kimi təyin olunur. İstənilən hər hansı  $m$ -ci zonanın (17.69) düsturu ilə təyin olunan sahəsi isə

$$\Delta S_m = \frac{\pi ab\lambda}{a+b} \quad (17.73)$$

olar. Göründüyü kimi, *Frenel zonasının sahəsi onun nömrəsindən asılı deyil*. Yəni dalğa səthindən göstərilən üsulla ayrılmış zonaların sahələri bərabərdir:  $S_1 = S_2 = S_3 = \dots S_n$



Frenel zonasının sahəsini qiymətləndirək:  $a = b = 1m$ , sarı işıq halında  $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} m$  olarsa, hər Frenel zonasının sahəsi  $\Delta S = \frac{3 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 5 \cdot 10^{-7}}{2} \approx 7,5 \cdot 10^{-7} m^2 \approx 1mm^2$  kimi optik

hadisələr üçün kifayət qədər böyük qiymət alır. Frenel zonalarının radiusunu təyin edən (17.70) ifadəsində çevirmələr apararaq  $h_m^2$  iştirak edən həddi kiçik kəmiyyət kimi nəzərə almasaq,

$$r_m^2 = 2ah_m = \frac{ab}{a+b} m\lambda; \quad r = \sqrt{\frac{ab\lambda}{a+b}} \cdot \sqrt{m} = r_1 \cdot \sqrt{m} \quad (17.74)$$

zonanın radiusu ilə nömrəsi arasında əlaqəni təyin edə bilərik. Burada  $r_1$  ilə *birinci* ( $m=1$ ) *Frenel zonasının radiusu* işarə olunmuşdur. Göründüyü kimi, Frenel zonasının radiusu onun nömrəsindən asılıdır. Yuxarıdakı qiymətlər şəraitində  $r_1 = 0,5mm$ , yəni  $\lambda$ -dan minlərlə dəfə böyük qiymətə malik olur.

$P$  nöqtəsinə müxtəlif Frenel zonalarından gələn dalğaların yaratdığı rəqslərin amplitudunu (17.66) ifadəsinə görə qiymətləndirək: Zonanın nömrəsi artdıqca  $P$  nöqtəsinə qədər məsafə  $r = b_1 + m\lambda/2$  kimi artır. Görünmə funksiyası  $K(\varphi)$ -nin qiyməti  $m=1$  üçün maksimum olur və  $m$ -in qiyməti artdıqca  $\varphi$  bucağı artdığından,  $K(\varphi)$  azalır. Zonaların sahəsi isə eynidir. Bütün bunları yekunlaşdırsaq deyə bilərik ki, (17.66) ifadəsinə görə Frenel zonasının nömrəsi artdıqca uyğun zonadan  $P$  nöqtəsinə göndərilən dalğanın həmin nöqtədə yaratdığı rəqsin amplitudu monoton azalır.

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > A_5 \cdots > A_{m-1} > A_m \quad (17.75)$$

Qonşu zonaların fazalar fərqlinin  $\pi$  olduğu nəzərə alınarsa,  $P$  nöqtəsində yaranan rəqsin yekun amplitudu

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + A_5 - A_6 \cdots \pm A_m \quad (17.76)$$

kimi təyin olunur. Sonuncu həddin qarşısındakı  $\pm$  işarəsi tək və ya cüt sayda Frenel zonasının açıq olmasını müəyyən edir. (17.76) ifadəsini bir qədər sadələşdirək:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots + \frac{A_5}{2} \dots \left( \frac{A_{m-2}}{2} - A_{m-1} + \frac{A_m}{2} \right) + \frac{A_m}{2} \quad (17.77)$$

Mötərizədəki ifadələr təxminən **sıfır** götürülə bilər, çünki amplitud monoton azaldığından  $\frac{A_{m+1} + A_{m-1}}{2} \cong A_m$  şərti ödənilir. Beləliklə,  $P$  nöqtəsində yaranan yekun rəqsin amplitudu zonanın tək və ya cüt olmasından asılı olaraq

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2} \quad (17.78)$$

kimi təyin olunur. Burada  $+$  işarəsi tək sayda,  $-$  işarəsi isə cüt sayda Frenel zonasının açıq olmasına uyğun gəlir. Əgər dalğa səthi tam açıq olarsa,  $A_{m(m \rightarrow \infty)} = 0$  və (17.78) ifadəsinə görə

$$A = \frac{A_1}{2} \Rightarrow I \approx A^2 = \frac{I_1}{4} \quad (17.79),$$

yəni  $P$  nöqtəsində işıq intensivliyi təkcə I Frenel zonasından gələn intensivlikdən 4 dəfə kiçik olur. Yarığın ölçüsü yalnız 1-ci Frenel zonasını buraxırsa,  $P$  nöqtəsində intensivlik

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_1}{2} = A_1 \Rightarrow I = A_1^2 = I_1 \quad (17.80)$$

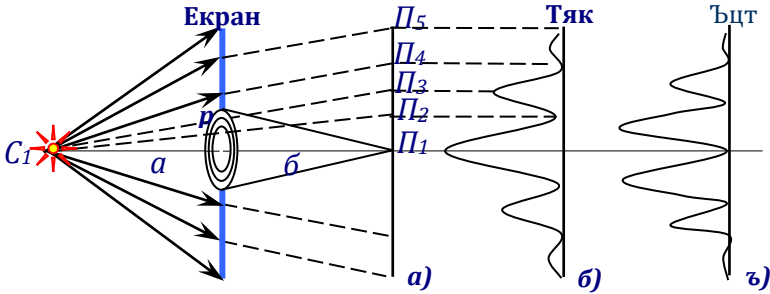
olar. Beləliklə, dalğa səthinin qarşısına yarıq qoyduqda intensivlik 4 dəfə (!) artır. Bu isə işıq intensivliyinin yenidən paylanması, yəni difraksiyasını müəyyən edir.

### § 17.10. Müxtəlif maneələrdən difraksiya

**Dairəvi deşikdən difraksiya.** Yayılan işıq şüalarının qarşısına  $r_0$ -radiuslu şəffaf deşiyə malik qeyri şəffaf maneə yerləşdirərək və  $E$  ekranında yaranan mənzərəyə nəzər yetirək (şəkil 17.19).  $E$  ekranını elə yerləşdirək ki,  $S_1$

mənbəyindən yarığa perpendikulyar göndərilən şüa ekranın mərkəzinə düşsün ( $P_1$  nöqtəsi). Əgər yarığın  $r$  ölçüsü  $a$  və  $b$ -dən çox kiçik olarsa, onu (17.74) ifadəsi ilə təyin edə bilərik və açıq zonaların sayı

$$m = \frac{r^2(a+b)}{ab\lambda} \quad (17.81)$$



Шякил 17.19

ifadəsi ilə hesablanır. Göründüyü kimi, yarıqda yerləşən Frenel zonalarının miqdarı həm yarığın ölçüsündən ( $r$ ), həm də mənbədən yarığa və yarıqdan ekrana qədər olan ( $a$  və  $b$ ) məsafələrdən asılıdır. Ekranın mərkəzi  $P$  nöqtəsində yekun intensivlik  $m$ -tək olduqda

$$A_{\text{tək}} = \frac{A_1}{2} + \frac{A_m}{2}, \quad (17.82)$$

$m$ -cüt olduqda isə, qonşu zonalardan gələn amplitudlar az fərqlənərsə,

$$A_{\text{cüt}} = \frac{A_1}{2} + \frac{A_{m-1}}{2} - A_m \cong \frac{A_1}{2} - \frac{A_m}{2} \quad (17.83)$$

kimi təyin olunur.  $m$ -in kiçik qiymətlərində (17.82) və (17.83) ifadələri  $A_{\text{tək}} = A_1$ ;  $A_{\text{cüt}} = 0$ , yəni yarıqda tək və cüt sayda zonaların yerləşməsindən asılı olaraq  $P_1$  nöqtəsində işıqlanma və ya qaranlıq alınır. Əgər ilkin olaraq yarıqda tək sayda Frenel zonası yerləşirsə,  $P_1$ -də yaranan işıqlanma yarığın

radiusunu artırmaqla (!) qaranlığa çevrilə bilər. Eynilə, yarığın ölçüsünü dəyişmədən onu ekrana və işıq mənbəyinə doğru hərəkət etdirməklə ( $a$  və  $b$ -ni dəyişməklə)  $m$ -in qiymətini dəyişmək və ekranda  $P$  nöqtəsində işıqlanma ilə qaranlığın növbələşməsinə, yəni intensivliyin yenidən paylanması kimi difraksiyanı müşahidə etmək olar.

$E$  ekranı boyunca intensivliyin paylanmasına nəzər yetirək. Tutaq ki, yarıqda tək sayda Frenel zonası yerləşir və buna görə də  $P_1$  nöqtəsində işıqlanma alınır. Ekranda tədricən  $P_2$  nöqtəsinə doğru hərəkət etsək, yuxarıdan axırıncı zona bağlanır, aşağıda növbəti zona isə açılır. Mərkəzi xəttə nəzərən zonaların sayı cütləşir və intensivlik azalır. Hərəkəti davam etdirsək yuxarıdan növbəti zona başladığında  $m$ -tək qiymətə uyğun gələr və  $P_3$  nöqtəsində yenidən maksimum işıqlanma alınır, lakin intensivlik əsas maksimuma nəzərən xeyli kiçik olar. Hərəkəti davam etdirməklə şəkil 17.19,b-də təsvir olunan mənzərəni müşahidə etmək olar. Beləliklə, yarıqda tək sayda Frenel zonası yerləşərsə, ekranın mərkəzində maksimum işıqlanma alınır, ətraflara getdikcə intensivlik tədricən azalan maksimum və minimumlar işıqlı və qaranlıq konsentrik halqalar şəklində növbələşər.

Əgər ilkin olaraq yarıqda cüt sayda Frenel zonası yerləşərsə, mərkəzi  $P_1$  nöqtəsində minimum işıqlanma – yəni qaranlıq alınır (!), kənarlara getdikcə maksimum və minimumların növbələşməsi baş verər və nəticədə şəkil 17.19, c-də təsvir olunan kimi işıqlanmanın paylanması müşahidə olunur.

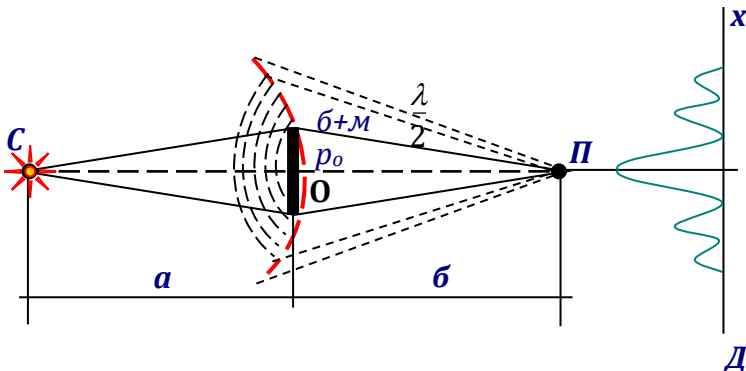
Beləliklə, dairəvi yarıqdan alınan difraksiya mənzərəsi bir-birini əvəz edən işıqlı və qaranlıq oblastların növbələşməsi ilə nəticələnir və yarıqda tək və ya cüt sayda Frenel zonasının yerləşməsindən asılı olaraq mənzərənin mərkəzində uyğun olaraq işıqlı və qaranlıq oblast məskunlaşır.

**Dairəvi diskdən difraksiya.** Tutaq ki,  $S$  mənbəyi ilə  $P$  nöqtəsi arasında radiusu  $r_0$  olan qeyri şəffaf dairəvi disk qoyulmuşdur. Disk ilk  $m$  sayda Frenel zonasını bağladığından,  $P$  nöqtəsinə gələn dalğalar üçün  $m+1$ -ci Frenel zonasından sonrakı bütün zonalar açıq olacaqdır. Bu halda yekun amplitud

$$\begin{aligned}
 A &= A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - A_{m+4} + \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \\
 &+ \left( \frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \left( \frac{A_{m+3}}{2} - A_{m+4} + \frac{A_{m+5}}{2} \right) + \quad (17.84) \\
 &+ \dots = \frac{A_{m+1}}{2}
 \end{aligned}$$

olar, çünki  $m \rightarrow \infty$  olduqda  $A_m = 0$  qəbul edilməlidir.

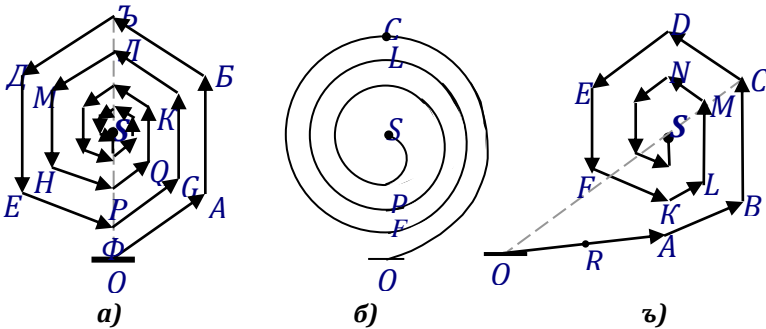
Buradan demək olar ki, ekran ilə işıqlanan nöqtə arasında disk qoyulduqda mərkəzi  $P$  nöqtəsində həmişə işıqlanma (!) alınır. Əgər  $m$  bağlı Frenel zonalarının sayı çox olmazsa,  $\frac{A_{m+1}}{2}$  elə  $\frac{A_1}{2}$  tərtibində olar və mərkəzi  $P$  nöqtəsində disk olmadığı hala uyğun işıqlanma müşahidə olunur. Disk çoxlu sayda Frenel zonasını bağlayarsa,  $P$



Шякил 17.20

nöqtəsində diskin kölgəsi alınar və həndəsi kölgənin mərkəzində işıqlı nöqtə müşahidə olunar.  $P$  nöqtəsindən ekran üzrə istənilən tərəfə yerdəyişmədə disk bir tərəfdən yeni zonanın açılmasına, əks tərəfdə isə  $(m+1)$ -ci zonanın bağlanmasına səbəb olar. Bu isə yekun intensivliyin azalması ilə nəticələnər və ekran üzrə intensivliyin paylanması şəkil 17.20-də təsvir olunmuş kimi qaranlıq və işıqlı halqaların növbələşməsi ilə nəticələnər. Mənzərənin mərkəzində isə həmişə işıqlı zolaq alınar. Diskin  $PO$  xətti boyunca hərəkəti yalnız  $P$  nöqtəsində intensivliyin qiymətini dəyişdirə bilər, onun paylanmasına isə təsir edə bilməz.

Difraksiya nəticəsində intensivliyin paylanmasını Frenel zonalarından gələn dalğaların amplitudlarını qrafiki üsulla toplayaraq təsvir etmək olar. Bunu yerinə yetirmək üçün hər bir Frenel zonasını mikrozonalara (şəkil 17.21,a-da 3 mikrozonaya) bölməklə hər mikrozonadan gələn amplituda nəzər yetirək. Frenel zonasının başlanğıcı ilə sonu arasında fazalar fərqi  $\pi$  olduğundan, mikrozonaların hər birinin amplitudu elə dönməyə məruz qalacaq ki, onları birləşdirən



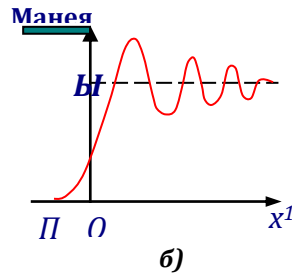
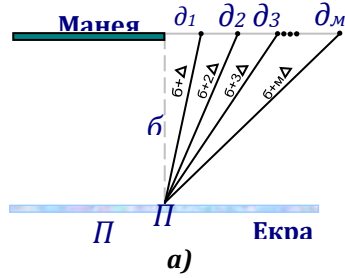
Шякил

düz xətt şaquli yönəlsin. Şəkil 17.21,a-da  $\vec{OA} + \vec{AB} + \vec{BC} = \vec{OC}$  I zonadan gələn amplitudların toplanmasını təsvir edir. II zonadan amplitud fazaca  $\pi$  qədər fərqləndiyindən, o şəkildə

$\overline{CD} + \overline{DE} + \overline{EF} = \overline{CF}$  kimi təsvir olunur. Beləliklə, ilk iki zona açıq olduqda, yekun amplitud  $OF$  düz xəttinin uzunluğu ilə təyin olunur. Mühakiməni davam etdirməklə müəyyən edərək ki, 3 Frenel zonası açıq olduqda intensivlik  $OL$ , 4 zona açıq olduqda  $OP$ , bütün zonalar açıq olduqda isə  $OS$  düz xətlərinin uzunluğu ilə təyin olunacaqdır. Əgər hər Frenel zonası üç yox, sonsuz miqdarda mikrozonalara bölünərsə, ziq-zaq xətlər spirala çevrilər. Bu spiral şəkil 17.21, b-də təsvir olunmuşdur və *Kornyu spirali* adlanır. Kornyu spirali istənilən difraksiya mənzərəsində işığın intensivliyinin paylanmasını təcəssüm etdirir.

Buna misal olaraq **qeyri-şəffaf düzbucaqlı maneənin kənarından yaranan difraksiya** mənzərəsinə nəzər

yetirək (şəkil 17.22). Tutaq ki, maneə müstəvisi dalğa səthinə uyğun gəlir və maneədən  $b$  məsafədə müşahidə ekranı yerləşdirilmişdir. Dalğa səthini şəkil 17.22,a-da təsvir olunmuş qaydada zonalara elə bölək ki, qonşu zonalardan ekrandakı  $P$  müşahidə nöqtəsinə qədər məsafələr eyni  $\Delta$  qədər fərqlənsin. Bu halda qonşu zonalardan gələn şüaların fazalar fərqi də eyni qədər fərqlənər. Belə zonalardan gələn şüaların amplitudunun zonanın nömrəsindən asılılığını onun sahəsini hesablamaqla təyin edə bilərik:



Шякил 17.22

$$d_1 + d_2 + \dots + d_m = \sqrt{(b + m\Delta)^2 - b^2} \approx \sqrt{2bm\Delta} \quad (17.85)$$

$\Delta \ll b$  olduğundan,  $\Delta^2$  iştirak edən hədd atılmışdır. Bu ifadəyə görə

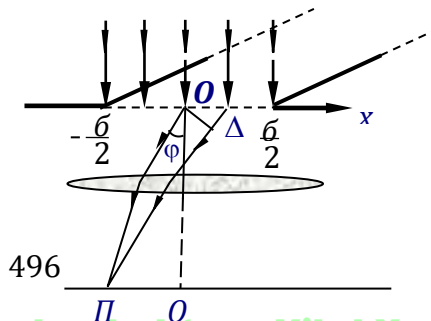
$$d_1 = \sqrt{2b\Delta} \quad \text{və} \quad d_m = d_1(\sqrt{m} - \sqrt{m-1}) \quad (17.86)$$

olar. Hesablamalar göstərir ki, zonanın ölçüsü  $d_1 : d_2 : d_3 : \dots = 1 : 0,41 : 0,32 \dots$  kimi zonanın nömrəsi artdıqca azalır. Deməli zonanın sahəsi onun nömrəsi artdıqca azalır və Huygens-Frenel prinsipinə görə amplitudun da qiyməti azalır. Dairəvi zonalar halında zonanın sahəsi onun nömrəsindən asılı olmayaraq eyni qiymətə malik idi. Baxılan halda isə amplitudun zonanın nömrəsindən asılı olaraq azalması daha böyük sürətlə baş verəcəkdir. Bu halda amplitudların toplanması şəkil 17.21,c-də təsvir olunan kimi olar. Bu təsvir əsasında ekranın kənarından sağa və sola intensivliyin paylanması şəkil 17.22,b-də təsvir olunmuşdur. Həndəsi kölgəyə («0»-dan sola) daxil olduqda açıq zonaların bir hissəsi bağlandığından,  $R$  mövqeyinə gələn amplitud yavaş-yavaş azalır, kölgədən sağa isə şəkil 17.21,c spiralından görüldüyü kimi intensivliyin  $I$  ətrafında artıb-azalması baş verir ki, bu da işıqlı və qaranlıq zolaqların növbələşməsinə səbəb olur. Bu zolaqlarda intensivliyin paylanması Kornyu spirali vasitəsilə hesablanır və şəkil 17.22,b-də təsvir olunmuşdur.

Beləliklə, qeyri şəffaf müstəvinin kənarından alınan difraksiya işığın həm həndəsi kölgəyə daxil olmasına, həm də interferensiya zolaqlarının alınmasına səbəb olaraq intensivliyin yenidən paylanması kimi özünü biruzə verir.

### § 17.11. Franhoufer difraksiyası (*Paralel şüaların difraksiyası*)

Uzunluğu eni  $b$ -yə nisbətən çox böyük olan yarığa müstəvi işıq dalğası düşən halı araşdıraraq (Şəkil 17.23). Əgər yarıqdan sonra toplayıcı linza qoyularsa,





linzanın fokal müstəvisində yerləşən ekranda paralel şüaların görüşməsi interferensiya ilə nəticələcəkdir. Düşən işıq dəstəsində bir-birindən  $x$  məsafədə yerləşən və  $\varphi$  bucağı altında meyl edərək  $P$  nöqtəsində görüşən şüaların yollar fərqi  $\Delta = x \sin \varphi$  fazalar fərqi isə  $\frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi$  kimi təyin olunur.

Burada  $\varphi$  difraksiya bucağı adlanır. Həndəsi optika nöqtəyi nəzərinə  $\varphi = 0$  və difraksiya yoxdur. Yarığın uzunluğu çox böyük olduğundan və rəq müstəvisinə perpendikulyar istənilən müstəvidə müşahidə olunan mənzərə eynilik təşkil edəcəkdir və buna görə də və rəq müstəvisi üzrə araşdırma ilə kifayətlənmək mümkündür. Şüaların meyl etdiyi  $\varphi$  bucağının mövcudluğu difraksiya hadisəsini biruzə verir. Yarığın  $b$  ölçüsü boyunca eni  $dx$  olan elementar zonalar ayıraq. Bu zonaların uzunluğu yarığın uzunluğuna bərabərdir və ayrılan zonaların hər birinin sahəsi yalnız  $dx$ -dən asılı olacaqdır.

Müstəvi dalğa üçün amplitud sabitdir və  $\varphi$  bucağının kiçik qiymətləri üçün  $K(\varphi)$  görünmə funksiyasının qiyməti sabit götürülə bilər. Bu halda Huygens-Frenel prinsipinin (17.67) ifadəsi

$$dE = dA \cdot \cos(\omega t - 2\pi x \sin \varphi / \lambda) \quad (17.87)$$

şəklini alır. Bu ifadədə zamandan asılı olmayan həddi

$$dA = C dx \quad (17.88)$$

kimi təyin edək. Burada  $C$ -hər hansı sabitdir. Ekranın hər hansı  $P$  nöqtəsinə yarıqda yerləşən Frenel zonalarının hamısından göndərilən işıq dalğalarının amplitudları cəmi  $A_0$  ilə işarə olunarsa,  $C$  sabiti

$$A_0 = \int_0^b dA = \int_0^b C dx = C \cdot b \Rightarrow C = \frac{A_0}{b} \quad (17.89)$$

kimi təyin oluna bilər. Onda Frenel zonasından gələn işığın amplitudu

$$dA = \frac{A_0}{b} dx \quad (17.90)$$

olar. Bu ifadəni nəzərə aldıqda Hüyükens-Frenel prinsipinin (17.87) ifadəsi

$$dE_\varphi = \frac{A_0}{b} \cdot \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi\right) dx \quad (17.91)$$

şəklinə düşər. Bu ifadə elementar zonadan  $\varphi$  bucağı istiqamətində göndərilən müstəvi dalğanın tənliyini ifadə edir. Ekranın hər hansı  $P$  nöqtəsində alınan yekun dalğa intensivliyini təyin etmək üçün bu ifadə yarığın eni boyunca inteqrallanmalıdır:

$$\begin{aligned} E_\varphi &= \int_{-b/2}^{b/2} dE_\varphi = \frac{A_0}{b} \int_{-b/2}^{b/2} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \cdot \sin \varphi\right) dx = \\ &= \frac{A_0}{b \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \sin \varphi} \left[ \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \cdot \sin \varphi\right) \right]_{-b/2}^{b/2} = \quad (17.92) \\ &= \frac{A_0}{2 \frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi} \left[ \sin\left(\omega t + \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right) - \sin\left(\omega t - \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right) \right] \end{aligned}$$

Sinuslar fərqi ni hasilə çevirərək, (17.92) ifadəsini zamandan asılı olan və olmayan hissələrə ayıraraq:

$$E_\varphi = \frac{A_0}{\frac{b\pi \sin \varphi}{\lambda}} \sin \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} \cos(\omega t) = A_\varphi \cos \omega t \quad (17.93)$$

$A_\varphi$  - ilə işarə olunan ifadə  $\varphi$  bucağı altında  $P$  nöqtəsinə göndərilən dalğaların toplanmasından alınan yekun amplitudu təyin edir. Işığın intensivliyi amplitudun kvadratı ilə təyin olunduğundan, uyğun intensivlik

$$I_{\varphi} \cong E_{\varphi}^2 \cong A_0^2 \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}\right)^2} = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}\right)^2} \quad (17.94)$$

olar. Burada  $I_0$  difraksiya olmadıqda işığın intensivliyidir. Bu ifadəni araşdıraq.

$$\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} = k\pi \quad (17.95)$$

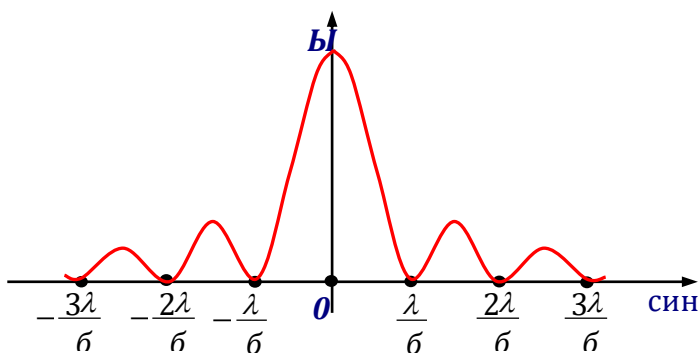
şerti ödənildikdə ifadənin surəti

$$\sin \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda} = 0 \quad (17.96)$$

olur. Burada  $k = \pm 1, \pm 2, \dots$  qiymətlərini alır.  $k = 0$  olduqda  $\varphi = 0$  şərti ödənilir və məşhur

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin x}{x} = 1 \quad (17.97)$$

limitindən istifadə edərək  $I_{\varphi} = I_0$  olduğunu alırız. Beləliklə, ekranın mərkəzində bütün yarığa düşən şüalar yığışaraq bir-birini gücləndirir.  $k$ -nın sıfırdan fərqli istənilən qiymətində (17.97) limiti ödənilmir və (17.95) şərtini ödəyən dalğalar



Шякил 17.24

üçün  $I_{\varphi} = 0$  olur. (17.96) şərtində sadə çevirmələr aparmaqla ekranda qaranlıq mövqeləri təyin edərik:

$$b \sin \varphi = k \lambda . \quad (17.98)$$

Bu interferensiyanın minimumluq şərtinə uyğun gəlir və

$$\sin \varphi = \pm k \lambda / b \quad (17.99)$$

bucaqları altında meyl edən şüaların toplanma nöqtələrində qaranlıq alınır (şəkil 17.24-də  $\pm \lambda / b, \pm 2 \lambda / b, \pm 3 \lambda / b \dots$  nöqtələri).

İki qonşu minimum arasındakı maksimuma uyğun difraksiya bucağı

$$\sin \varphi = \frac{\frac{\lambda}{b} + \frac{2 \lambda}{b}}{2} = \frac{3 \lambda}{2 b} \quad (17.100)$$

qiymətinə uyğun gələcəkdir. Bu nöqtədə intensivliyi  $\sin \varphi$  -nin bu qiymətini (17.94) -də nəzərə almaqla hesablayaq:

$$I_1 = I_0 \frac{\sin^2 \left( \frac{\pi b}{\lambda} \cdot \frac{3 \lambda}{2 b} \right)}{\left( \frac{\pi b}{\lambda} \cdot \frac{3 \lambda}{2 b} \right)^2} = \frac{I_0}{\left( \frac{3 \pi}{2} \right)^2} = \frac{I_0}{22} \cong 0,045 I_0 \quad (17.101)$$

Beləliklə, mərkəzdəki işıqlı nöqtədən solda və sağda birinci maksimumlarda intensivlik mərkəzi maksimuma nəzərən təxminən 22 dəfə kiçik olur.  $\sin \varphi$  -nin  $\frac{5 \lambda}{2 b}; \frac{7 \lambda}{2 b} \dots$

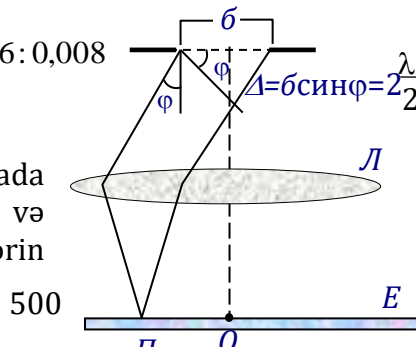
qiymətlərinə uyğun sorakı maksimumlarda intensivliyin monoton azalması baş verəcəkdir və bu azalma

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,008$$

$$(17.102)$$

kimi təsvir oluna bilər.

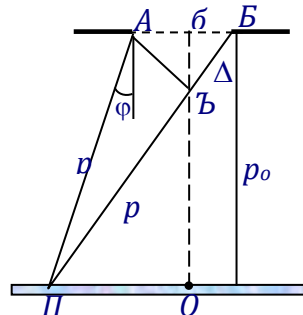
İndi də difraksiyada alınan maksimum və minimuma uyğun şərtlərin



fiziki mahiyyətini araşdıraraq. (17.99) ifadəsinə uyğun  $b \sin \varphi = \pm k \lambda$  şərtində  $b \sin \varphi$  yarığın sərhəd nöqtələrindən göndərilən şüalar arasında yollar fərqi təyin edir (şəkil 17.25). Bu yollar fərqi dalğa uzunluğunun tam misillərinə bərabər olması yarıqda *yarımdalğa uzunluğunun cüt misillərinin yerləşməsinə* uyğun gəlir. Yarıqda cüt sayda Frenel zonasının yerləşməsi halında qonşu zonalardan gələn dalğaların bir-birini cüt-cüt söndürməsi baş verir və nəticədə minimum işıqlanma (qaranlıq) alınır. Difraksiya bucağının müəyyən qiymətində  $b \sin \varphi = (2k + 1) \lambda / 2$  şərti ödəndikdə, yarıqda yerləşən zonaların sayı tək olur və söndürülməmiş qalan zona nisbi maksimumun müşahidəsinə səbəb olur.

Şəkil 17.24-dən görüldüyü kimi mərkəzi «0»-cı maksimumun eni  $\delta \varphi = 2 \arcsin \frac{\lambda}{b}$  kimi təyin olunur. Əgər  $b < \lambda$  olarsa, minimumlar yaranmaz və yalnız mərkəzi maksimumdan yanlara doğru intensivliyin monoton azalması müşahidə olunur.  $b \gg \lambda$  olduqda isə  $\delta \varphi = \frac{2\lambda}{b}$  kimi kiçik qiymətə malik olar və difraksiyanın müşahidəsi çətinləşir. Beləliklə, ***difraksiyanın yaxşı müşahidə olunması üçün yarığın ölçüsü dalğa uzunluğu ilə müqayisə olunan tərtibdə olmalıdır.***

Konkret halda hansı növ (Frenel və ya Franhoufer) difraksiyalarının baş verməsini, həm də difraksiyanın hiss olunmaması şəraitini aydınlaşdıraraq. Eni  $b$  olan yarığa sferik dalğayy düşdükdə,  $\varphi$  bucağı altında difraksiyaya uğrayaraq  $P$  nöqtəsinə gələn kənar şüalar arasında  $CB$  yollar fərqi



Шякил

təyin etmək üçün kosinuslar teoremindən istifadə edək.

$\angle PAB = (90^\circ + \varphi)$  olduğundan,  $(r + \Delta)^2 = r^2 + b^2 + 2rb \sin \varphi$

olar.  $\Delta$  yollar fərqi çox böyük olmadıqda,  $\Delta^2$ -ni nəzərdən atmaqla sadə çevrilmələrdən sonra onun qiyməti

$$\Delta = \frac{b^2}{2r} + b \sin \varphi \quad (17.103)$$

kimi təyin olunur. Ekran çox uzaqda yerləşdikdə, gələn şüalar üçün  $r \rightarrow \infty$  götürülə bilər və yollar fərqi  $\Delta_\infty = b \cdot \sin \varphi$  - Franhoufer difraksiyası halı üçün yollar fərqinin (17.98) ifadəsinə uyğun gəlir.  $r$  - sonlu qiymət aldıqda, difraksiya mənzərəsi  $\Delta - \Delta_\infty$  fərqinin dalğa uzunluğu ilə münasibətindən

asılı olacaqdır. Bu fərq (17.103) ifadəsinə görə  $\frac{b^2}{2r}$  kimi təyin

olduğundan,  $\frac{b^2}{2r} \ll \lambda$  olduqda Franhoufer,  $\frac{b^2}{2r} \approx \lambda$  şərtində

isə Frenel difraksiyalarına uyğun hal alınır.  $\frac{b^2}{2r} \gg \lambda$  şərti

difraksiyanın müşahidə olunmamasına uyğun olmaqla həndəsi optika qanunlarının tətbiq oluna bilməsi həddünü təyin edir. Şəkil 17.26-da ekrana qədər məsafə  $r_0$  isə, yarığın ortasına nəzərən yerləşən  $m$  sayda Frenel zonaları üçün

$$r_0^2 + \left(\frac{b}{2}\right)^2 = \left(r_0 + m \frac{\lambda}{2}\right)^2 \Rightarrow m = \frac{b^2}{4\lambda r_0} \cong \frac{\Delta - \Delta_\infty}{\lambda} \quad (17.104)$$

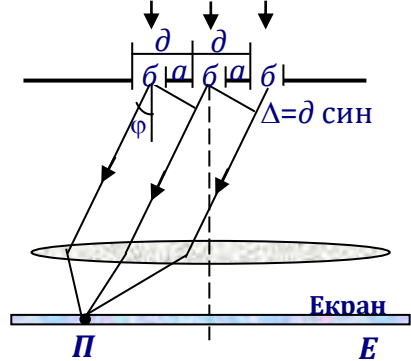
olar. (17.104) şərtində yuxarıda göstərilənlər nəzərə alınarsa,  $m \ll 1$  Franhoufer difraksiyasına,  $m \approx 1$  Frenel difraksiyasına,  $m \gg 1$  şərti isə həndəsi optikaya uyğun gəlir.

Beləliklə, ***əgər mərkəzi Frenel zonasının çox kiçik bir hissəsi açıq olarsa, Franhoufer difraksiyası, ilk bir neçə zona açıq olarsa Frenel difraksiyası müşahidə olunacaqdır. Çoxlu Frenel zonası açıq olduqda isə difraksiya müşahidə***

**olunmaz və yalnız bu halda işıq hadisələrinə həndəsi optika qanunlarını tətbiq etmək olar.**

### § 17.12. Difraksiya qəfəsi

Şəffaf olmayan lövhədə böyük miqdarda eyni  $b$  ölçülü və bir-birindən eyni  $a$  məsafəsində yerləşən yarıqlar çoxluğuna difraksiya qəfəsi deyilir. Qonşu yarıqların mərkəzləri arasında məsafə  $d = a + b$  difraksiya qəfəsinin periodu adlanır. Difraksiya qəfəsinin qarşısına toplayıcı linza qoyulduqda ekranda müstəvi işıq dalğalarından alınan difraksiya mənzərəsinə nəzər yetirək (şəkil 17.27). Hər yarıqdan ayrılıqda Fraunhofer difraksiyaları nəticəsində intensivliyin paylanması ilə yanaşı  $N$  sayda qonşu yarıqlardan kohorent şüaların interferensiyası baş verəcək və bu iki hadisə toplanaraq  $E$  ekranında yekun mənzərəni formalaşdıracaqdır. Əgər qonşu yarıqlardan  $P$  nöqtəsinə gələn dalğalar kohorent deyilsə, sadəcə həmin nöqtədə intensivlik  $N$  dəfə artaraq  $I = N \cdot I_\varphi$  olar. Burada  $I_\varphi$  bir yarıqdan  $\varphi$  bucağı altında difraksiya edən şüaların intensivliyidir.



Шякил 17.27

Kohorentlik radiusunun qəfəsin ölçülərindən böyük olan qiymətlərində qəfəsin qonşu yarıqlarından gələn şüaların interferensiyası baş verir. Qonşu şüalar arasında fazalar fərqi  $\delta$  olduqda  $\varphi$  bucağı altında meyl edən  $N$  sayda kohorent şüanın interferensiyasında intensivliyin paylanması (17.61) ifadəsinə görə

$$I_{\text{qəfəs}} = I_{\varphi} \cdot \frac{\sin^2 N\delta/2}{\sin^2 \delta/2} \quad (17.105)$$

olar. Şəkildən görüldüyü kimi iki qonşu yarıqdan gələn şüa arasında yollar fərqi

$$\Delta = d \sin \varphi, \quad (17.106)$$

fazalar fərqi isə

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi \quad (17.107)$$

olar. Bir yarıqdan difraksiya halında intensivliyin paylanması  $I_{\varphi}$  üçün (17.94) ifadəsini nəzərə alsaq, yekun olaraq difraksiya qəfəsindən alınan mənzərədə intensivliyin paylanması

$$I_{\text{qəfəs}} = I_0 \frac{\sin^2 \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}}{\left(\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}\right)^2} \cdot \frac{\sin^2 \frac{\pi N d \sin \varphi}{\lambda}}{\sin^2 \frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda}} \quad (17.108)$$

olar. Burada  $I_0$  bir yarığa düşən işıq intensivliyidir. Bu ifadədə  $b \sin \varphi = \pm m\lambda$  ödənildikdə,  $m \neq 0$  şərtində  $I_{\varphi} = 0$  olduğundan  $I_{\text{qəfəs}} = 0$  olar.  $m = 0$  olsa,  $\sin \varphi = 0$  və (17.97) ifadəsinə görə  $I_{\varphi} = I_0$  olur, yəni linzanın mərkəzi ilə üz-üzə ekranın  $O$  nöqtəsində maksimum alınır. İkinci vuruğa Lopital qaydasını tətbiq edərək

$$\lim_{\delta/2 \rightarrow 0} \frac{\sin^2 N\delta/2}{\sin^2 \delta/2} = N^2 \quad (17.109)$$

olduğunu alarıq. Bu şərtin alınması üçün istifadə edilən fazalar fərqi «0» olması (17.107) ifadəsində nəzərə alınarsa, maksimum üçün difraksiya bucağının qiymətləri təyin edilir:

$$\sin \delta/2 = 0 \Rightarrow \Delta \frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda} = \pi m \Rightarrow d \sin \varphi = m\lambda. \quad (17.110)$$



Beləliklə, meyl bucağının  $\sin \varphi = \frac{m\lambda}{d}$ , ( $m = 0, 1, 2, \dots$ )

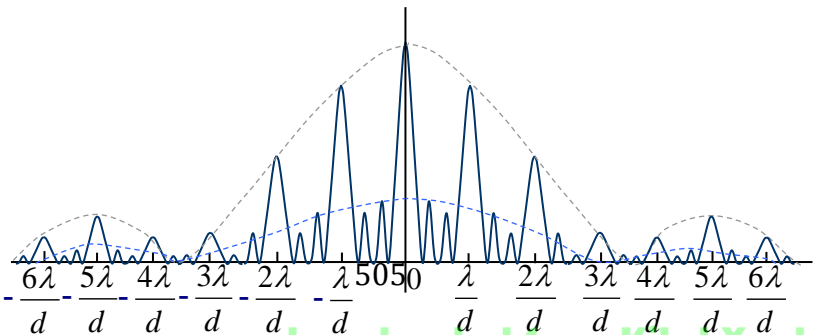
qiymətlərində qonşu yarıqlardan gələn şüalar toplanaraq bir-birini gücləndirər və nəticədə intensivlik  $N^2$  dəfə (*amplitud*  $N$  dəfə) böyüyər. Bu şərti ödəyən bucaqlar bir yarıqdan difraksiyada alınan zolağın daxilinə uyğun gəlir, çünki  $d \gg b$  və  $\frac{\lambda}{b} \gg \frac{\lambda}{d}$  olur. (17.110) ifadəsi **qəfəsin baş maksimumları**

**şərti,  $m$  isə baş maksimumun tərtibi adlanır.**  $m = 0$  olarsa,  $\sin \varphi = 0$  və «0»-cı baş maksimum ekranın mərkəzdə yerləşər. Mərkəzdən həm sağda, həm də solda I, II və s. maksimumlar alınır. Beləliklə difraksiya qəfəsində bir yarıqdan alınan difraksiya mənzərəsi zolaqları  $d/b$  sayda (mərkəzi zolaq  $2d/b$  sayda) zolağa parçalanır və hər yeni zolaqda intensivlik  $N^2$  dəfə artır.

Baş maksimumlar arasında  $d \sin \varphi = \frac{m'}{N} \lambda$  ( $m' \neq Np - p$  -

tam ədəddir,  $m' = Np$  olduqda yuxarıda təhlil olunan hal alınır) şərti ödəndikdə minimumlar, onlar arasında isə əlavə maksimumlar müşahidə olunmalıdır.  $d = 4b$  şərti üçün difraksiya qəfəsində alınan mənzərə şəkil 17.28-də təsvir olunmuşdur.

Punktirlə qeyd olunan xətt bir yarıqdan difraksiyada alınan intensivliyin  $N^2$ -na vurulmasından alınmışdır. Dördüncü və səkkizinci baş maksimumlar bir yarıqdan difraksiyanın minimumuna uyğun gəldiyindən, həmin



yerlərdə qaranlıq alınır. Müşahidə olunan baş maksimumların sayı qəfəs sabiti  $d$  ilə dalğa uzunluğu  $\lambda$ -nın münasibətindən asılıdır. Məlum olduğu kimi sinus funksiyası üçün  $\sin \varphi \leq 1$  şərti ödənilir. Bu səbəbdən difraksiya qəfəsində alınan baş maksimumların sayı  $m \leq \frac{d}{\lambda}$  şərti ilə hüdudlanır.

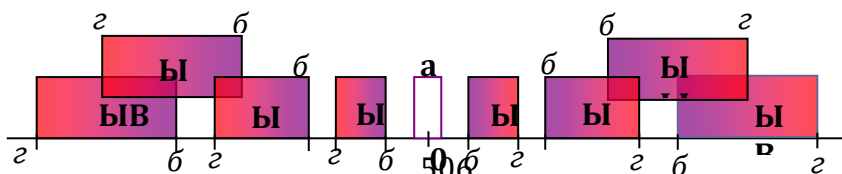
Qəfəsdən alınan difraksiya mənzərəsində baş maksimumun enini təyin etmək üçün sağdan və soldan əlavə minimumların fərqi götürülməlidir. Bu minimumlar  $d \sin \varphi = \frac{m}{N} (m \neq N)$  şərti ödənildikdə müşahidə olunduğundan, mərkəzi maksimumun bucaq eni

$$\delta \varphi = 2 \arcsin \frac{\lambda}{Nd} \Rightarrow d\varphi \cong \frac{2\lambda}{Nd} \quad (17.111)$$

kimi təyin olunur. Sıfırdan fərqli hər hansı  $m$ -ci baş maksimumun eni analoji üsulla hesablanı bilər.  $N \cdot d$  difraksiya qəfəsinin uzunluğuna bərabər olduğundan demək olar ki, baş maksimumun eni qəfəsin uzunluğu ilə tərs mütənasibdir. Eyni zamanda baş maksimumun tərtibi artdıqca bucaq eni də artır. Nəhayət, sıfırdan fərqli hər hansı baş maksimumun vəziyyəti  $\lambda$  dalğa uzunluğundan asılıdır.

Qəfəs ağ işıqla işıqlandırılarsa, «0»-cı mərkəzi maksimumdan başqa müxtəlif tərtibli maksimumlarda bənövşəyi ( $b, \lambda = 0,4 \text{ mkm}$ ) rəng qəfəsin mərkəzinə doğru, qırmızı ( $q, \lambda = 0,76 \text{ mkm}$ ) rəng isə kənarına doğru olmaqla əlvan rənglərə ayrılacaqlar. Bu amil difraksiya qəfəsindən spektral cihaz kimi monoxromatik işıq almaq üçün istifadə etməyə imkan yaradır.

Şəkil 17.29-də difraksiya qəfəsi ağ işıqla



Шякил

işıqlandırıldıqda müxtəlif tərtib maksimumlarda rənglər  $b$  bənövşəyidən  $q$  qırmızıya təsvir edilmişdir. Sıfırıncı maksimumun vəziyyəti dalğa uzunluğundan asılı olmayıb, eni (17.111) ifadəsinə görə  $\lambda$ -dan asılı olduğundan, yalnız sərhəd rəngli alınacaqdır. Birinci tərtib spektr mərkəzi ağ zolaqdan solda və sağda əlvan rənglərə ayrılacaqdır. Baş maksimumun tərtibi böyüdükcə spektrin eni artdığından, elə bir hal müşahidə olunacaq ki,  $\varphi_{qr}^{(m)} \cong \varphi_{bcn}^{(m+1)}$  şərti reallaşacaq və qonşu maksimumların spektrlərinin qarışması baş verəcəkdir  $\lambda_{qr} = 0,76 \text{ mkm}$ ,  $\lambda_{bcn} = 0,4 \text{ mkm}$  olduğundan, qonşu spektr tərtiblərinin bir-birini örtməsi  $m$ -in aşağıda təyin olunan qiymətində baş verəcəkdir:

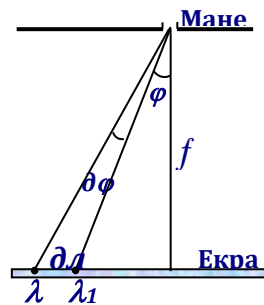
$$\sin \varphi_{qr}^m \geq \sin \varphi_{bcn}^{m+1} \Rightarrow m \cdot \frac{0,76}{d} \geq (m+1) \cdot \frac{0,4}{d} \Rightarrow m \geq \frac{10}{9} = 1,1 \dots$$

Beləliklə, difraksiya qəfəsində yalnız I tərtib baş maksimum təmiz alınır. İkinci tərtibin qırmızı tərəfdən rəngləri isə III tərtibin bənövşəyi tərəfdən rəngləri ilə qarışır. Ona görə də difraksiya qəfəsi əsasında fəaliyyət göstərən spektral cihazların əksəriyyəti I tərtib maksimumun əsasında fəaliyyət göstərir. Belə cihazların əsas xarakteristikaları **difraksiya** və **ayırdetmə qabiliyyətidir**.

Spektral cihazda alınan spektrdə dalğa uzunluğu bir-birindən vahid ( $1\text{Å}^\circ$ ) qədər fərqlənən iki xətt arasındakı məsafə **xətti difraksiya**, bucaq məsafəsi isə **bucaq difraksiyası** adlanır (şəkil 17.30). Bucaq difraksiyası

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad (17.112)$$

kimi təyin olunur. Baş



Шякил

maksimumluq şərtindən törəmə alıb bucaq difraksiyasını təyin edək:

$$d \cdot \cos \varphi d\varphi = md\lambda \Rightarrow \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi} = \frac{m}{d} = D \quad (17.113)$$

$\varphi$ -bucağı kiçik olduqda  $\cos \varphi \cong 1$  götürülmüşdür. Göründüyü kimi, qəfəs sabiti kiçik olduqca bucaq difraksiyası daha da böyük olur. Maksimumun tərtibi böyüdükcə də  $D$ - bucaq difraksiyası artır. Xətti difraksiya şəkil 17.30-a görə

$$D_{xətti} = \frac{dl}{d\lambda} = \frac{fd\varphi}{d\lambda} = fD \quad (17.101)$$

kimi təyin olunur. Burada  $f$  qəfəsdən ekrana qədər məsafə, qəfəsdən sonra linza qoyulduqda isə linzanın fokus məsafəsidir.

Spektral cihazın ayırdetmə qabiliyyəti

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} \quad \text{kimi} \quad \text{adsız}$$

kəmiyyətə deyilir. Burada  $d\lambda$  ayrı-ayrılıqda qeyd oluna biləcək ən yaxın  $\lambda$  - ya malik iki xəttin dalğa uzunluqları fərqi (Şəkil 17.31). *Releyin* təyininə

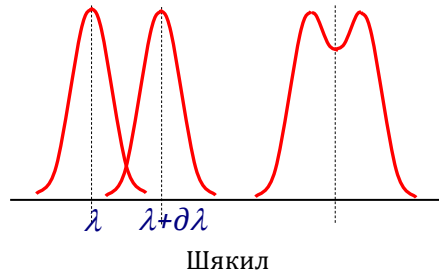
görə müxtəlif dalğa uzunluqlarına malik iki qonşu şüalanma xətti o zaman ayırd edilir ki, onlardan birinin maksimumu digərinin minimumu ilə üst-üstə düşsün. Belə təyinat  $\delta\lambda$ -nı təyin etməyə imkan yaradar:  $m$ -ci maksimum  $\lambda + \delta\lambda$  dalğa uzunluğuna malikdirsə,

$$d \sin \varphi_{\max} = m(\lambda + \delta\lambda) \quad (17.114)$$

Buna yaxın  $\lambda$  dalğa uzunluğu üçün minimumluq

$$d \sin \varphi_{\min} = (m+1/N)\lambda \quad (17.115)$$

olar. *Reley* şərtindən istifadə edərək bu ifadələri birləşdirib ayırdetmə qüvvəsi üçün  $\lambda/d\lambda = R = mN$  alırıq. Müəyyən



tərtibli maksimumda difraksiya qəfəsinin ayırdetmə qüvvəsi qəfəsin yarıqlarının sayı ilə düz mütənasib olmaqla difraksiya tərtibi artdıqca daha böyük olur.

### § 17.13. Rentgen şüaları və onların difraksiyası

1895-ci ildə alman alimi V.Rentgen dalğa uzunluğu  $10^{-4} \div 10^3 \text{ \AA}$  ( $10^{-14} \div 10^{-7} \text{ m}$ ) olmaqla elektromaqnit dalğaları şkalasında ultrabənövşəyi şüalarla  $\gamma$ -şüalar aralığında mövqe tutan şüalanmanı kəşv etmişdir. *Rentgen şüaları* adlanan bu şüaların kəşfinə görə alim fizika üzrə ilk Nobel mükafatına layiq görülmüşdür. Dalğa uzunluğuna görə  $\lambda > 2\text{ \AA}$  ( $2 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ ) **yumşaq**,  $\lambda < 2\text{ \AA}$  isə **sərt** rentgen şüaları adlandırılırlar.

Rentgen şüaları əsasən yüksək sürətlə hərəkət edən yüklü zərrəciklərin tormozlanması və ya onların maddə ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində əmələ gəlirlər. Belə rentgen şüaları xüsusi rentgen borularında alınır. Radioaktiv izotoplar da bir sıra hallarda sərt rentgen şüalarının mənbəyi ola bilərlər. Sonuncu halda şüalanma intensivliyi rentgen borularına nisbətən xeyli kiçik olur. Belə şüaların təbii mənbəyi kimi Günəşi və başqa kosmik obyektləri göstərmək olar.

Rentgen şüalarının spektri (intensivliyin dalğa uzunluğundan asılılığı) *kəsilməz* və *zolaqlı* (diskret) ola bilər. Kəsilməz srektrə malik Rentgen şüaları yüklü zərrəciklərin hər hansı vasitə ilə tormozlanması prosesində buraxılır. Belə şüaların tezliyinin ən böyük  $\nu_0$  (dalğa uzunluğunun ən kiçik  $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$  -  $c$  işığın vakuumda sürətidir) qiyməti tormozlanan zərrəciyin kinetik enerjisi ilə təyin olunur. Əgər elektronların sürətlənməsi  $V$  gərginliyində baş verirsə, onun malik olduğu kinetik enerji  $E_k = eV$ , tormozlanma zamanı buraxılan rentgen şüasının tezliyi isə

$$\nu_0 = \frac{eV}{h} \quad (17.116)$$

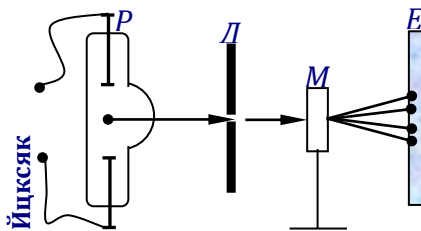
kimi təyin olunur. Burada  $h$  - Plank sabitidir ( $h = 6,63 \cdot 10^{-3} C \cdot san$ ). Bu üsulla alınan şüarın spektrində  $\nu_0$  - dan kiçik ( $\lambda_0$ -dan böyük) bütün tezliklərə malik rentgen şüaları mövcud olur və buna görə belə spektrlər **kəsilməz** (*bütöv*) olur.

**Zolaqlı (diskret) rentgen spektrləri materialı (ağır elementləri) sürətli zərrəciklərlə bombaladıqda nüvəyə yaxın elektron təbəqələrinin həyəcanlaşması nəticəsində yaranır. Zolaqlı spektrə malik rentgen şüaları yaratmaq üçün yüklü zərrəciklərin enerjisi materialdan xaric olunan şüa enerjisindən dəfələrlə böyük olmalıdır.**

Bildiyimiz kimi, difraksiya mənzərəsinin ən yaxşı müşahidəsi difraksiya qəfəsi periodunun işığın dalğa uzunluğu tərtibində olması şəraitində reallaşır. Kristal cisimlərin qəfəsində atomlar arasında məsafə rentgen şüalarının dalğa uzunluğu ilə uyğunluq təşkil edir. Qəfəsin düyünlərində yerləşən atomlar qeyri şəffaf, onlar arasındakı fəza isə şəffaf olmaqla periodik təkrarlanır və belə obyekt rentgen şüaları üçün difraksiya qəfəsi rolunu oynaya bilər. İlk dəfə 1912-ci

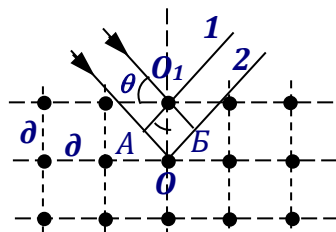
ildə Laue qəfəs sabiti  $10^{-10} m$  olan kristal quruluşa malik cisimlərdən rentgen şüalarının difraksiyasını müşahidə etmişdir. Laue təcrübələrinin prinsipial sxemi şəkil 17.32-də təsvir olunmuşdur.

Rentgen borusunda yüklü zərrəciklərin tormozlanması vasitəsi ilə alınan bütöv spektrə malik rentgen şüaları  $D$  diafraqması vasitəsi ilə paralel



Шякил

510



Шякил

dəstə şəklinə salınaraq  $M$  monokristalını həyəcənlaşdırır.  $E$  ekranında yerləşən fotolövhədə nümunədən keçən (və ya əks olunan) şüaların difraksiya və ya interferensiyası qeyd olunur. Laue təcrübələrində fotolövhədə nizamlı düzülüşə malik nöqtələr çoxluğu aşkarlanmışdır. Alınan şəklə *Lauqram* deyilir. Lauqramın tədqiqindən difraksiya verən obyektin, monokristal olması, onun təkmilliyi, qəfəs sabiti və elementar kristal qəfəsinin növü təyin oluna bilər. Bu əsasda tədqiqat apararı sahə **kristalloqrafiya** adlanır.

Tutaq ki, dalğa uzunluğu  $\lambda$  olan monoxromatik rentgen şüaları qəfəsdəki atomları qara dairələr kimi təsvir olunan kristaldan səpilirələr (şəkil 17.33). Atomlar arasındakı məsafə  $d$  olduqda müxtəlif qatlardan əks olunan 1 və 2 şüaları koherent olduqlarından, interferensiya edə bilərlər. Buna görə də müəyyən istiqamətlər üzrə bu şüaların bir-birini qarşılıqlı gücləndirməsi və zəiflətməsi mümkündür. 1 və 2 şüaları arasında yollar fərqi şəklə görə

$$\Delta = AO + OB \quad (17.117)$$

kimi təyin olunur. Düşmə bucağını  $90^\circ$ -yə tamamlayan  $\theta$  bucağından (buna *sürüşmə bucağı* deyilir) istifadə edərək yollar fərqi hesablayaq:

$$AO = OB = OO_1 \sin \theta = d \sin \theta \Rightarrow \Delta = 2d \sin \theta \quad (17.118)$$

Interferensiya nəticəsində o dalğalar bir-birini gücləndirərək fotolövhədə tutqun nöqtələr verəcək ki, yollar fərqi maksimumluq şərtini

$$2d \sin \theta = m\lambda; \quad m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots \quad (119)$$

ödəsin. Bu ifadə **Vulf-Breqq şərti** adlanır. Məsələn, atomları arasında məsafə  $d = 3,029 \text{ \AA}$  olan *kalsit* kristalında  $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$  dalğa uzunluğuna malik rentgen şüalarında 1-ci tərtib maksimum ( $m = 1$ ) sürüşmə bucağının  $\theta = 14^\circ 10'$  qiymətində müşahidə olunur.

Vulf-Breqq şərtində maksimum işıqlanmaya uyğun nöqtələr çoxluğu iki kəmiyyətdən - mühitin qəfəs sabiti  $d$ -dən və rentgen şüalarının  $\lambda$  dalğa uzunluğundan asılıdır. Bu

parametrlərdən birinin məlum olması şəraitində digərini (17.119) ifadəsi əsasında təyin etmək mümkündür. Beləliklə, rentgen şüalarının difraksiyasının öyrənilməsi iki istiqamətdə aparılır:

Məlum dalğa uzunluğuna malik rentgen şüalarından istifadə etməklə difraksiya mənzərəsi əsasında materialın naməlum  $d$  qəfəs sabiti təyin olunur. Belə tədqiqatlar **rentgen-struktur təhlil** adlanır və elmi işlərdə geniş istifadə olunur.

Kristal quruluşu və qəfəs sabiti  $d$  məlum olan materialdan alınan rentgen şüalarının difraksiyasının  $m$  tərtibinə və  $\theta$  bucağının qiymətinə görə (17.119) ifadəsindən rentgen şüalarının dalğa uzunluğu təyin olunur. Bu tədqiqatlar **rentgen spektroskopiyası** adlanır.

## XVIII FƏSİL. IŞIĞIN POLYARLAŞMASI

Işığın dalğa nəzəriyyəsinin möhkəmlənməsində yalnız eninə dalğalara şamil olunan *polyarlaşma* hadisəsinin müstəsna rolu olmuşdur. Interferensiya və difraksiya hadisələri istənilən dalğa prosesində müşahidə oluna bilər. Polyarlaşma hadisəsi isə işığın məhz eninə dalğa olmasını sübuta yetirməklə, Maksvellin elektromaqnit nəzəriyyəsinin doğru olmasını isbat etmişdir. Işıq dalğalarının eninə dalğa olması Maksvell nəzəriyyəsindən xeyli qabaq, XVII əsrdə qoşa şüasının islandiya şpatında (*heksaqonal quruluşlu  $CaCO_3$* ) müşahidəsi və işığın şüşə səthindən əksoluması təcrübələrindən irəli sürülmüşdür. Polyarlaşmış işıq şüalarının interferensiyasını müşahidə edən Yunq 1816-cı ildə bu müddəanı tam sübuta yetirmişdir.

### § 18.1. Xətti və elliptik polyarlaşmış işıq

Işığın elektromaqnit dalğası kimi yayılmasında  $E$  elektrik (və ya ona perpendikulyar  $H$  maqnit) vektorunun istiqaməti nizamlanarsa, yəni onun istiqaməti istənilən zaman anında təyin oluna bilirsə, belə işıq **polyarlaşmış işıq** adlanır.



Işıq şüasına perpendikulyar müstəvidə elektrik vektoru nizamsız olaraq istənilən vəziyyəti ala bilirsə, bu **təbii işıq** adlanır.

Biri birinə perpendikulyar eyni müstəvidə  $x$  və  $y$  oxları üzrə əlahiddə baş verən rəqslərə nəzər yetirək (şəkil 18.1a):

$$E_x = A_x \cos \omega t \quad E_y = A_y \cos(\omega t + \alpha) \quad (18.1)$$

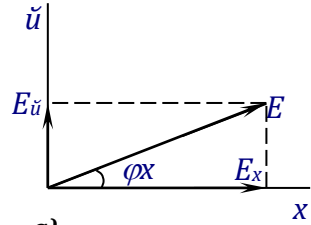
Yekun rəqşin amplitudunu və  $x$  oxundan meyl bucağı:

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y \quad \text{və} \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{E_y}{E_x} = \frac{A_y \cos(\omega t + \alpha)}{A_x \cos \omega t} \quad (18.2)$$

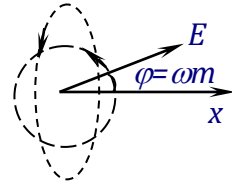
olar. Əgər  $\alpha$  parametri zamandan asılı olaraq xaotik dəyişərsə, yəni toplanan rəqslər koherent olmazsa,  $\varphi$  bucağının qiyməti da xaotik dəyişər və yekun rəqşin istiqaməti təyin oluna bilməz. Beləliklə, *təbii işıq elektromaqnit dalğası olaraq biri birinə perpendikulyar müstəvi üzrə polyarlaşmış iki eyni amplitudlu qeyri koherent dalğanın toplanması kimi təsvir oluna bilər.*

Əgər  $E_x$  və  $E_y$  koherent olarsa, fazalar fərqi zamandan asılı olmaz ( $\varphi(t) = \text{const}$ ) və işığın yayılması müddətində yekun  $E$  vektorunun  $x$  oxuna nəzərən vəziyyəti dəyişməz qalar. Işığın yayılma istiqaməti və  $E$  vektorundan müstəvi keçirilərsə, işığın yayılmasında elektrik vektoru həmişə bu müstəvi üzərində qalar. Belə işıq **xətti və ya müstəvi polyarlaşmış işıq** adlanır. Tarixən təsvir olunan müstəvi **rəqs müstəvisi**, ona perpendikulyar keçirilən müstəvi isə **polyarlaşma müstəvisi** adlandırılmışdır.

Xüsusi halda  $A_1 = A_2$ , fazalar fərqi  $\alpha = \pm\pi/2$  olarsa, (18.1) ifadəsindən  $tg\varphi = \pm tg\omega t$  alınar, yəni işığın yayılması prosesində rəqs müstəvisi (polyarlaşma müstəvisi) şüa ətrafında sabit  $\omega$  bucaq sürəti ilə fırlanır (şəkil 18.1, b). Belə işıq **dairəvi polyarlaşmış işıq** adlanır. Toplanan iki perpendikulyar rəqsin cəmi ellips üzrə hərəkətə uyğun gəldiyindən,  $A_1 \neq A_2$  halında iki kohorent dalğanın toplanmasından **elliptik polyarlaşmış işıq** alınar.  $E$  vektorunun fırlanma istiqamətindən asılı olmaqla saat əqrəbi istiqamətində fırlanma **sağa polyarlaşmış**, əks istiqamət isə **sola polyarlaşmış işıq** adlanır. Xətti polyarlaşmış işığı sağa və sola polyarlaşmış iki eyni amplitüdü dairəvi polyarlaşmış işığın cəmi kimi göstərmək olar.



a)



b)

Шякил 18.1.

Təbii işığı xətti polyarlaşmış işığa çevirən cihaz **polyarizator** adlanır. Polyarizatordan xaric olunan işığın polyarlaşma müstəvisinə perpendikulyar vektor **polyarizatorun oxu** adlanır. Polyarizator eyni zamanda işıq şüasının polyarlaşmasını yoxlamağa qadirdir. Belə məqsəd üçün işlədilən cihaz **analizator** adlanır. Yayılan işıq şüasında bir istiqamətdəki rəqslər sadəcə olaraq digər istiqamətdəki rəqslərdən üstündürsə (amplitudu böyükdürsə), bu **qismən polyarlaşmış işıq** adlandırılır. Şüanın **polyarlaşma dərəcəsi**

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (18.3)$$

kimi təyin olunan kəmiyyətə deyilir. Burada  $I_{\max}$  və  $I_{\min}$  polyarizatoru  $180^\circ$  döndərdikdə polyarizatordan keçən işığın

maksimal və minimal intensivlikləridir. Tam polyarlaşmış işıq üçün  $I_{\min} = 0$  və  $P = 100\%$ , təbii işıq üçün  $I_{\max} = I_{\min}$  və  $P = 0$ . Qismən polyarlaşmış işıq üçün  $0 < P < 100\%$ . Elliptik polyarlaşmış işıq üçün bu parametr təyin olunmur.

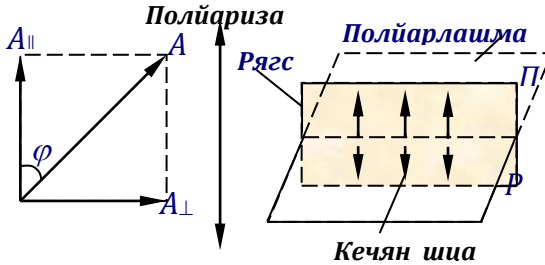
Düşən şüalara tam şəffaf olan (udulma baş verməyən) materialdan hazırlanmış polyarizatorndan keçən işığın intensivliyinin dəyişməsinə nəzər yetirək (şəkil 18.2). Rəqs amplitudunu  $x$  və  $y$  oxları üzrə toplananlara ayırırsaq,

$$A_{\parallel} = A \cos \varphi ; A_{\perp} = A \sin \varphi \quad (18.4)$$

olar. Işığın intensivliyi amplitudun kvadratı ( $I \sim A^2$ ) ilə təyin olduğundan,

$$I_{\parallel} = I \cos^2 \varphi ; I_{\perp} = I \sin^2 \varphi \quad (18.5)$$

olar. Şəkindən görüldüyü kimi, polyarizatorndan yalnız onun



Шякил

oxuna parallel elektrik vektoruna malik şüalar keçəcəkdir və keçən işığın intensivliyi  $I \cos^2 \varphi$  kimi təyin olunacaqdır. Polyarizatora düşən xətti polyarlaşmış işığın  $E$  vektoru polyarizasiya oxuna paralel olarsa,  $\varphi = 0$  və  $I_{\text{kec}} = I_{\text{dis}}$ . yəni işıq polyarizatorndan zəifləmədən keçər. Düşən şüanın  $E$  vektoru oxa perpendikulyar olduqda,  $\varphi = 90^\circ$  və  $I_{\text{kec}} = 0$  olar, yəni analizatorndan sonra qaranlıq alınır. Əgər polyarizatora təbii işıq düşərsə,  $\cos^2 \varphi = I/2$  olduğundan, polyarizatorndan keçən işığın intensivliyi 2 dəfə azalmalıdır. Polyarizator ilə

analizator arasında bucaq  $\varphi$  isə, analizatordan çıxan işığın intensivliyi

$$I = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi$$

olacaqdır. Bu *Malyus qanunu* adlanır.

## § 18.2. İşığın qayıtma və sınımda polyarlaşması. Brüster qanunu

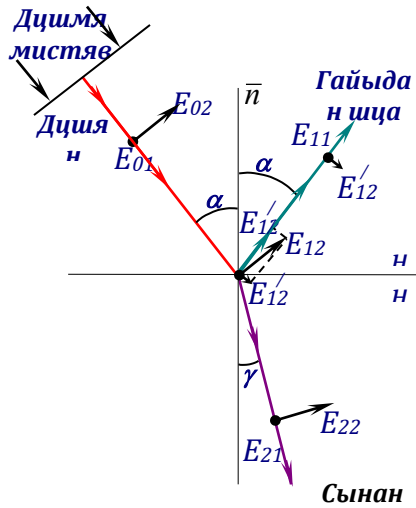
İki şəffaf mühitin (məsələn, hava ilə şüşənin) sərhədinə təbii işıq göndərərək əks olunan və sınıan şüaların qarşısına polyarizator qoymaqla həmin şüaların polyarlaşma dərəcəsini təyin etmək olar. İlk olaraq 1810-cu ildə Malyus belə təcrübələrdən aşkar etmişdir ki, ümumi halda həm əks olunan, həm də sınıan şüalarda qismən polyarlaşma əmələ gəlir. Sonralar Brüster müəyyən etmişdir ki, ***ışıq şüalarının düşdüyü mühitlərin sərhədi üçün düşmə bucağının müəyyən  $\alpha_B$  qiymətində qayıdan şüa tam xətti polyalanmış şüaya çevrilir.  $\alpha_B$  tam polyarlaşma bucağı*** adlanır və onun qiyməti iki mühitin sərhədi üçün yalnız mühitlərin nisbi sındırma əmsalından asılı olaraq

$$\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (18.6)$$

şəklində təyin olunur. Düşmə bucağı tam polyarlaşma bucağına bərabər olduqda mühitdən əks olunan şüa tam, sınıaraq ikinci mühitə nüfuz edən şüa isə qismən polyarlaşmış olur. Qayıdan şüanın qarşısına qoyulmuş polyarizatoru fırladaraq elə vəziyyətə nail olmaq mümkündür ki, şüa polyarizatorundan keçməsin. Bundan sonra polyarizator  $90^\circ$  fırladılsa, keçən işığın ən böyük intensivliyi (polarizatorun maksimal şəffaflığı) müşahidə olunur. Şüşə-hava sərhədi üçün  $n_{21} = 1,53$  olduğu götürülsə, tam polyarlaşma bucağı üçün  $\alpha_B = 57^\circ$  qiyməti alınır. Brüster qanunu işığın dalğa təbiəti ilə izah edilir.

Işığın iki mühitin sərhədindən sınaaraq şəffaf mühitə daxil olması və sərhəddən əks olunması, onun mühitlə qarşılıqlı təsiri nəticəsində baş verir. Dalğa nəzəriyyəsinə görə, düşən dalğalar mühitdə atomları rəqsə gətirir və onlar bütün istiqamətlərə ikinci dalğaları şüalandırır. Bu ikinci dalğalar interferensiya edərək sınaq və qayıdan şüaları formalaşdırır. Düşən təbii işıq elektrik vektorunun rəqslərini iki qarşılıqlı

perpendikulyar toplananın cəmi kimi kimi göstərək (Şəkil 18.3): Düşən şüanı rəqs müstəvisi şüaya perpendikulyar (\*)  $E_{01}$ , digəri isə düşmə müstəvisi üzrə olmaqla ( $\rightarrow$ )  $E_{02}$  ilə işarə edərək toplananlara ayıraq. Düşmə müstəvisinə perpendikulyar rəqs həm düşən, həm qayıdan, həm də sınaq



Шякил 18.3.

dalğada şüaya perpendikulyar qalmaq istənilən istiqamətdə yönələ bilər və ondakı dəyişmələr nəzərə çarpmaz. Bu dalğalar şəkil 18.3-də uyğun olaraq  $E_{01}$ ,  $E_{11}$  və  $E_{21}$  ilə işarə olunmuşdur.  $E_{02}$ -yə uyğun rəqslər isə qayıdan şüada  $E_{12}$ , sınaq şüada isə  $E_{22}$  olmaqla uyğun olaraq qayıdan və sınaq şüalara perpendikulyar olmalıdır.  $E_{02}$  və  $E_{22}$  bir birinə nə paralel, nə də bərabər olurlar. Onların istiqamətləri arasında fərq  $\alpha$  düşmə və  $\gamma$  sınaq bucaqlarının qiyməti ilə təyin olunur. Beləliklə, sınaq nəticəsində düşmə müstəvisi üzrə olan **rəqsin fazasında sıçrayış baş verməməklə** müəyyən qədər dəyişmə yaranır. Qayıdan şüada analoji rəqsə uyğun

dalğa  $E_{12}$  qayıdan şüa ilə iti bucaq əmələ gətirir. Bu dalğanın rəqslərini şəkildə göstərilən kimi qayıdan şüaya perpendikulyar və paralel olmaqla  $E'_{12}$  və  $E''_{12}$  toplananlarına ayıraq. Işıq dalğaları eninə dalğa olduqlarından, qayıdan şüada yalnız  $E'_{12}$  rəqsləri iştirak edə bilər. Düşmə və sınma bucaqlarının münasibətindən asılı olaraq  $E'_{12}$  az və ya çox dərəcədə  $E_{12}$ -dən kiçik olur, yəni qayıdan şüada  $E_{11}$  rəqsləri üstünlük təşkil edir. Belə işıq qismən polyarlaşmışdır. Xüsusi halda qayıdan və sınan şüalar perpendikulyar olarsa,

$$\alpha_B + \gamma = 90^\circ \quad (18.7)$$

şerti ödənilər və bu halda  $E_{12}$  rəqsləri qayıdan şüanın istiqaməti ilə üst-üstə düşər. Elektromaqnit dalğalarının eninə dalğa olmasına görə belə rəqslər əks olunan dalğada iştirak edə bilməz. Beləliklə, düşmə bucağı tam polyarlaşma bucağına bərabər olduqda, qayıdan şüada yalnız qayıtma müstəvisinə perpendikulyar  $E_{11}$  rəqsləri mövcud ola bilər ki, bu da qayıdan şüanın qayıtma müstəvisində tam polyarlaşmasını isbat edir. (18.7) şərtini həndəsi optikadan məlum olan işığın sınma qanununda nəzərə alaraq,

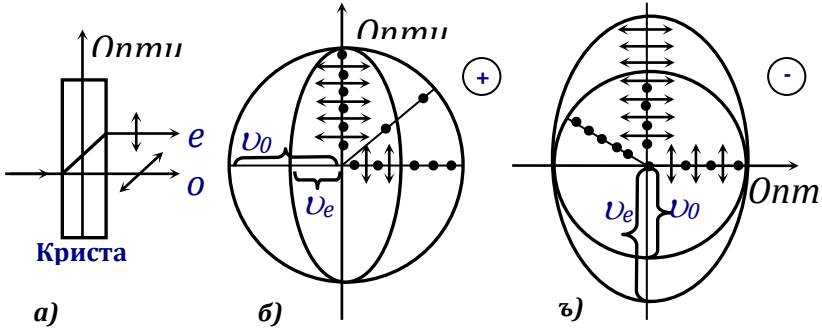
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \frac{\sin \alpha_B}{\sin(90^\circ - \alpha_B)} = n_{21} \Rightarrow \operatorname{tg} \alpha_B = n_{21} \quad ,$$

(18.8)

Brüster qanununun riyazi ifadəsini alırıq. (18.7) şərti ödənilmədikdə qayıdan şüa qismən polyarlaşmış olur. Sınan şüada isə sınma müstəvisində baş verən rəqslər üstünlük təşkil etdiyindən, istənilən halda o qismən polyarlaşır.

### § 18.3. Qoşa şüasınınması

Işıq anizotrop mühitlərdən keçərkən işığın *qoşa şüasınması* adlanan hadisə müşahidə olunur:- işıq şüası kristal daxilində müxtəlif istiqamətlər üzrə müxtəlif sürətlə yayılan



Шякил 18.4.

iki şüaya ayrılır (şəkil 18.4, a). Mühitdən xaric olunduqdan sonra bu şüaları bir-birindən ayırmaq və hər birini ayrılıqda tədqiq etmək mümkündür. Qoşa şüasınma hadisəsi müşahidə olunan kristallar *biroxlı və ikioxlı* olmaqla, iki sinfə ayrılır.

Biroxlu kristallarda seçilmiş istiqamət mövcud olur ki, ona da **optik ox** deyirlər. Optik oxu öz üzərində saxlayan müstəvi kristalın **baş müstəvisi** adlanır. Biroxlu kristallarda optik oxa perpendikulyar müstəvidə mühitin fiziki xassələri izotrop olur. Işıq biroxlu kristallardan keçdikdə qoşa şüasınması nəticəsində yaranan şüalardan biri (**o**) həndəsi optikanın bütün qanunauyğunluqlarına tabe olur. Bu şüa üçün sındırma əmsalı  $n_o = const$  və kristal daxilində bütün istiqamətlər üzrə onun yayılma sürəti eynidir, məlum qayıtma və sınma qanunları ödənilir. Ona görə də bu şüa **adi şüa** adlanır və onun sındırma əmsalı  $n_o$  - ilə işarə olunur. Adi şüanın elektrik vektorunun rəqsləri optik oxa perpendikulyar müstəvi üzrə baş verir, yəni adi şüa mühitin baş müstəvisində polyarizə olunmuşdur. İkinci şüa öz fiziki xassələrinə görə adi şüadan fərqlənir. Bu şüanın müxtəlif kristalloqrafik istiqamətlər üzrə yayılma sürəti sabit olmayıb müntəzəm

dəyişir. Belə şüa üçün sındırma əmsalının qiyməti istiqamətdən asılı olaraq dəyişir və yalnız optik ox üzrə  $n_0$  ilə üst-üstə düşür. Bu şüa həndəsi optika qanunlarına tabe olmur, səthə perpendikulyar istiqamətdə düşdükdə belə, sınma bucağı sıfırdan fərqlənir, sınan şüa düşən şüa ilə bir müstəvidə olmaya da bilər. Bu səbəblərdən şüa **qeyri-adi şüa** adlanır və onun sındırma əmsalı  $n_e$  ilə işarə olunur. Qeyri-adi şüa da müstəvi polyarizə olunmuş işıqdır, lakin onun polyarlaşma müstəvisi optik oxa perpendikulyardır.  $n_e$  – ədədi qiymətə  $n_0$  - dan həm böyük, həm də kiçik ola bilər.  $\Delta n = n_e - n_0$  fərqlinin işarəsindən asılı olaraq optik anizotrop mühitlər **müsbət** və **mənfi** kristallar adlanırlar. Hər iki şüa kristaldan çıxdıqdan sonra yalnız polyarlaşma müstəvilirəi ilə fərqlənilir, yəni adi və qeyri-adilik yalnız kristal daxilində mənə kəsb edir. Bəzi materiallarda adi və qeyri –adi şüaların udulması kəskin fərqlənir ki, buna **dixroizm** deyilir. Məsələn, turmalində bir neçə millimetrlik qalınlıqda adi şüa demək olar ki, tam udulur və xaric olunan qeyri-adi şüa xətti polyarlaşmaya malik olur.

İşığın qoşa şüasınması hadisəsi mühitin dielektrik nüfuzluğunun anizotropluğu ilə izah olunur. Biroxlu kristallarda dielektrik nüfuzluğu  $\varepsilon_{||}$  və  $\varepsilon_{\perp}$  kimi kənar qiymətlərə malik olmaqla üçölçülü tenzor kimi, işığın mühitdə yayılma sürəti isə  $v = \frac{c}{n} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$  kimi təyin olunur. Adi şüanın rəqsləri həmişə optik oxa perpendikulyar olduğundan,  $v_0 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}}}$  kimi təyin olunan sabit qiymətə malikdir. Qeyri-adi şüa baş müstəvidə polyarizə olduğundan onun elektrik vektorunun rəqsləri həm optik oxa paralel, həm də

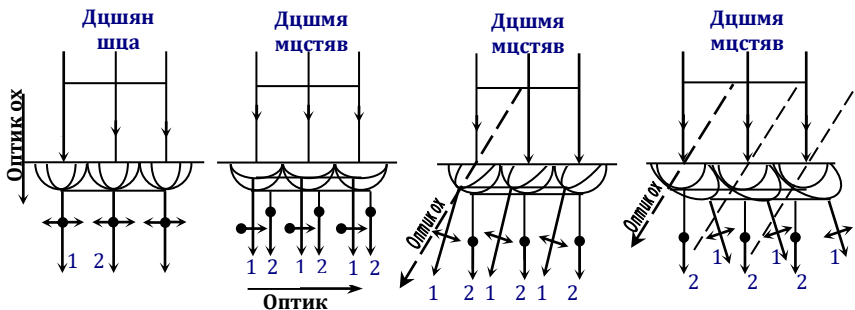


perpendikulyar ola bildiyindən, yayılma sürəti  $v_e = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\parallel}}}$  -dən

$v_e = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}}}$  -yə qədərki intervalda istənilən qiyməti ala bilər.

Kristal daxilində işıq yayıldıqda adi şüaların dalğa səthləri *sferaya*, qeyri-adi şüalarınınkı isə *ellipsoidə* uyğun gəlir (şəkil 18.4). Burada nöqtələr adi şüanın elektrik rəqslərinin istiqamətinin həmişə optik oxa perpendikulyar olmasını nümayiş etdirir. Qeyri-adi şüanın elektrik vektorunun rəqsləri isə şəkildə oxlarla göstərilib və o, ellipsoidin daxilində yerləşərək həm optik oxa paralel, həm də perpendikulyar ola bilər. Optik ox istiqamətində  $v_e = v_0$  olduğundan qoşa şüasının baş vermir və ellipsoid sfera ilə birləşir. Ellipsoid sferanın daxilində yerləşirsə (şəkil 18.4, b), mühit müsbət kristal ( $v_e \leq v_0, n_e \geq n_0$ ), ellipsoid sferanın xaricində yerləşirsə (şəkil 18.4, c), mühit mənfi kristal adlanır. Biroxlu kristallara misal olaraq həm *turmalin*, *islandiya şpatı*, *kvars* kimi təbii, həm də *heksoqonal* və *xalkopirit* quruluşa malik süni alınmış materialları göstərmək olar.

Biroxlu kristallara işığın normal düşməsi halında adi və



Şякил 18.5 1-гейри ади шца; 2-ади

qeyri-adi şüaların mühit daxilindəki yolunu müəyyənləşdirmək üçün mexaniki və işıq dalğaları üçün

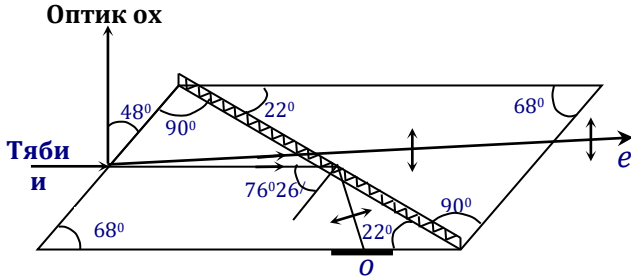
məlum olan Huygens prinsipindən istifadə edək (şəkil 18.5). Bu prinsipə görə dalğaların çatdığı fəzanın hər bir nöqtəsi ikinci dalğaların mənbəyi kimi çıxış edir ki, bu dalğaların səthi şəkil 18.4-ə görə adi şüalar üçün sfera (*çevrə*), qeyri-adi şüalar üçün isə ellipsoidə (*ellips*) uyğun gəlir. Düşən şüalar optik oxa paralel olduqda (şəkil 18.5, a) şüanın yayılma istiqatında adi və qeyri-adi şüaların dalğa səthləri üst-üstə düşər və qoşa şüasının baş vermir. Şüalar optik oxa perpendikulyar olduğu halda (şəkil 18.5, b) adi və qeyri-adi şüaların yayılma istiqamətləri üst-üstə düşsələr də, onların yayılma sürətləri fərqləndiyindən, mühitin qalınlığı  $d$  olduqda bu şüalar arasında  $\Delta = d(n_0 - n_e)$  yollar fərqi və ya  $\delta = 2\pi\Delta/\lambda$  fazalar fərqi yaranar. Mühitə düşən şüalar ona perpendikulyar olmaqla optik oxla  $0 \leq \varphi \leq 90^\circ$  bucağı əmələ gətirərsə, adi və qeyri-adi şüaların mühit daxilindəki yolları ayrılır. Müsbət və mənfə kristallar üçün belə qurmalar uyğun olaraq şəkil 18.5,c və 18.5,d-də təsvir olunmuşdur. Adi və qeyri-adi şüaların mühit daxilində ayrılma məsafəsi mühitin qalınlığından, sındırma əmsallarının  $n_0 - n_e$  fərqindən asılı olmaqla şüanın istiqaməti ilə optik ox arasındakı bucağın  $45^\circ$  qiymətində ən böyük olur.

Mühitin kristal qəfəsi, fiziki xassələri optik oxa perpendikulyar müstəvi üzrə anizotrop olarsa, kristal *ikioxlu* adlanır və belə kristalda qoşa şüasının yaranan hər iki şüa *qeyri adilik* xassəsinə malik olur. Adi və qeyri-adi şüalara ayrılmaq xassəsi isə yalnız biroxlu kristallara xasdır. İkiioxlu kristallar olaraq *slüda*, *gips* və bütün kubik quruluşa malik olmayan materiallar göstərilə bilər.

#### § 18.4. Polyarlaşma cihazları

Təbii işığı xətti polyarlaşmış işığa çevirən vasitələrə polyarlaşma cihazları deyirlər. Belə cihazları yaratmaq üçün *Brüster qanunundan*, *dixroizm* və ya *qoşa şüasının* hadisələrindən istifadə oluna bilər. Mühitlərin işığı udma

əmsalı kifayət qədər böyük olduğu üçün belə cihazlardan keçən işığın intensivliyi xeyli kiçilir. Polyarlaşma cihazlarını hazırladıqda adi və qeyri-adi şüaların bir birindən kafi məsafəyə aralanması üçün uyğun sındırma əmsalları güclü fərqlənən mühitlərdən istifadə olunmalıdır. Belə material olaraq islandiya şpatı ( $n_0 = 1,658$ ;  $1,486 \leq n_e \leq 1,658$ ;  $\lambda = 5893\text{Å}$  olduqda) istifadə oluna bilər. Lakin bu kristalda da şüaların ayrılması istənilən qədər olmur. Buna görə polyarlaşma cihazlarında kristallardan hazırlanan prizmalardan və onların kombinasiyalarından istifadə olunur. Polyarlaşdırma cihazı kimi geniş tətbiq olunan *Nikol*



Шякил 18.6

*prizmasına* nəzər yetirək.

Nicol prizması böyük katetləri boyunca *kanada balzamu* ilə yapışdırılmış iti bucağı  $22^\circ$  olan islandiya şpatından hazırlanan iki düzbucaqlı üçbucaq prizmadan ibarətdir (şəkil 18.6).

Şəffaf izotrop yapışqan olan kanada balzamının sındırma əmsalı  $n = 1,55$  olmaqla, islandiya şpatının adi şüalar üçün sındırma əmsalı  $n_0$ -dan kiçik, lakin qeyri-adi şüalar üçün sındırma əmsalı  $n_e$ -dən böyükdür.

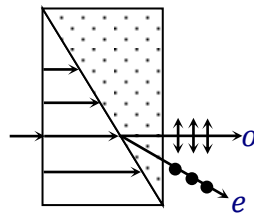
Nicol prizmasında kristalın optik oxu şüa düşən üzlə  $48^\circ$  bucaq əmələ gətirir və düşən təbii işıq birinci prizmada adi və qeyri-adi şüalara ayrılaraq sərhəddəki kanada balzamına düşür. Adi şüanın düşmə bucağı *mühit – balzam* sərhədi üçün

tam daxilə qayıtmanın limit bucağından böyük ( $\sim 76^{\circ}26'$ ) olduğundan, o ikinci prizmaya keçmədən xaric olunur və ya səthə çəkilməmiş qara qətran tərəfindən udulur. Qeyri adi şüa üçün tam daxilə qayıtma baş verə bilməz və bu şüa ikinci prizmadan polyarlaşmış işıq olaraq xaric olunur. Nikol prizması əsasən görünən işıq üçün işlədilir, çünki ultrabənövşəyi şüalar Kanada balzamu tərəfindən güclü udulmaya məruz qalırlar.

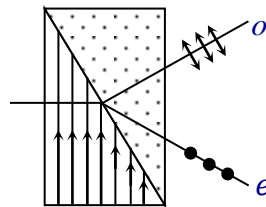
Nikol prizmasından yalnız bir xətti polyarlaşmış şüa alınır. Islandiya şpatından hazırlanan digər prizmaşəkilli polyarlaşma cihazlarında biri birinə qarşılıqlı perpendikulyar müstəvidə polyarlaşmış hər iki şüa xaric olunur (şəkil 18.7). Prizmadan çıxan şüaların aralanma məsafəsi prizmanın sındırıcı bucağından asılı olur. Belə prizmalarda işlədilən iki düzbucaqlı üçbucaq formasında islandiya şpatının optik oxları

şəkildə göstərilmişdir. olunan prizmalar kvars kristalından hazırlandıqda şəffaflığı artsa da,  $n_0$  və  $n_e$  fərqləndiyindən şüaların məsafəsi xeyli kiçik olur. Yuxarıda qeyd olunduğu nazik turmalin lövhəsi dixroizm hadisəsi nəticəsində adi şüaları tamamilə udduğundan, olunan şüa xətti polyarlaşmaya məruz qalır lövhələr xətti polyarlaşmış alınması üçün istifadə oluna Dixroizm xassəsinə malik maddələrin nazik

təbəqələrindən *polyaroid* adlanan cihaz hazırlanır. Bu məqsədlə güclü dixraik kristal kimi herapatitdən (*bisulfat*



a)



b)

Шякил 18.7. а) Рашон; б) Валлатсон

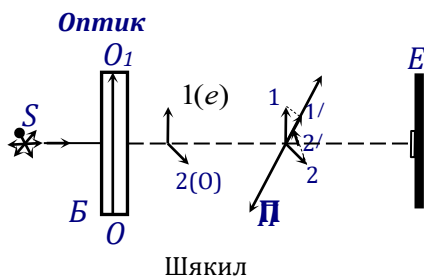
Təsvir  
( $SiO_2$ )  
onun  
az  
ayrılma  
kimi,  
xaric  
və belə  
ışıq  
bilər.  
olan

*xinin periodatı*) istifadə oluna bilər. Böyük səthə malik  $0,1 \text{ mm}$  qalınlıqlı herapatit lövhəsi qoruyucu qatlar kimi iki şüşənin arasına qoyulur. Polyaroidlər ucuz başa gəlməsi və böyük apertur bucağına malik olmaları ilə əlamətdardırlar.

### § 18.5. Polyarlaşmış şüaların interferensiyası

Kristaldan çıxan adi və qeyri-adi şüalar görüşdürülsə, eyni mənbədən çıxan şüalar kimi interferensiya etməlidirlər. Lakin bu şüaların

rəqsləri  
perpendikulyar  
müstəvilərdə  
verdiyidən onların  
toplanması baş vermir  
və buna görə də  
interferensiya



müşahidə olunmur. Interferensiya müşahidə olunması üçün hər iki şüanın uyğun rəqsləri bir müstəvi üzrə baş verməlidir. Kristaldan çıxan və qarşılıqlı perpendikulyar müstəvilərdə polyarlaşmış 1 və 2 şüaları (onlar yalnız *kpistal daxilində adi və qeyri -adi olurlar*) bucaq altında yeləşdirilmiş polyarizatora yönəldilsə (şəkil 18.8), ondan hər iki şüanın polyarlaşma oxu üzrə olan toplananları (*polyarizatorun oxuna proyeksiyaları*) keçər. Polyarizatordan keçən hər iki şüanın rəqsləri eyni müstəvidə baş verir və interferensiya alınabilir. Işıq optik oxu perpendikulyar düşdükdə də mühit daxilində adi və qeyri adi şüaların yayılma istiqamətləri üst-üstə düşsə də, sürətləri müxtəlif olduğundan,

$$\Delta = d(n_o - n_e) \quad (18.9)$$

yollar fərqi,

$$\delta = 2\pi d(n_o - n_e) / \lambda_0 \quad (18.10)$$

fazalar fərqi yaranar. Burada  $d$  - mühitin qalınlığı,  $\lambda_0$  - düşən işıq vakuumda dalğa uzunluğudur. 1 və 2 şüaları eyni işıq

mənbəyindən çıxmalarına baxmayaraq, onların görüşməsində *interferensiya müşahidə olunmur*. Təbii işıqda müxtəlif atomlar tərəfindən buraxılan müxtəlif polyarlaşmaya uyğun şüalar dəstəyə fərqli zamanlarda qoşulurlar. Nəticədə 1 şüasını buraxan atomlarla 2 şüasını buraxan atomların işıq dəstəsinə qoşulması müxtəlif zaman kəsiyində baş verdiyindən belə şüalar koherent olmurlar. Koherentlik şərtinin ödənilməsi və dayanıqlı interferensiya mənzərəsinin alınması üçün kristala düşən ilkin şüa xətti polyarlaşmaya malik olmalıdır! (18.9) və (18.10) şərtlərindən görüldüyü kimi, dispersiya nəzərə alınmadıqda adi və qeyri adi şüalar arasında fazalar fərqi (və ya yollar fərqi) mühitin qalınlığından asılıdır. Adi və qeyri adi şüalar arasında fazalar fərqi müxtəlif qiymətlərə malik olması hallarını araşdıraraq:

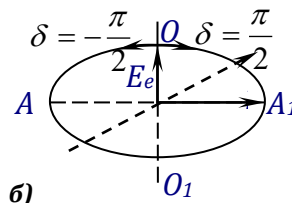
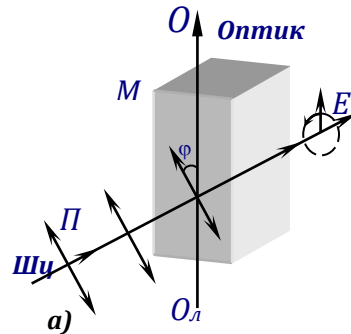
1. 1 və 2 şüaları arasında fazalar fərqi  $\delta = \pi/2$  -dir: (8.10) ifadəsinə görə

$$\frac{\pi}{2} = \frac{2\pi}{\lambda_0} d(n_o - n_e) \Rightarrow (n_o - n_e)d = \frac{\lambda_0}{4} = \Delta$$

$$\Rightarrow d = \frac{\lambda_0}{4(n_o - n_e)}$$

(18.11)

Qalınlığı (18.11) şərtini ödəyən kristala “1/4 **dalğa lövhəsi**” deyilir, çünki bu qalınlıq yollar fərqi  $\lambda/4$  qiymətinə uyğun gəlir. Islandiya şpatında  $n_o - n_e = 0,172$  olduğundan, sarı işıqdan istifadə etdikdə «1/4 dalğa» lövhəsinin qalınlığı  $d = 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ sm}$  kimi kifayət qədər kiçik qiymət alır və belə lövhəni hazırlamaq



çox çətindir. Lakin  $\Delta = m\lambda + \lambda/4$  olduqda da, fazanın dəyişməsi  $2\pi$ -nin tam mislləri ilə  $\pi/2$ -nin cəmi olacaqdır. Belə lövhənin qalınlığı (18.11) ifadəsi ilə təyin olunan qalınlıqdan xeyli böyük olsa belə, ondan keçən işıq “dördüdə bir” lövhədən keçən işıq ilə tam ekvivalent xassələrə malik olacaqdır. Buna görə də, ümumi halda dördüdə bir dalğa lövhəsinin qalınlığını  $d = \frac{(1/4 + m)\lambda_0}{n_0 - n_e}$  ifadəsi ilə təyin oluna bilər.

Xətti polyarlaşmış işığın  $\lambda/4$  lövhəsindən keçməsinə baxaq (şəkil 18.9). Əgər  $P$  müstəvisi üzrə rəqslərə malik xətti polyarlaşmış işıq şüası  $OO_1$  optik oxu ilə  $\varphi = 45^\circ$  bucaq təşkil edərək dixroizmi olmayan  $\lambda/4$  lövhəsinə perpendikulyar düşərsə, (18.4) və (18.5) ifadələrinə görə çıxışda hər iki şüanın amplitudu (intensivliyi) eyni, fazalar fərqi isə  $\pi/2$  olacaqdır. Bu isə, (18.2) ifadəsinə görə dairəvi polyarlaşmış işığa uyğun gəlir. Əgər  $\varphi$  bucağı  $45$  dərəcədən fərqli olarsa, lövhədən yarımoxları  $OO_1$  optik oxu və ona perpendikulyar istiqamət olan elliptik polyarlaşmış işıq xaric olunar. Beləliklə,  *$\lambda/4$  lövhəsi xətti polyarlaşmış işığı elliptik polyarlaşmış işığa və əksinə- elliptik polyarlaşmanı xətti polyarlaşmaya çevirən cihazdır.* Qismən polyarlaşmış işıqla elliptik polyarlaşmış işığın ayrıl edilməsi yalnız  $\lambda/4$  lövhəsi vasitəsi ilə mümkündür. Belə ki, tədqiq olunan işıq eliptik və ya dairəvi polyarlaşmışsa, lövhəni və polyarizatoru düşən şüa ətrafında fırlatmaqla ekranda tam qaranlığa nail olmaq mümkün olur. Qismən polarlaşmış işıqda isə ekranda heç vəchlə qaranlıq alınmaz.

Adi şüa fazaca qeyri adi şüadan geri qalarsa, ellips üzrə hərəkət saat əqrəbi istiqamətində baş verir və belə işıq sağa polyarlaşmış adlanır. Adi şüalar fazaca irəli qaçarlarsa, ellips üzrə hərəkət saat əqrəbinin əksinə olduğundan, sola polarlaşmış işıq alınar (şəkil 18.9, b).

2. Lövhdən keçdikdə (şəkil 18.8) adi və qeyri adi şüalar arasında *fazalar fərqi*  $\pi$ -yə bərabərdir. (18.10) ifadəsində bunu nəzərə alsaq,

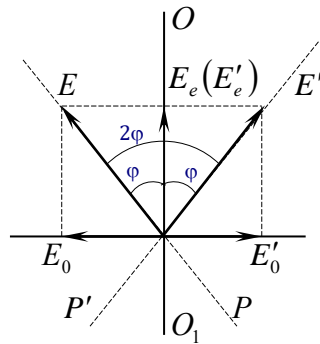
$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_o}(n_o - n_e)d = \pi \Rightarrow d = \frac{\lambda}{2(n_o - n_e)} \Rightarrow \Delta = \frac{\lambda}{2} \quad (18.12)$$

optik yollar fərqi  $\lambda/2$  -yə, yəni yarım dalğa uzunluğuna bərabər olar. Qalınlığı (18.12) şərtini ödəyən optik mühit “*yarım dalğa lövhəsi*” adlanır.  $\Delta = m\lambda + \lambda/2$  yollar fərqi verən və qalınlığı

$$d = \frac{(m+1/2)\lambda}{n_o - n_e} \quad (18.13)$$

ifadəsi ilə təyin olunan obyektlər də yarım dalğa lövhələri funksiyasını yerinə yetirirlər.

İşığın  $OO_1$  optik oxu ilə  $\varphi$  bucağı əmələ gətirməklə yarım dalğa lövhəsinə normal düşərək ondan keçməsi şəkil 18.10-da təsvir olunmuşdur. Düşən şüada  $E$  vektorunun rəqsləri  $P$  müstəvisi üzrə baş verir və kristaldan keçərkən  $E_0$



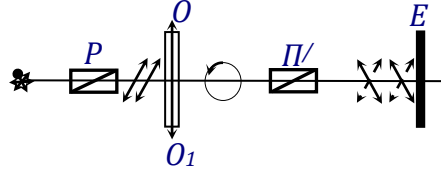
Шякил.18.10.

adi və  $E_e$  qeyri-adi şüaları

həyəcənlandırır. Mühitdən keçmə nəticəsində faza  $\pi$  qədər dəyişdiyindən, çıxışda bu şüaların elektrik vektorları  $E'_0$  və  $E'_e$  kimi təsvir olunur. Nəticədə çıxan işığın rəqsləri  $E'$  olaraq  $P'$  rəqs müstəvisinə malik olacaqdır.  $P$  və  $P'$  müstəviləri optik oxa nəzərən simmetrik yerləşirlər. Beləliklə, *yarım dalğa lövhəsi, düşən xətti polyarlaşmış işığın yalnız polyarlaşma müstəvisini  $2\varphi$  bucağı qədər fırladır.*

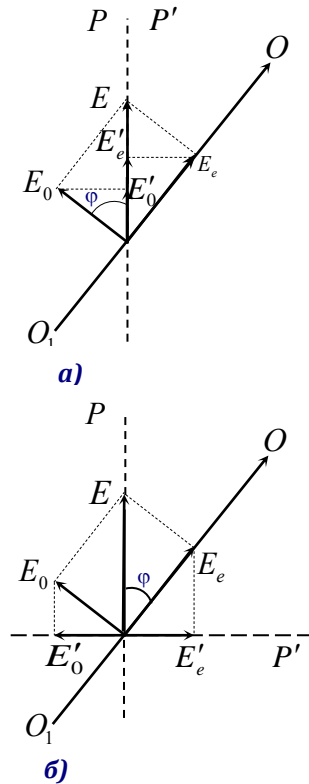


3. Adi və qeyri-adi şüalar arasında fazalar fərqi  $2\pi$ -yə və ya  $2\pi$ -nin tam misillərinə bərabərdir. Belə lövhədən keçdikdə yollar fərqi  $\lambda$ -ya bərabər olar (*tam dalğa lövhəsi*) və mühitdən keçən işığın polyarlaşmasında heç bir dəyişiklik baş verməz.



ШЯКИЛ 18.11.

Biroxlu lövhəni optik oxa paralel kəsərək iki  $P$  və  $P'$  polyarizatorları arasında yerləşdirək (şəkil 18.11).  $P$  polyarizatorundan keçdikdə təbii işıq xətti polyarlaşmış işığa çevrilər. Bu işıq optik oxa perpendikulyar düşərək elliptik polyarlaşmış işıqla əvəz olunur. Nəhayət, eliptik polyarlaşmış işıq  $P'$  polyarizatorundan keçdikdə yenidən xətti polarlaşmış işığa çevriləcəkdir. Çıxışda işığın  $I'$  intensivliyi polyarizatorların oxlarının qarşılıqlı istiqamətlərindən, lövhənin optik oxunun vəziyyətindən və mühitdən keçdikdə adi və qeyri-adi şüalar arasında yaranan fazalar fərqiindən asılı olacaqdır. Qoşa şüasının böyük olması üçün fərz edək ki,  $P$  ilə  $M$  lövhəsinin  $OO_1$  oxu arasındakı bucaq  $\varphi = 45^\circ$  təşkil edir. İki xüsusi halı nəzərdən keçirək: *polyarizatorların oxları paraleldir* (şəkil 18.12, a) və *çarpazdır* (şəkil 18.12, b).



ШЯКИЛ 18.12.

$P$  polyarizatorundan çıxan işıq rəsləri  $E$  ilə göstərilmişdir. Lövhəyə düşən bu şüa amplitudları bərabər olan  $E_0$  adi və  $E_e$  qeyri-adi şüaları həyəcanlaşdırır. Bu rəqslər koherent olmaqla lövhədən keçdikdə onun qalınlığından və  $n_e$  və  $n_0$  sındırma əmsallarının qiymətindən asılı olaraq  $\delta$  fazalar fərqi əldə edəcəklər. Bu rəqslərin amplitudu  $E_0 = E_e = E \cos 45^\circ = E/\sqrt{2}$  olar. Sonrakı  $P'$  anadizatorundan  $E_0$  və  $E_e$  amplitudlarının  $P'$  üzrə  $E'_0$  və  $E'_e$  toplananları çıxacaqdır. Bu kəmiyyətlər bərabər olmaqla

$$E'_0 = E'_e = E_0 \cos 45^\circ = E/2 \quad (18.14)$$

kimi hesablanır. Polyarizatorların oxları paralel olan halda (şəkil 18.12,a) çıxışda şüalar arasında fazalar fərqi lövhədə yaranan  $\delta$  ilə eyni olacaqdır. Çarpaz polyarizatorlar halında  $E_0$  və  $E_e$ -nin  $P'$  üzrə proyeksiyaları əks işarəli olduqlarından, əlavə  $\pi$  fazalar fərqi əldə olunur və çıxışda fazalar fərqi  $\delta + \pi$  olur. Şüalar ikinci polyarizatorda görüşərək interferensiya edəcəklər və çıxışda yekun amplitudu kosinuslar teoreminə əsasən təyin edə bilərik:

$$E_{\parallel}^2 = E_0'^2 + E_e'^2 + 2E_0'E_e' \cos \delta;$$

$$E_{\perp}^2 = E_0'^2 + E_e'^2 + 2E_0'E_e' \cos(\delta + \pi) \quad (18.15)$$

Burada birinci ifadə polyarizator və analizator oxlarının papalel, digəri isə çarpaz vəziyyətinə uyğundur. (18.14) ifadəsini burada nəzərə alaraq amplitudun kvadratını intensivliklə əvəz edərək ( $I \sim E^2$ )

$$E_{\parallel}^2 = \frac{2E^2}{4} + \frac{2E^2}{4} \cos \delta; \quad E_{\perp}^2 = \frac{2E^2}{4} - \frac{2E^2}{4} \cos \delta$$

$$E_{\parallel}^2 = E^2 \cos^2 \frac{\delta}{2} \Rightarrow I_{\parallel} = I \cos^2 \frac{\delta}{2}$$

$$E_{\perp}^2 = E^2 \sin^2 \frac{\delta}{2} \Rightarrow I'_{\perp} = I \sin^2 \frac{\delta}{2}$$

(18.16)

çıxışda yerləşən  $E$  ekranında intensivliyin paylanmasını təyin edərik. Burada  $I$  birinci polarizatorndan keçən,  $I'_{\parallel}$  polarizatorların oxu paralel,  $I'_{\perp}$  isə oxların çarpaz olduğu hallarda analizatorndan çıxaraq ekranda qeyd olunan işığın intensivliyidir.

Sonuncu ifadələrə görə  $I'_{\parallel} + I'_{\perp} = I$  kimi intensivliklər bir-birini tamamlayır. Əgər fazalar fərqi üçün

$$\delta = 2\pi mn; \quad (m = 1, 2, \dots) \quad (18.17)$$

şərti ödənilərsə,  $I'_{\perp} = 0$  və keçən intensivlik  $I'_{\parallel} = I$  olur. Fazanın

$$\delta = (2m + 1)\pi; \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (18.18)$$

qiymətlərində  $I'_{\parallel} = 0$  sistemdən keçən intensivlik isə  $I'_{\perp} = I$  olar.

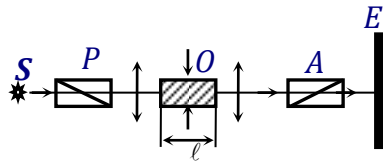
Sistemə düşən işıq müxtəlif dalğa uzunlarından ibarət olarsa, (18.10) ifadəsi əsasında fazalar fərqi  $\delta$  dalğa uzunluğundan asılı olacaqdır. Buna görə də müəyyən  $\lambda_1$  dalğa uzunluqlu işıq üçün (18.17) şərti, diqər  $\lambda_2$  dalğa uzunluğuna malik işıq üçün isə (18.18) şərti ödəniləcək və nəticədə polarizatorların oxları paralel olduqda sistemdən yalnız  $\lambda_1$  dalğa uzunluğuna uyğun rəng, çarpaz olduqda isə  $\lambda_2$ -yə uyğun rəng keçəcəkdir. Polarizatorlardan hər hansı biri öz oxu ətrafında fırladılsa, çıxışda olan işıq şüasında hər  $\frac{1}{4}$  periodda dalğa uzunluqlarının növbələşməsi və buna görə də onlara uyğun rənglərin biri birini əvəz etməsi müşahidə olunacaqdır.

Fazalar fərqi həmçinin lövhənin qalınlığı  $d$ -dən asılıdır. Polarizatorlar arasında yerləşdirilən lövhə müxtəlif yerlərdə müxtəlif qalınlığa malik olarsa, ağ işıqla işıqlanan sistemin çıxışında əlvan rənglər müşahidə olunar. Polarizatorlardan birini fırlatmaqla rənglərin ekranda növbələşməsinə nail olmaq mümkündür.

## § 18.6. Süni qoşa şüasınması

Kubik quruluşa malik kristallarda və xassələri istiqamətdən asılı olmayan izotrop mühitlərdə qoşa şüasınması baş vermir. Optik obyektlərin əksəriyyətində izotrop luq anizotrop quruluşlu molekul və ya molekul qruplarının xaotik paylanması hesabına yaranır. Belə obyektlərdə hər hansı xarici təsirlə xaotik paylanma aradan qaldırılarsa, molekul və molekul qruplarının üstün istiqamət üzrə düzülməsi nəticəsində mühit anizotrop luq qazanar. Izotrop molekulların xarici təsir vasitəsi ilə anizotrop luq qazanması da mümkündür. Xarici təsir vasitəsiylə yaradılan qoşa şüasınma *süni qoşa şüasınması* adlanır. Belə xarici təsirlərə misal olaraq müxtəlif üsullarla yaradılan mexaniki deformasiyanı, elektrik və maqnit sahələrini və s. göstərmək olar.

Mexaniki gərginlik hesabına yaradılan anizotrop luğa *fotoelastiklik* deyilir. İlk dəfə Zeebek 1913-cü ildə izotrop kristalın müəyyən istiqamətdə mexaniki deformasiyaya məruz qaldıqda, optik oxu mexaniki gərginliyin istiqaməti ilə üst-üstə düşən biroxlulu kristala çevrildiyini sübut etmişdir. Süni anizotrop luğu müşahidə etmək üçün təcrübi qurğunun prinsipial sxemi şəkil 18.13-də göstərilmişdir. Burada  $S$  –



Шякил

mənbəyindən çıxan təbii işıq  $P$ -polyarizatoru vasitəsi ilə xətti polyarlaşmış işığa çevrilir. Əgər burada  $A$  – analizatorunun oxu polyarizatorun oxu ilə çarpaz qoyularsa, izotrop  $O$  – obyektindən keçən işıqda qoşa şüa sınma baş vermədiyindən, işığın polyarlaşmasında dəyişiklik baş verməz və  $E$  – ekranında qaranlıq alınar. Əgər  $O$  – obyekt hər hansı vasitə ilə  $P$  və  $A$ -nın oxları ilə  $45^\circ$  bucaq altında deformasiya olunarsa, qoşa şüasınma yaranması nəticəsində işıq qismən

A-analizatorundan keçər. Adi və qeyri adi şüalar qarşılıqlı perpendikulyar müstəvilərdə polyarlaşdığından, qoşa şüa sınması nəticəsində yaranan şüalardan biri analizatordan keçər və E – ekranında işıqlanma alınır. Təcrübələr göstərir ki, deformasiyada yaranan qoşa şüasınma göstəricisi  $\Delta n = n_0 - n_e$  obyektə yaradılan  $\sigma$  – mexaniki gərginliyinin qiyməti ilə düz mütənasibdir:

$$\Delta n = n_0 - n_e = k \cdot \sigma \quad (18.19)$$

burada  $k$  – mühiti xarakterizə edən əmsaldır.  $O$  – obyektinin qalınlığı işığın yayılma istiqamətində  $l$  olarsa, ondan keçən adi və qeyri-adi şüalar arasında yaranan yollar fərqi:

$$\Delta = l(n_0 - n_e) = k\sigma \cdot l \quad (18.20)$$

fazalar fərqi isə

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot kl\sigma \quad (18.21)$$

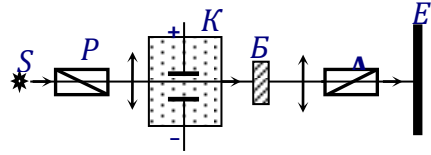
kimi təyin olunur.

Fazalar fərqi dalğa uzunluğundan asılı olduğundan, ağ işıqla aparılan təcrübələrdə E – ekranında əlvan rənglər alınır. Bu rənglərə görə mexaniki gərginliyin  $O$  – obyektinə üzrə paylanması haqda fikir yürütmək mümkündür. Qeyd etmək lazımdır ki, mexaniki gərginliyi müxtəlif üsullarla yaratmaq olar. Fotoelastiklik deformasiya ilə yanaşı ultrasəs dalğaları, qeyri- mütəzəm qızdırma, plastik cisimlərin və mayələrin axması nəticəsində də yaradıla bilər.

Izotrop mühitlərin sındırma əmsalının xarici elektrik sahəsinin təsiri ilə dəyişməsi baş verir ki, buna da *elektrooptik effekt* deyilir. Bu dəyişmə elektrik sahə intensivliyi ilə mütənasib olarsa, *xətti elektrooptik effekt (Pockels effekti)*, sahə intensivliyinin kvadratı ilə mütənasib olarsa, *kvadratik elektrooptik effekt (Kerr effekti)* adlandırılır. 1875-ci ildə Kerr göstərmişdir ki, bir sıra maye dielektriklər elektrik sahəsinin təsiri altında anizotropluq əldə edirlər. Mayələrdə elektrostriksiya nəticəsində deformasiya baş vermədiyi üçün

fotoelastiklik yaranmır və alınan nəticə təmiz şəkildə elektrooptik hadisəyə aid edilməlidir.

Kerr effektini müşahidə etmək üçün prinsipial sxemi şəkil 18.14-də göstərilən qurğudan istifadə olunur. Tədqiq olunan maye doldurulmuş kondensator



Шякил 18.14.

yükləndikdə köynəklərarası fəzada  $\vec{E}$  – elektrik sahəsi yaranır. Polyarizator və analizator çarpaz oxlarla elə yerləşdirilir ki, düşən işıqın elektrik vektoru  $\vec{E}$  xarici elektrik sahəsi ilə  $45^\circ$  bucaq əmələ gətirsin. Kondensatorda elektrik sahəsi yarandıqda  $K$  Kerr özəyindən xaric olan elliptik polyarlaşmış işıq  $B$  – kompensatoru vasitəsi ilə xətti polyarlaşmış işığa çevrilir və  $A$  analizatoru tərəfindən onun polyarlaşma müstəvisi təyin edilir. Təcrübələr göstərir ki, monoxromatik işıqla işıqlandırılan sistem üçün elektrik sahəsinin təsiri ilə mayelərdə qoşa şüasınma hadisəsi baş verir və bu zaman  $\Delta n = n_e - n_0$  fərqi elektrik sahə intensivliyinin kvadratı ilə mütənasib olur:

$$\Delta n = n_e - n_0 = kE^2 \quad (18.22)$$

Kondensatorun köynəklərinin uzunluğu  $l$  olduqda kondensatordan çıxan adi və qeyri-adi şüalar arasında yollar fərqi

$$\Delta = l(n_e - n_0) = kl \cdot E^2, \quad (18.23)$$

fazalar fərqi isə:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta = 2\pi B l E^2 \quad (18.24)$$

şəklində təyin olunur. Buradakı  $B = k/\lambda$  kəmiyyəti **Kerr sabiti** adlanır. Kvadratik elektrooptik effektdə adi və qeyri adi şüalar arasında fazalar fərqi  $\vec{E}$ -nin istiqamətindən asılı olmayıb, yalnız modulu ilə təyin olunur.

Kerr hadisəsinin izahı 1910 cu ildə *Lanjevan* tərəfindən verilmişdir. Molekulyar kinetik nəzəriyyə baxımından Kerr effekti qaz və maye molekullarının optik anizotropluğu ilə əlaqələndirilir. Bu anizotrop molekullar işıq dalğasının sahəsində onun elektrik vektorunun istiqamətinə nəzərən kiçik və ya böyük polyarlaşmaya malik ola bilərlər. Lakin molekullar xaotik paylandıqları üçün xarici amil olmadıqda adi şəraitdə mühit izotrop olur. Xarici elektrik sahəsi mövcud olduqda anizotrop molekulların sahə istiqamətində düzülməsi nəticəsində mühitin anizotropluğu meydana gəlir. Xarici elektrik sahəsinin istiqaməti simmetriya oxu olduğundan, dielektrik nüfuzluğunun qiyməti sahə istiqamətində və ona perpendikulyar istiqamətdə bir-birindən fərqlənir. Sahəyə perpendikulyar istiqamətlər bərabərhüquqlu olduqları üçün, maye və ya qaz özünü dielektrik nüfuzluğu  $\epsilon_{\perp}$  və  $\epsilon_{\parallel}$  olan biroxlu mühit kimi aparır. Bu halda ( $\epsilon_x = \epsilon_y \neq \epsilon_z$ ), optik oxun istiqaməti xarici sahənin istiqaməti ilə üst-üstə düşür. Əgər maye dielektrik məxsusi elektrik momentinə malik olmayan qeyri-polyar molekullardan təşkil olunmuşsa, xarici sahənin təsiri altında onlar *induksiyanmış dipol momenti əldə edərlər* və bu dipol momenti istiqamətcə xarici sahə ilə üst-üstə düşər. Belə molekulların elektron qabığının deformasiyası  $E$  sahəsi ilə eyni istiqamətdə olduğundan, sahə istiqamətində dielektrik nüfuzluğu və sındırma əmsalı daha böyük olur,  $n_e > n_0$  şərti ödənilir və belə maddələr özlərinin müsbət kristallar kimi aparır. Qeyri-polyar molekullara malik maddələrdə induksiyanmış dipol momenti sahə ilə yaranıb, sahə ilə birlikdə də yox olduğundan, relaksasiya müddəti kifayət qədər kiçik qiymətə ( $10^{-10} \div 10^{-13}$ san) malik ola bilər.

Polyar dielektriklərdə  $\Delta n$  həm müsbət, həm mənfi, həm də sıfır ola bilər. Belə dielektriklərdə dipol momentlərinin sahə boyunca düzülməsi baş verir və qoşa şüasınma nəticəsində  $\Delta n \neq 0$  ola bilər. Elektrik sahəsi yox olduqda xaotikliyin bərpa olunması heç də ani olaraq baş verə bilmir

və polyar molekullar üçün relaksasiya müddəti  $10^{-8}$  san-dən kiçik ola bilmir. Belə molekullar üçün dəyişən elektrik sahəsində Kerr əmsalı sabit sahədəkinə nisbətən *yüzlərlə dəfə kiçik(!)* olur. Bəzi mayelərdə  $B < 0$  (yaxud  $\Delta n = n_e - n_0 < 0$ ) mənfi kristal halının müşahidə olunması, həmin maddənin molekullarının kifayət qədər böyük elektrik momentinə malik olması ilə əlaqələndirilə bilər. Bu halda molekul xarici sahə tərəfindən elə istiqamətlənə bilər ki, maksimal dielektrik nüfuzluğu sahə ilə müəyyən bucaq təşkil etsin. Bucağın qiyməti elə Kerr əmsalının işarəsini təyin edir. Bucaq sıfır olduqda  $B > 0$ , bucaq  $90^\circ$  olduqda isə  $B < 0$  olur. Bucağın elə aralıq qiymətləri də ola bilər ki,  $B = 0$  olsun, yəni polyar dielektriklərdə Kerr effekti müşahidə olunmaya da bilər. Bir-birinə yaxın elektrik momentinə malik molekulardan təşkil olunmuş mayelərdə Kerr əmsallarının kəskin fərqlənə bilməsi bu hadisə ilə izah oluna bilər.

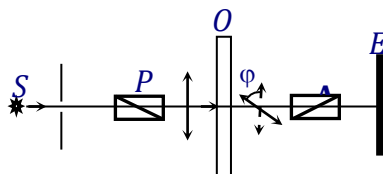
Ümumi təsəvvürlər əsasında  $n_e - n_0 \approx E^2$  asılılığı da izah oluna bilər. Əgər elektrik sahəsinin istiqamətini dəyişməsi kristalın  $180^\circ$  dönməsinə uyğun gəlirsə, mühitin optik xassələrində heç bir dəyişiklik baş verməz, çünki maye molekulları simmetriya mərkəzinə malikdirlər. Ona görə də  $n_e - n_0$  fərqi yalnız xarici sahənin cüt qüvvətləri ilə mütənasib olmalıdır. Bu halda  $\Delta n$ -in xarici sahədən asılılığında yüksək qüvvələrin təsiri nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olduğundan, ifadədə yalnız  $n_e - n_0 \approx E^2$  həddi saxlanıla bilər.

Yuxarıda qeyd olunan xassələr Kerr effektinin bir sıra tətbiq sahələrini müəyyən edir. Belə ki, Kerr özəyi qısa sürətli güclü işıq impulsları üçün ekspozisiya müddəti  $10^{-10} \div 10^{-13}$  san. olan fotoqrafik çaxmaq, lazer şüaları üçün təsir müddəti xarici sahə ilə idarə olunan modulyator və s. kimi istifadə oluna bilər.

## § 18.7 Polyarlaşma müstəvisinin fırlanması. Optik fəallıq



1811–ci ildə Araqo müstəvi polyarlaşmış işığın kvardan keçərkən polyarlaşma müstəvisinin müəyyən qədər fırlanmaya məruz qaldığını müşahidə etmişdir. Bu hadisə **optik fəallıq**, heç bir xarici təsir olmadan belə xassəyə malik materiallar **təbii optik fəal mühit** adlandırılır. Optik fəal mühitlərə misal olaraq kvarsla yanaşı skipidar, kamfora, nikotin, şəkərli məhlullar və s. göstərilə bilər. Düşən şüaya üzbəüz baxan müşahidəçiyə nəzərən polyarlaşma müstəvisi saat əqrəbi istiqamətində dönərsə –*müsbət*, saat əqrəbinin əksinə dönərsə – *mənfi optik fəallıq* adlandırılır. Məsələn, təcrübi olaraq müşahidə olunmuşdur ki, kvarsın biri



Шякил 18.15.

müsbət, digəri isə mənfi optik fəallığa malik olan, fırlanma bucağının ədədi qiyməti isə fərqlənməyən iki modifikasiyası mövcuddur.

Optik fəallığı müşahidə və tədqiq etmək üçün qurğunun prinsipial sxemi şəkil 18.15-də təsvir olunmuşdur.  $O$  optik fəal mühit olmadıqda  $P$  polyarizatoru ilə  $A$  analizatoru çarpaz qoyulduğundan,  $E$  ekranında qaranlıq alınır. Qoşa süasınma xassəsinə malik olmayan  $O$  obyektini  $P$  ilə  $A$  arasında yerləşdirilərsə, mühitdən keçən işığın polyarlaşma müstəvisi müəyyən qədər döndüyündən, ekranda müəyyən işıqlanma alınır. Yenidən ekranda qaranlıq alınması üçün  $P$  polyarizatorunu tərpənməz saxlayaraq  $A$  analizatorunu müəyyən  $\psi$  bucağı qədər öz oxu ətrafında fırlatmaq lazımdır.  $\psi$  -**fırlatma bucağı** adlanır və onun qiyməti mühitin şüa keçən  $l$  qalınlığından asılı olmaqla,

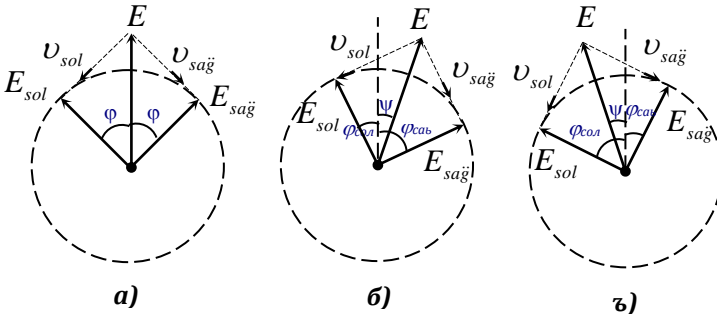
$$\psi = \psi_0 l \quad (18.25)$$

kimi təyin olunur. Burada mütənasiblik əmsalı  $\psi_0$  -**xüsusi fırlatma bucağı** adlanır və onun qiyməti mühiti təşkil edən maddənin növündən, temperaturdan, düşən işığın dalğa

uzunluğundan asılıdır. 1831-ci ildə Bio tərəfindən  $\psi$  bucağının məhlullarda qatılıqdan xətti qanunla asılı olması müəyyənləşdirilmişdir:

$$\psi = [\psi_0]Cl. \quad (18.26)$$

Bio qanunu adlanan bu ifadədə  $C$  məhlulda optik fəal maddənin konsentrasiyası,  $\psi_0$  xüsusi fırlatma bucağıdır və dalğa uzunluğundan  $\psi_0 \sim \lambda^{-2}$  kimi asılıdır. (18.26) ifadəsi



Шякил 18.16

əsasında işləyən cihaz **polyarimetr**- qanda və sidikdə şəkərin miqdarını təyin etmək üçün tibb müəssisələrində uğurla istifadə olunur.

Optik fəallığın fiziki izahı Frenel tərəfindən irəli sürülmüşdür. Bu nəzəriyyəyə görə, polyarlaşma müstəvisinin fırlanması qoşa şüasının xüsusi növü olaraq dairəvi polyarlaşmada  $E$  vektorunun sağa və sola fırlanma sürətlərinin (uyğun olaraq  $v_{sağ}$  və  $v_{sol}$ ) fərqli olmasına əsaslanır (şəkil 18.16). Fırlanma bucağının işarəsi bu sürətlərin münasibətindən asılı olaraq **müsbət** ( $v_{sağ} > v_{sol}$ ) və **mənfi** ( $v_{sağ} < v_{sol}$ ) ola bilər. Şəkil 18.16-ya əsasən polyarlaşma müstəvisinin  $\psi$  dönmə bucağı  $E$  vektounun sağa və sola fırlanma bucaqlarından

$$\psi = \frac{\varphi_{sağ} - \varphi_{sol}}{2} \quad (18.27)$$

kimi təyin olunur. Işığın tezliyi  $\omega$ , mühitin qalınlığı  $l$  olduqda mühit daxilində  $t$  zamanında dönmə bucağını  $\varphi = \omega(t - l/v)$  kimi təyin edərək,  $\psi$  fırlanma bucağı üçün son olaraq

$$\psi = \frac{1}{2} \omega \cdot l \left( \frac{1}{v_{sol}} - \frac{1}{v_{sağ}} \right) \quad (18.28)$$

ifadəsini alarıq. Optik fəallıq olmadıqda  $v_{sağ} = v_{sol}$  olduğundan,  $\psi = 0$  (şəkil 18.6, a);  $v_{sağ} > v_{sol}$  olduqda  $\psi > 0$  *sağa fırlanma* (şəkil 18.16, b),  $v_{sağ} < v_{sol}$  olduqda isə  $\psi < 0$  *sola fırlanma* (şəkil 18.16, c) halları bu mühakimə əsasında uğurla izah olunur.

Təbii optik fəallıq ilə yanaşı, **süni optik fəallıq**, yəni adi halda optik fəal olmayan materialların xarici amillərin təsiri altında optik fəallıq qazanması da mümkündür. Belə hadisəyə misal olaraq işığın polyarlaşma müstəvisinin maqnit sahəsində fırlanması **-Faradey effektini** nəzərdən keçirək.

Maqnit sahəsində işıq şüasının polyarlaşma müstəvisinin fırlanmasını ilk olaraq Faradey müşahidə etmişdir. *Para-* və *dia-* maqnit materiallarda polyarlaşma müstəvisinin dönmə bucağı tətbiq olunan maqnit sahəsinin intensivliyindən asılı olsa da, onun qiyməti o qədər kiçik olur ki, praktiki məqsədlər üçün istifadə oluna bilmir. *Ferro-* və *ferr-* maqnit materiallarda dönmə bucağı işığın yayılma istiqamətində maqnitlənmə vektorunun proyeksiyası ilə təyin olunur. Xarici maqnit sahəsi maqnitlənmə vektorunun ya qiymətini, ya istiqamətini, ya da eyni zamanda hər ikisini dəyişə bildiyindən, bu materiallarda xüsusi fırlatma bucağı  $\psi$  böyük qiymətə malik ola bilər.

Faradey effekti yuxarıda təsvir olunan kimi xətti polyarlaşmış işığın iki dairəvi polyarlaşmış işıq dalğasının toplanmasının nəticəsi olması baxımından izah edilir. Xarici

maqnit sahəsinin sağ və sol polyarlaşmaya malik dalğalara təsiri müxtəlif olduğundan, işığın mühitdə yayılma məsafəsi  $l$  olduqda Faradey fırlanma bucağı:

$$\theta = l\pi \frac{n^+ - n^-}{\lambda_0} \quad (18.29)$$

şəklində təyin olunur. Burada  $\lambda_0$  işığın vakuumda dalğa uzunluğu,  $l$ -isə işığın yayılma istiqamətində mühitin qalınlığıdır. Ferromaqnit materiallarda adətən **vahid uzunluğa uyğun fırlanma bucağından** istifadə edilir və bu kəmiyyət

$$\theta_F = KM_S \cdot \cos\gamma \quad (18.30)$$

ifadəsi ilə təyin olunaraq *dərəcə/sm*-lə ölçülür. Burada  $M_S$  - maqnitlənmə vektorunun doyma qiyməti (*qausslarla*),  $\gamma$  - işığın yayılma istiqaməti ilə maqnitlənmə vektoru arasında bucaq,  $K$  - isə *Kund sabiti* adlanan və məxsusi tərtib olunmuş cədvəllərdə verilən kəmiyyətdir. Adi ferromaqnit maqnit sahəsinə gətirdikdə maqnitlənmə vektoru xarici sahə ilə bilavasitə təyin oluna bilmir, çünki ferromaqnit materialların maqnit qavrayıcılığı *nümunənin mənşəyindən* asılı olur. Buna görə də, ferromaqnit nümunəyə maqnit sahəsi ilə təsir etməklə onun maqnitlənmə vektorunu doyma halına gətirdikdən sonra əlavə sahənin təsiri ilə onun polyarlaşma müstəvisinin dönməsi həyata keçirilə bilər. Bu halda maqnitlənmə vektorunun işığın yayılma istiqaməti üzrə toplananı tətbiq olunan əlavə maqnit sahəsinin intensivliyi ilə mütənəsis olaraq

$$\theta = \chi_m \left( \frac{\theta_F}{4\pi M_S} \right) \cdot H \cdot l = BlH \quad (18.31).$$

kimi təyin olunur Burada  $\chi_m$  -*materialın maqnit qavrayıcılığı*,  $l$  -*mühitin qalınlığı*,  $H$  -*maqnit sahəsinin intensivliyidir*,  $B$  -*Verde sabiti adlanır*. Qeyd etmək lazımdır ki, işıq maqnitlənmə vektoruna perpendikulyar istiqamətdə yayıldıqda hətta sadə

kubik qəfəsə malik olan maddələrdə də polyarlaşma müstəvisinin Faradey fırlanmasının tədqiqi ciddi çətinliklərlə qarşılaşır. Bu halda meydana çıxan əlavə effekt- *maqnit sahəsinin təsiri ilə qoşa şüa sınıma* hadisəsi iki ortoqonal polyarlaşmada sındırma əmsalının müxtəlif olmasına səbəb olur. Yalnız Faradey fırlanması nisbətən güclü olan nadir torpaq elementlərində qoşa şüa sınıma çox zəif ( $n_e - n_0) \cong 10^{-4}$  olduğundan, təmiz Faradey fırlanması müşahidə oluna bilər. Nəhayət, qeyd olunmalıdır ki, maqnit materiallarının əksəriyyəti görünən işıq şüaları üçün *qeyri-şəffafdır* və belə materiallar əsasında hazırlanmış cihazlar başlıca olaraq spektrin yaxın infraqırmızı diapazonunda fəaliyyət göstərə bilərlər. Ölçmələr göstərir ki, hətta infraqırmızı oblastda da ferromaqnit materialların əksəriyyəti böyük udma əmsalına malik olurlar.

## XIX FƏSİL. İŞIĞIN MÜHİTLƏ QARŞILIQLI TƏSİRİ

### § 19.1. Işığın udulması

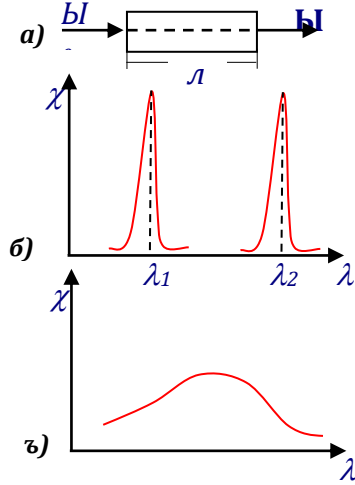
Işığın mühitə daxil və xaric olması, udulması, səpilməsi hadisələri işıq dalğasının mühitin atom və molekulları ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində baş verir. Işıq elektromaqnit dalğası olaraq mühitlə qarşılıqlı təsirdə onun atom molekullarındakı elektronları rəqsə gətirir. Atomlar rəqs sistemi kimi ikinci dalğaları şüalandırırlar. Lakin udulan dalğa enerjisinin yalnız bir hissəsi ikinci dalğalar kimi şüalanır, digər hissəsi isə rəqs sisteminin daxili enerjisinə çevrilir və nəticədə mühitdən keçən işığın intensivliyi azalır. Bu hadisəyə, yəni mühitdən keçərkən dalğa enerjisinin (intensivliyinin) azalmasına ***ışığın udulması*** deyilir. Əgər mühitə düşən işığın intensivliyi  $I_0$ ,  $l$ -qalınlıqlı mühiti keçdikdən sonra  $I$  olarsa, sonuncu

$$I = I_0 \cdot e^{-\chi l} \quad (19.1)$$

kimi təyin olunur. Işıq intensivliyinin  $e$  dəfə ( $e = 2,71$ ) azalmasına uyğun qalınlığı xarakterizə edən  $\chi$  kəmiyyəti *mühitin udma əmsalı* adlanır. Udma əmsalının ölçü vahidi  $m^{-1}$  -dir. Bu ifadə **Buger qanunu** adlanır. *Ber* bu ifadəni həlledicisi udma qabiliyyətinə malik olmayan şəffaf məhlullar üçün

$$I = I_0 e^{-\chi C l} \quad (19.2)$$

şəklində yazmışdır. Burada  $\chi_0$  qatılıqdan asılı olmayan həll olan maddənin molekulunun udulma əmsalı,  $C$  - məhlulun qatılığıdır. Bu ifadə əsasında mühitin qalınlığı  $l$ -in iki müxtəlif qiymətində keçən işığın intensivliyini ölçməklə məhlulların və qazların qatılığını təyin etmək mümkündür.



Шякил

Nisbətən kiçik

intensivliklərdə udma əmsalı yalnız düşən işığın dalğa uzunluğundan asılı olur ki, bu da mühitin *udma spektri* adlanır (şəkil 19.1). Işıq altında cisimlərin müxtəlif rəngləri bununla əlaqədardır. Qırmızı şüaları az udan, lakin yaşıl və göy işığın dalğa uzunluqlarına malik işığı güclü udan şüşə ağ işıqla (günəş şüası ilə) işıqlandırıldıqda qırmızı görünəcəkdir. Belə şüşəyə göy və ya yaşıl monoxromatik şüa göndərilərsə, şüşə «qara» rəngdə görünəcəkdir. Bu əsasda heç bir şüanı udmayan cisim **mütləq şəffaf** (ağ), bütün şüaları udan cisim isə **mütləq qara** (qeyri şəffaf) **cisim** adlanır.

Intensivliyin yüksək qiymətlərində mühitin udma və sındırma əmsallarının intensivlikdən asılı olaraq dəyişməsi, çoxfotonlu udulma, işığın tezliyinin ikinci və daha yüksək

hormonikalarının generasiyası baş verir. Bu hadisələr **qeyri-xətti optika** bölməsini təşkil edir. Biz yalnız **xətti** optik hadisələri təhlil edəcəyik.

Mühit yalnız bir növ atomlardan təşkil olunarsa, atomlar isə öz aralarında qarşılıqlı təsirdə olmazsa (*təsirsiz qaz, metal buxarı, 1 atomlu qaz*), udma spektri şəkil 19.1-də təsvir olunan kimi ayrı-ayrı udma xətlərindən ibarət olur. Bu udma xətlərinin tezliyi elektronun atom daxilində hərəkətinin tezliyini təyin edir. Işığın məxsusi tezliyi bu tezliklə rezonansa gəldikdə, işığın güclü udulması baş verir və bu da **udma xətti** adlanır. Bir neçə müxtəlif atomdan ibarət molekulardan təşkil olunan qazlarda şüalanma xətlərinin sayı xeyli artır. Burada hər bir atomun məxsusi tezliyi ilə yanaşı atomların özlərinin molekul daxili rəqsinə və fırlanmasına uyğun tezliklərdə də udma baş verir. Atomların kütləsi elektronun kütləsindən min dəfələrlə böyük olduğundan, göstərilən udma xətlərinin tezliyi xeyli kiçik olur və belə udma zolağı uzaq infraqırmızı oblasta uyğun gəlir. Yüksək təzyiq altında yerləşən qazların, habelə mayələrin və bərk cisimlərin udma spektri xeyli genişlənir. Burada ayrı-ayrı atomların şüalanma xətləri birləşərək məhdud dalğa uzunluğu oblastında kəsilməz spektr əmələ gətirirlər (şəkil 19.1,c). Buna səbəb atomlar və molekulalar arasında qarşılıqlı təsirin güclənməsidir. Qeyd edək ki, işığın udulması korpuskulyar nəzəriyyə əsasında – işığa kvantlar seli kimi baxdıqda da- kifayət qədər uğurla izah olunur.

## § 19.2. Işığın səpilməsi

Klassik dalğa nəzəriyyəsinə görə işığın səpilməsi qeyri-bircins mühitin atomlarında elektronların rəqsə gətirilməsi ilə əlaqələndirilir. Həyəcanlanmış atomlar *bütün istiqamətlərə* koherent ikinci dalğaları şüalandırdığından, bu dalğalar

interferensiya edərək yayılma istiqaməti istisna olmaqla bütün istiqamətlərdə bir-birini söndürürlər – yəni, bircins mühitdə işığın səpilməsi baş vermir. Mühitdə kiçik ölçülü hər hansı qeyri-bircinslik mövcud olarsa, işıq dalğaları difraksiya nəticəsində bütün istiqamətlərə səpələnəcəklər. Kiçik qeyri bircinsliklərdən difraksiya **səpilmə**, belə səpici mühitlər isə **tutqun mühitlər** adlanır. Tutqun mühitlərə misal olaraq tüstü (*qazda kiçik bərk cisimlər*), duman (*qazda kiçik maye damcılar*), müxtəlif emulsiyalar və s. göstərilə bilər. Qeyd edək ki, işığın səpildiyi hissəciklərin ölçüsü dalğa uzunluğundan xeyli kiçik olarsa, səpilən işığın **polyarlaşması** baş verəcəkdir. Belə ki, işıq dəstəsinin təsiri ilə elektronların rəqsi – işıq dəstəsinə perpendikulyar olan düşmə müstəvisində baş verir və ikinci dalğalarda  $\vec{E}$  vektoru elektronların rəqs müstəvisi üzrə yönəlir. Buna görə də, yayılma istiqamətinə perpendikulyar səpilən işıq tam, digər istiqamətlərə səpilən işıq isə qismən polyarlaşmaya məruz qalır.

Səpilmə nəticəsində yayılma istiqamətində işığın intensivliyi zəifləyir. Bu zəifləmə təkcə udma hadisəsi baş verdiyi halda nisbətən daha güclü olur. Tutqun mühitlər üçün intensivliyin mühitin qalınlığından asılı olaraq dəyişməsi (19.2) ifadəsindən fərqli olaraq

$$I = I_0 e^{-(\chi + \chi')l} \quad (19.3)$$

kimi ifadə olunur. Burada  $\chi'$  **səpilmə və ya ekstinksiya əmsali** adlanır, səpilən şüanın tezliyindən asılıdır.

Mühitdəki qeyri-bircinsliyin ölçüsü  $d \sim 0,1\lambda$  tərtibindədirsə, səpilən işığın intensivliyi

$$I_{\text{səp}} \sim \omega^4 \sim \frac{1}{\lambda^4} \quad (19.4)$$

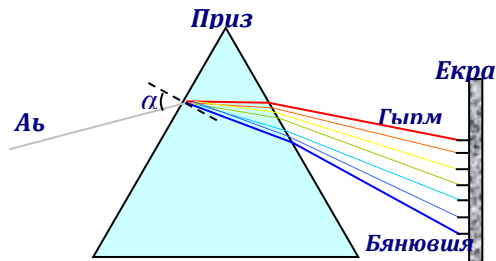
*Reley qanunu* ilə baş verir. Bu asılılığın sadə izahı vardır. Belə ki, ixtiyari rəqs edən yükün şüalandırıldığı enerji selinin sıxlığı elə tezliyin 4-cü dərəcəsi ilə mütənasibdir.



Qeyri-bircinsliklərin ölçüləri dalğa uzunluğu tərtibində və ondan böyük olduqda müxtəlif nöqtələrdəki elektronların rəqsi bir-birindən fazaca fərqləndiyindən, koherentlik şərti pozulacaqdır. Bu səbəbdən səpilən şüanın intensivliyinin tezlikdən asılılığı xeyli zəifləyir və (19.4) asılılığından fərqli  $I_{səp} \sim \omega^2$  olur. Qeyd edək ki, hətta aşqarlardan və çirklərdən diqqətlə təmizlənmiş maye və qazlar da işığı səpirlər. Bu hadisə «sıxlıq fluktuasiyası» nəticəsində baş verir və **molekulyar səpilmə** adlanır. Mühitdə sıxlıq fluktuasiyası, yəni mühitin müxtəlif nöqtələrində sıxlığın qismən dəyişməsi onun molekullarının xaotik (*istilik*) hərəkəti ilə əlaqədardır. Molekulyar səpilmə ilə fəzanın (*göyün*) gündüz mavi rəngdə görünməsi izah olunur. Havanın sıxlığının dəyişmə yerlərindən qısdalğalı mavi və göy rəngli şüalar sarı və qırmızıya nəzərən daha çox səpilir və göyün rəngi maviyə çalır. Günəş üfiqdə aşağı düşdükdə (*günbatana yaxın*) səpilən şüalar daha qalın hava qatını keçirlər və udulma nəticəsində zəiflədiklərindən, keçən işıq qırmızı rəngli şüalarla zənginləşirlər. Buna görə gün batdıqda fəza (*göy*) qızarır.

### § 19.3. Işığın dispersiyası

Işığın dalğa uzunluğundan asılı olaraq mühitin sındırma əmsalının dəyişməsinə **dispersiya** deyilir.  $n \sim f(\lambda_0)$   $\lambda_0$  - işığın vakuumda dalğa uzunluğudur.



Шякил 19.2

Hələ 1672-ci ildə Nyuton üçbucaq prizmanın sındırma əmsalının dalğa uzunluğundan asılı olmasını müşahidə etmişdi. Prizmanı ağ işıqla işıqlandırdıqda qırmızı şüanın ən az, bənövşəyi şüanın ən çox sınması müşahidə edilmiş

və dalğa uzunluğu artdıqca sındırma əmsalının qiymətinin kiçilməsi müəyyənləşdirilmişdir (Şəkil 19.2).

Mühitin dispersiyası  $\frac{dn}{d\lambda} = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$  kəmiyyəti ilə

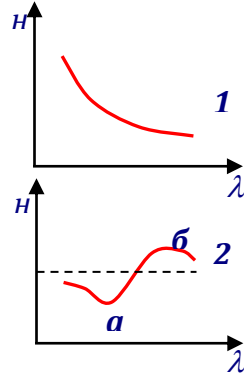
xarakterizə olunur. Şəffaf mühitlərdə adətən dalğa uzunluğunun artması ilə sındırma əmsalı azalır və azalma  $\lambda_0$  artdıqca zəifləyir (şəkil 19.3).

Beləliklə şəffaf mühitlər üçün  $\frac{dn}{d\lambda} < 0$ , yəni dispersiya mənfi işarəyə

malik olur. Bu **normal dispersiya** adlanır. Işığın udulması baş verən tezliklərdə (*dalğa uzunluqlarında*) mühitin sındırma əmsalı dalğa uzunluğunun artması ilə sürətlə artır (şəkil 19.3-də *a, b* hissəsi)  $\frac{dn}{d\lambda} > 0$ .

Sındırma əmsalının  $\lambda$ -dan belə asılılığı **anomal dispersiya** adlanır.

Dispersiyalı mühitdə işığın yayılma sürəti onun rəngindən asılı olur. Görünən oblasta nəzər yetirsək, şəkil 19.2-dən görünür ki, qırmızı şüaların sındırma əmsalı ən kiçik (*sürəti ən böyük*), bənövşəyi şüaların sürəti isə ən kiçik olur. Qırmızı ilə bənövşəyi rəng arasında görünən oblastın tam spektrində müxtəlif rəngli şüaların yayılma sürətləri qırmızı işıqdan kiçik, bənövşəyi şüadan isə böyük olur. Dispersiyalı dalğa nəzəriyyəsi əsasında başa düşmək üçün mühitdə işıq şüaları vasitəsilə hər hansı informasiyanın (*rəngin*) verilmə mexanizmini araşdırmalıyıq. Bunun üçün elektromaqnit dalğasını **faza və qrup sürətini** ayırd etmək lazımdır. Məsələ ondadır ki, sadə monoxromatik işıq dalğası informasiya daşımaq qabiliyyətinə malik deyildir, çünki növbəti dalğa əvvəlkini



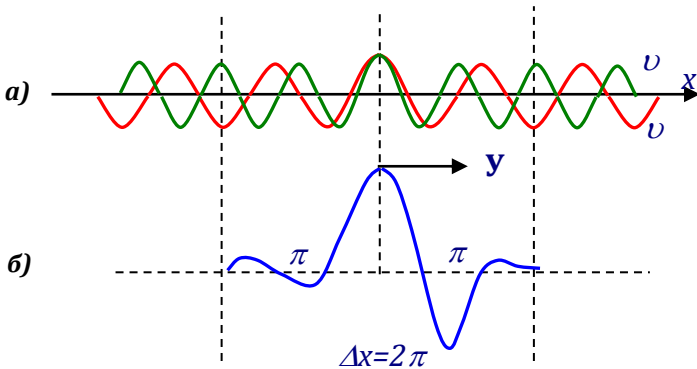
ШЯКИЛ 19.3

tam təkrar edir. Belə dalğanın yayılma sürəti kimi onun fazasının sabit qaldığı müstəvinin yayılma sürəti

$$\varphi = \omega t - kx = \text{const} \Rightarrow \varphi' = 0 \Rightarrow \omega - k \frac{dx}{dt} = 0$$

$$\frac{dx}{dt} = v = \frac{\omega}{k} \quad (19.5)$$

**faza sürəti** adlandırılır. Monoxromatik işıq dalğası yeganə faza sürəti ilə xarakterizə olunur. Qeyd edək ki, monoxromatik dalğa heç bir informasiya daşmadığı üçün riyazi abstraksiyadır. Informasiyanı dalğa vasitəsilə göndərmək üçün dalğaya hər hansı «nişan qoymaq» (məsələn, həmin anda dalğanı kəsmək) olar, lakin bu halda periodiklik pozulduğundan dalğa tənliyi düz olmayacaqdır. Informasiyanı «**dalğa zərfi**» adlanan və tezliyi bir-birindən o qədər də çox



Шякил 19.4

fərqlənməyən iki monoxromatik dalğanın toplanmasının nəticəsi kimi formalaşan dalğalar qrupu ilə göndərmək mümkündür (şəkil 19.4). «Zərfin» daxilində toplanan dalğalar bir-birini gücləndirir və zəiflədir, zərfdən xaricdə isə bir-birini tam yox edirlər. Eyni amplitudlu,  $x$  oxu boyunca yayılan, tezliyi bir-birindən az fərqlənən  $[\omega_2 - \omega_1 = \Delta\omega, (\Delta\omega \ll \omega_1; \omega_2)$   $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega_1, k_2 - k_1 = \Delta k, k_2 + k_1 = 2k_1]$  iki

$$E_1 = E_0 \cos(\omega_1 t - k_1 x); \quad E_2 = E_0 \cos(\omega_2 t - k_2 x) \quad (19.6)$$

dalğalarının toplanmasına nəzər yetirək (şəkil 19.4, a).

$$E = E_1 + E_2 = 2E_0 \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x\right) \cos(\omega_1 t - k_1 x) \quad (19.7)$$

$$= E_0^* \cos(\omega_1 t - k_1 x)$$

(19.17) ifadəsi amplitudu zamandan asılı olaraq periodik dəyişən  $\omega_1$  tezlikli monoxromatik dalğa kimi təqdim oluna bilər. Dalğaların toplanmasından alınan modullaşmış amplitud dalğası müəyyən bir  $u$  sürəti ilə yayılır ki, buna **dalğalar toplusunun qrup sürəti** deyilir. (19.7) ifadəsində  $E_0^*$  amplituduna nəzər yetirsək,

$$E^* = 2E_0 \cos\left(\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x\right) \quad (19.8)$$

onun özünü  $\frac{\Delta\omega}{2}$  tezlikli monoxromatik dalğaya uyğun gəlidiyi aydın olar. Amplitud dalğasının özünün sürətini yuxarıdakına analogi olaraq onun fazasının sabit olduğu müstəvinin sürəti kimi təyin edək:

$$\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta k}{2}x = const \quad (19.9)$$

Müəyyən çevirmələr apardıqdan sonra (19.9) ifadəsi

$$x = \frac{\Delta\omega}{\Delta k}t + const \quad (19.10)$$

şəklinə düşər. Koordinatın zamandan asılılığında əmsal sürəti təyin etdiyindən,

$$u = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} = \frac{d\omega}{dk} \quad (19.11)$$

**dalğa qrupunun sürətini** təyin edər. (19.5) ifadəsini nəzərə alaraq faza sürəti ilə qrup sürəti arasında əlaqə yaradarıq:

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(kv)}{dk} = v + k \frac{dv}{dk} = v + k \frac{dv}{d\lambda} \frac{d\lambda}{dk}.$$

(19.12)

Nəzərə alsaq ki,  $k = \frac{2\pi}{\lambda} \Rightarrow \frac{dk}{d\lambda} = -\frac{2\pi}{\lambda^2}$ , onda (19.12)

ifadəsindən

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} \quad (19.13)$$

alınır. Göründüyü kimi qrup sürəti faza sürətindən həm böyük, həm də kiçik ola bilər. Nəzərə alsaq ki, faza sürəti heç bir informasiya ötürə bilməz və ona görə də faza sürəti həm işığın vakuumdakı  $c$  sürətindən böyük, həm də kiçik ola bilər. Informasiyanın ötürülməsi dalğalar qrupu vasitəsilə mümkün olur və buna görə də qrup sürəti istənilən halda işığın vakuumda sürətindən kiçik olur. Dispersiyalı mühitdə işıq qrup sürəti ilə yayılır.

Dispersiyanın dalğa nəzəriyyəsi əsasında izah etmək üçün işığın maddə ilə qarşılıqlı təsir mexanizmi nəzərə alınmalıdır.  $\omega_0$  məxsusi tezliyi ilə rəqs edən elektron  $\omega$  tezlikli işıq dalğasının təsiri altında məcburi rəqs icra edəcəkdir. Işıq dalğasında həm elektrik, həm də maqnit sahələri mövcud olmasına baxmayaraq, elektron yükə malik olduğu üçün ona elektrik sahəsi təsir edəcəkdir:  $F = eE \cos \omega t$  və onun məcburi rəqsinin diferensial tənliyi:

$$r'' + 2\beta r' + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E \cos \omega t \quad (19.14)$$

olar. Burada  $r$  -elektronun koordinatı,  $\beta$  -enerjinin udulması ilə rəqsin sönməsinə xarakterizə edən parametr,  $\omega_0$  isə elektronun məxsusi tezliyidir. (19.14) tənliyinin həlli

$$r = \frac{eE}{m\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \cos \omega t \quad (19.15)$$

kimidir. Tarazlıqdan yerdəyişmə icra edən elektron atomu polyarlaşdırar və polyarlaşma vektoru

$$P = N \cdot r_i \cdot e = \frac{Ne^2}{m} \sum_{i=1}^Z \frac{E(t)}{\sqrt{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \quad (19.16)$$

kimi təyin olunur. Burada  $Z$  atomdakı elektronların sayıdır. Dielektrik nüfuzluğunu məlum

$$\varepsilon = \frac{D}{\varepsilon_0 E} = \frac{\varepsilon_0 E + P}{\varepsilon_0 E} \quad (19.17)$$

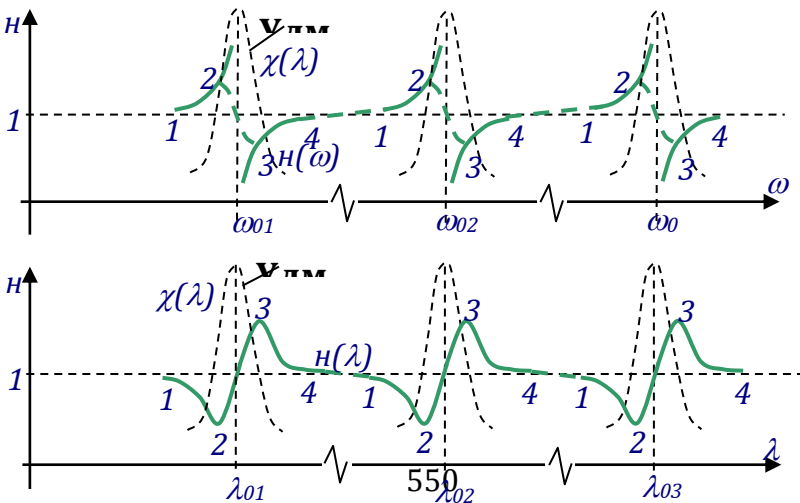
ifadəsində  $\varepsilon$  ilə sındırma əmsalı arasında  $\varepsilon = n^2$  əlaqəsini nəzərə alsaq, mühitin sındırma əmsalının tezlikdən asılılığı

$$n^2 = 1 + \frac{e^2 N}{m \varepsilon_0} \sum_{i=1}^Z \frac{1}{\sqrt{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \quad (19.18)$$

kimi təyin olunur. Fərz edək ki, udma yoxdur  $\beta = 0$ . Bu halda sındırma əmsalının tezlikdən asılılığı

$$n^2 = 1 + \frac{e^2 N}{m \varepsilon_0} \sum_{k=1}^Z \frac{1}{\omega_{0k}^2 - \omega^2} \quad (19.19)$$

olar. Şəkil 19.5-də təsvir olunan bütöv xətlər bu  $n(\omega)$  asılılığını təcəssüm etdirir.  $\omega_{ok} \gg \omega$  olduqda (19.19) ifadəsinə görə  $n$  vahiddən böyük olmaqla,  $\omega_{ok} \ll \omega$  olduqda



isə kiçik olmaqla 1-ə yaxınlaşır.  $\omega_{ok} \cong \omega$  olduqda isə  $n \rightarrow \infty$  kimi paradoks alınır. Lakin bütün hallarda tezlik artdıqca (*dalğa uzunluğu azaldıqca*)  $n$ -in artması baş verir ki, bu da normal dispersiyanı izah edir.  $n \rightarrow \infty$  normal *dispersiyanın* pozulmasına işarədir.

Yuxarıda göstəriləyi kimi  $\omega = \omega_{oi}$  tezliklərində işığın rezonans udulması baş verir və bu tezliklər oblastında  $\beta$ -sönmə əmsalı (19.18) ifadəsində hökmən nəzərə alınmalıdır. Bu halda  $\omega$ -nın  $\omega_{oi}$ -yə yaxın qiymətlərində  $n$ -in kəskin artması və azalmasının qarşısı alınır və hətta  $\omega = \omega_{oi}$  olduqda belə  $n$ -sonlu qiymətə malik olur. Lakin bu hissədə tezliyin artması ilə  $n$ -in azalması baş verir ki, bu da anomal dispersiyanı izah edir. Beləliklə, anomal dispersiya udma zolağına uyğun tezliklərdə baş verir. Şəkildə  $1 \rightarrow 2$  və  $3 \rightarrow 4$  hissələri normal dispersiyaya ( $\frac{dn}{d\omega} > 0$ ),  $2 \rightarrow 3$  hissələri isə anomal dispersiyaya ( $\frac{dn}{d\omega} < 0$ ) uyğun gəlir.

Qeyd edək ki,  $3 \rightarrow 4$  hissəsində  $n < 1$  və  $v = \frac{c}{n} \Rightarrow v > c$

kimi paradoks alınır.  $c$ -ışığın vakuumda sürətidir. Lakin bu nisbilik nəzəriyyəsinə zidd deyil, çünki burada söhbət işığın informasiya ötürməyə qadir olmayan faza sürətindən gedir.

Burada  $\frac{dn}{d\lambda} > 0$  olduğundan qrup sürəti  $c$ -dən kiçik olur.

Anomal dispersiya oblastında udma çox böyük olduğundan qrup sürəti öz mənasını itirir. Vakuumda isə dispersiya olmadığından qrup sürəti faza sürəti ilə üst-üstə düşür.

## XX FƏSİL. KVANT OPTİKASI

Işıq mənbələrinin şüalanma mexanizminin araşdırılması işığın elektromaqnit təbiətinin ziddiyyətli olduğunu aşkara

çıxardı və işığın kvant təbiəti haqda təlimin yaranmasına zəmin yaratdı.

### § 20.1. İstilik şüalanması

İşıq mənbəyi şüalanarkən müəyyən enerji itkisinə məruz qaldığından, şüalanmanın davam etməsi üçün daim kənardan enerji ilə təchiz olunmalıdır. Beləliklə, şüalanma zamanı müxtəlif növ enerjilər işıq enerjisinə çevrilir. Əgər şüalanma zamanı mənbəyin daxili enerjisinin işıq enerjisinə çevrilməsi baş verirsə, temperatur və ya istilik şüalanması, bütün digər enerjilər hesabına şüalanmalar isə lüminessensiya adlanır. Bütün mövcud şüalanma növlərindən yalnız istilik şüalanması istənilən temperaturda baş verir, lakin şüalanma intensivliyi və onun spektral tərkibi temperaturun qiymətindən asılıdır. Şüalanma intensivliyi temperatur yüksəldikcə artır.

Şüalanan cisim enerji itirdiyindən, onun soyumaması üçün cisim öz üzərinə düşən şüaları udaraq itkinin yerini doldurmalı və xarici mühitlə tarazlığa gəlməlidir. Əgər şüalanan cismin temperaturu onun yerləşdiyi mühitin temperaturundan yüksəkdirsə, onun udduğu enerji miqdarı şüalandırdığı enerjiden az olduğundan, müəyyən zaman müddətində cisim soyuyaraq tarazlığa gələcək. Cismin temperaturu ətraf mühitin temperaturundan az olduğu halda udulan enerji miqdarı şüalanandan böyük olur, cisim qızır və yenə də istilik şüalanması vasitəsilə ətraf mühitlə tarazlığa gəlir. Beləliklə istilik şüalanması tarazlıq vəziyyətinin bərpa olunmasına xidmət edir. Tarazlıq vəziyyətinə gələn cisim şüalanmasını davam etdirəcək, lakin onun udduğu enerjinin miqdarı şüalandırdığı enerjinin miqdarına bərabər olacaqdır. Deməli, istilik şüalanması tarazlıq şüalanmasıdır. İstilik şüalanmasını xarakterizə edən əsas fiziki kəmiyyətlər ***mənbəyin parlaqlığı və şüaudma qabiliyyətidir.***

Mənbəyin işıq temperaturunda vahid səthdə vahid zamanda şüalanan, tezliyi  $\nu$ ,  $\nu + d\nu$  intervalına uyğun gələn işıq enerjisinə ***mənbəyin parlaqlığı*** deyilir. Mənbəyin



parlaqlığı  $dR = r_\nu d\nu$  kimi təyin olunur və  $r_\nu$  - işıq temperaturda  $\nu$  tezliyinə malik işıqın **şüalanma qabiliyyəti** adlanır. Temperatur dəyişdikdə  $r_\nu$  - dəyişir, yəni şüalanma qabiliyyəti həm tezliyin, həm də temperaturun funksiyasıdır. Lazım gəldikdə tezlikdən dalğa uzunluğuna və əksinə keçmək mümkündür:

$$dR_\lambda = dR_\nu; \quad r_\lambda d\lambda = r_\nu d\nu.$$

Tezlik ilə dalğa uzunluğu arasında  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  və  $d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda$

ifadələri nəzərə alınarsa ( $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/san}$ ),

$$r_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} r_\nu \quad (20.1)$$

olar. Mənfi işarəsi dalğa uzunluğunun dəyişməsi ilə tezliyin dəyişməsinin qarşılıqlı əks olduğunu nümayiş etdirdiyi üçün nəzərə alınmaya bilər, çünki

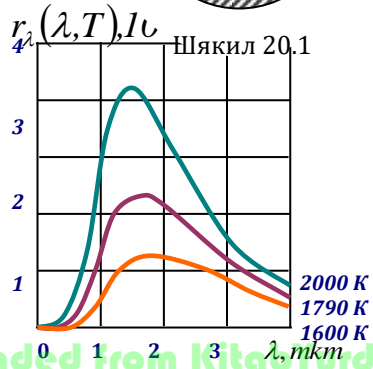
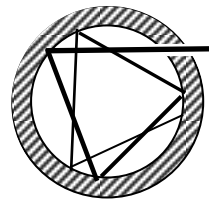
$$r_\nu \geq 0; \quad r_\lambda \geq 0.$$

**Şüaudma qabiliyyəti:** tezliyi  $d\nu$  intervalında olan düşən işıq enerjisinin hansı hissəsinin cisim tərəfindən udulmasını xarakterizə edən kəmiyyət şüaudma qabiliyyəti adlanır:

$$a_\nu = \frac{W_{\nu, \nu+d\nu}^{ud}}{W_{\nu, \nu+d\nu}^{di}} \quad (20.2)$$

Udma qabiliyyəti həm tezliyin, həm də temperaturun funksiyasıdır və istənilən cisim üçün  $a(\nu, T) \leq 1$ .

Əgər cisimin üzərinə düşən ixtiyari tezlikli şüaların hamısı udularsa,  $a(\nu, T) = 1$  olar və belə cisim mütləq qara cisim (MQC) adlanır. Təbiətdə MQC mövcud deyil, lakin süni olaraq MQC



hazırlamaq mümkündür. İçi boş kürədə kiçik yarıq açsaq (şəkil 20.1), düşən  $S$  şüası sfera daxilində çoxsaylı əksolunmalarda tamamilə udular [ $a(\nu, T)=1$ ] və cisimi qızdırar. Bu temperaturda cisim həm də şüalandığından yarıqdan xaric olunan şüaların intensivliyinin dalğa uzunluğundan asılılığı tədqiq oluna bilər. Şüalanma qabiliyyətinin müxtəlif temperaturlarda dalğa uzunluğundan asılılığının təcrübi ayrılması şəkil 20.2-də göstərilmişdir.

Göründüyü kimi, temperatur artdıqca  $r_\lambda$  artır və maksimal şüalanma qabiliyyətinə uyğun gələn  $\lambda_{\max}$ -un qiyməti  $T$ -nin artması ilə qısa uzunluqlu dalğalara doğru sürüşür.

İstənilən cismin udma və şüalanma qabiliyyətləri arasında əlaqə mövcud olmalıdır. Kirhoff göstərmişdir ki, şüaburaxma qabiliyyətinin udma qabiliyyətinə olan nisbəti şüalanan cismin təbiətindən asılı olmayıb, yalnız temperatur və tezliyin universal funksiyasıdır:

$$\frac{r(\nu, T)}{a(\nu, T)} = f(\nu, T) \quad (20.3)$$

$f(\nu, T)$  Kirhoffun paylanma funksiyası adlanır.

Özlüyündə  $r_{\nu, T}$  və  $a_{\nu, T}$  bir cisimdən digərinə keçdikdə dəyişə bilər, lakin  $f(\nu, T)$  funksiyası bütün cisimlər üçün eyni aşkar şəkllə malik olub, yalnız  $\nu$  və  $T$ -dən asılı olur.

Mütləq qara cisim halında  $a_{\nu, T} = 1$  olduğundan  $r(\nu, T) = f(\nu, T)$ . Deməli, Kirhoff funksiyası elə həmin temperaturda mütləq qara cismin şüalanma qabiliyyətidir. Bu **Kirhoff qanunu** adlanır. Lakin Kirhoff  $f(\nu, T)$  funksiyasının aşkar riyazi şəklini təyin edə bilməmişdi.

İstilik şüalanmasının tədqiqi  $f(\nu, T)$  funksiyasının aşkar şəklinin təyin edilməsinə və araşdırılmasına həsr edilir. Belə ki,  $f(\nu, T)$ -nin aşkar şəkli bilavasitə şüalanma prosesinin fiziki

mexanizmini təyin edir. Qeyd edək ki, bu araşdırmalar işığın kvant təbiəti haqda təliminin yaranması ilə nəticələndi.

**Stefan-Bolsman qanunu:** Kirhoff funksiyasının aşkar şəklinin təyin edilməsində ilk addımı 1879-cu ildə Stefan atdı. O, təcrübi faktları təhlil edərək göstərdi ki, istənilən cismin şüalandırdığı enerji seli temperaturun 4-cü dərəcəsi ilə mütənasibdir:

$$R = \int_0^{\infty} f(\nu, T) d\nu = \sigma T^4 \quad (20.4)$$

Sonrakı dəqiq ölçmələr bu fikrin yalnız olduğunu göstərsə də, 1884-cü ildə termodinamik təsəvvürlər əsasında Bolsman sübut etdi ki, (20.4) düsturu yalnız MQC üçün doğrudur. (20.4) düsturu Stefan-Bolsman qanunu,  $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{Wt} / \text{m}^2 \text{K}^4$  isə Stefan-Bolsman sabiti adlanır. Lakin Stefan-Bolsman qanununda şüalanma qabiliyyətinin tezlikdən asılılığı haqda heç bir məlumat yoxdur, yalnız inteqral işıq enerjisinin temperaturdan asılılığını ifadə edir. Ona görə Stefan-Bolsman funksiyası  $f(\nu, T)$ -nin aşkar şəkli qəbul edilə bilməz.

**Vin qanunu.** Vin 1893-cü ildə şüalanmanın elektromaqnit nəzəriyyəindən və termodinamikanın prinsiplərindən istifadə edərək göstərdi ki,  $f(\nu, T)$  funksiyası tezlik ( $\nu$ ) və temperatur ( $T$ )-dan ayrılıqda deyil,  $\left(\frac{\nu}{T}\right)$  kimi nisbətindən asılıdır. Beləliklə, Vin şüalanma qabiliyyəti üçün ikidəyişənli funksiyanı birdəyişənli funksiya ilə əvəz etdi:

$$f(\nu, T) = \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right) \quad (20.5)$$

$F\left(\frac{\nu}{T}\right)$ -tezliyin temperatura nisbətindən asılı olan **Vin funksiyası** adlanır. Tezlikdən dalğa uzunluğuna keçsək Vin funksiyası

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{c}{\lambda^2} f(\nu, T) = \frac{c^4}{\lambda^5} F\left(\frac{c}{\lambda T}\right)$$

şəklinə düşər. Vinin  $f(\nu, T)$  funksiyasının aşkar ifadəsini təyin edə bilməməsinə baxmayaraq, o bir sıra vacib nəticələrin alınmasına nail ola bildi.

Şüalanma qabiliyyətinin maksimal qiymətində  $\frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} = 0$  olduğunu nəzərə alaraq, Bin

$$\lambda_{\max} \cdot T = b \quad (20.6)$$

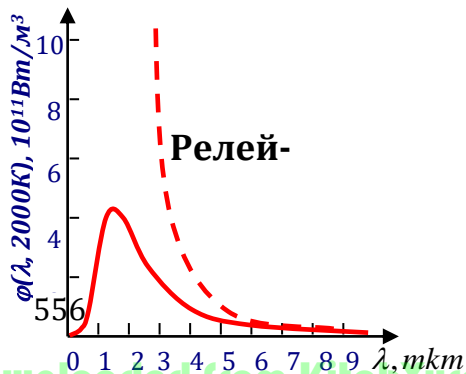
şəklində ifadə olunan **sürüşmə qanununu** almağa müvəffəq oldu. Burada  $b$  - **Vin sabiti** adlanır və ədədi qiymətcə  $b = 2,9 \cdot 10^{-3} m \cdot K$ -ə bərabərdir. Vinin sürüşmə qanununa görə temperatur artdıqca maksimal intensivliyə uyğun gələn dalğa uzunluğu qısa tərəfə sürüşməlidir. Bu nəticə şəkil 20.2-də təsvir edilmiş təcrübi şüalanma spektrləri ilə tam uyğunluq təşkil edir.

Vin qanununun digər mühüm nəticəsi kimi  $\lambda_{\max}$  -a uyğun gələn şüalanma qabiliyyətinin temperaturunun 5-ci dərəcəsi ilə mütənəsbibliyinin müəyyən olunmasıdır.

$$\varphi(\lambda_{\max}) = \frac{c^4}{b^5} f\left(\frac{c}{b}\right) T^5 = const \cdot T^5 \quad (20.7)$$

(20.7) ifadəsi təcrübi faktlara kifayət qədər uyğun gəlir.

**Reley-Cins qanunu:** Reley və Cins ilk dəfə olaraq  $f(\nu, T)$  funksiyasının həm temperaturdan, həm də tezlikdən asılı olan aşkar şəklini müəyyən etməyə müvəffəq oldular. Şüalanma cismindəki atomların müxtəlif tezliklərə malik rəqs edən sistemlər kimi baxan Reley və Cins, enerjinin



sərbəstlik dərəcələrinə bərabər paylanması teoremindən istifadə etdilər. Hər bir atomun rəqs sərbəstlik dərəcəsinin  $kT$  enerjisinin ( $k$ -Bolsman sabitidir) yarısının elektrik, digər yarısının isə maqnit enerjisinə uyğun gəldiyini qəbul edərək, şüalanma qabiliyyəti üçün  $f(\nu, T)$  funksiyasını hesabladılar:

$$f(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT. \quad (20.8)$$

Qeyd edək ki, şüalanma qabiliyyətinin tezlikdən və temperaturdan asılılığını aşkar şəkildə təsvir edən bu funksiya Vin və Stefan-Bolsman qanunları ilə uyğunluq təşkil edir. Lakin, (20.8) funksiyası yalnız kiçik tezlik və ya böyük dalğa uzunluqlarında təcrübə ilə uzlaşır. Böyük tezliklərdə isə təcrübə ilə həm kəmiyyətcə, həm də keyfiyyətcə ziddiyyət təşkil edir. Şəkil 20.3-də bütöv xətlə təcrübə əyri, qırıq xətlə isə (20.8) Reley-Cins funksiyasının qrafiki təsvir edilmişdir. Atom rəqs sistemləri istənilən tezliyə malik ola bildiyindən şüalanan işıq seli

$$R = \int_0^{\infty} f(\nu, T) d\nu = \frac{2\pi kT}{c^2} \frac{\nu^3}{3} \Big|_0^{\infty} = \infty! \quad (20.9)$$

olar. Şüalanan enerjinin sonsuzluğa bərabər olması fiziki olaraq başa düşülmür və təcrübə ilə ziddiyyət təşkil edir. Bu nəticə alimlər tərəfindən «*ultrabənövşəyi fəlakət*» adlandırılmışdır, çünki şüalanma intensivliyi həmişə sonlu qiymətə malik olmalıdır.

**Plank düsturu:** Klassik fizika nöqtəyi-nəzərincə Reley-Cins düsturu dolğun təsəvvürlər əsasında alındığından doğru olmalıdır. Onun təcrübə ilə uyğun gəlməməsi, klassik fizika təsəvvürlərinin şüalanma hadisəsinin izahında aciz olduğunu nümayiş etdirir.

Bu fikri rəhbər tutaraq, XX əsrin əvvəllərində **Maks Plank**  $f(\nu, T)$  funksiyasınının təcrübə ilə tam uyğun gələn ifadəsini müəyyən etməyə nail oldu. Qeyd olunan nəticəyə nail olmaq üçün Plank klassik fizikadan mamamilə imtina etdi.

Plank fərz etdi ki, elektromaqnit dalğaları atomlar tərəfindən **porsiyalar** (*kvantlar*) şəklində şüalanırlar və hər bir kvantın enerjisi  $E = h\nu$  kimi təyin olunur. Mütənasiblik əmsalı  $h$  - *Plank sabiti* adlanır. Plank sabitinin qiyməti heç bir kəmiyyətdən asılı olmayıb,  $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ C} \cdot \text{san} \cdot \text{yə}$  bərabərdir. Plank göstərdi ki, şüalanan enerji  $E = h\nu \cdot N$  kimi təyin olunarsa,  $f(\nu, T)$  funksiyasının aşkar şəkli

$$f(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (20.10)$$

olar. Burada  $e$  - natural loqarifmanın əsası adlanan *Nepr adədidir* ( $e \approx 2,71$ ). Fizikada **enerji** x **zaman** kimi təyin olunan «*təsir*» adlanan fiziki kəmiyyətdən istifadə olunur. Buna görə də  $h$  elə ən kiçik, yəni elementar təsir kimi başa düşülə bilər.

Plank düsturu təcrübə ilə uyğun gəlməklə yanaşı, *MQC*-in yuxarıda sadalanan şüalanma qanunlarının hamısının riyazi şəklini almağa, eyni zamanda Stefan-Bolsman və Vin sabitlərini əsas fiziki sabitlərlə ifadə etməyə imkan verdi:

a) *Şüalanan işıq seli*:

$$R = \int_0^{\infty} \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu = \frac{2\pi r^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4$$

kimi Stefan-Bolsman qanunu alırıq. Göründüyü kimi  $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}$  fiziki sabitlərlə ifadə olunur və onun hesablanan qiyməti təcrübi qiymətə uyğun gəlir.

b) Maksimal şüalanma intensivliyinə uyğun gələn dalğa uzunluğunda  $\left[ \frac{\partial \varphi(\lambda, T)}{\partial \lambda} \right]_{\lambda=\lambda_m} = 0$  şərtindən istifadə etdikdə, yeganə kökü  $\frac{hc}{kT\lambda_{\max}} = 4,965$  olan transendent tənlik alınır.

$T\lambda_{\max} = b$  kimi Vinin sürüşmə qanununu və Vin sabitinin

$b = \frac{hc}{4,965k}$  kimi fiziki sabitlərlə ifadəsini alırıq.

c) Kiçik tezliklər oblastında və kifayət qədər yüksək temperaturda  $h\nu \ll kT$  olduğundan,  $e^{\frac{h\nu}{kT}} = 1 + \frac{h\nu}{kT}$  kimi sıraya ayırısaq, Plank düsturu

$$f(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{\frac{h\nu}{kT}} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT$$

kimi Reley-Cins düsturuna çevrilər.

Beləliklə, Plank düsturunun təcrübə ilə uzlaşması və MQC şüalanma qanunlarının hamısını izah etməsi onun həqiqətə uyğun olduğunu sübut edir. Bu işə **işığın yeni təbiətinin – onun diskret təbiətə malik fonotlar seli kimi atomlar tərəfindən buraxılması** ideyasının – əsasını qoydu. Qeyd edək ki, Plankın bu ideyası başqa fiziki hadisələrin izahatında böyük rol oynamışdır. Bu hadisələr haqda sonrakı paraqraflarda danışılacaqdır.

**Optik pirometriya:** İstilik şüalanması qanunları əsasında işıq mənbələrinin yüksək temperaturunun təyin olunması üsulları optik pirometriya adlanır. Optik pirometriyada mənbələrin şüalanma, rəng və parlaqlıq temperaturları kimi fiziki kəmiyyətlərini təyin edirlər. Bu temperaturlar mənbəyin həqiqi temperaturundan fərqlənir.

a) **Şüalanma (radiasiya) temperaturu:** Mənbəyin şüalandırdığı enerjini ölçməklə Stefan-Bolsman qanunu

əsasında  $T_s = \sqrt[4]{\frac{R}{\sigma}}$  kimi təyin olunur. MQC olmayan cisimlər

üçün bu qanun doğru olmadığından, şüalanma temperaturu adətən mənbəyin həqiqi temperaturundan kiçik olur.

Şüalanma temperaturu *radiasiya pirometri* adlanan cihaz vasitəsilə təyin olunur.

**b) Rəng temperaturu:** Vinin sürüşmə qanunu əsasında şüalanma intensivliyinin spektral əyrisində  $\varphi_{\max}$  -a uyğun  $\lambda_{\max}$  qiymətini ölçməklə təyin olunan temperatura deyilir. Günəşin bu üsulla hesablanan temperaturu  $T_k \approx 6000K$  təşkil edir. Vin qanunu MQC olmayan cisimlərə dəqiq tətbiq edilə bilmədiyindən, rəng temperaturu adətən həqiqi temperaturdan yüksək olur. Qeyd edək ki, rəng temperaturu yalnız bütöv spektrə malik mənbələr üçün müəyyən məna kəsb edir və şüalanması tezlikdən kəskin asılı olan mənbələr üçün öz mənasını itirir.

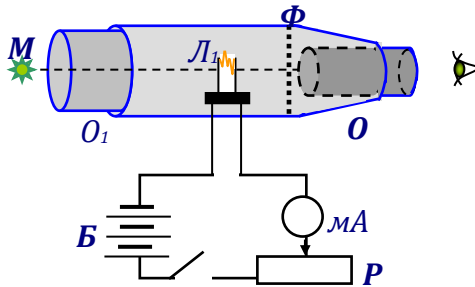
v) **Mənbəyin parlaqlıq temperaturu:** MQC -in elə temperaturu ilə eyniləşdirilir ki, müəyyən  $\lambda_0$  dalğa uzunluğunda mənbəyin və MQC şüalanma qabiliyyətləri bərabər olsun.

$$\varphi(\lambda_0, T_n) = r(\lambda_0, T)$$

Burvada  $T$ -mənbəyin həqiqi temperaturudur. Bütün cisimlər üçün  $\varphi(\lambda_0, T_n) < r(\lambda_0, T)$  olduğundan,  $T > T_n$

Nümunə üçün optik pirometrlərdən birinin iş prinsipi ilə tanış olaq. Şəkil 20.4-də parlaqlıq temperaturunu təyin etmək üçün işlədilən

pirometrin prinsiplial sxemi göstərilmişdir. Pirometr temperaturu axan cərəyanın qiymətinə görə təyin oluna bilən  $L_1$  lampası əsasında qurulur.  $L_1$  lampasının telinin və



Шякил 20.4



temperaturu təyin olunacaq şüalanan  $M$  cisminin xəyalları  $O$  və  $O_1$  obyektivləri vasitəsilə alınaraq bir müstəviyə ( $F$ ) gətirilir.

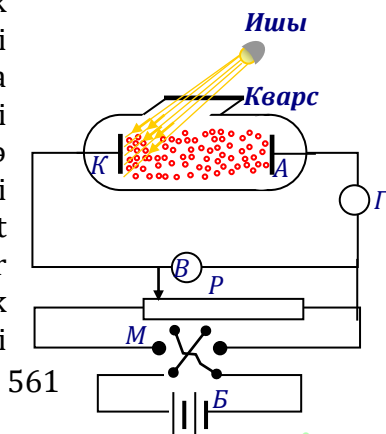
Etalon  $L_1$  lampasının parlaqlığı  $R$  reostatı ilə tənzim edilir və lampa telinin şüalanma intensivliyi  $M$  cisminin şüalanmasına bərabər olduqda  $L_1$  lampasının teli artıq görünməyəcək. Ampermetrin göstərişinə uyğun təyin edilən  $L_1$  lampasının telinin temperaturu elə tədqiq olunan işıq mənbəyinin parlaqlıq temperaturuna bərabər olacaq. Qeyd edək ki, parlaqlıq temperaturunun qiyməti Plank düsturu əsasında mənbəyin həqiqi temperaturunu təyin etməyə imkan verir.

## § 20.2. Fotoeffekt

Işığın korpuskulyar təbiəti haqqında təlimin inkişafında fotoeffekt hadisəsinin müstəsna rolu olmuşdur.

Fotoeffekt hadisəsi müşahidə olunan vaxt, işığın  $10^{13} \div 10^{15} \text{ Hz}$  tezlikli elektromaqnit dalğaları olması heç bir şübhə doğurmurdu. Lakin fotoeffektin təcrübi qanunauyğunluqları işığın dalğa təbiətinin mübahisəli olduğunu və onun maddə tərəfindən korpuskullar (zərrəciklər) şəklində udulduğunu sübuta yetirdi.

**Fotoeffekt** - işığın təsiri altında maddədən elektronların qoparılması hadisəsinə deyilir. İlk dəfə 1887-ci ildə H.Hers elektrik qövsünü ultrabənövşəyi şüalarla işıqlandırdıqda elektrik boşalmasının xeyli asanlaşmasını müşahidə etmişdir. Sonradan rus alimi A.Stoletov keyfiyyət xarakterli təcrübələr apararaq mənfə yükə malik katodu ultrabənövşəyi



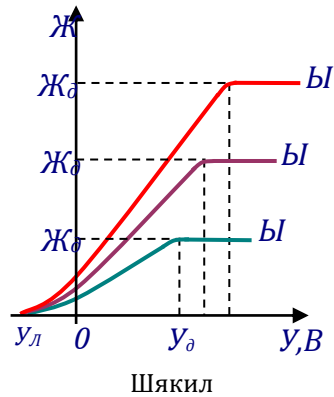
şüalarla işıqlandırdıqda daha güclü fotoeffekt yarandığını göstərmişdir. Stoletov işığın təsiri ilə qopan zərrəciklərin mənfi işarəli yükə malik olduğunu göstərmiş, onların yaratdığı cərəyanın – fotocərəyanın işıqlanma intensivliyi ilə mütənəsb olaraq artdığını aşkara çıxarmağa müvəffəq olmuşdur.

Fotoeffektin kəmiyyət xarakteriskaları şəkil 20.5-də göstərilən qurğuda alınmışdır. İçərisinin havası çıxarılmış şüşə balonda yerləşən  $K$  katodu kvardan hazırlanmış pəncərədən işıqlandırılır. Qopan elektronlar  $K$  katodu ilə  $A$  anodu arasında tətbiq edilən elektrik sahəsində hərəkət edərək  $Q$  qalvonometri ilə ölçülən fotocərəyan yaradırlar.  $Q$  qalvonometrinin göstərişinin  $V$  voltmetrinin göstərişindən asılılığı ***cihazın volt-ampər xarakteristikası*** adlanır. Düşən işığın tezliyini dəyişmədən intensivliyin müxtəlif qiymətlərində volt-ampər xarakteristikaları şəkil 20.6-da təsvir olunmuşdur.

Göründüyü kimi tətbiq olunan gərginliyin çox da böyük olmayan qiymətlərində fotocərəyanın doyma halı müşahidə olunur. Bu onu göstərir ki, katoddan çıxan elektronların hamısı artıq istiqamətlənmiş hərəkətdə iştirak edərək anoda çatırlar.

Katod ilə anod arasında gərginliyin  $U_d$  qiymətində isə qopan elektronların hamısı anoda çataraq fotocərəyan yaratdığından,  $J_d$  katoddan vahid zamanda qopan elektronların sayı ilə təyin olunur. Elektronun yükü  $e$  vahid zamanda katoddan işığın təsiri ilə qopan elektronların sayı  $N$  olarsa, doyma cərəyanı

$$J_d = eN \quad (20.11)$$



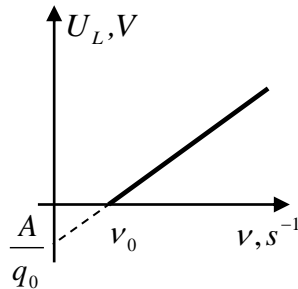
Шякил

kimi təyin olunur. Şəkildən görüldüyü kimi  $J_d$ -nin qiyməti düşən işıq intensivliyindən asılıdır ( $I_3 > I_2 > I_1$ ). Düşən işıq intensivliyinin artması ilə  $J_d$ -nin daha böyük qiymətə malik olması qopan elektronların sayının düşən işıq enerjisi ilə düz mütənasib olduğunu nümayiş etdirir ( $J_d \sim I$ ). Bu **fotoeffektin I qanunu** adlanır.

Fotocərəyanın doymaya qədərki müntəzəm mailliyi göstərir ki, qopan elektronların kinetik enerjiləri və sürətləri müxtəlif qiymətlərə malik olur və hətta  $U=0$  olduqda belə bəzi elektronların kinetik enerjisi onların anoda çataraq fotocərəyan yaratmasına kifayət edir. Fotocərəyanı yox etmək üçün  $M$  açarı vasitəsi ilə  $K$  katodu ilə  $A$  anodu arasında elektrik sahəsinin istiqamətini dəyişib  $U_L$  **ləngidici gərginliyi** tətbiq olunmalıdır. Elektronun kütləsi  $m_0$ , maksimal sürəti  $v_{\max}$  olarsa,  $U_L$ -nin

$$U_L e = \frac{m_0 v_{\max}^2}{2} \quad (20.12)$$

şərti ödəyən qiymətlərində qopan elektronlardan heç biri anoda çata bilməyəcək və fotocərəyan sıfır qədər azalacaqdır. Ləngidici gərginliyin qiymətinə görə, qopan elektronların sürətlərinin maksimal qiymətini təyin etmək olar. Təcrübələr göstərir ki, fotoelektronların maksimal sürəti, yəni  $U_L$ -nin qiyməti, düşən işıq intensivliyindən asılı olmayıb, yalnız onun tezliyindən (dalğa uzunluğundan) asılıdır. Tezliyin artması  $U_L$  və ya  $v_{\max}$ -un



ШЯКИЛ 20.7

artması ilə müşayət olunur. **Qopan elektronların maksimal kinetik enerjisi, düşən işıq tezliyi ilə düz mütənasibdir**

(şəkil 20.7). Bu **fotoeffektin II qanunu adlanır**. Qeyd edək ki, fotoeffektin bu qanunu işığın dalğa nəzəriyyəsi əsasında izah oluna bilmir və hətta onunla ziddiyyət təşkil edir.

İşığın dalğa nəzəriyyəsinə görə qopan elektronun sürəti udulan işıq dalğasının amplitud qiyməti ilə təyin olunmalıdır, amplitudun kvadratı isə dalğanın intensivliyini xarakterizə edir. Deməli qopan elektronların kinetik enerjisi düşən işığın intensivliyindən asılı olmalıdır, bu isə təcrübəyə ziddir.

Fotoeffekt qanunlarını izah etmək üçün 1905-ci ildə A.Eynşteyn işığın kvant təbiəti haqda M.Plankın təlimini inkişaf etdirdi. Eynşteyn qeyd etdi ki, **ışıq nəinki mənbələrdən  $h\nu$  enerjisinə malik fotonlar şəklində buraxılır, o həm də maddə tərəfindən porsiyalarla udulur. Hər bir elektron bir işıq kvantı uda bilir və udulan kvantın enerjisi elektron tərəfindən bütövlüklə mənimsənilir.**

Maddə daxilindəki elektronun vakuuma çıxması üçün onun kinetik enerjisi maddənin çıxış işi adlanan enerjidən ( $A$ ) böyük olmalıdır. Elektronun fotonu udduqda aldığı enerjisi çıxış işindən böyükdürsə, o enerjisinin  $A$  qədərini sərf edərək maddənin səthinə çıxar, qalan enerji ilə onun kinetik enerjisini (sürətini) təyin edər. Udulan kvantın enerjisi  $h\nu$  olduğundan, enerjisinin saxlanma qanununu tətbiq edərək

$$h\nu = A + \frac{m_0 v^2}{2} \quad (20.13)$$

ifadəsini alırıq. Bu ifadə fotoeffekt üçün **Eynşteyn tənliyi** adlanır. Maddədəki elektronlar sürətlərə görə paylandığından və qopan elektronlar maddənin səthindən müxtəlif dərinliklərdə olduqlarından, düşən işığın sabit tezliyində belə qopan elektronların sürəti müxtəlif ola bilər. Ləngidici  $U_L$  gərginliyinin düşən işığın tezliyindən asılılığı (20.13) düsturu ilə tam izah oluna bilər. Eynşteyn tənliyinə görə fotoeffektin

baş verməsi üçün  $h\nu > A$  olmalıdır. Əks halda  $\frac{m_0 v^2}{2}$  kimi

təyin olunan kinetik enerji mənfə qiymətə malik olardı.  $h\nu < A$  **olduqda fotoeffekt hadisəsi baş verməz**. Sərhəd şərtində  $h\nu_0 = A \Rightarrow \nu_0 = \frac{A}{h}$  və ya  $\lambda_0 = \frac{hc}{A}$  kimi təyin olunan tezliyə və ya dalğa uzunluğuna **fotoeffektin qırmızı sərhədi** deyirlər. Fotoeffekt hadisəsi yalnız  $\nu > \nu_0$  və ya  $\lambda < \lambda_0$  olduqda müşahidə oluna bilər.

Eynşteynin ideyası fotoeffektin I qanununu da izah edə bilər. Belə ki, doyma cərəyanı düşən fotonların sayı ilə təyin olunacaq, çünki hər udulan foton I elektronu sərbəstləşdirir və düşən fotonların sayının artması fotocərəyanın artması ilə nəticələnir. Lakin düşən fotonların heç də hamısı elektronlar tərəfindən udula bilmir. Əksər kvantların maddə tərəfindən udulması maddənin qızma effekti ilə nəticələnir.

Müasir dövrdə lazerlərin tətbiqi ilə əlaqədar olaraq çox yüksək işıq intensivliyini kiçik səthə toplamaq mümkün olur. Belə böyük intensivliklərdə qeyri-xətti optik hadisə - **çoxfotonlu fotoeffekt** müşahidə olunur. Çoxfotonlu fotoeffekt zamanı elektron sərbəstləşmək üçün bir yox, bir neçə fotonun udulmasına məruz qalır. Bu halda Eynşteyn tənliyi

$$Nh\nu = A + \frac{m_0\nu^2}{2} \quad (20.14)$$

şəklinə düşür. Burada  $N$  sərbəstləşmək üçün bir elektron tərəfindən udulan fotonların sayıdır. Çoxfotonlu prosesdə fotoeffektin qırmızı sərhəddinə uyğun gələn  $\lambda_q$  dalğa uzunluğu bir fotonlu fotoeffektdə  $\lambda_0$ -a nəzərən  $N$  dəfə böyüyərək,  $\lambda_q = N\lambda_0$  qiymətinə malik olur, fotoeffektin qırmızı sərhədi uzun dalğalara doğru sürüşür.

**Daxili fotoeffekt:** Yarımqeçirici və dielektriklərdə elektronlar sərbəst olmadığından, fotoeffektin yaranması üçün ilk nöbədə onları sərbəstləşdirmək lazımdır. Düşən işığın enerjisi valent elektronun atomda rabitə enerjisinə bərabər olduqda, elektronlar işığın udulması nəticəsində

sərbəstləşərək maddənin elektrik keçiriciliyini artırır və ya elektrik müqavimətini azaldırlar. Bu hadisə **daxili fotoeffekt** və **ua fotokeçiricilik** adlanır. Daxili fotoeffektin qırmızı sərhəddi  $h\nu_0 = A_r$  kimi təyin olunur. Burada  $A_r$  valent elektronlarının öz atomlarından **aktivləşmə enerjisi** adlanır. Daha böyük tezliklərdə yarımkeçiricilərdə də xarici fotoeffekt müşahidə oluna bilər. Qeyd edək ki, texnikada geniş tətbiq olunan fotoçeviricilərin, fotoqəbuledicilərin və günəş batareyalarının iş prinsipi daxili fotoeffekt hadisəsinə əsaslanır.

**Fotonlar:** Plankın və Eynşteynin fərziyyələrinin təcrübə ilə uyğun gəlməsi işıq kvantlarının maddə tərəfindən buraxılmasını və udulmasını isbat etdi. Bəzi təcrübələr apararaq göstərdi ki, işıq həm də kvantlar şəklində yayılır. Bütün bu faktlar xüsusi növ zərrəciklərin – **ışıq kvantlarının** mövcudluğunu sübuta yetirdi. Kvantların **enerjisi** onların tezliyi ilə mütənasib olub,  $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$  kimi təyin olunur.

Foton zərrəcik olduğundan həm də **kütləyə** və **impulsa** malik olmalıdır. Fotonun kütləsi  $m = \frac{h\nu}{c^2}$  kimi təyin olunur və tezliyi artdıqca onun kütləsi də artır. Lakin foton işıq sürəti ilə hərəkət etdiyindən o **sükunət kütləsinə malik ola bilməz!** ( $m_0 = 0$ ). Beləliklə, **foton yalnız  $c$  sürəti ilə hərəkət etdikdə mövcud ola bilər və tormozlandıqda dərhal məhv olur.**

Foton işıq sürəti ilə hərəkət etdiyi üçün onun impulsunu təyin edək:

$$P = mc = \frac{mc^2}{c} = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad .(20.15)$$

Foton işığın yayılma istiqamətində uçduğundan, onun impulsunun istiqaməti  $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}$  kimi təyin olunan **dalğa vektoru** ilə üst-üstə düşməlidir.

$$\vec{P} = \frac{\hbar \vec{k}}{2\pi} = \hbar \vec{k} \quad (20.16)$$

Ədədi qiyməti  $1,054 \cdot 10^{-34} \text{ C} \cdot \text{s}$  olan və  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  kimi təyin olunan sabit **haşxətli** ( $\hbar$ ) adlanır.

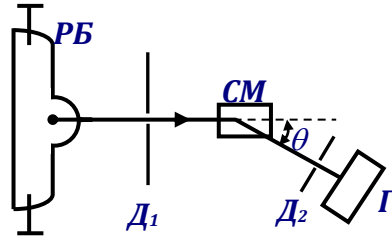
### § 20.3. Kompton effekti

Işığın kopuskulyar təbiəti özünü Kompton effekti adlanan hadisədə daha dolğun biruzə verir. A.Kompton 1923-cü ildə dalğa uzunluğu  $\lambda$  olan rentgen şüalarının yüngül atomlardan səpilməsini tədqiq edərkən, səpilən şüa dəstəsində  $\lambda$  dalğa uzunluğuna malik şüalarla yanaşı, onlardan  $\Delta\lambda$  qədər böyük  $\lambda'$  dalğa uzunluğuna malik şüaların da iştirak etdiyini müşahidə etdi.  $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$  fərqi şüa səpici mühitin xassələrindən və düşmə istiqaməti ilə səpilmə istiqaməti arasındakı  $\theta$  bucağının qiymətindən asılıdır və

$$\Delta\lambda = \lambda_k (1 - \cos\theta) \quad (20.7)$$

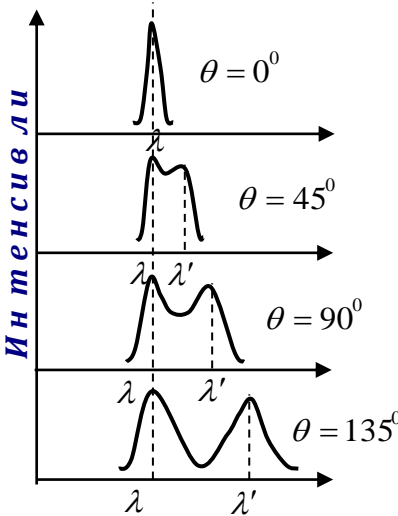
kimi təyin olunur.  $\lambda_k$  -**kompton dalğasının uzunluğu** adlanır.

Kompton təcrübəsinin sxemi şəkil 20.8-də təsvir edilmişdir. RB-rentgen borusundan çıxan şüalar  $D_1$  diafraqmasından keçərək nazik dəstə şəklində SM səpici mühitə düşür.



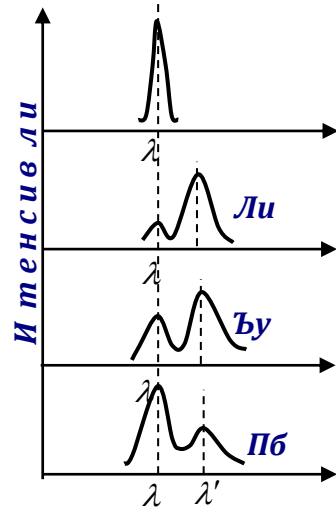
Шякил

Səpilmə şüalar  $D_2$  diafraqmasından keçərək  $Q$  qəbuledici vasitəsilə qeyd edilir. Qəbuledici rolunda rentgen spektroqrafından istifadə edilərsə, səpilmə şüaların intensivliyinin dalğa uzunluğundan asılılığı tədqiq edilə bilər.



**Далға узунлуьу**

Шякил 20.9



**Далға**

Шякил 20.10

Səpilmə spektrləri adlanan bu əyrilər şəkil 20.9-da təsvir edilmişdir.

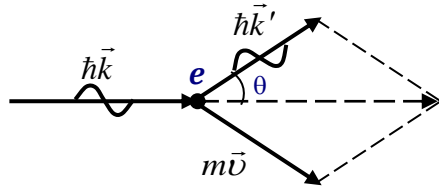
Şəkildən görüldüyü kimi,  $\theta = 0$  olduqda səpilmə işıq dəstəsində yalnız  $\lambda$  dalğa uzunluğuna malik şüalar iştirak edirlər, səpilmə nəticəsində heç bir tezlik dəyişməsi baş vermir. Səpilmə bucağı  $\theta$ -nın sıfırdan fərqli olması, səpilmə işıq dəstəsində dalğa uzunluğu  $\lambda$ -dan fərqli  $\lambda'$ -ə bərabər olan şüaların da əmələ gəlməsinə səbəb olur.  $\theta$ - bucağı artdıqca  $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$  kimi təyin olunan fərq artır. Qeyd edək ki,  $\Delta\lambda$ -nın qiyməti səpilmə bucağının eyni qiymətində səpici mühitin fiziki və kimyəvi xassələrindən asılı olmasa da,  $\lambda'$  uzunluqlu səpilmə şüaların intensivliyi səpici maddənin atom kütləsi artdıqca zəifləyir. Müxtəlif atom kütlə ədədinə malik



maddələrdən səpilmədə  $\lambda$  və  $\lambda'$  dalğa uzunluqlu şüaların intensivliklərinin münasibəti şəkil 20.10-da göstərilmişdir.

Göründüyü kimi, yüngül atomlardan səpilmədə demək olar ki, bütün səpilən şüaların dalğa uzunluğu dəyişir, böyük atom kütlə ədədinə malik maddələrdən səpilmə isə praktik olaraq dalğa uzunluğu dəyişmədən baş verir.

Kompton effektinin bütün xüsusiyyətləri rentgen şüalarına fotonlar seli kimi baxmaqla, onların sükunətdən olan sərbəst elektronlarla elastiki toqquşmasında enerji və impulsun saxlanma qanunlarının ödənməsi əsasında izah oluna bilər. Elastiki toqquşma zamanı fotonla elektron arasında enerji



Шякил

mübadiləsi baş verir. Bu hal üçün enerji və impulsun saxlanma qanunları (şəkil 20.11)

$$m_0c^2 + h\nu = mc^2 + h\nu' \quad (20.18)$$

$$\hbar\vec{k} = \hbar\vec{k}' + m\vec{v} \quad (20.19)$$

kimi ifadə olunur. Burada  $m_0c^2$  elektronun sükunət enerjisi,  $m\vec{v}$  elektronun toqquşma nəticəsində aldığı impulsdur.  $h\nu = \hbar kc$  olduğunu nəzərə alsaq, (20.18) və (20.19) ifadələrini aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$\hbar(\vec{k} - \vec{k}') = m\vec{v} \quad (20.20)$$

$$\hbar(k - k') + m_0c = mc \quad (20.21)$$

(20.20) və (20.21) ifadələrini kvadrata yüksəldib  $(\vec{k} - \vec{k}')^2 = k^2 - 2kk' \cos\theta + k'^2$  olduğunu nəzərə almaqla tərəf-tərəfə çıxsaq,

$$\hbar^2 kk'(1 - \cos\theta) - 2m_0\hbar c(k - k') - m_0^2c^2 = m^2(v^2 - c^2) \quad (20.22)$$

və  $m = m_0 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$  kimi təyin olunan relyativistik kütləni (20.22) ifadəsinə tətbiq edərək

$$\hbar^2 k k' (1 - \cos\theta) = 2m_0 c \hbar (k - k') \quad (20.23)$$

alırıq.  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ;  $k' = \frac{2\pi}{\lambda'}$  kimi təyin olunduğundan, sadə çevirmələr aparmaqla

$$\lambda - \lambda' = \frac{\hbar 2\pi}{m_0 c} (1 - \cos\theta) \Rightarrow \Delta\lambda = \lambda'_k (1 - \cos\theta) \quad (20.24)$$

kimi yuxarıda qeyd edilən (20.17) ifadəsini alırıq.  $\lambda'_k = \frac{h}{m_0 c}$

**elektron üçün Kompton dalğasının uzunluğu** adlanır.

Göründüyü kimi  $\lambda'_k$  elektronun kütləsi və fiziki sabitlərlə ifadə olunur:  $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kq}$ ,  $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ ,  $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ C} \cdot \text{s}$  qiymətlərini nəzərə alaraq elektronun Kompton dalğasının uzunluğunun  $\lambda'_k = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ m}$ -ə bərabər olduğunu təyin edirik.

Beləliklə, istənilən mühitdən səpilmə bucağı  $\theta \neq 0$  olduqda sərbəst elektronlardan səpilən fotonların dalğa uzunluğu (20.24) ifadəsi ilə təyin olunan  $\lambda'$ -ə bərabər olur. Qeyd edək ki, atomla sıx rabitədə olan elektronlardan fotonların səpilməsi zamanı enerji və impuls mübadiləsində atom bütövlükdə iştirak edəcəkdir. Atomun kütləsi elektronun kütləsindən çox böyük olduğundan, atom üçün  $\Delta\lambda$  çox kiçik qiymətə malik olur və  $\lambda'$  praktik olaraq  $\lambda$  ilə üst-üstə düşür. Bu baxımdan fotonların bağlı elektronlardan səpilməsi zamanı Kompton sürüşməsi demək olar ki, nəzərə çarpmayacaqdır. Atomun sıra nömrəsi artdıqca ondakı bağlı elektronların sayı artır və düşən fotonların çox az hissəsi elektronlarla enerji mübadiləsində olur, bu səbəbdən də sürüşən  $\lambda'$  dalğa uzunluğuna malik səpilmə xəttinin intensivliyi azalır.

## VI BÖLMƏ. ATOM VƏ NÜVƏ FİZİKASI

### XXI FƏSİL. ATOMUN QURULUŞU HAQDA MƏLUMAT

#### § 21.1. Şüalanma spektrləri

Təcrübələr göstərir ki, bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmayan atomların udma və şüalanma spektrləri ayrı-ayrı xətlərdən ibarət olur. 1885-ci ildə İsveçrə alimi *Balmer* hidrogen atomunun şüalanma və buraxma spektrlərinin qırmızı rəngdə olan ayrı-ayrı parlaq xətlərdən ibarət

olduğunu müşahidə etmişdir. Müşahidə olunan şüalanma xətlərinin tezliyi ciddi qanunauyğunluqlara tabe olub, Balmerin təklif etdiyi təcrübi

$$\omega_n = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (21.1)$$

düsturu ilə təyin oluna bilər. Burada,  $n$  - şüalanma və ya udma xəttinin nömrəsi,  $R$  - ədədi qiyməti  $2,07 \cdot 10^{16} \text{ san}^{-1}$  olan sabitdir.

Istilik şüalanması spektrlərinin Plankın təklif etdiyi düsturla tam uyğunluq təşkil etməsinə baxmayaraq, Plank fərziyyəsi xətti spektrləri izah etməyə kifayət etmir. Belə xətlərin yaranma mexanizmini rəqs edən atom (harmonik ossilyator) da izah etməyə acizdir. İzolə edilmiş atoma rəqs edən sistem kimi baxılırsa, onun spektri yeganə xətdən ibarət olmalıdır. Bu şüalanma xəttinin tezliyi isə atomun konkret modeli əsasında hesablanıla bilər.

Atomun ilk modeli 1903-cü ildə elektronu kəşf edən *Tomson* tərəfindən təklif edilmişdir. Bu modelə görə atom, daxilində elektron yerləşən müntəzəm yüklənmiş müsbət yüklü kürədən ibarətdir. Kürənin müsbət yükü elektronun yükünə qiymətəcə bərabər olduğundan, atom bütövlükdə elektroneytraldır.

Əgər atomda elektron öz tarazlıq vəziyyəti ətrafında harmonik rəqs edərsə, elektromaqnit dalğaları şüalandırar. Müntəzəm yüklənmiş  $R$  radiuslu kürənin daxilində, mərkəzdən  $r$  məsafədə elektrik sahəsinin intensivliyi (bax X fəsil, 9.33 ifadəsi)

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0}{R^3} \vec{r} \quad (21.2)$$

kimi hesablandığından, elektrona təsir edən

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0^2}{R^3} r = k' \cdot r \quad (21.3)$$

qüvvəsi kvazielastiki qüvvə kimi təqdim edilə bilər ( $F_{el} = -k \cdot r$ ). Burada  $q_0$  elektronun yükü,  $\epsilon_0$ -elektrik sabitidir ( $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} F/m$ ). Harmonik rəqs edən sistemin

tezliyi  $\omega = \sqrt{\frac{k'}{m}}$  kimi təyin olunduğundan, atomun şüalandırdığı dalğaların tezliyi

$$\omega = \sqrt{\frac{q_0^2}{4\pi\epsilon_0 R^3 m}} \quad (21.4)$$

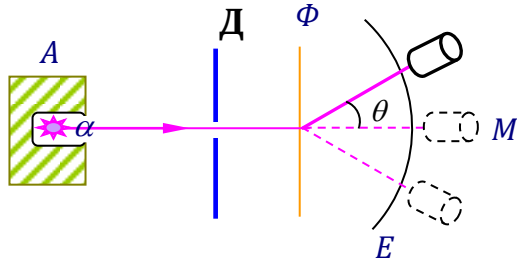
kimi təyin olunur. *Balmerin* təcrübələrində müşahidə olunan qırmızı şüa üçün  $\omega = 3 \cdot 10^{15} c^{-1}$  olduğunu nəzərə alsaq, (21.4) ifadəsindən  $R = 3 \cdot 10^{-10} m$  olar. Atom radiusunun bu qiymətinin onun qazokinetik ölçüləri ilə uyğunluq təşkil etməsi *Tomson* modelinin müvəffəqiyyəti sayıla bilər. Lakin atom spektrlərinin *Balmer* tərəfindən göstərilən (21.1) qanunauyğunluqları atomun *Tomson* modeli əsasında izah edilə bilmir.

1911-ci ildə *E.Rezerfordun* apardığı təcrübələr isə *Tomson* modelinin tamamilə həqiqətə uyğun olmadığını nümayiş etdirdi. *Tomson* modeli atomun quruluşunun öyrənilməsində bir mərhələ kimi yalnız tarixi əhəmiyyətə malikdir.

***Atomun nüvə modeli:*** Atom daxilində müsbət və mənfi yüklərin paylanmasını aydınlaşdırmaq üçün *Rezerford* öz əməkdaşları ilə  $\alpha$  zərrəciklərin müxtəlif maddələrdən səpilməsini tədqiq etmişdir. Radioaktiv maddələr tərəfindən buraxılan, müsbət yükü elementar yükün iki mislinə ( $q_\alpha = 2q_0$ ) bərabər, kütləsi ( $m_\alpha$ ) elektronun kütləsindən  $\sim 7500$  dəfə böyük, sürəti isə  $10^7 m/san$  tərtibində olan  $\alpha$

zərrəciklərin səpilməsinin tədqiqi, sxemi şəkil 21.1-də göstərilmiş qurğuda həyata keçirilmişdir.

Radioaktiv  $A$  preparatından çıxan  $\alpha$  şüalar  $D$  diafraqmasından keçərək ağır elementdən (məsələn, qızıldan) hazırlanmış nazik  $F$  zərvərəqi üzərinə düşür və  $M$



Шякил 21.1

mikroskopu vasitəsilə müşahidə (qeyd) edilir. Mikroskopu  $F$  - nazik qızıl təbəqəsinin mərkəzindən keçən ox ətrafında fırlatmaqla, müxtəlif bucaqlar altında səpilən  $\alpha$  zərrəcikləri müşahidə etmək və onların sayını təyin etmək mümkündür.

Qeyd edək ki, Rezerford təcrübələrinin nəticələri çox gözlənilməz oldu. Belə ki, müxtəlif bucaqlar altında səpilən  $\alpha$  zərrəciklərin mövcud olması, onların öz yolunda kütləcə  $\alpha$  zərrəciyin kütləsi tərtibində olan müsbət yüklü maneələrlə rastlaşdığını sübut edir. Bu müsbət yüklü atom hissəciyini Rezerford nüvə adlandıraraq, atomun yeni modelini təklif etdi. Rezerford modelinə görə, **nüvə- ölçüsü atomun ölçüsündən minlərlə dəfə kiçik olan ( $\approx 10^{-15} m$ ), atomun bütün kütləsini və müsbət yükünü özündə yerləşdirən zərrəcikdir.** Atom elektrik cəhətdən neytral olduğundan, elektronlar nüvədən xaricdə yerləşir. Müsbət yüklü nüvə ilə mənfi yüklü elektronlar arasında güclü Kulon qarşılıqlı cəzb etmə qüvvəsi mövcuddur və atomun dayanaqlı olması üçün elektronlar nüvə ətrafında fırlanmalıdırlar. Nüvənin elektron qabığı ilə birlikdə ölçüsü  $10^{-10} m$  tərtibində olur ki, bu da atomun qazokinetik ölçüləri ilə uyğunluq təşkil edir.

Nüvə modeli əsasında  $\alpha$  -zərrəciyin səpilməsi enerji və implusun saxlanma qanunları əsasında tam izah oluna bilər.

$\alpha$ -zərrəciklər yükü  $Z$  olan nüvəyə yaxınlaşdıqda yaranan

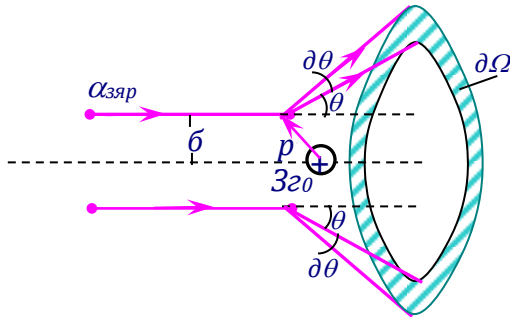
$$F = \frac{2Zq_0^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad \text{Kulon itələmə qüvvəsi zərrəciklərin hərəkət}$$

istiqlamətlərini dəyişərək  $\theta$  bucağı altında səpilməyə məcbur edir (şəkil 21.2).  $\theta$ -bucağının qiyməti nüvənin  $Z$  yükündən və  $\alpha$ -zərrəciyin hərəkət xətti ilə nüvə arasında ən kiçik məsafə olan *hədəf məsafəsindən* ( $b$ ) asılıdır. Rezerford nəzəri olaraq göstərdi ki,  $\theta$  bucağı altında səpilən zərrəciklərin düşən zərrəciklərdəki payı

$$\frac{dN}{N} = na \left( \frac{Zq_0^2}{4\pi\epsilon_0 m_\alpha v_\alpha^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (21.5)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $Z$ -səpən nüvənin yükü,  $\alpha$ -vərəqin qalınlığı,  $n$ -vərəqin vahid həcmindəki atomların sayı,  $m_\alpha$  və  $v_\alpha$  isə  $\alpha$ -zərrəciyin kütləsi və sürətidir. Cisim bucağı adlanan  $d\Omega$ ,  $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$  kimi təyin olunur və  $\theta$ ,  $\theta + d\theta$

səpilmə bucaqları arasında şəkil 21.2-də ştrixlənmiş sahə kimi təsvir edilə bilər. (21.5) ifadəsi **Rezerford dusturu** adlanır. Təcrübələr  $\theta$  bucağı altında səpilən zərrəciklərin sayının səpilmə bucağının



Шякил 21.2

sinusunun dördüncü dərəcəsi ilə tərs mütənasib olduğunu tam təsdiq edir. Düşən  $\alpha$ -zərrəciklərin nüvələrlə görüşmə ehtimalı vərəqin  $a$  qalınlığı və atomların  $n$  konsentrasiyası artdıqca daha böyük olur,  $\alpha$ -zərrəciyin kinetik enerjisinin

artması isə onun ətalətliyi hesabına səpilmə ehtimalını azaldır. Əgər  $b=0$  olarsa,  $\alpha$ -zərrəcik nüvənin düz üstünə uçar və onun nüvəyə ən çox yaxınlaşma məsafəsi ( $r_{\min}$ )  $\alpha$ -zərrəciyin kinetik enerjisinin nüvə ilə  $\alpha$ -zərrəcik arasında Kulon itələmə enerjisi ilə tarazlaşmasına uyğun gəlir. Onda  $r_{\min}$  nüvənin ölçüsü tərtibində olar.

$$\frac{m_{\alpha}v_{\alpha}^2}{2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Zq_0^2}{r_{\min}} \Rightarrow r_{\min} = \frac{Zq_0^2}{\pi\epsilon_0 m_{\alpha}v_{\alpha}^2} \quad (21.6)$$

Gümüş atomu üçün  $Z=47$ ,  $\alpha$  zərrəciyin sürətinin adətən  $v_{\alpha} \approx 10^7 \text{ m/san}$  olduğunu nəzərə alınırsa, (21.6) ifadəsindən  $r_{\min} \cong 6 \cdot 10^{-14} \text{ m}$  alırıq. Bu qiymət nüvənin təxmini ölçüsünü təyin edir və Rezerfordun irəli sürdüyü modellə tam uyğunluq təşkil edir.

Bu uğurlarına baxmayaraq, Rezerfordun təklif etdiyi atom modeli tam dayanıqsızdır. Müsbət və mənfi yüklü zərrəciklərin tarazlıqda olması üçün, kütləsi kiçik olan zərrəcik (elektron), nüvə ətrafında fırlanmalıdır. Bu zaman elektron mərkəzəqaçma təcilinə malik olduğundan, klassik elektrodinamika qanunlarına əsasən elektromaqnit dalğaları şüalandıraraq öz enerjisini itirməli və tədricən nüvəyə yaxınlaşmalıdır. Hesablamalar göstərir ki, elektron  $10^{-8} \text{ san}$  müddətində nüvə ilə birləşməli və atom məhv olmalıdır. Həqiqətdə isə atomların dayanıqlı olması Rezerford modelinin doğruluğunu şübhə altına alır. Qeyd edək ki, Rezerford modeli atomların xətti spektrlərindəki (21.1) qanunauyğunluqlarını da izah edə bilmir.

XX əsrin əvvəlində fizikada yaranan belə böhranlı vəziyyətin aradan qaldırılmasında dahi Danimarka fiziki **Nils Borun** müstəsna xidmətləri olmuşdur.

## § 21.2. Bor postulatları və onların təcrübi təsdiqi



Rezerford modelinin çatışmazlıqlarını aradan qaldırmaq və atom spektrlərinin xüsusiyyətlərini izah etmək üçün N.Bor klassik fizika ilə ziddiyyət təşkil edən iki postulat irəli sürmüşdür. Bu postulatları təhlil edərək N.Bor 1913-cü ildə qeyd etdi ki, dayanıqsızlıq atomun nüvə modelinin deyil, klassik fizikanın təqsiridir. Beləliklə, atom daxilində elektronların hərəkəti klassik fizika qanunlarının tətbiqi ilə izah oluna bilməz.

**Birinci postulata** görə elektron nüvə ətrafında istənilən vəziyyətdə ola bilməz və yalnız seçilmiş diskret struktura malik orbitlər üzrə hərəkət edə bilər. Elektron bu orbitlərin hər hansı birində məskunlaşdıqda təcillə hərəkət etməsinə baxmayaraq, elektromaqnit dalğaları şüalandırmaz. Belə orbitləri Bor **stasionar hallar** adlandırdı. Göründüyü kimi postulat atomun Rezerford modelini dayanıqsızlıqdan xilas etsə də, onun birinci hissəsi klassik mexanikadakı hərəkətinin kəsilməzliyinə, ikinci hissəsi klassik elektrodinamikanın şüalanma mexanizminə ziddir.

**İkinci postulat** atomlar tərəfindən şüaların udulma və buraxılma mexanizmini aydınlaşdırılır. Bora görə işıq kvantu yalnız elektronun bir stasionar haldan digər stasionar hala keçməsi nəticəsində atom tərəfindən udula və ya buraxıla bilər. Elektron keçidləri sıçrayışla həyata keçirdiyindən, udulan və ya buraxılan kvantın enerjisi keçiddə iştirak edən stasionar halların enerjiləri fərqli ilə təyin olunur:

$$h\nu_{nm} = E_n - E_m \quad (21.7)$$

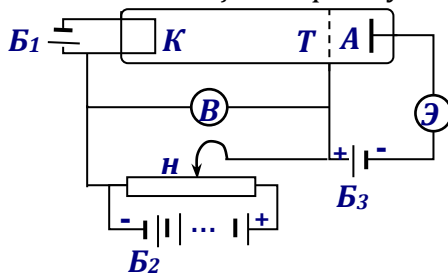
Bu postulat klassik elektrodinamikanın şüalanma mexanizminə ziddir.

Atomların diskret enerji səviyyələrinə malik olması təcrübi olaraq 1914-cü ildə Frank və Hers tərəfindən təsdiq olundu. Təcrübi qurğunun prinsipial sxemi şəkil 21.3-də göstərilmişdir. Havası çıxarılaq alçaq təzyiqli civə buxarı ilə doldurulmuş şüşə balonun içərisinə katod ( $K$ ), anod ( $A$ ) və tor ( $T$ ) yerləşdirilir.  $B_1$  mənbəyindən qızdırılan

katod elektronları emissiya edir.  $B_2$  batareyası vasitəsilə katod ilə anod arasında yaradılan gərginlik elektronları sürətləndirir və onlar anod dövrəsindəki  $G$  qalvanometrindən keçərək cərəyan yaradırlar. Anod ilə  $T$  toru arasına təbii edilən kiçik ( $0,5 B$ ) ləngidici gərginlik enerjisi kiçik olan elektronların anoda çataraq cərəyan yaratmasına imkan vermir.

Elektronların enerjisi kifayət qədər böyük olmadıqda onların civə atomları ilə toqquşması elastiki xarakter daşıyır və

atomların kütləsi elektronun kütləsindən çox böyük olduğuna görə enerji mübadiləsi demək olar ki, baş vermir. Lakin elektrik sahəsində sürətlənən elektronların enerjisi müəyyən həddə çatdıqda atomlarla qeyri-elastiki toqquşaraq onları həyəcanlaşdırma bilirlər və bunun nəticəsində öz enerjilərini itirirlər. Toqquşmadan sonra enerjisi  $0,5 eV$  -dan kiçik olan elektronlar  $T$  toru tərəfindən tutularaq anod dövrəsində cərəyan yarada bilmirlər. Nəticədə anod dövrəsində cərəyan kəskin azalır və voltamper xarakteristikası şəkil 21.4-də təsvir olunan şəkllə düşür. Şəkildən civə atomları üçün həyəcanlaşma



Шякил 21.3

enerjisinin qiymətinin  $E = 4,9 \text{ eV}$  -a bərabər olması təyin oluna bilər. Gərginliyin sonrakı artımında atomları həyəcanlaşdıran elektronların qalıq enerjisi artdığından, onlar yenidən tor-anod çəpərini keçə bilirlər və anod cərəyanının artması müşahidə olunur. Gərginliyin qiyməti  $9,8 \text{ V}$  -a çatdıqda katod ilə anod arasında hərəkət zamanı elektronlar iki qeyri toqquşmada iştirak edə bilirlər və bu da daha çox atomun həyəcanlaşmasına və cərəyanın yenidən kəskin azalmasına səbəb olur. Beləliklə, atomlar enejiyi yalnız porsiyalarla qəbul etməyə qadirdilər və bu da onların diskret enerji səviyyələrinə malik olmasını sübut edir:

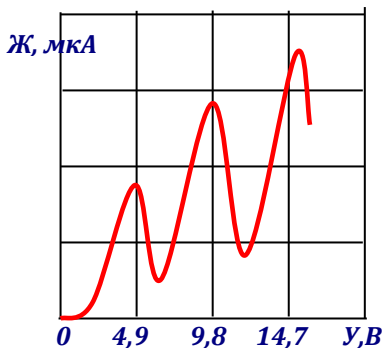
$$\Delta E_1 = E_2 - E_1; \quad \Delta E_2 = 2(E_2 - E_1) \quad (21.8)$$

və s. Burada  $E_1, E_2$  uyğun stasionar səviyyələrin enerjisidir. Əgər civə buxarı kifayət qədər kiçik sıxlığa malik olarsa, elektronlar iki toqquşma arasında daha çox enerji yığaraq atomları  $E_3$  ( $E_3 - E_1 = 6,1 \text{ eV}$ ) səviyyəsinə keçirərlər və  $E_1 \rightarrow E_3$  keçidlərinin müşahidəsi də mümkün olar.

Həyəcanlanmış atomlar  $10^{-8} \text{ san}$  müddətində öz əsas hallarına qayıdaraq  $\nu = \frac{\Delta E}{h}$  tezliyinə malik

fotonlar

şüalandırmalıdır. Optik spektrin ultrabənövşəyi oblastına uyğun gələn bu şüalar Frank və Hers tərəfindən müşahidə olunmuşdur. Beləliklə,



Шякил 21.4

**Frank və Hers təcrübələri atomların diskret və stasionar enerji səviyyələrinə malik olmasını sübut edir.**

**§ 21.3. Hidrogen atomu üçün Borun yarımkvant nəzəriyyəsi**

Nəzəri olaraq stasionar orbitlər şərtini N.Bor işığın kvant təbiəti haqqında M.Plankın ideyaları əsasında almışdır. Əgər atoma rəqs edən sistem kimi baxılırsa, onun tam enerjisi Plank sabitinin tam misllərinə ( $nh\nu$ ) bərabər olmalıdır:

$$nh\nu = E_k + E_p. \quad (21.9)$$

Elektronun kütləsi  $m_0$ , impulsu  $P$  olarsa, onun kinetik və potensial enerjiləri uyğun olaraq,

$$E_k = \frac{P^2}{2m_0}; E_p = \frac{kx^2}{2} = \frac{4\pi^2\nu^2x^2m_0}{2}$$

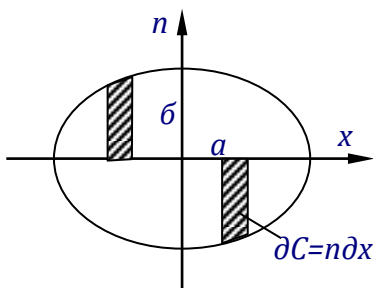
kimi təyin olunur.  $E_p$  və  $E_k$  -nin ifadələrini yerinə yazsaq, tam enerji

$$nh\nu = \frac{P^2}{2m_0} + \frac{4\pi^2\nu^2x^2m_0}{2} \quad (21.10)$$

olar. Bu ifadənin hər tərəfini  $nh\nu$ -yə bölərək,  $p(x)$  müstəvisində elektronun trayektoriyası üçün

$$\frac{P^2}{2m_0nh\nu} + \frac{x^2}{\frac{2hn}{4\pi^2\nu m_0}} = 1 \quad (21.11)$$

tənliyini alarıq.



Göründüyü kimi, elektronun hərəkət trayektoriyası  $p(x)$  koordinat müstəvisində yarımoxları  $a = \sqrt{2m_0nhv}$  və  $b = \sqrt{\frac{2hn}{4\pi^2 m_0v}}$  olan ellipsə uyğun gəlir. (şəkil 21.5)

Ellipsin sahəsi  $S = \pi \cdot a \cdot b$  kimi təyin olunduğundan,  $S = n \cdot h$  olar. Beləliklə, *elektron yalnız o stasionar orbitlər üzrə hərəkət edə bilər ki, onun  $p(x)$  müstəvisində cızdığı xətlə hududlanan sahə Plank sabitinin tam misllərinə bərabər olsun.* Əgər elektronun nüvə ətrafında  $r$  radiuslu çevrə üzrə hərəkətinə nəzər salsaq ( $a = b$ ), bir tam dövrdə onun cızdığı sahə  $S = n \cdot h$  və şəklə əsasən

$$S = \oint p dx = 2\pi m_0 v r = n \cdot h \quad (21.12)$$

Fırlanan cismin implus momenti  $M = mvr$  kimi təyin olunduğundan,

$$2\pi M = nh, \quad \hbar = \frac{h}{2\pi} \quad \text{və} \quad m_0 v r = \hbar n \quad (21.13)$$

kimi Borun kvantlama şərtini alarıq.

Beləliklə, ***elektron bütün mümkün orbitlərdən eləsini seçir ki, onun implus momenti plank sabitinin tam misllərinə bərabər olsun.*** Borun kvantlama şərtindən istifadə edərək stasionar orbitlərin radiusunu və enerjisini hesablamaq mümkündür.

Hidrogen atomu (şəkil 21.6) müsbət  $q_0$  yüklü nüvədən və onun ətrafında fırlanan yeganə elektrondan ibarət olduğundan, onun hərəkət tənliyi

$$\frac{m_0 v^2}{r_n} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0^2}{r_n^2} \quad (21.14)$$

şəklində olar.  $v$ -ni kvantlanma şərtindən təyin edib (21.14)-də nəzərə alsaq,  $n$ -ci stasionar orbitin radiusu üçün

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0}{m_0 q_0^2} \hbar^2 n^2 = r_1 n^2 \quad (21.15)$$

ifadəsini alarıq. Burada,  $r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_0 q_0^2} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ m}$  **birinci**

**Bor orbitinin radiusu** adlanır.

Göründüyü kimi  $r_1$ -in qiyməti atomun qazokinetik ölçülərinə uyğun gəlir. Növbəti stasionar orbitlərin radiusu  $n^2$  ilə müntənasib olmaqla nüvədən uzaqlaşdıqca sürətlə artır.

Elektronun kinetik ( $E_k = \frac{m_0 v^2}{2}$ ) və potensial

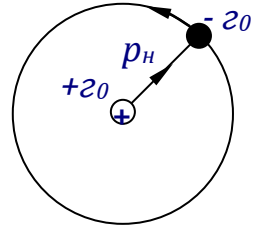
( $E_p = \frac{q_0^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ ) enerjilərini (21.9) ifadəsində nəzərə alıb,

(21.14) və (21.15) şərtlərindən istifadə etsək,  $n$ -ci stasionar səviyyədə məskunlaşan elektronun enerjisi üçün

$$E_n = -\frac{m_0 q_0^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (21.16)$$

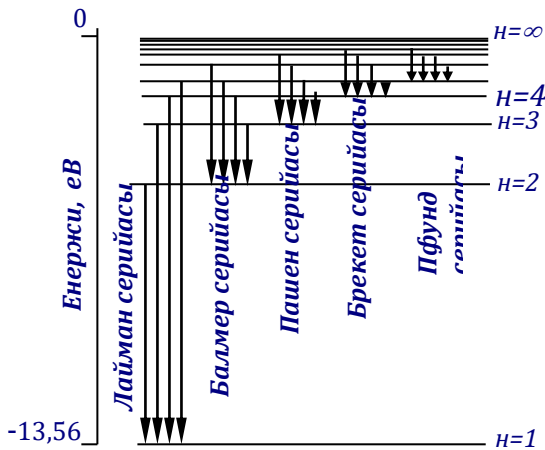
ifadəsini alarıq.

$$E_1 = -\frac{m_0 q_0^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 2\hbar^2} \cong -13,56 \text{ eV}$$



Шякил 21.6

**birinci Bor orbitinin enerjisi** adlanır. Enerjinin mənfə qiyməti stasionar orbitdəki elektronun nüvə ilə cazibə qarşılıqlı təsirində olmasının nəticəsidir. Stasionar səviyyələrin enerjilərinin (21.16) düsturundan hesablanmış qiymətləri şəkil 21.7-də təsvir edilmişdir.



ШЯКИЛ 21.7

Elektronlar  $m = 2, 3, 4 \dots$  səviyyəsindən  $n = 1$

səviyyəsinə keçdikdə, tezlikləri  $\nu_{m,1} = \frac{E_1}{h} \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right)$  kimi

təyin olunan şüalanma xətləri müşahidə olunur. Bu xətlərin məcmusu **Layman seriyası** adlanır və bu seriyanın ən uzunalğalı şüalanma xətti optik spektrin ultrabənövşəyi oblastına düşür ( $\lambda = 1,22 \cdot 10^{-7} m$ ).

Elektronlar istənilən stasionar  $m = 3, 4, 5 \dots$

səviyyəsindən  $n = 2$  səviyyəsinə keçdikdə, şüalanma

xətlərinin tezliyi  $\nu_{m,2} = \frac{E_1}{h} \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right)$  kimi təyin olunan

**Balmer seriyasını** təşkil edir. Bu seriyanın şüalanma xətləri optik spektrin görünən oblastına düşdüyündən hələ

keçən əsrin ortalarında Balmer tərəfindən müşahidə edilmişdir (bax § 21.1). **Ridberq sabiti** adlanan və  $R = \frac{E_1}{h}$  kimi hesablanan kəmiyyətin qiyməti təcrübə ilə tam uyğunluq təşkil edir.

Hidrogen atomunun şüalanma spektrində başqa seriyalar da müşahidə olunmuşdur. Bu seriyaların uyğun xətlərinin tezlikləri arasında qanunauyğunluqlar:

$$\begin{aligned}
 \nu_{m,3} = \nu_{\text{Pozen}} &= R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad m = 4, 5, 6, \dots \\
 \nu_{m,4} = \nu_{\text{Breket}} &= R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad m = 5, 6, 7, \dots \\
 \nu_{m,5} = \nu_{\text{Pfund}} &= R \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad m = 6, 7, 8, \dots \\
 \nu_{m,6} = \nu_{\text{Hamfri}} &= R \left( \frac{1}{6^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad m = 7, 8, 9, \dots
 \end{aligned} \tag{21.17}$$

və s. kimi təsvir oluna bilər. Bu seriyaların şüalanma xətləri optik spektrin infraqırmızı oblastına düşür və tezliklərin təcrübə qiymətləri (21.17) ifadələri ilə uyğunluq təşkil edir.

Borun sadə yarımkvant nəzəriyyəsinin təcrübə ilə uyğunluğu atomun quruluşunun dərk olunmasında irəliyə doğru çox böyük addım oldu. Bu nəzəriyyə həm də atomdaxili hadisələrin klassik fizika qanunları ilə deyil, məxsusən tərtib olunmuş kvant mexanikası qanunları ilə izah olunduğunun parlaq sübutuna çevrildi. Lakin Bor nəzəriyyəsinin bir sıra çətinliklərini də qeyd etmək lazımdır. Əvvəla, bu nəzəriyyə yalnız hidrogen atomuna tətbiq oluna bilər və növbəti element olan *He*-un spektrini təsvir etməyə acizdir. İkinci, bu nəzəriyyə nə ardıcıl klassik, nə də kvant nəzəriyyəsi olmadığından daxilən ziddiyyətlidir və bu da onun növbəti uğursuzluqlarından xəbər verirdi. Bu uğursuzluqlar



elektronların atom daxilində hərəkətinə yeni baxışın – *kvant mexanikasının* – yaradılmasını tələb edirdi.

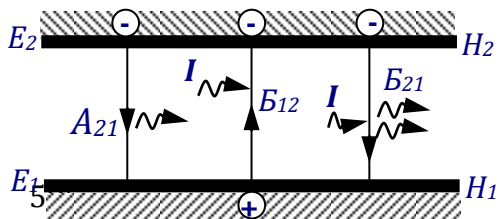
### § 21.4. Məcburi şüalanma. Lazerlər

İndiyə qədər nəzər yetirdiyimiz optik keçidləri yüksək enerjili səviyyədən aşağı enerjili səviyyəyə özbaşına (spontan) və aşağı enerji səviyyəsindən daha yüksək enerjili səviyyəyə düşən şüanın təsiri ilə məcburi keçidlər kimi səciyyələndirmək mümkündür. Spontan keçidlər foton şüalanması ilə, məcburi keçidlər isə fotonun udulması ilə müşayət olunur. Spontan keçidlərin ehtimalı yalnız atomların məxsusi xassələri ilə təyin olunduğundan, düşən işığın intensivliyindən asılı olmur. Udulmaya uyğun məcburi keçidlərin ehtimalı isə həm atomların xassələrindən, həm də düşən işığın intensivliyindən asılıdır.

1918-ci ildə A.Eynşteyn göstərdi ki, şüalanma ilə cisim arasında tarazlığın mövcud olması üçün bu iki növ keçid kifayət deyil. İstilik şüalanmasında udulma və şüalanma qabiliyyətləri arasında əlaqə mövcud olduğundan, düşən şüanın intensivliyinin istənilən qiymətində tarazlıq halının bərpa oluna bilməsi üçün spontan şüalanma keçidləri ilə yanaşı, düşən işığın intensivliyindən asılı olan məcburi şüalanma keçidlərinin də mövcud olması zəruridir.

Termodinamik təsəvvürlərdən istifadə edən Eynşteyn şüalanmaya və udulmaya uyğun gələn məcburi keçidlərin ehtimallarının bərabər olduğunu sübut etdi. Məcburi şüalanma spontan şüalanmaya nəzərən bir sıra üstün xassələrə malikdir. Belə ki, məcburi şüalanmanın fazası, tezliyi, polyarizasiyası və yayılma istiqaməti düşən şüa ilə tam üst-üstə düşür, məcbureddici şüa ilə məcburi keçidə uyğun şüalar ciddi malik olurlar.

Məcburi şüalanmanın bu



xassələri yeni növ işıq mənbələri olan lazerlərin yaradılması ilə nəticələndi. Məcburi şüalanma keçidlərinin mövcud olması Eynşteynə istilik şüalanmasının əsas funksiyasını ifadə edən Plank düsturunu nəzəri olaraq çıxarmağa imkan vermişdir.

Enerjiləri  $E_1$  və  $E_2$ , uyğun səviyyələrində elektronların sayı  $N_1$  və  $N_2$  olan atomda keçid ehtimalları  $A_{21}$  spontan,  $B_{12}$  və  $B_{21}$  məcburi keçidlər mümkündür (şəkil 21.8).

Keçid ehtimalı zamandan asılı olmayan  $A_{21}$  spontan şüalanma keçidləri bir-biri ilə əlaqədə olmadığından şüalar koherent olmurlar. Vahid zamanda belə keçidlərin sayı  $N_2 A_{21}$  kimi təyin olunur. Yalnız düşən fotonun təsiri altında reallaşa bilən  $B_{12}$  məcburi keçidlərinin miqdarı həm şüalanma intensivliyindən, həm də uyğun səviyyədəki atomların sayından asılı olub,  $f(\nu, T) B_{21} N_2$  kimi təyin olunur.  $A_i$  və  $B_i$  Eynşteyn əmsalları adlanır. Termodinamik tarazlıq halında  $N_2 \rightarrow N_1$  və  $N_1 \rightarrow N_2$  keçidlərinin sayı bərabər olmalıdır.

$$N_1 \cdot B_{12} \cdot f(\nu, T) = N_2 \cdot B_{21} \cdot f(\nu, T) + N_2 \cdot A_{21} \quad (21.18)$$

Səviyyələrdə zərrəciklərin sayı Bolsman paylanması ilə təyin olunduğundan

$$N_1 = N_0 e^{-\frac{E_1}{kT}}, \quad N_2 = N_0 e^{-\frac{E_2}{kT}}$$

olar. Onda  $\frac{N_1}{N_2} = e^{\frac{E_2 - E_1}{kT}}$ ;  $E_2 - E_1 = h\nu$  olduğunu nəzərə alaraq

(21.18) ifadəsindən

$$f(\nu, T) = \frac{A_{21}}{B_{12} e^{\frac{h\nu}{kT}} - B_{21}} \quad (21.19)$$

kimi şüalanma funksiyasını təyin edə bilərik.  $T \rightarrow \infty$  olduqda  $f(\nu, T) \rightarrow \infty$  olması üçün bu ifadənin məxrəci cıfra bərabər olmalıdır, yəni  $B_{12} = B_{21}$  şərti ödənilməlidir. Onda (21.19) ifadəsindəki paylanma funksiyası

$$f(\nu, T) = \frac{A_{21}}{B_{12}} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (21.20)$$

şəklinə düşər.  $A_{21}/B_{12}$  əmsalını təyin etmək üçün Eynşteyn kiçik tezliklər oblastında mütləq qara cismin şüalanma qabiliyyəti üçün Reley-Cins düsturunun doğru olması faktından istifadə etdi (bax § 20.1.) (20.8) Reley-Cins funksiyası ilə (21.20) ifadəsinin müqayisəsi

$$\frac{A_{12}}{B_{12}} = \frac{2\pi\nu}{c^2} h\nu \quad (21.21)$$

olduğunu müəyyən etməyə imkan verdi. Onda (21.20) ifadəsi (20.10) Plank düsturuna çevrilər.

XX əsrin 50-ci illərində rus fizikləri Basov, Proxorovun və amerika alimi Taunsun müşahidə etdiyi santimetrlik ( $\lambda - 1,65 \text{ sm}$ ) elektromaqnit dalğalarının müəyyən mühitərdən keçərkən güclənməsi hadisəsi Eynşteynin kəşf etdiyi məcburi şüalanma ilə izah olundu. Bu ilk optik kvant generatoru-mazerin yaradıcıları 1964-cü ildə Nobel mükafatına layiq görüldülər. Optik diapozpnda işləyən analoji cihaz 1960-cı ildə Meyman tərəfindən quruldu və lazer adlandırıldı. Lazer ingiliscə məcburi şüalanmanın köməyi ilə işığın güclənməsi sözlərinin baş hərflərini (*Light Application by Stimulated Emission of Radiation*) ifadə edir.

Mühitə  $\nu$  tezliyinə malik işıqla təsir etdikdə məcburi  $1 \rightarrow 2$  ( $B_{12}$ ) və  $2 \rightarrow 1$  ( $B_{21}$ ) keçidləri reallaşa bilər (Şəkil 21.8).  $B_{12}$  keçidləri işığın udulmasına və mühitdən keçdikdə zəifləməsinə,  $B_{21}$  keçidləri isə şüalanmaya, yəni işığın güclənməsinə səbəb olur. Bu keçidlərdən hansının üstünlük təşkil etməsi mühitdən keçən işığın yekun intensivliyinin artması və ya azalmasını müəyyən edər.  $B_{21}$  keçidlərinin intensivliyi  $N_2$ -dən asılı olduğu üçün düşən işığın güclənməsi üçün elə şərait yaratmaq lazımdır ki, 2 halında olan atomların

sayı 1 halında olanların sayından çox olsun. Bu şərait atom hallarının **invers məskunlaşması** adlanır.

$$\frac{N_2}{N_1} > 1 \quad \text{olarsa,} \quad E_2 - E_1 > 0 \quad \text{olduğundan,} \quad e^{\frac{E_2 - E_1}{kT}} < 1$$

şerti  $T < 0$  halına uyğun gəlir. Mühitin bu halı **mənfi mütləq temperatur** hal adlanır. Deməli mühitdən keçən işığın kohorent güclənməsi üçün, sistem «mənfi mütləq temperatur» halında olmalıdır. Qeyd edək ki, bu hal tarazlıq halı olmadığı üçün termodinamika ilə heç bir ziddiyyəti yoxdur. Bu sadəcə olaraq mənfi udma əmsalına malik mühitin yaradılması deməkdir.

Lazerlərin yaradılması elə invers məskunlaşmaya malik mühitin alınması ilə reallaşmışdır. Bu

məqsədlə ilk dəfə **yaqut** ( $Al_2O_3 + 0,05 at \% Cr^{+3}$ )

adlanan maddədən istifadə edilmişdir.  $Cr^{+3}$

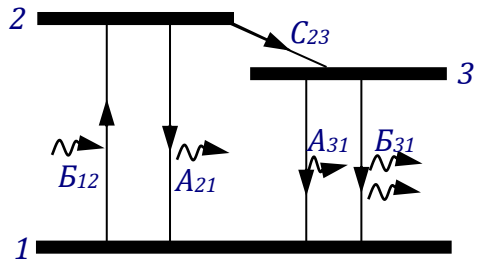
ionları  $Al_2O_3$ -də yaşama müddəti kəskin fərqlənən

bir neçə metalstabil səviyyə yaradırlar.  $Cr$ -un  $Al_2O_3$ -də əsas səviyyələri şəkil

21.9-da təsvir olunmuşdur. Əsas halı 1 ilə göstərilən  $Cr$  ionları güclü udulan ( $\lambda = 5600 \text{ \AA}$ ) işığın təsiri ilə həyəcanlanaraq  $B_{12}$  keçidləri ilə 2 halına keçirlər. Bu

səviyyədə yaşama müddəti  $10^{-8} \text{ san}$  olduğundan, həyəcanlanmış atomların bir hissəsi ani olaraq  $A_{21}$  keçidi ilə əsas hala qayıdır, bir qismi isə  $S_{23}$  keçidləri vasitəsiylə enerjisinin bir hissəsini kristal qəfəsə verərək 3 halında ilişib qalırlar. Seçmə qaydası  $3 \rightarrow 1$  keçidlərini qadağan etdiyindən, bu halda olan həyəcanlanmış  $Cr$  atomlarının yaşama müddəti

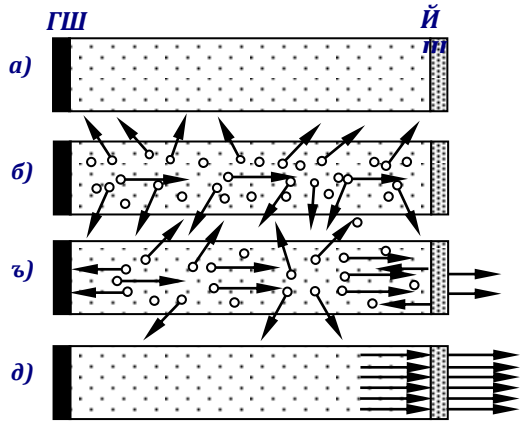
2 halına nisbətən  $\sim 10^5$  dəfə böyük olub,  $10^{-3} \text{ san}$



ШЯКИЛ 21.9

tərtibindədir. Belə xassəyə malik səviyyə **metalstabil hal** adlanır. Həyəcanlaşmanı davam etdirdikdə, müəyyən müddətdən sonra 3 metalstabil səviyyəsi tam dolur və ona görə də bu hala malik Cr ionlarının miqdarı əsas 1 halındakı Cr ionlarının sayından daha çoxdur və optik həyəcanlaşmanı kəsdikdə sistem invers məskunlaşma halında olur. Xrom ionlarının metalstabil 3 halından 1 əsas halına qayıtmasında həm spontan  $A_{31}$ , həm də məcburi  $B_{31}$  keçidləri iştirak edir. Məcburi şüalanma aktlarının baş vermə zamanı spontan keçidlərə nəzərən çox kiçik olduğundan, 3 halına həyəcanlaşmış atomların əksəriyyəti məcburi keçidə məruz qalaraq enerjisi  $E_3 - E_1 = h\nu$  (dalğa uzunluğu  $\lambda = 6943\text{\AA}$ ) olan kohorent işıq şüalandırır.

Kohorent şüaları bir yerə yığmaq üçün uzunluğu 5 sm, diametri 1 sm olan yaqut kristalının ucları cilalanaraq böyük dəqiqliklə paralel olan formaya salınır. Sonra kristalın uclarına gümüş çəkilərək bir tərəfində qeyri-şəffaf (QŞ), digər tərəfində isə şüaların lazım gəldikdə çıxma bilməsi üçün yarımşəffaf (YŞ)



Шякил

güzgülər yaradılır. Buna **rezonator** deyilir. Şəkil 21.10-da yaqut kristalı əsasında yaradılan rezonatorun iş prinsipi təsvir olunmuşdur. Nöqtələr Cr atomlarının əsas halını, həlqələr isə həyəcanlaşmış halını təsvir edir.

Rezonator başlanğıc halda həyəcanlaşmamış haldadır (a). Güclü ksenon lampaları ilə işıqlandırdıqda yaqut

kristalları güclü həyəcanlanmaya məruz qalaraq invers məskunlaşma halına keçirlər (b). Həyəcanlaşmış atomların bir hissəsi  $A_{31}$  spontan keçidləri ilə müxtəlif istiqamətlərə dağılır,  $B_{21}$  keçidinə uyğun gələn fotonların isə bir hissəsi kristalın oxu üzrə hərəkət edərək yeni məcburi keçidlər yaradırlar (c). Bu fotonlar dəstəsinin intensivliyi kiçik olduğu üçün kristalı tərk edə bilməyərək, onun uclarındakı güzgülərdən dəfələrlə əks olunur və yeni məcburi şüalanmalar nəticəsində zaman keçdikcə güclənirlər. Nəhayət məcburi şüalanma fotonları yüksək intensivliyə malik olduqda rezonatorun yarı şəffaf ucundan nazik işıq dəstəsi şəklində xaric olunurlar (d). Qeyd edək ki, lazerlər çox kiçik *f.i.ə*-na malik olurlar, çünki həyəcanlanan atomların yalnız cüzi bir hissəsi istiqamətlənmiş məcburi şüalanma dəstəsində iştirak edirlər.

Lazer şüalarının bir neçə əsas xüsusiyyətlərini qeyd edək:

a) Onlar yüksək dərəcədə monoxromatikdirlər ( $\Delta\lambda \cong 0,1\text{Å}$ ).

b) Çox yüksək fəza və zaman koherentliyinə malikdirlər.

c) Dağılma bucağı çox kiçik ( $\sim 10^5$  radian) olan, yüksək istiqamətliliyə malik dar işıq dəstəsi almağa imkan verir. Yerdən buraxılmış belə işıqla Ayı işıqlandırmaq mümkün olur və buraxılan 1 mm diametrli işıq dəstəsi Ay səthində diametri 3 km olan işıqlanan sahə yaradır.

d) Kiçik davam etmə müddətinə (sürəkliliyə) malik yüksək intensivlikli işıq impulsları almağa imkan verir. Intensivliyin belə qiymətlərində işıq vektorunun elektrik sahəsi atom daxili elektrik sahəsinin intensivliyindən daha böyük qiymətə malik ola bilər. Bu isə bir sıra yeni fiziki hadisələrin müşahidəsinə və müasir fizikanın xüsusi sahəsi olan «**qeyri xətti optika**» bölməsinin yaranmasına imkan vermişdir.

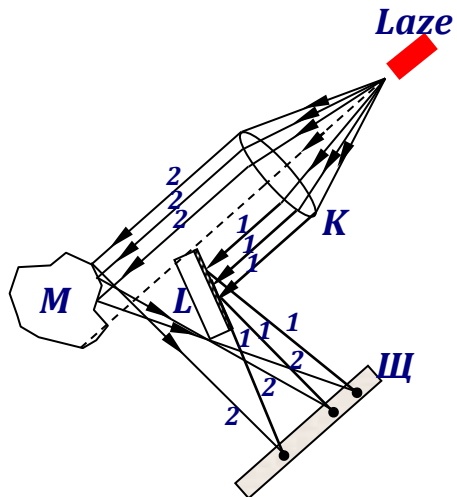
Belə mühüm xassələri lazerlərdən elmdə, texnikada, hərbdə, tibbdə, rabitə vasitələrində və s. sahələrdə geniş istifadə edilməsi perspektivlərini yaradır.

Hazırda yaqutdan başqa bir sıra bərk, maye və qaz halında olan maddələr əsasında geniş optik diapozonda işləyən lazerlər yaradılmışdır. Bir sıra yarımkerici maddələrdə yüksək effektivliyə malik injeksiya lazerlərinin yaradılması da həyata keçirilmişdir.

### § 21.5. Optik holoqrafiya

Işıq mənbəyindən düşən və obyektədən qayıdan koherent dalğaların interferensiyasının nəticəsi olaraq obyektin fotolövhdə həcmi xəyalının alınması **holoqrafiya** adlanır. Holoqrafiya ideyası nəzəri olaraq 1948-ci ildə D.Qabor tərəfindən irəli sürülsə də, praktiki olaraq ilk holoqramın alınması yalnız lazerlərin kəşfindən sonra, 1962-si ildə *Ar* lazeri vasitəsilə həyata keçirilmişdir. Bu amil holoqrafik təsvir üçün *yüksək fəza və zaman koherentliyinə malik işıq şüalarının* tələb olunmasını nümayiş etdirir.

Cismin holoqramını almaq üçün qurğunun prinsiplial sxemi şəkil 21.11-də təsvir olunmuşdur. Lazer şüası *K* kondensoru (güzgülər sistemi) vasitəsilə paralel işıq dəstəsinə çevrilir və onun bir hissəsi ayrılaraq (*1 şüaları*), *L* güzgülündən əks olunaraq bilavasitə holoqram alınacaq *H* fotolövhesinə göndərilir.



Bu **bazis** (əsas) şüa adlanır. Lazer şüasının digər hissəsi holoqramı alınacaq  $M$  cismindən əks olunaraq ( $2$  şüaları) fotolövhəyə düşür və orada bazis şüalarla görüşür. Bu şüalar **cisim dalğaları** adlanır. Bazis və cisim şüaları koherent olarsa,  $H$  fotolövhəsində interferensiya alınır və intesivliyin paylanması baş verər və bu paylanma fotolövhəyə həkk olunur. Interferensiya mənzərəsində maksimum və minimumlar  $M$  obyektinin müxtəlif nöqtələrindən əks olunan cisim dalğası ilə bazis dalğası arasında yaranan yollar (*fazalar*) fərqiindən asılıdır. Holoqramda cisim dalğasının bazis dalğaya nəzərən **faza dəyişməsi** qeyd olunur. Beləliklə, adi fotoqrafiyada obyektədən qayıdan şüaların yalnız amplitudu qeyd olunursa, holoqramda həm *amplitud*, həm də *faza* qeyd olunur. Cisim və bazis dalğalarının faza münasibəti qeyd olunan *xəyalı*, amplitudları isə, *xəyalın aydınlığını* təyin edir. Xəyal yazılan lövhə yalnız bazis dalğası ilə işıqlandırılrsa, bu şüanın holoqramdan difraksiyası nəticəsində fəzada obyektin xəyalı canlanır. Bu şəkil holoqramda qeyd olunan obyektin forma və fəza vəziyyətinə tam uyğun gəlir. Holoqram vasitəsilə dalğa sahəsinin *amplitud-faza* paylanması nəticəsində cisim dalğası tam bərpa olunur və məhz bu amil cismin həcmi xəyalını müşahidə etməyə imkan verir. Holoqramın böyük informasiya tutumuna malik olması məhz bununla əlaqədardır. Holoqramın yazılışında cismin hər bir nöqtəsindən əks olunan cisim dalğası fotolövhənin bütün səthini əhatə etdiyindən, holoqramın hətta kiçik bir hissəsi xəyalı tam canlandırmağa qadirdir, lakin *siqnal/küy* nisbəti kiçildiyindən, xəyalın *aydınlığı* azalır. Deməli, holoqramı müxtəlif xarici təsirlər- çətlər, tozcuqlar, ləkələr və s. korlaya bilmir. Adətən holoqram fotolövhənin kiçik bir hissəsinə qeyd edilir ki, lövhənin digər hissələrinə başqa holoqramlar yazılsın. Holoqramın ölçüləri difraksiya hadisəsi ilə məhdudlaşır.

Xəyal yazılmış fototəbəqənin qalınlığı interferensiya mənzərəsi periodundan böyük olarsa, holoqramda obyektin



müstəvi görüntüsü deyil, bazis və cisim dalğalarının fəza interferensiyası mənzərəsi qeyd edilərək, həcmi görüntüsü canlanacaqdır. Bu prinsip əsasında üçölçülü holoqram ilk dəfə 1962-ci ildə Y.Denisyuk tərəfindən əsaslandırılmışdır. Həcmi holoqramı canlandırmaq üçölçülü difraksiya qəfəsinin iş prinsipinə əsaslanır. Həcmi holoqramda interferensiya qatlarından əksətmə Breq şərtinə uyğun

$$2d \sin \theta_\beta = \lambda \quad (21.22)$$

münasibəti ödəniləndə baş verir. Burada  $d$ -qonşu qatlar arasındakı məsafə,  $\theta_\beta$  düşən şüa ilə qat müstəvisi arasındakı bucaqdır. Dalğa uzunluğundan asılılıq göstərir ki, üçölçülü holoqram *spektral seçmə xüsusiyyətinə* malikdir. Belə holoqramları canlandırmaq üçün bütöv spektrə malik işıq mənbələrindən (*günəş işığından, adi közərmə lampasından*) istifadə edilə bilər. Holoqramın özü yazılış zamanı istifadə olunan dalğa uzunluğunu seçir. Müstəvi (ikiölçülü) holoqram bu xüsusiyyətə malik olmadığından, belə işıqlanmada xəyal yayğın görünür. Eyni zamanda holoqramın yazılış şüasının spektral tərkibdən asılı olması, informasiya həcmi xeyli artırmağa imkan verir. Müxtəlif dalğa uzunluqlarından istifadə etməklə fotolövhenin eyni bir hissəsində çoxlu sayda xəyal alınə bilər, lazım olan xəyal digərlərindən asılı olmadan uyğun dalğa uzunluğu ilə canlandırılır. Üçölçülü holoqramın daha bir üstünlüyü onun yalnız bir xəyal canlandırmaq xüsusiyyətidir. İkiölçülü holoqram bazis dalğanı həm cisim, həm də yanlış xəyal yaradan «*qoşma dalğa*» ilə birgə transformasiya edərək qeyd olunmuş holoqramın oxunuşunu xeyli çətinləşdirir.

Müasir dövrdə holoqrafiyadan bir sox sahələrdə, əsasən optoelektronikada böyük miqdarda informasiyanı işləməkdə, yazmaqda və qorumaqda istifadə olunur.

## XXII FƏSİL. KVANT MEXANİKASININ ƏSASLARI

### § 22.1. De-Broyl hipotezi

Işığın təbiətinin və müxtəlif mühitlərlə qarşılıqlı təsirinin öyrənilməsi onun bir sıra hadisələrdə (interferensiya, difraksiya, polyarizasiya) özünü kəsilməz dalğa, digər hadisələrdə isə (fotoeffekt, Kompton effekti, şüalanma) diskrek zərrəcik (korpuskulyar) kimi apardığını sübut edir. Bəs həqiqətdə necədir? Işıq dalğadır, yoxsa zərrəcik?

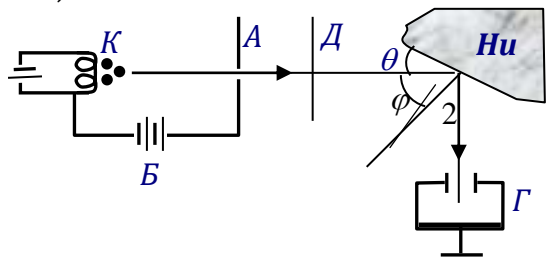
Bor nəzəriyyəsinin çətinlikləri elektronları atomdaxili hadisələrdə diqiq koordinatı, impulsu və trayektoriyası olan zərrəcik kimi təqdim olunmasına imkan vermir. Belə ki, dalğalar üçün göstərilən parametrləri tətbiq etmək mümkün deyildir.

1924-cü ildə Lui-de Broyl belə bir hipotez irəli sürdü: *dualizm*-ikili təbiətə malik olmaq, yalnız işıq fotonlarına aid olmayıb, universal xarakter daşıyır. Yəni bütün mövcud olan zərrəciklərin hərəkəti həmçinin dalğa xarakterinə malikdir. O yazırdı: «*İllər uzunlu alimlər optik hadisələrdə korpuskulyar baxışı nəzərə almamışlar, acəba maddə nəzəriyyəsində əks səhv buraxılmamışmı?»* - Əgər işıq fotonuna enerjisi  $E = h\nu$ , impulsu  $P = \frac{h}{\lambda}$  kimi təyin olunan zərrəcik (korpuskul) kimi

baxıla bilirsə, onda elektronun və ya digər ixtiyari zərrəciyin hərəkətinə də dalğa uzunluğu

$$\lambda = \frac{h}{m\nu}, \quad \nu = \frac{E}{h} \quad (22.1)$$

kimi təyin olunan dalğa kimi baxmaq mümkündür. De-Broylun bu cəsur hipotezi tezliklə, 1927-ci ildə Devidson və Cermer təcrübələrində öz təsdiqini tapdı. Bu təcrübələrin əsas ideyası şəkil 22.1-də təsvir olunmuşdur.  $K$  katodundan emissiya edərək



Шякил 22.1

$K \rightarrow A$  arasında sürətlənən elektronlar,  $D$  diafraqmasından nazik dəstə şəklində  $Ni$  monokristalı üzərinə düşür və əks olunaraq  $Q$  qəbuledicisi vasitəsilə qeyd edilir. Kristaldan keçən  $ox$  ətrafında fırlana bilən qəbuledicinin göstərişi vasitəsilə qeyd edilən elektronların miqdarı təyin edilir. Elektronların sürəti  $K$  katodu ilə  $A$  anodu arasında yaradılan elektrik sahəsi vasitəsilə tənzimlənə bilər və sürətləndirici gərginlik  $u$  olarsa, anoddan çıxan elektronun sürəti

$$v = \sqrt{\frac{2q_0 u}{m_0}}$$

kimi təyin olunur. Təcrübələr göstərdi ki, qeyd

olunan elektronların miqdarı həm  $\varphi$  bucağının, həm də  $u$  gərginliyinin qiymətindən asılıdır. Elektronların sürətinin və  $\varphi$  bucağının müəyyən seçilmiş qiymətlərində əks olunan elektronların sayı ən böyük olur. Nikel monokristallarında elektronları əks etdirən atom müstəviləri arasında məsafə  $d$  rentgen quruluş təhlilindən təyin oluna bilər. Təcrübələrin nəticəsinə görə, əks olunan elektronların sayının ən çox olması şərti, rentgen şüalarının həmin monokristallardan əks olunmasında interferensiyanın maksimumluq şərti ilə uzlaşır.

Belə ki, əgər elektronlara dalğa uzunluğu  $\lambda = \frac{h}{m_0 v}$  kimi təyin

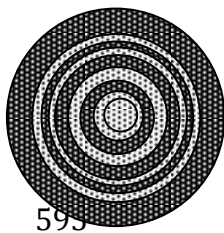
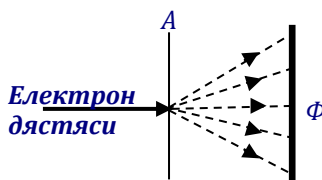
olunan de-Broyl dalğaları kimi baxılırsa, elektronların maksimal sayı

$d \sin \theta = n \lambda$  şərtinə uyğun gəlir. Burada  $\theta$  sürüşmə bucağı adlanır

və  $\theta = \frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2}$  kimi təyin

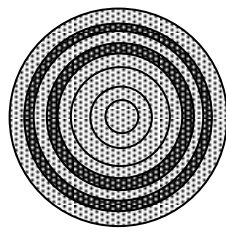
olunur.

Beləliklə, zərrəcik olması heç bir şübhə doğurmayan elektron dəstələri interferensiya



595

a



b

edirlər. Sonradan elektron dəstəsinin nazik vərəqlərdən difraksiyası da müşahidə olundu. Sürətli elektron dəstəsi nazik  $A$  vərəqinə düşdükdə (şəkil 22.2),  $FL$  fotolövhasində alınan mənzərə (şəkil 22.2, a) (qeyd edək ki, buna **elektronogram** deyilir) sərt rentgen şüalarının eyni obyektədən difraksiya mənzərəsi ilə tam uyğunluq təşkil edir (şəkil 22.2, b). Rentgen şüalarının dalğa uzunluğu ( $\sim 10^{10} m$ ) kristal qəfəsdəki atomlar arasında məsafə tərtibində olduğundan, kristal qəfəs onlar üçün difraksiya qəfəsi rolunu oynayır.

Beləliklə, **elektron dəstəsinə dalğa uzunluğu rentgen şüalarının dalğa uzunluğu tərtibində olan dalğalar kimi baxmaq mümkündür**. Elektron dəstəsinin interferensiya etməsi və difraksiyaya uğraması onların dalğa təbiətinə malik olmasını sübut edir. Sonradan elektronlarla yanaşı atom və molekul dəstələri üçün də difraksiya mənzərəsi müşahidə edildi və bu mənzərələrin təhlili ağır zərrəciklərin də bu hadisələrdə dalğa uzunluğu  $\lambda = \frac{h}{mv}$  kimi təyin olunan

dalğalar kimi iştirak etməsi müəyyən edildi. Lakin zərrəciyin kütləsi artdıqca onun de-Broyl dalğasının uzunluğu kiçilir və onların dalğa xassələri zəifləyir. Eyni xassəyə Kompton dalğaları da malikdir.

Göstərilən fiziki hadisələr həm dalğa, həm də zərrəcik xassəsinə malik «**mikrozərrəcik**» adlı yeni fiziki terminin yaranması ilə nəticələndi. Mikrozərrəciklər bizim hiss orqanlarımıza bilavasitə təsir etmədiyindən, onun xassələri haqda yalnız makroobyektlərlə qarşılıqlı təsirinə görə fikir yürütmək olar. Mikrozərrəcik bizim gördüyümüz və duyduğumuz obyektlərin heç birinə oxşamır və o heç də ölçüləri kiçik olan zərrəcik demək deyildir. Hətta çox kiçik ölçülərə malik kürə belə mikrozərrəciyin modeli sayıla bilməz, çünki mikrozərrəcik, makrozərrəciyin malik olmadığı yeni xassələrə malikdir. Sadəcə olaraq zərrəciyin ölçüsü kiçildikcə,

onda yeni keyfiyyət xüsusiyyətləri meydana gəlir. Mikrozərrəciyin əsl adı «**zərrəcik-dalğa**» olmalıdır.

**Mikrozərrəciyin dalğadan əsas fərqi** ondadır ki, o bölünməzdir və həmişə özünü tam halda büruzə verir. Yarımelektronu heç kim müşahidə edə bilməz. Dalğanı isə yarımşəffaf güzgüdə əks etdirməklə həmişə iki hissəyə bölmək və hər hissəni ayrılıqda müşahidə etmək mümkündür.

**Mikrozərrəciyin bizim adət etdiyimiz zərrəcikdən fərqi** ondadır ki, o eyni zamanda dəqiq koordinat və impulsa malik ola bilmir və onun üçün trayektoriya məhfumu öz mənasını itirir. Elə görünə bilər ki axırını şərt təcrübəyə ziddir. Belə ki, Vilson kamerasında elektronların hərəkət trayektoriyası dəqiq qeyd edilə bilər. Lakin bu ziddiyyət deyil. Sadəcə olaraq müəyyən şərtlər daxilində trayektoriya anlayışı çox da böyük olmayan dəqiqliklə tətbiq oluna bilər. Eyni hadisə optikada da mövcuddur. Əgər maneənin ölçüsü dalğa uzunluğundan çox böyük olarsa, işığın difraksiyası nəzərə çarpmır. Lakin bu heç də difraksiya hadisəsinin mövcud olmaması demək deyildir.

Deməli, adət etdiyimiz impuls, koordinat, enerji kimi fiziki kəmiyyətlərin mikrozərrəciyə tətbiq olunma hüdudları mövcuddur. Bu tətbiq olunma hüdudlarını Heyzenberqin təklif etdiyi qeyri-müəyyənlik prinsipi müəyyənləşdirir.

## **§ 22.2. Qeyri-müəyyənlik prinsipi**

Klassik mexanikada maddi nöqtənin halı onun koordinatı  $x$ , sürəti  $v$ , impulsu  $P = mv$  və enerjisi  $E$  ilə təyin olunur. Bu kəmiyyətlər ciddi şəkildə mikrozərrəciyə şamil oluna bilməz. Lakin mikrozərrəciyin xassələri onların makroobyektlərlə qarşılıqlı təsirindən təyin olunduğundan, onun parametrləri yenə elə  $x$ ,  $P$ ,  $E$  olacaqdır. Mikrozərrəciyin özünə məxsusluğu ondadır ki, bu parametrlərin hamısı eyni zamanda dəqiq təyin oluna bilmir. Məsələn, elektron eyni zamanda  $x$  və  $P$ -nin dəqiq qiymətinə

malik ola bilməz. Heyzenberq göstərmişdir ki, onların qeyri-müəyyənlikləri arasında

$$\Delta P \Delta x \geq \frac{\hbar}{2} \quad (22.2)$$

şərti ödənilməlidir. Burada  $\hbar$  (*haşxətli*) Plank sabitidir. Əgər  $\Delta x \rightarrow 0$  olarsa, yəni zərrəciyin yerini dəqiq biliriksə,  $\Delta P \rightarrow \infty$  onun sürəti heç vəchlə təyin oluna bilməz. Analoji olaraq enerji və zaman da eyni hal üçün dəqiq təyin oluna bilməz,  $\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$ , yəni mikrozərrəcik üçün enerjinin saxlanma

qanunu bu şərtin təyin etdiyi zaman intervalında pozula bilər. Qeyd edək ki, qeyri müəyyənlik prinsipi yalnız enerji və impuls üçün olmayıb, universal xarakter kəsb edir və *kononik qoşma adlanan bütün parametrlər üçün* ödənilir. Bu prinsip kvant mexanikasının əsasını təşkil edən universal qanunlardan biridir.

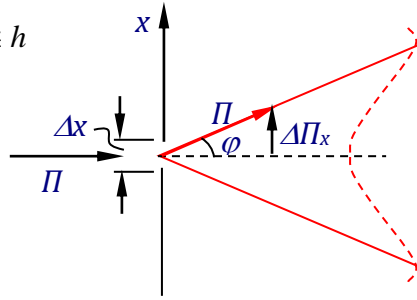
Qeyri-müəyyənlik prinsipini başa düşmək üçün bizə məlum olan sadə hala baxaq. Fərz edək ki, elektron  $x$  oxuna perpendikulyar hərəkət edir (şəkil 22.3). Onun impulsunun  $x$  oxu üzrə proyeksiyası sıfır olduğundan  $\Delta P_x = 0$  və  $\Delta x \rightarrow \infty$ , yəni zərrəciyin yeri heç bir vəchlə təyin oluna bilməz. Zərrəcik eni  $\Delta x$  olan yarıqdan keçdikdə, difraksiya nəticəsində  $\Delta P_x$

yarənir:  $\Delta P_x = P \sin \varphi$ . Difraksiya şərtindən  $\sin \varphi = \frac{\lambda}{\Delta x}$  olduğu

nəzərə alınarsa,

$$\Delta P_x = P \cdot \frac{\lambda}{\Delta x} \Rightarrow \Delta P \Delta x = P \lambda \cong h$$

, yəni koordinat və impulsun qeyri müəyyənlikləri hasili Plank sabiti tərtibində olur.



$$P = m\upsilon \text{ olduğundan, (22.2) ifadəsindən } \Delta x \Delta \upsilon \geq \frac{\hbar}{2m}$$

alarlıq. Göründüyü kimi, zərrəciyin kütləsi artdıqca  $\Delta x$  və  $\Delta \upsilon$  qeyri- müəyyənlikləri azalır,  $\Delta x \ll x$ ,  $\Delta \upsilon \ll \upsilon$  olur və trayektoriya anlayışı daha dəqiq məna kəsb edir. Beləliklə,  $\Delta x$  və  $\Delta P$  qeyri-müəyyənliklərinin nəzərə alınması cismin və hərəkətin qarşılıqlı ölçü miqyaslarından asılıdır.

Misal olaraq elektron-şüa borusunda hərəkət edən elektron dəstəsini nəzərdən keçirək. Tutaq ki, uzunluğu  $L=10\text{sm}$  olan elektron-şüa borusunun ekranında elektronların qeyd olunmasından alınan ləkənin diametri  $\Delta r \cong 10^{-5}m$  tərtibindədir. Onda ən çox meyl edən elektron üçün  $\sin \varphi \approx \frac{\Delta r}{L} = 10^{-4}$  olar. Əgər borunun elektron topunda

sürətləndirici gərginlik  $u = 10^4V$  olarsa, hərəkət edən elektronun impulsu  $P = \sqrt{2mq_0u} = 5 \cdot 10^{-23} \frac{kq \cdot m}{san}$ , onun qeyri

müəyyənliyi isə  $\Delta P_x = 5 \cdot 10^{-27} \frac{kq \cdot m}{san}$  olar. Qeyri-müəyyənlik

prinsipindən istifadə etsək,  $\Delta x \geq \frac{\hbar}{2\Delta P_x} \cong 10^{-8}m$ . Göründüyü

kimi  $\Delta x$  qeyri-müəyyənliyi hərəkətin ölçülərindən çox kiçikdir ( $\Delta x \ll \Delta r, L$ ). Deməli, elektronların elektron-şüa borusunda hərəkəti kifayət qədər dəqiqliklə trayektoriya anlayışı ilə xarakterizə oluna bilər və zərrəciyin parametrləri klassik mexanika qanunları əsasında təyin oluna bilər.

İkinci misal olaraq elektronun nüvə ətrafında hərəkətinə baxaq. Elektron atom daxilində yerləşdiyindən onun koordinatının qeyri-müəyyənliyi atomun ölçüsü tərtibində, yəni  $\Delta x \cong 10^{-10}m$ , sürətin qeyri müəyyənliyi isə,

$$\Delta \upsilon = \frac{\hbar}{2m_0\Delta x} \cong 10^6 m/s \text{ tərtibində olar. Nəzərə alsaq ki,}$$

elektronun nüvə ətrafında hərəkət sürəti də elə bu tərtibdə olan kəmiyyətdir, aydın olar ki, bu halda trayektoriya anlayışı və klassik fizika qanunları tətbiq oluna bilməz.

Nəhayət qeyd edək ki, koordinat və sürətin qeyri-müəyyənliyi heç də onları ölçən cihazların dəqiqlik dərəcəsini xarakterizə etmir. Bu qeyri-müəyyənliklər fundamental fiziki mənaya malikdirlər və Herzenberqin təklif etdiyi prinsip əsasında təyin olunurlar.

### § 22.3. Şredinger tənliyi

Zərrəciyin dalğa xassələri haqda de-Broylun ideyalarının inkişafı və Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik prinsipi 1926-cı ildə Şredingerə kvant mexanikasının əsas tənliyini yazmağa imkan verdi. Şredinger tənliyi kvant mexanikasının əsas tənliyi olduğundan onu başqa münasibətlərdən çıxarmaq mükün deyildir. Bu tənliyin doğruluğunu isə onun həllindən alınan nəticələrin təcrübə ilə dəqiq uzlaşması sübut edir.

Kvant mexanikasında zərrəcik-dalğa söhbəti bitir və mikrozərrəciyin halı *psi* ( $\psi$ ) *funksiya* adlanan koordinat və zamandan asılı olan dalğa funksiyası ilə xarakterizə olunur. Məhz  $\psi$ -funksiyasının aşkar şəkli Şredinger tənliyini həll etməklə təyin oluna bilər. Şredinger tənliyinin ümumi şəkli

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + U\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} \quad (22.3)$$

kimidir. Burada *nabla kvadratı*(*bax§14*)  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

kimi təyin olunan Laplas operatoru adlanır.  $U$  zamandan asılı olmayan funksiya olduqda, zərrəciyin potensial enerjisini təyin edir,  $i$ - xəyali vahiddir:  $i = \sqrt{-1}$ . Stasionar halda məskunlaşan zərrəciyin tam enerjisi sabit qaldıqda  $\psi$  funksiya müstəvi dalğanı xarakterizə edir və belə hallar üçün Şredinger tənliyi



$$\frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U\psi = E\psi \quad (22.4)$$

şəklini alır.

Əgər de-Broyl dalğasına müstəvi dalğa kimi baxılırsa, dalğa tənliyindən Şredinger tənliyini almaq mümkündür.

Müstəvi de-Broyl dalğası  $x$  oxu boyunca yayılırsa, onun

$$\psi = A \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \frac{2\pi x}{\lambda}\right) \quad (22.5)$$

tənliyi (15.43) ifadəsinə görə dalğavi proses üçün tənliyi ödənilməlidir:

$$\nabla^2 \psi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}. \quad (22.6)$$

Bu tənliklərdə  $T$ -dalğanı yaradan rəqsin periodu,  $v$ -dalğanın

yayıma sürəti olub  $v = \frac{\lambda}{T}$  kimi təyin olunur,  $A$ -rəqsin

amplitududur. (22.5)-i (22.6)-da nəzərə alsaq, dalğa tənliyi

$$\nabla^2 \psi = \frac{-4\pi^2 \psi}{\lambda^2} \quad (22.7)$$

şəklinə düşər.

De-Broyl dalğasının uzunluğunun  $\lambda = \frac{h}{mv}$  kimi təyin olunduğunu nəzərə alaq:

$$\nabla^2 \psi = \frac{-4\pi^2 m^2 v^2}{h^2} \psi \quad (22.8)$$

$E$ -tam enerji,  $U$ -potensial enerji isə  $\frac{mv^2}{2} = E - U$  və  $h = 2\pi\hbar$

olduğundan, (22.8) tənliyi

$$\nabla^2 \psi = \frac{-2m}{\hbar^2} (E - U) \psi \quad (22.9)$$

şəklini alır. Sadə çevrilmədən sonra (22.4) stasionar hal üçün Şredinger tənliyi alırıq.

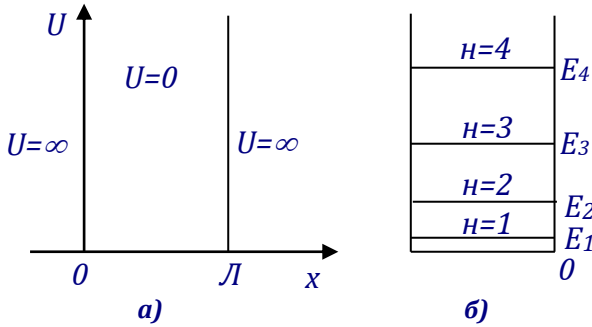
Qeyd edək ki,  $\psi$  funksiyası zərrəciyin halını xarakterizə edən dalğa funksiyasıdır, onun fiziki mənası yoxdur. Lakin  $|\psi|^2$  fiziki mənaya malik olub, zərrəciyin fəzanın verilmiş nöqtəsində tapılma ehtimalını xarakterizə edir. Əgər zərrəcik verilmiş hər hansı  $V$  həcmində olarsa, onun həmin həcmdə tapılma ehtimalı 1-ə bərabər olar və  $\int_V |\psi|^2 dV = 1$  ifadəsi  $\psi$  funksiyasının **normallaşma şərti** adlanır.  $\psi$  funksiya zərrəciyin halını xarakterizə etdiyindən o **kəsilməz, sonlu** və **birqıymətli** olmalıdır. Eyni zamanda  $\psi$  funksiya **kəsilməz** və **sonlu törəməyə** malik olmalıdır. Bu sadalanan tələblər məcmusu  $\psi$  **funksiyanın standart şərtləri adlanır**. Standart şərtlər daxilində Şredinger tənliyinin həlli yalnız  $E$ -nin seçilmiş qiymətlərində mövcuddur. Enerjinin seçilmiş qiymətləri **məxsusi qiymətlər**, onlara uyğun  $\psi$  funksiya isə **məxsusi funksiya** adlanır.  $E$ -nin məxsusi qiymətlər çoxluğu **spektr** adlanır. Məxsusi qiymətlər konkret obyektlər üçün kəsilməz və ya diskret ardıcılıq təşkil edə bilər. Diskret ardıcılıq halı enerjinin kvantlanması deməkdir. Beləliklə, heç bir əlavə şərtsiz, kvant mexanikasında diskret enerji səviyyəsinin mövcudluğu meydana çıxır.

#### § 22.4. Şredinger tənliyinin xüsusi hallara tətbiqi

Konkret obyektlər üçün ümumi halda Şredinger tənliyini həll etməklə  $\psi$  funksiyasının tapılması çox mürəkkəb riyazi əməliyyatlar tələb edir. Biz yalnız bir neçə sadə obyektə kifayətlənəcəyik və Şredinger tənliyinin bəzi xüsusi hallar üçün alınan həllini araşdıracağıq.

**Zərrəcik potensial çuxurda.** Ən sadə halda mikrozərrəciyin bir ölçülü,  $x$  oxu boyunca  $L$  uzunluğuna malik, sonsuz dərin potensial çuxurda hərəkətinə nəzər yetirək (şəkil 22.4). Klassik təsəvvürlərə görə zərrəcik çuxurun istənilən nöqtəsində mövqe tuta bilər. Hesablama sistemini çuxurun dibində götürərək, çuxur daxilində

( $0 < x < L$ )  $U = 0$ , çuxurun xaricində isə ( $x > L$ ,  $x < 0$ )  $U = \infty$  olan halı araşdırıraq.



Шякил 22.4

Zərrəcik çuxurda yerləşdiyindən və ondan xaricə çıxa bilmədiyindən, çuxur xaricində ( $x < 0$  və  $x > L$ ) onun hal funksiyası sıfıra bərabər olmalıdır  $\psi = 0$ . Hal funksiyası kəsilməz olduğundan,  $\psi(0) = \psi(L) = 0$  sərhəd şərtlərini ödəməlidir. Çuxur daxilində  $U = 0$  olduğundan, Şredinger

tənliyi  $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2mE}{\hbar^2} \psi = 0$  şəklini alar.

$$\frac{2mE}{\hbar^2} = K^2 \quad (22.10)$$

əvəzləməsi aparsaq,  $\psi$  funksiya üçün rəqsi hərəkətin (4.3)

differensial tənliyi  $\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \omega^2 x = 0$  ilə analoji olan

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + K^2 \psi = 0 \quad (22.11)$$

ikitərtibli differensial tənliyi alırıq. Lakin rəqs tənliyində törəmə zamana görə, (22.11) tənliyində isə koordinata görədir. Onda (22.11) tənliyinin həlli də (4.4) ilə analoji

$$\psi = A \sin(Kx + \varphi_0) \quad (22.12)$$

şəklində olmalıdır. Sərhəd şərtlərindən istifadə etsək  $A \neq 0$ , başlanğıc faza  $\varphi_0$  isə  $0 \div \pi$  arasında dəyişə bildiyindən,  $\varphi(0) = A \sin \varphi_0 = 0 \Rightarrow \varphi_0 = 0$  olar. Digər sərhəd şərtindən

$$\psi(L) = A \sin KL = 0 \Rightarrow \sin KL = 0 \Rightarrow KL = \pm \pi m \quad (22.13)$$

$n = 1, 2, 3, \dots$  alarıq.  $n = 0$  ola bilməz, çünki bu halda  $\psi$  funksiya eynilik kimi sıfıra bərabər olardı:  $\psi \equiv 0$ , bu isə o deməkdir ki, zərrəcik ümumiyyətlə heç yerdə yoxdur.  $K$ -nın (21.13) ifadəsindən təyin olunan qiymətini (22.10) da yerinə yazsaq, zərrəciyin enerjisinin çuxurun və zərrəciyin parametrlərindən asılı olduğunu müəyyənləşdirərik:

$$E_n = \frac{\hbar^2 K^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} n^2 = E_1 n^2 \quad (22.14)$$

Deməli zərrəciyin enerjisi klassik fizikadan fərqli olaraq yalnız müəyyən qiymətlər ala bilər. Potensial çuxurda zərrəcik üçün yalnız diskret enerji səviyyələri mövcuddur və bu səviyyələr arasında enerji fərqi

$$\Delta E = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2} (2n+1) \quad (22.15)$$

kimi zərrəciyin kütləsindən və çuxurun uzunluğundan asılı olub,  $n$  artdıqca artır. Bu diskretliyin hansı hallarda müşahidə oluna biləcəyini araşdıraq. Bir neçə konkret halı nəzərdən keçirək:

İlk olaraq uzunluğu  $\sim 10$  sm olan qabın daxilində yerləşən sərbəst qaz molekulunun hərəkətinə baxaq. Molekulun kütləsi  $m \approx 10^{-26} \text{ kq}$  tərtibində olduğundan,  $\Delta E \approx 10^{-39} \text{ C} \approx 10^{-20} \text{ eV}$  olar. Səviyyələr arasında belə kiçik enerji fərqi qaz molekulu tərəfindən praktiki olaraq hiss olunmaz və qaz molekulu klassik mexanika qanunlarına əsasən qabın istənilən nöqtəsində məskunlaşa bilər.

Qutuda yerləşən sərbəst elektronlar üçün  $L \approx 10$  sm,  $m \approx 9 \cdot 10^{-31} \text{ kq}$  olduğundan  $\Delta E = 10^{-16} \text{ eV}$  alınır. Nəzərə alsaq ki,  $1 \text{ K}$ -ə uyğun istilik enerjisi  $kT \sim 10^{-5} \text{ eV}$ -a bərabərdir, belə

diskret səviyyələrin də elektron tərəfindən hiss olunmaması heç bir şübhə doğurmaz.

Əgər elektronun atom daxilində yerləşməsi halını nəzərdən keçirərk,  $L = 10^{-10} m$ ,  $m = 9,1 \cdot 10^{-31} kq$ ,  $\Delta E = n \cdot 10^2 eV$  kimi böyük qiymət alırıq. Bu halda səviyyələr arasındakı enerji fərqi elektronun istilik enerjisindən kifayət qədər böyük olduğundan, elektronun hərəkəti yalnız kvant mexanikası qanunları ilə müəyyən oluna bilər, yəni onun hərəkəti diskretləşir.

Hərəkət zamanı elektronun koordinatının təyin olunmasına nəzər yetirək.  $K$ -nın qiymətini məxsusi funksiya üçün (22.13) ifadəsində nəzərə alsaq,  $\psi = A \sin \frac{\pi n x}{L}$  olar. Zərrəcik çuxur daxilində yerləşdiyindən, normalaşma şərti ödənilməlidir.

$$\int_0^L A^2 \sin^2 \frac{\pi n x}{L} dx = 1 \quad (22.16)$$

İntegralın qiymətini tapmaq üçün  $\sin^2 \frac{\pi n x}{L} = \frac{1}{2} \left( 1 - \cos \frac{2\pi n x}{L} \right)$  kimi məlum triqonometrik çevirmədən istifadə edərək,  $\frac{A^2 L}{2} = 1 \Rightarrow A = \sqrt{\frac{2}{L}}$  kimi  $A$ -nı təyin edə bilərik.  $A$ -nın qiymətini nəzərə alsaq, zərrəciyin hal funksiyası

$$\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{\pi n x}{L} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (22.17)$$

şəklinə düşər. Məxsusi funksiyanın və zərrəciyin məskunlaşma ehtimalı  $|\psi|^2$ -nin  $x$ -dən asılılıq qrafikləri şəkil 22.5-də göstərilmişdir. Göründüyü kimi, zərrəcik  $n = 2$  halında yerləşdikdə, onun  $x = \frac{L}{2}$  koordinatına malik olması, yəni çuxurun ortasında yerləşməsi, qadağan olunur.  $n = 3$

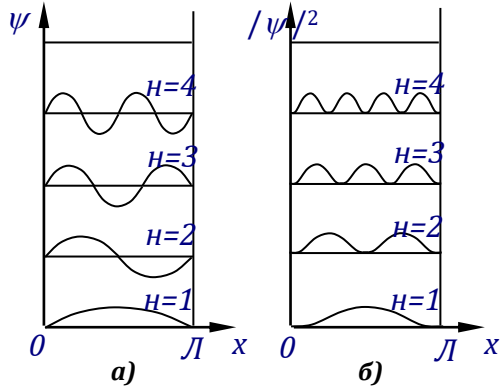
halında zərrəciyin hərəkəti tam diskretləşir, çünki onun çuxurun  $x = 0, \frac{L}{3}, \frac{2L}{3}, L$  nöqtələrində tapılma ehtimalı sıfıra bərabər olur. Hərəkət zamanı zərrəcik bu vəziyyətləri sıçrayaraq qət etməlidir. Deməli zərrəciyin hərəkəti trayektoriya məvhumu ilə xarakterizə oluna bilməz. Onun hərəkəti klassik fizika qanunları ilə deyil, yalnız kvant mexanikası qanunları ilə təyin oluna bilər.

**Zərrəciyin potensial çəpəri keçməsi.** Fərz edək ki, zərrəcik  $x$  oxu boyunca soldan sağa hərəkət edərək  $U_0$

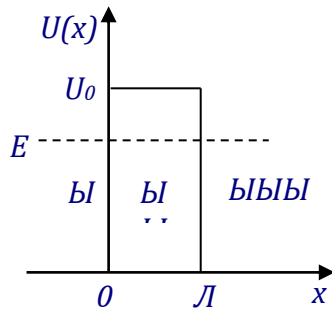
hündürlüyünə və  $L$  uzunluğuna malik potensial çəpərlə rastlaşır (Şəkil 22.6).

Klassik fizikaya görə, əgər zərrəciyin enerjisi  $E_z > U_0$  isə, zərrəcik çəpəri keçər,  $E_z < U_0$  isə çəpərdən əks olunar. Sadəcə olaraq zərrəcik çəpərin üzərində hərəkət etdikdə onun enerjisi  $E = E_z - U_0$  kimi təyin olunar. Kvant mexanikasına görə vəziyyət tam başqadır. Şredinger tənliyinin həlli göstərir ki, hətta  $E_z < U_0$

olduqda zərrəciyin çəpəri keçmə ehtimalı,  $E_z > U_0$  olduqda isə çəpərdən əks olunma ehtimalı sıfıra bərabər deyil.



Шякил



Шякил 22.6

Zərrəciyin enerjisi kifayət etmədikdə, o çəpərin üstünə çıxmadan, çəpərə nüfuz edir və zərrəciyin *III* oblastında tapılma ehtimalı yaranır. Zərrəciyin çəpərlə qarşılıqlı təsirini

$$D = \frac{A_{III}^2}{A_I^2} \quad (22.18)$$

kimi təyin olunan *şəffaflıq əmsali* xarakterizə edir.  $A_I$  – *I* oblastda,  $A_{III}$  – *III* oblastda uyğun  $\psi$  funksiyaların amplitud qiymətləridir. Uyğun oblastlar üçün Şredinger tənliyini yazaq:

$$I, III \text{ oblastda } \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0 \quad (22.19)$$

$$II \text{ oblastda } \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U_0) \psi = 0$$

Sərhəd və standart şərtlər daxilində bu tənliklərin həllindən şəffaflıq əmsali üçün

$$D \cong e^{-\frac{2L}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}} \quad (22.20)$$

ifadəsi alınır. Burada  $e$  -natural loqarifmin əsası, Nepr ədədidir ( $e \approx 2,71$ ). Zərrəciyin çəpəri keçməsi, çəpərin eni  $L$  -dən kəskin (eksponensial) asılıdır. Məsələn,  $L$ -in hər hansı qiymətində  $D = 0,01$  isə,  $L$  iki dəfə artdıqda  $D = 0,0001$ , yəni yüz dəfə azalır. Zərrəciyin çəpərə nüfuz etməsi həm də  $E - U$  fərqindən və zərrəciyin kütləsindən asılıdır. Zərrəciyin belə nüfuz etməklə çəpəri keçməsi **tunel effekti** adlanır. Tunel effekti klassik fizikada analoqu olmayan, sırf kvant hadisəsidir. Belə ki, zərrəcik tuneldə yerləşdikdə  $U_0 > E$  olduğundan kinetik enerji üçün mənfəi qiymət alınır.  $E_k < 0$  olması göstərir ki, kvant mexanikasında enerjini kinetik və potensial enerjilərə bölmək doğru deyil. Zərrəcik çəpərdən keçərkən *virtual* halda olur və enerjinin qeyri-müəyyənliyi  $\Delta t = \frac{\hbar}{2\Delta E}$  müddətində enerjinin saxlanma qanununun pozula bilmə imkanı yaradır. Əgər bu müddət zərrəciyin çəpəri keçməsi

üçün kifayətdirsə, o tunel effekti vasitəsi ilə *III* oblasta keçir, kifayət deyilsə əks olunaraq *I* oblastda qalır.

**Harmonik ossilyator.** Kvazielastiki ( $F = -kx$ ) qüvvəsinin təsiri altında  $x$  oxu boyunca rəqs edən zərrəcik harmonik ossilyator adlanır. Belə zərrəciyin potensial enerjisi

$$U = \frac{kx^2}{2} = \frac{m\omega^2 x^2}{2} \quad (22.21)$$

kimi təyin olunur.  $\omega$ -ossilyatorun məxsusi rəqs tezliyi adlanır.

Tam enerjisi  $E$  olan zərrəcik yalnız  $x$  oxu boyunca rəqsi hərəkətdə olduğundan,  $\psi$  funksiyanın  $y$  və  $z$ -ə görə törəmələri sıfıra bərabərdir və bu halda Şredinger tənliyi

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E - \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \psi = 0 \quad (22.22)$$

olar. Differensial tənliklər nəzəriyyəsinə isbat olunur ki, bu tənliyin sonlu, birqıymətli, kəsilməz həlli yalnız  $E$  parametrinin

$$E_n = (2n+1) \frac{\hbar\omega}{2} \quad (22.23)$$

şərtini ödəyən qiymətlərində mövcuddur. Tam qiymətlərə malik olan  $n$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) **kvant ədədi** adlanır. Beləliklə,

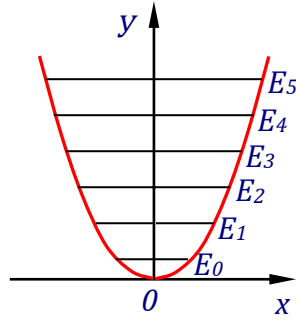
harmonik ossilyatorun tam enerjisi yalnız  $\frac{\hbar\omega}{2}$ -nin tək

misillərinə bərabər olan diskret qiymətlərə malik ola bilər. Klassik mexanika nöqtəyi nəzərinə kəsilməz enerji spektrinə malik olan rəqs edən zərrəcik, kvant mexanikasına görə enerjinin yalnız seçilmiş qiymətlərinə malik olar bilər. Müqayisə üçün şəkil 22.7-də həm (22.21) tənliyi ilə ifadə olunan potensial enerjinin, həm də (22.22) tənliyi ilə ifadə olunan tam enerjinin qiymətləri təsvir edilmişdir.



Ossilyatorun diskret enerji səviyyələrinin əsas xüsusiyyətlərini qeyd edək:

a) İki qonşu səviyyə arasındakı enerji fərqi  $n$ -in qiymətindən asılı olmayıb,  $\Delta E = \hbar\omega$  kimi təyin olunur. İstənilən iki qonşu səviyyə arasında keçid zamanı eyni tezliyə malik foton udulur və ya şüalanır.



ШЯКИЛ 22.7

b) Müxtəlif səviyyələr arasında keçid ehtimallarının hesablanması göstərir ki, harmonik ossilyatorda yalnız  $\Delta n = \pm 1$  olduqda optik keçidlər mümkündür. Bu şərt **optik keçidlər üçün seçmə qaydası** adlanır. Hər bir harmonik ossilyator yalnız məxsusi  $\omega$  tezliyinə malik şüaları udub və ya şüalandıra bilər və bu zaman ossilyatorun enerjisi  $\Delta E = \pm \hbar\omega$  qədər dəyişər. Kvant mexanikasında bir nəticə kimi alınan bu müddəə, mütləq qara cismin şüalanma qanunlarını izah etmək üçün irəli sürülən Plankın hipotezi ilə tam uyğunluq təşkil edir.

c) harmonik ossilyatorun minimal enerjisi sıfır yox,  $\frac{\hbar\omega}{2}$  -yə bərabərdir.  $E_0 = \frac{\hbar\omega}{2}$  ossilyatorun **sıfırıncı enerjisi** adlanır.

Bu mütləq sıfır temperaturunda belə ossilyatorda zərrəciklərin hərəkətlərinin davam etdiyini göstərir. Qeyd edək ki, işığın müxtəlif kristallardan səpilməsinin ifrat aşağı temperaturlarda tədqiqi bu müddəanın təcrübi olaraq doğru olduğunu sübut edir. Belə ki, temperaturu  $0\text{ K}$ -ə ekstrapolyasiya etdikdə səpilən işığın intensivliyi sıfıra deyil, müəyyən sabit bir qiymətə malik olur. Bu təcrübi nəticə atomlarda sıfırıncı rəqslərin mövcud olmasını bir daha təsdiq edir.

## § 22.5. 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 Qaudsmit 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  $\pi$  mezonlar, onlar üçün spin «0»-a bərabərdir.

Kvant mexanikasında isbat olunur ki, elektronun spinini

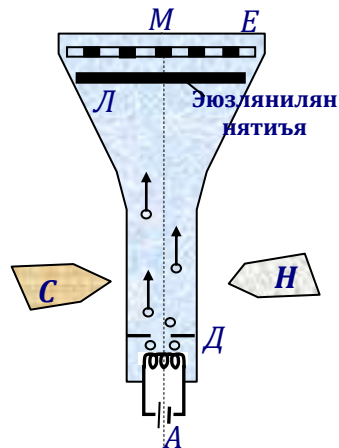
$$M_s = \hbar \sqrt{S(S+1)} = \frac{1}{2} \hbar \sqrt{3} \quad (22.24)$$

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 kvantlanması, yəni diskret qiymətlərə malik olmasını, təcrübi olaraq Ştern və Gerlax sübut etmişlər. Təcrübənin prinsipial sxemi şəkil 22.8-də göstərilmişdir. Maqnit sahəsi olmadıqda  $A$  mənbəyindən buxarlanan  $Ag$  atomları  $D$  diafraqmasından keçərək  $E$  ekranında  $M$  nöqtəvi ləkəsini yaradırlar. Dəstənin



yolunda qeyri bircins maqnit sahəsi yaradılsa, maqnit momentinə malik atomlar öz hərəkət istiqamətlərindən meyl etməlidirlər. Meyletmənin qiyməti atomların maqnit momentləri ilə xarici sahənin induksiya vektorunun istiqaməti arasındakı bucaqdan asılı olacaqdır. Klassik təsəvvürlərə görə atomlar xaotik hərəkət etdiyindən, bu bucağın qiyməti  $0 \div \pi$  intervalında 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  $A_g$  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 cəzətmə 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  $\psi$  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  $n=1 \left\{ \begin{array}{l} 1s \\ 2s \end{array} \right.$

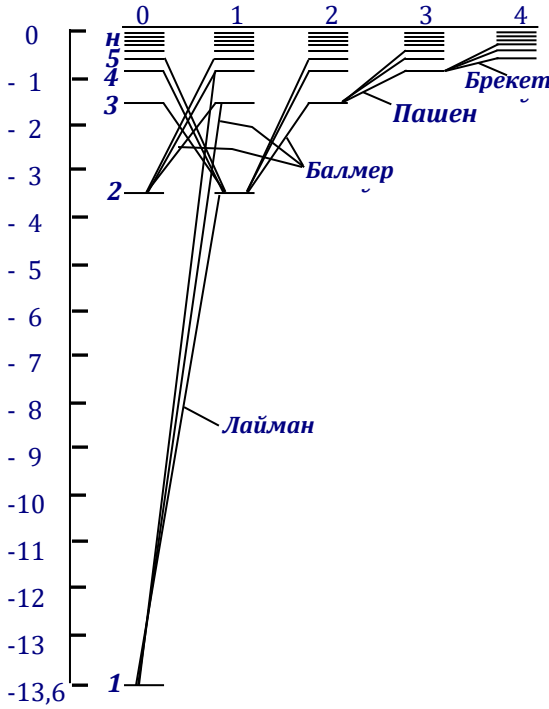
$n=3 \left\{ \begin{array}{l} 3s \ 3p \\ 3d \end{array} \right.$   $n=4 \left\{ \begin{array}{l} 4s \ 4d \\ 4p \ 4f \end{array} \right.$  və s. kimi enerji səviyyələri

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

Əgər elektronun spinə də malik olduğunu nəzərə alsaq, cırılma tərtibi  $2n^2$  olar. Məsələn,  $n = 3$  olduqda spin nəzərə alınmazsa,  $E_3$  enerji səviyyəsi  $\psi_{300}, \psi_{310}, \psi_{320}, \psi_{311}, \psi_{31-1}, \psi_{321}, \psi_{32-1}, \psi_{322}, \psi_{32-2}$  kimi dalğa funksiyalarına malik doqquz qat cırılmağa malik olur. Spin nəzərə alındıqda cırılma 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) cırılma nəzərə alındıqda hidrogen atomunun enerji spektrinə nəzər yetirək. Qapalı sistem kimi atom üçün impuls momentinin saxlanması qanunu optik keçidlərdə  $l$ -in dəyişməsinə məhdudiyət 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 fərqi ilə 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



yanar. 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 ədədi  $n$  olduqda kvant hallarının sayı  $2n^2$  kimi təyin olunur. Baş kvant ədədi eyni olan halların məcmusu ***təbəqə*** adlanır. Təbəqələr  $n$ -in qiymətlərindən asılı olaraq baş hərflərlə və ya  $n$ -in göstəricisi olan rəqəmlə işarə olunur.

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 təsərə 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 olduğda 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 olduğda  $S$  həmişə ( $\frac{1}{2} +$  tam) olur. Məsələn,  $N = 5$  olduğda  $S$ -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. Aydınadır ki,  $N$  tək olduğda  $Y$  ( $\frac{1}{2} +$  tam),  $N$  cüt olduğda 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 **təsisiz 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.

Element-lərin adı	n	1k	L (n=2)			M (n=3)					N (n=4)			Əsas term	
		l	1S	2S	2P (l=1)		3S	3P (l=1)		3d (l=2)	4S	4P	4d		
		m <sub>l</sub>	0	0	1	0	-1	0	1	0	-1	2;1;0;-1;-2	0		1;0;-1
1.H	I dövr	↑	-	-	-	-									<sup>2</sup> S <sub>1/2</sub>
2.He		↑↓	-	-	-	-									<sup>1</sup> S <sub>0</sub>
3.Li	II dövr	2	↑	-	-	-									<sup>2</sup> S <sub>1/2</sub>
4.Be		2	↑↓	-	-	-									<sup>1</sup> S <sub>0</sub>
5.B		2	2	↑	-	-									<sup>2</sup> P <sub>1/2</sub>
6.C		2	2	↑	↑	-									<sup>3</sup> P <sub>0</sub>
7.N		2	2	↑	↑	↑									<sup>4</sup> S <sub>3/2</sub>
8.O		2	2	↑↓	↑	↑									<sup>3</sup> P <sub>2</sub>
9.F		2	2	↑↓	↑↓	↑									<sup>2</sup> P <sub>3/2</sub>
10.Ne		2	2	↑↓	↑↓	↑↓									<sup>1</sup> S <sub>0</sub>
11.Na	III dövr	2	2	2	2	2	↑	-	-	-					<sup>2</sup> S <sub>1/2</sub>
12.Mg		2	2	2	2	2	↑↓	-	-	-					<sup>1</sup> S <sub>0</sub>
13.Al		2	2	2	2	2	2	↑	-	-					<sup>2</sup> P <sub>1/2</sub>
14.Si		2	2	2	2	2	2	↑	↑	-					<sup>3</sup> P <sub>0</sub>
15.P		2	2	2	2	2	2	↑	↑	↑					<sup>4</sup> S <sub>3/2</sub>
16.S		2	2	2	2	2	2	↑↓	↑	↑					<sup>3</sup> P <sub>2</sub>
17.Cl		2	2	2	2	2	2	↑↓	↑↓	↑					<sup>2</sup> P <sub>3/2</sub>
18.Ar		2	2	2	2	2	2	↑↓	↑↓	↑↓					<sup>1</sup> S <sub>0</sub>
19.K	IV dövr	2	2	2	2	2	2	2	2	2	-	↑	-	-	<sup>2</sup> S <sub>1/2</sub>

Göründüyü kimi təbəqələrin dolması ilə əsas termlər də təkrarlanır. Bu isə fiziki və kimyəvi xassələrin təkrarlanması deməkdir. Cədvələ nəzər salsaq, bəzi kvant hallarının məskunlaşmasında kənarçıxmaların 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

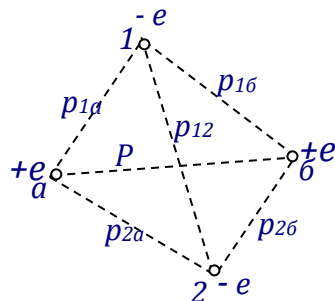
elektrona antiparalel spinlə məskunlaşır və oksigen elementi üçün cədvəldə göstərilən quruluş reallaşır.

**Hundun II qaydası** atomun əsas terminin hesablamada prinsipini müəyyənləşdirir. Bu qaydaya görə əgər örtükdəki kvant hallarının yarısından 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 yarısından 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 yarısından 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 yarısından 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.

## § 22.9. Molekulların spektri

Molekulların əmələ gəlməsində onları təşkil edən atomların dolmamış xarici örtüklərində yerləşən elektronlar əsas rol oynayır, daxilindəki dolmuş təbəqələrdəki elektronların hallarında isə demək olar ki, dəyişiklik baş vermir. Sadə halda ikiatomlu molekulda atomlar arasında əlaqənin iki növü reallaşa bilər.

a) *Heteropolyar (ion) rabitəsi*: Bu halda atomlardan birinin yaxınlığında elektronların sayı artır, digərində isə azalır. Əks



işarəli yükə malik atomlar arasında yaranan Kulon cazibə qüvvəsi molekulun yaranmasına səbəb olur.  $NaCl$ ,  $KBr$ ,  $HCl$  və s. bu tip molekulardır.

b) *Homeopolyar (kovalent) rabitə*-əlaqəyə girən atomların xarici örtükdəki elektronları cütləşərək hər iki atoma aid olduqda yaranan rabitəyə deyilir. Cütləşən elektronların spinləri antiparalel ( $\uparrow\downarrow$ ) olduqda cütlərin paylanması qeyri simmetrikdir molekulun dipol momentinə malik olmasına və atomlar arasında qarşılıqlı təsir yaranmasına səbəb olur. Bu tip ən sadə molekul  $H_2$ -dir. Bu molekulun enerjisinə nəzər yetirək.  $H_2$  molekulunu iki nüvədən və iki elektrondan ibarət olduğu üçün onun potensial enerjisi şəkil 22.10 əsasında

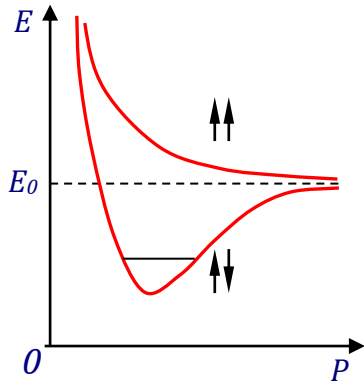
$$U = \frac{q_0^2}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{1a}} - \frac{1}{r_{1b}} - \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{2b}} \right), \quad (22.28)$$

Şredinger tənliyi isə

$$\nabla_1^2\psi + \nabla_2^2\psi + \frac{2m_0}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0 \quad (22.29)$$

kimi yazılır. Nüvələrin kütləsi elektronların kütləsindən çox böyük olduğundan, nüvələri praktik olaraq hərəkətsiz qəbul edərək,  $\nabla_1$  və  $\nabla_2$ -in uyğun olaraq I və II elektronların koordinatlarından asılı Laplas operatorları kimi xarakterizə etmək olar.

1927-ci ildə *Qaytler və London* (22.29) tənliyini həll edərək enerjinin məxsusi qiymətləri spektrinin nüvələr arasındakı  $R$  məsafəsindən asılı olduğunu göstərdilər. Rabitəyə girən elektronların spinləri paralel ( $\uparrow\uparrow$ ) və



Шякил



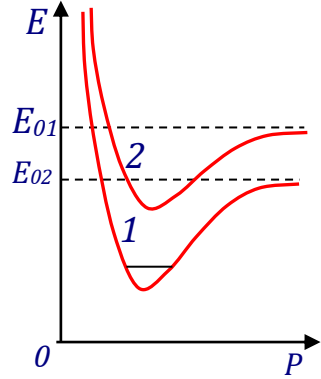
antiparalel ( $\uparrow\downarrow$ ) olması hallarında  $E(R)$  asılılığı şəkil 22.11-də təsvir olunmuşdur.

Göründüyü kimi molekulun əmələ gəlməsi yalnız antiparalel ( $\uparrow\downarrow$ ) spinlər halında reallaşa bilər. Şəkildə qeyd edilən sabit  $E_0$  enerjisi izolə olunmuş atomların enerjiləri cəmi kimi təyin olunur. Molekulun elektron konfigurasiyası dəyişdikdə  $E(R)$  asılılığında dəyişiklik baş verə bilər (Şəkil 22.12).

Nəzərə almaq lazımdır ki, baxılan konfigurasiyada molekulun ağırlıq mərkəzi ətrafında rəqs etməsi və fırlanması reallaşa bilər. Bu hərəkətləri birinci yaxınlaşmada asılı olmayan hadisələr kimi qəbul etsək, molekulun tam enerjisi

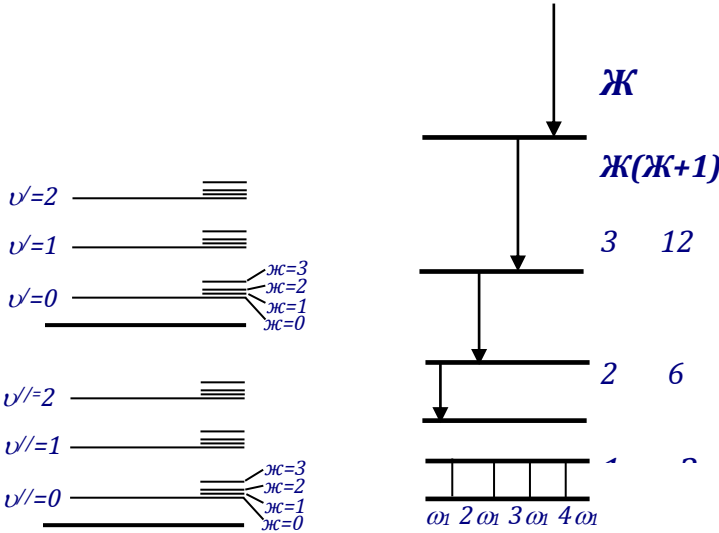
$$E_m = E_{el} + E_{rcqs} + E_{fir} \quad (22.29)$$

olar.



Шякил

Rəqs edən molekula məxsusi tezliyi  $\omega$  olan harmonik ossilyator kimi baxsaq, uyğun enerji  $E_p = (2\nu + 1)\frac{\hbar\omega_\nu}{2}$  kimi təyin olunur. **Rəqs kvant ədədi** adlanan  $\nu$  üçün seçmə qaydası



Шякил  
?? 13

Шякил  
?? 14

mövcuddur:  $\Delta\nu = \pm 1$ . Onda rəqs səviyyələri arasında keçidlərə uyğun enerji fərqi eyni qiymətə malik olub  $\hbar\omega_0$  kimi təyin olunur.

Ətalət momenti  $I$  olan molekulun müəyyən ox ətrafında fırlanmasına uyğun kinetik enerji

$$E_f = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{(I\omega)^2}{2I} = \frac{M^2}{2I} = \frac{\hbar^2 j(j+1)}{2I} \quad (22.30)$$

kimi təyin olunur.  $M$  sistemin tam impuls momentidir,  $j$  **fırlanma kvant ədədi** adlanır və onun üçün də seçmə qaydası mövcuddur:  $\Delta j = \pm 1$ .

Fırlanma səviyyələri arasında enerji fərqi

$$\Delta E_f = E_{f_{j+1}} - E_{f_j} = \frac{\hbar^2}{2I}(2j+2) = \frac{\hbar^2}{I}(j+1) \quad (22.31)$$

kimi  $j$ -nin qiyməti artdıqca artır. Bunları nəzərə alsaq, molekulun tam enerjisi

$$E_m = E_{el} + \hbar\omega_v \left( \nu + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar^2}{2I} j(j+1) \quad (22.32)$$

kimi təyin olunur. Nəzəri hesablamalar və təcrübələr göstərir ki, istənilən molekulda:

$$\Delta E_{el} \gg \Delta E_p \gg \Delta E_f. \quad (22.33)$$

Molekulun (21.32) ifadəsi əsasında enerji səviyyələri şəkil 22.13-də təsvir olunmuşdur. Molekulların spektrində elektron kvant halları arasında keçid zamanı yaranan əsas xətlərlə yanaşı, tezliyi əsas tezlikdən cüzi fərqlənən fırlanma və rəqs keçidlərinə uyğun spektr xətləri yarandığından, atomun spektr xətləri zolaqlarla əvəz olunur. Şüalanan fotonun tezliyi  $\omega = \omega_{el} \pm \omega_v \pm \omega_j$  olduğundan spektr fırlanma və fırlanma-rəqs zolaqlarından ibarət olur. Fırlanma keçidlərinə uyğun spektr xətləri şəkil 22.14-də təsvir olunmuşdur. Bu keçidlərə uyğun xətlər ən kiçik tezliyə və böyük dalğa uzunluğuna malik olub, optik spektrin *uzaq infraqırmızı* oblastına uyğun gəlirlər.

Fırlanma keçidləri, tezliyi  $\omega_j = \frac{\hbar}{I}(j+1) = \omega_f(j+1)$  kimi təyin olunan  $\omega_1 = \omega_f$ ,  $\omega_2 = 2\omega_f$ ,  $\omega_3 = 3\omega_f$  və s. xətlərdən ibarət olur.  $\omega_f$  tezliyini ölçməklə molekulun  $I$  ətalət momentini təyin etmək və molekulda kimyəvi rabitənin xüsusiyyətlərini öyrənmək mümkündür. Optik keçidlər zamanı molekulun eyni zamanda rəqs və fırlanma hallarında dəyişiklik baş verirsə, şüalanan fotonun tezliyi

$$\omega = \omega_v + \omega_f(j+1) \quad (22.34)$$

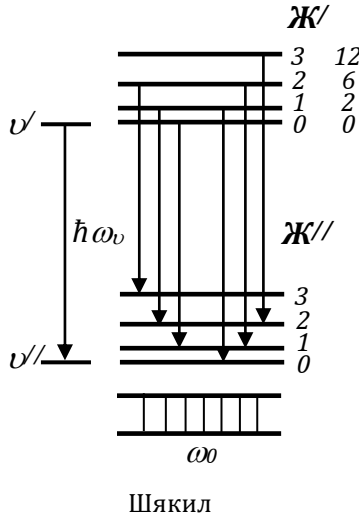
kimi təyin olunur.  $E_p \gg E_f$  olduğundan, şüalanma zamanı həm  $\omega_v$ -dən böyük, həm də kiçik tezlikli xətlər aşkara çıxar. Belə keçidlər şəkil 22.15-də təsvir olunmuşdur. Tezliyi (22.34) ifadəsi ilə təyin olunan spektr xətləri toplusu *fırlanma rəqs-xətləri* adlanır. Bu xətlər də elektron keçidlərinə nisbətən daha böyük dalğa uzunluğuna malik olub, optik spektrin *infraqırmızı* ( $0,8 \div 5$  mkm) oblasta uyğun gəlirlər.

Təcrübi olaraq fırlanma və fırlanma-rəqs zolaqlarını 1928-ci ildə Hind fiziki Raman müşahidə etmişdir. Raman işıq qazlardan səpilməsi zamanı düşən işıq  $\omega_0$  tezliyi ilə yanaşı, tezliyi  $\omega = \omega_0 + \omega_1$  və  $\omega = \omega_0 - \omega_1$  kimi təyin olunan şüalanma xətlərini müşahidə etmişdir.

Müşahidə olunan şüalanma xətlərinin tezlikləri rəqs və fırlanma tezliklərinin kombinasiyası kimi ifadə oluna bildiyinə

görə, Raman effekti bəzən **ışığın kombinasiyalı səpilməsi** adlanır. Tezliyi düşən işıq tezliyindən kiçik olan  $\omega < \omega_0$  şüalanma xətləri **stoks**,  $\omega > \omega_0$  isə **antistoks** xətləri adlanır.

Kvant nəzəriyyəsində  $\omega_0$  tezliyinə malik işıqın səpilməsinə fotonların molekullarla qeyri-elastiki toqquşmasının nəticəsi kimi baxılır. Toqquşma zamanı foton ilə molekul enerji mübadiləsində olduğundan, molekulun



itirdiyi və ya qazandığı enerji, mövcud enerji səviyyələrinin fərqinə bərabər olmalıdır. Enerji səviyyələrinin fərqi rəqs-fırlanma keçidlərinə uyğun gəldiyindən, səpilən işıqda  $\omega_0$ -la simmetrik stoks ( $\omega < \omega_0$ ) və antistoks ( $\omega > \omega_0$ ) xətləri müşahidə olunmalıdır (Şəkil 22.15).

Müşahidə olunan şüalanma xətlərinin intensivliyi temperaturdan kəskin asılı olur. Aşağı temperaturlarda əsasən stoks xətləri, yuxarı temperaturlarda isə antistoks xətləri üstünlük təşkil edirlər. Raman effektinin tədqiqi molekulların quruluşu və onun simmetriyası haqqında, qəfəs rəqslərinin xüsusiyyətləri, molekulda kimyəvi rabitə haqda qiymətli məlumat əldə etməyə imkan verir.

### XXIII FƏSİL. NÜVƏ FİZİKASININ ELEMENTLƏRİ.

#### § 23.1. Atom nüvəsi və onun əsas xüsusiyyətləri

**Nüvənin tərkibi:** Müasir təsəvvürlərə görə atom müsbət yüklü nüvədən və onun ətrafında yerləşən mənfi yüklü elektronlardan ibarətdir. Elektronlar nüvə ətrafında müəyyən konfigurasiyaya malik olmaqla elektron buludu əmələ gətirirlər. Ən sadə nüvə hidrogen atomunun nüvəsi 1 protondan ibarətdir. Digər bütün nüvələrdə protonlarla yanaşı neytronlar da iştirak edir. Nüvə fizikasında proton və neytronlar ümumi adla- **nuklon** adlandırılır.

**Proton** ( $p$ )  $+e$  yükünə və  $m_p = 938,28 MeB$  kütləsinə malik stabil zərrəcikdir. Nüvə fizikasında enerji vahidi olaraq sistemdənənar elektronvolt ( $eV$ ) və ya bundan milyon dəfə böyük meqaelektronvolt ( $MeB$ ) işlədilir. Kütlə ilə enerji arasında Eynşteyn münasibətindən ( $E = mc^2$ ) istifadə edərək göstərmək olar ki, elektronun sükunət kütləsi

$$E = 9 \cdot 10^{-31} kq \cdot 9 \cdot 10^{16} m^2/s^2 \cdot \frac{10^{19} eV}{1,6C} = 0,511 MeV,$$

atom kütlə vahidi isə  $1akv = 931,50 MeV$  enerjiyə uyğundur. Bütün digər nüvələrin kütləsi bu əsasda hesablanır. Proton

spinə ( $S_p = \frac{1}{2}$ ) və maqnit momentinə ( $\mu_p = 2,79\mu_{n\ddot{u}v\ddot{e}}$ ) malikdir. Burada

$$\mu_{n\ddot{u}v\ddot{e}} = \frac{eh}{2m_p} = 3,21 \cdot 10^{-26} \text{ C/Qs} \quad (23.1)$$

**nüvə maqnit momenti** adlanır və Bor maqnetonundan, yəni elektronun məxsusi maqnit momentindən 1836 dəfə kiçikdir. Demək olar ki, protonun maqnit momenti elektronun maqnit momentindən  $\sim 660$  dəfə (!) kiçikdir. Protonun belə anomal maqnit momentinə malik olması mübadilə qarşılıqlı təsiri ilə əlaqədardır.

Nüvəni təşkil edən digər zərrəcik - **neytron** 1932-ci ildə Cədvik tərəfindən kəşf olunmuşdur. Nüvədəki neytronların ümumi sayı  $N$  ilə işarə olunur. Neytron yükə malik deyildir və onun kütləsi protondan cəmi  $1,3 \text{ MeV}$  böyükdür.

$$m_n = 939,57 \text{ MeV}$$

Elektrik cəhətdən neytral (yüksüz) olmasına baxmayaraq neytron  $\frac{1}{2}$ -yə bərabər spinə ( $S_n = \frac{1}{2}$ ) və maqnit momentinə ( $\mu_n$ ) malikdir. Neytronun maqnit momenti mənfidir:

$$\mu_n = -1,91 \mu_{n\ddot{u}v\ddot{e}}$$

Mənfi maqnit momenti neytronun məxsusi mexaniki və maqnit momentlərinin bir-birinə əks yönəlməsinin təzahürüdür. Qeyd edək ki, proton və neytronların maqnit momentləri nisbəti dəqiq olaraq  $\frac{\mu_p}{\mu_n} = -\frac{3}{2}$  qiymətinə bərabərdir. Sərbəst halda neytron qeyri- stabildir və 12 dəqiqə ərzində parçalanaraq proton, mənfi elektron yaradır və **neytrino** şüalandırır.

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu} \quad (23.2)$$

$\tilde{\nu}$  ilə işarə olunan sükunət kütləsi sıfır olan zərrəcik **antineytrino** adlanır. (23.2) tənliyinə daxil olan zərrəciklərin sükunət kütləsinə nəzər yetirsək  $m_n > m_p + m_e$  olduğundan artıq enerji ( $0,77 \text{ MeV}$ ) reaksiyadan alınan zərrəciklərin kinetik enerjisini təyin edir.

Nüvələrin əsas xarakteristikaları kimi sıra nömrəsi və kütlə ədədi qeyd olunmalıdır. Sıra nömrəsi nüvənin yük ədədi adlanan  $Z$ -i təyin edir. Yük ədədi nüvədə iştirak edən protonların sayına bərabərdir. Nüvənin yükü  $Z \cdot e$  kimi təyin olunur ( $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$  elementar yüküdür). Nüvəyə daxil olan nuklonların sayı onun **kütlə ədədini** təyin edir.  $A$  ilə işarə olunan kütlə ədədi neytron və protonların sayının cəminə bərabərdir.

$$A = Z + N \quad (23.3)$$

Nüvənin xarakteristikasından istifadə edərək onun simvolu

$$X_Z^A \quad (23.4)$$

kimi işarə olunur. Burada  $X$  verilmiş nüvəyə malik kimyəvi elementin adıdır.

Nüvələrin müqayisəsi və növləri onlara daxil olan proton, neytron və nuklonların sayına görə yerinə yetirilir.

**Nüvələrin növləri:** Eyni yükə, müxtəlif sayda neytronlara malik nüvələrə **izotop nüvələr** deyilir ( $Z_1 = Z_2, N_1 \neq N_2, A_1 \neq A_2$ ). İzotoplarda elektron örtüyü dəyişmədiyindən onlar oxşar kimyəvi xassələrə, valentliyə malik olurlar. Hər bir kimyəvi element nüvəsinin bir neçə, hətta onlarla izotopu mövcud ola bilər. Məsələn, hidrogenin 3 izotopu vardır:  ${}_1H^1$ ;  ${}_1H^2$  (*deyterium*);  ${}_1H^3$  (*tritium*).

Nuklonlarının sayı eyni, proton və neytronlarının sayı fərqlənən nüvələrə **izobar** nüvələr deyilir ( $A_1 = A_2, Z_1 \neq Z_2, N_1 \neq N_2$ ). İzobar nüvələr müxtəlif kimyəvi elementlərə uyğun gəldiyindən, onların kimyəvi xassələri,

valentliyi fərqlənir. Məsələn,  ${}_{18}\text{Ar}^{40}$  və  ${}_{20}\text{Ca}^{40}$  izobar nüvələrdir və onlardan biri təsirsiz qaz, digəri qələvi torpaq metalıdır.

Neytronların sayı eyni, protonların sayı fərqlənən və buna görə də kütlə ədədləri müxtəlif ( $N_1 = N_2$ ,  $Z_1 \neq Z_2$ ,  $A_1 \neq A_2$ ) olan nüvələrə **izoton** nüvələr deyilir. Məsələn,  ${}_6\text{C}^{13}$  və  ${}_7\text{N}^{14}$  izoton nüvələrdir. Onların kimyəvi xassələri və valentliyi fərqlənir.

Nəhayət, elə nüvələr də mövcuddur ki, onların tərkibi eynidir – yəni proton və neytronların sayı, buna görə də kütlə ədədləri bərabərdir ( $A_1 = A_2$ ,  $Z_1 = Z_2$ ,  $N_1 = N_2$ ), lakin radioaktiv parçalanma müddətləri fərqlənir. Belə nüvələrə **izomer** nüvələr deyilir. Məsələn, brom  ${}_{35}\text{Br}^{80}$  nüvəsinin  $T_1 = 18$  dəq,  $T_2 = 4,4$  saat yarımparçalanma müddətinə malik iki izomeri mövcuddur. Izomer nüvələrə malik maddələrin kimyəvi xassələri tam təkrar olunur. İndiyə qədər mövcud olan 2000-dən artıq müxtəlif növ nüvələrdən ~300 stabildir, digərləri isə radioaktiv parçalanmaya məruz qalır. Nüvələrin böyük bir qismi süni yolla, nüvə reaksiyaları vasitəsilə alınmışdır.

**Nüvənin ölçüləri:** Birinci yaxınlaşmada nüvəni radiusu  $R$  olan kürə kimi qəbul etmək mümkündür. Təcrübələr göstərir ki, kürənin radiusu ondakı nuklonların sayı ilə, yəni  $A$  kütlə ədədi vasitəsilə dəqiq hesablanı bilər.

$$R = 1,3 \cdot 10^{-15} \cdot A^{1/3} \text{ (metr)} \quad (23.5)$$

Nüvə fizikasında uzunluq ölçüsü kimi  $10^{-15} \text{ m} = 1 \text{ f (fermi)}$  qəbul olunur. Onda nüvənin ölçüsü

$$R = 1,3 \cdot A^{1/3} \text{ fermi} \quad (23.5, a)$$

olar. (23.5) ifadələrinin böyük dəqiqliklə ödənilməsi göstərir ki, nüvə «materiallarının» sıxlığı bütün kimyəvi elementlərdə eyni qiymətə malikdir və nüvənin ölçüsü nuklonların sayı



artdıqca elə artır ki, onun həcmi ilə kütlə ədədi arasında mütənasiblik pozulmasın.

**Nüvənin spini** – nüvəni təşkil edən nuklonların spinləri cəmi kimi formalaşır. Proton və neytronun hər birinin spini  $\frac{1}{2}$  olduğundan ( $S_p = \frac{1}{2}; S_n = \frac{1}{2}; S_N = S_p + S_n$ ), nüvənin spini nuklonların sayı cüt olduqda tam, nuklonların sayı tək olduqda isə tam  $+\frac{1}{2}$  ola bilər. Tədqiqatlar göstərir ki, adətən nüvənin spini bir neçə vahiddən böyük olmur. Bu onu göstərir ki, nuklonların əksəriyyətinin spini antiparalel yerləşərək bir-birini kompensə edir. Cüt-cüt nüvələrdə, yəni həm proton, həm də neytronların sayı cüt ədədlə ifadə olunan nüvələrin spini «0» olur.

**Nüvənin kütləsi və rabitə enerjisi:** Nüvənin kütləsi həmişə onu təşkil edən nuklonların kütlələri cəmindən kiçik olur. Bu, nüvənin əmələ gəlməsi prosesində kütlənin bir hissəsinin enerjiyə çevrilməsi, nüvənin **rabitə enerjisinin** yaranması ilə əlaqələndirilir. Kütlə ilə enerji arasında  $E = mc^2$  Eynşteyn münasibətindən istifadə edərək rabitə enerjisini

$$E_{rab} = c^2 \{ [Z \cdot m_p + (A - Z)m_n] - M_{nüvə} \} \quad (23.6)$$

kimi ifadə etmək olar. Fiziki olaraq **rabitə enerjisi nüvəni ayrı-ayrı tək nuklonlara parçalayaraq, onları bir-birindən qarşılıqlı təsirdə olmayacaq məsafəyə uzaqlaşdırmaq üçün tələb olunan işə bərabərdir.**

Rabitə enerjisi düsturuna protonların sayı qədər elektron kütləsini ( $Z \cdot m_e$ ) əlavə edib çıxmaqla və elektronların nüvə ilə cüzi qarşılıqlı təsir enerjisini nəzərdən atmaqla (23.6) ifadəsini

$$E_{rab} = c^2 [Z \cdot m_H + (A - Z)m_n] - M_{at} \cdot c^2 \quad (23.7)$$

kimi yazmaq olar. Burada  $m_H$  -hidrogen atomunun kütləsi ( $m_H = m_p + m_e$ ),  $M_{at}$  -isə atomun [ $M_{at} = Z(m_p + m_e)$ ] kütləsidir. Cədvəllərdə atomun kütlə ədədi verildiyindən,

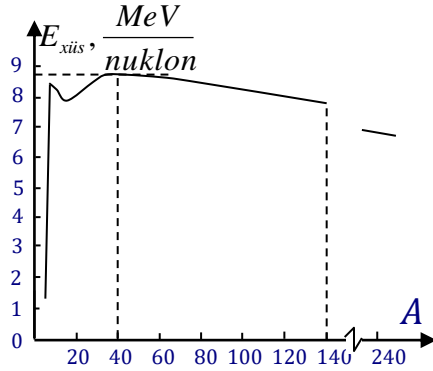
nüvənin rabitə enerjisini hesablamak üçün (23.7) ifadəsi daha məqsədəuyğundur.

Rabitə enerjisi nuklonların sayı artdıqca artır. Bu nöqtəyi nəzərdən o nüvənin dayanıqlı olması ölçüsü ola bilməz. Nüvənin dayanıqlılıq ölçüsü olaraq **xüsusi rabitə enerjisindən** - hər bir nuklona uyğun gələn rabitə enerjisindən- istifadə olunmalıdır. Rabitə enerjisi  $E_{rab}$  olan nüvədə nuklonların sayı  $A$  olduğundan xüsusi rabitə enerjisi

$$E_{xüs} = \frac{E_{rab}}{A} \left( \frac{MeV}{nuklon} \right) \quad (23.8)$$

kimi təyin oluna bilər.  $E_{xüs}$  nüvə yaranarkən 1 *nuklon*-a uyğun kütlə dəyişməsinə xarakterizə etdiyindən, onun qiyməti artdıqca nüvə qüvvələri güclənir və belə nüvələr daha stabil olurlar.  $E_{xüs}$ -xüsusi rabitə enerjisinin qiyməti nüvədəki nuklonların sayından asılıdır. Belə asılılıq şəkil 23.1-də təsvir olunmuşdur. Göründüyü kimi  $E_{xüs}$  nuklonların sayı  $40 \div 160$  aralığında olan nüvələr üçün ən böyük olur ( $\sim 8.7 \frac{MeV}{nuklon}$ ).

Nuklonların sayı artdıqca  $E_{xüs}$  azalması göstərir ki, ağır nüvələr parçalanaraq nisbətən yüngül nüvələr yarandıqda əlavə enerji ayrılacaqdır. Məsələn,  $U_{92}^{235}$  nüvəsinin parçalanaraq orta kütlə ədədinə malik  $Ba_{56}^{128}$  və  $Sr_{38}^{94}$  nüvələrini əmələ gətirməsi prosesində xüsusi rabitə enerjisinin artması nəticəsində əlavə  $200MeV$  enerji (hər



Шякил 23.1

nuklona  $\sim 1MeV$ ) ayrılması baş verir. Reaksiyasından alınan külli miqdarda enerjidən həm hərbi, həm də müxtəlif dinc məqsədlər üçün istifadə etmək mümkündür.

Nuklonların sayı  $A < 40$  olan nüvələrdə də  $E_{rab}$  kiçilir. Beləliklə, yüngül nüvələr birləşərək nisbətən ağır nüvələr əmələ gətirməsi prosesində də xüsusi rabitə enerjisinin artması hesabına enerji ayrılması baş verir. Belə reaksiyalar **termonüvə sintezi** adlandırılır. Məsələn, hidrogenin  $D_1^2$  deyterium və  $T_1^3$  tritium izotoplarının birləşərək  $He_2^4$  helium qazı əmələ gətirməsi  $17,6 MeV$  (hər nuklona  $\sim 3,5MeV$ ) enerji ayrılması ilə nəticələnir. Burada alınan külli miqdarda enerjidən istifadə olunması gələcəyin mühüm işlərindən biridir.

**Atom nüvəsi modelləri.** Nüvə nəzəriyyəsinin yaradılmasına mane olan iki amil – nuklonlar arasında qarşılıqlı təsirin təbiətinin məlum olamaması və çox cismin (nuklonların) kvant nəzəriyyəsinin çətinliyi xüsusi rol oynayır. Bu çətinliklər xüsusi riyazi hesablamalar aparmadan nüvənin müxtəlif xassələrini keyfiyyətə izah edən nüvə modellərinin yaradılması ilə nəticələnmişdir. Nüvənin məlum olan modellərindən heç biri nüvəni tam tərkibli təhlil etməyə imkan vermir. Burada nüvənin damcı və qat modelləri haqda məlumat veriləcəkdir.

1939-cu ildə Y.I.Frenkel tərəfindən təklif olunan və Nils Bor tərəfindən inkişaf etdirilən **damcı modelində** nüvə, nuklonlar arasında məsafə sabit qalmaqla sıxılmayan, səthi gərilmə qüvvəsinə malik kürə şəklində yüklənmiş maye damcısına oxşadılır. Nuklonlar arasında qarşılıqlı təsir maye molekulları arasında əlaqə ilə eyniləşdirilir və bu qüvvələrin qısa təsirli olması nəzərə alınır. Damcının xarici təsirlə kiçik deformasiyası onda çox güclü itələmə qüvvələrinin meydana çıxmasına və nüvənin parçalanmasına səbəb olur. Bu fikirlər nüvələrin parçalanma və birləşməsinə uyğun nüvə

reaksiyaların izahına, rabitə enerjisinin qiymətinin hesablanmasına imkan yaradır.

**Nüvənin qat modeli** – Mariya Qappert-Mayer tərəfindən təklif olunan nüvə modelində nuklonlara bir-biri ilə əlaqədə olmadan mərkəzi-simmetrik sahədə hərəkət edən zərrəciklər kimi baxılır. Bu səbəbdən atomlarda olduğu kimi diskret enerji səviyyələrində nuklonlar Paulli prinsipi əsasında məskunlaşır, çünki nuklonların spini  $\frac{1}{2}$ -dir. Enerji səviyyələri qruplaşaraq müəyyən sayda nuklon yerləşən **qatlar** əmələ gətirirlər. Tam dolmuş qatlar ən davamlı nüvələr təşkil edirlər. Təcrübələr göstərir ki, protonların, neytronların və ya hər ikisinin miqdarı 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 olan nüvələr xüsusi dayanıqlıqla xarakterizə olunurlar. Bu ədədlər nüvə fizikasında **sirli ədədlər** adlanır. Sirli ədədə malik nüvələr də **sirli nüvə** adlanırlar. Hələlik 5 nüvə mövcuddur ki, onlarda həm protonların sayı, həm də neytronların sayı sirli ədədlərdir. İkiqat sirli nüvə adlanan bu nüvələr  $He_2^4$  ( $Z = 2$ ,  $N = 2$ ),  $O_8^{16}$  (8; 8),  $Ca_{20}^{40}$  (20; 20),  $Ca_{20}^{48}$  (20;28),  $Pb_{82}^{208}$  (82; 126) təbiətdə ən dayanıqlı nüvələr hesab olunurlar. Qeyd edək ki,  $He_2^4$  nüvəsi radioaktiv atomlar tərəfindən buraxılan yeganə mürəkkəb zərrəcikdir.

### § 23.2. Nüvə qüvvələri

Nuklonların eyniadlı yükü, onlar arasında çox kiçik ( $10^{-15} m$ ) məsafə güclü Kulon itələmə qüvvəsinə səbəb olur. Nüvələrin stabil olması və nuklonların böyük rabitə enerjisi ilə xarakterizə olunması nüvə daxili məsafələrdə Kulon itələmə qüvvəsindən daha güclü cazibə xassəli qüvvələrin mövcud olmasını tələb edir. Nuklonlar arasında qarşılıqlı təsir qüvvələri güclü qarşılıqlı təsir adlandırılır. Güclü qarşılıqlı təsiri nüvə qüvvələrinin sahəsi kimi təqdim etmək mümkündür. Bu qüvvələrin əsas xassələrini qeyd edək.

1. Nüvə qüvvələri çox qısa təsirlidir. Hətta bu qüvvələri çox qısa qola malik pəhləvan adlandırırlar. Nuklonlar arasında məsafə  $10^{-15} m$ -dən bir qədər artıq olduqda güclü qarşılıqlı təsir sürətlə azalır.

2. Güclü qarşılıqlı təsir nuklonların yükündən asılı deyildir. İki proton, iki neytron, proton-neytron qarşılıqlı təsiri eyni nüvə qüvvələri ilə xarakterizə olunur.

3. Nüvə qüvvələri mərkəzi qüvvə deyildir. Bu qüvvələri  $F(r)$ , yəni nuklonları birləşdirən düz xətt üzrə yönələn qüvvələr kimi təsvir etmək olmaz. Belə xassə nüvə qüvvələrinin spindən asılı olması ilə də isbat olunur.

4. Nüvə qüvvələri «doyma» xassəsinə malikdirlər, yəni nüvə daxilində hər bir nuklon yalnız müəyyən miqdarda nuklonla qarşılıqlı təsirdə ola bilərlər. Bu səbəbdən nuklonların sayı artdıqca xüsusi rabitə enerjisi artmır və bütün materiallarda nüvə maddəsi eyni sıxlığa malikdir və onun ölçüsü (23.5) ifadəsi ilə təyin olunur.

5. Nüvə qüvvələri qarşılıqlı təsirdə olan nuklonların spinlərinin orientasiyasından asılıdır. Spinlər paralel olduqda qarşılıqlı təsir güclü olur. Proton və neytron birlikdə Deyterium ( $H_1^2$ ) o halda əmələ gətirirlər ki, onların spini paralel olsun.

Müasir təsəvvürlərə görə nüvə qüvvələri mübadilə xüsusiyyətlidir, yəni nuklonlar arasında güclü qarşılıqlı təsir hər hansı bir zərrəciyin ( $\pi$  mezonların) mübadiləsi vasitəsilə həyata keçirilir. Proton və neytronlar öz ətraflarında  $\pi$  mezonlar sahəsi yaradırlar, yəni  $\pi$  mezonları kəsilməz olaraq udub şüalandıraraq bir-birinə «bağlanırlar».

Kvant mexanikasına görə yüklü zərrəciklər arasında elektromaqnit qarşılıqlı təsiri fotonların mübadiləsi ilə baş verir. Zərrəciklər Heyzenberqin qeyri müəyyənlik prinsipinin icazə verdiyi zaman müddətində «virtual» halda ola bilərlər və enerjinin saxlanma qanunu pozula bilər:

$$\Delta t \cdot \Delta E \sim \hbar \quad (23.9)$$

Güclü qarşılıqlı təsirdə elektronların mübadiləsi  $c$  işıq sürəti ilə baş verərsə, təsir radiusu

$$r = c \cdot \Delta t = c \cdot \frac{\hbar}{mc^2} = \frac{\hbar}{mc} = \frac{1}{2\pi} \lambda_k = \tilde{\lambda}_k \quad (23.10)$$

yəni **kompton dalğasının** uzunluğu ilə məhdudlaşır. Bu səbəbdən nüvənin nuklonları arasında mübadilə elə zərrəciklər vasitəsilə baş verməlidir ki, onların kompton dalğasının uzunluğu  $\tilde{\lambda}_k \approx 10^{-15} m$  olsun. Bu şərti (23.10) ifadəsində nəzərə alıb  $m$  -i təyin etsək,

$$m = \frac{\hbar}{c \cdot 10^{-15}} \approx 300 m_e \quad (23.11)$$

yəni mübadilə zərrəciyinin kütləsinin elektronun kütləsindən  $\sim 300$  dəfə böyük olmasını alarıq.

1947-ci ildə kosmik şüalarda nuklonlarla fəal qarşılıqlı təsirdə olan  $\pi$  **mezonlar** kəşf olunmuşdur.  $\pi$  mezonlar **yüklü** ( $\pi^+$ ;  $\pi^-$ ) və **yüksüz** ( $\pi^0$ ) ola bilərlər. Lakin spinə malik deyillər ( $S=0$ ).  $\pi$  mezonların yükü elektronun yükünə bərabərdir.  $\pi$  mezonların kütləsi aşağıda verilmişdir:

$$m_{\pi^+} = m_{\pi^-} = 273 m_e (140 MeV); m_{\pi^0} = 264 m_e (135 MeV). \quad (23.12)$$

Hər üç zərrəcik stabil deyildir və  $\sim 10^{-8} san$  müddətində parçalanaraq adətən son məhsul olaraq elektron (pozitron) və neytrino əmələ gətirirlər:

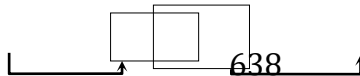
$$\pi^0 = \gamma + \gamma; \quad \pi^+ = e^+ + \tilde{\nu} + 2\nu; \pi^- = e^- + 2\tilde{\nu} + \nu. \quad (23.13)$$

$\pi$  mezonlardan istifadə edərək nüvənin nuklonları arasında mübadilə qarşılıqlı təsirini izah edək.

$$p^+ \leftrightarrow n^0 + \pi^+; n \leftrightarrow p^+ + \pi^-; p \leftrightarrow p + \pi^0; n \leftrightarrow n + \pi^0 \quad (23.14)$$

virtual prosesləri nəticəsində hər hansı nuklonun buraxdığı  $\pi$  mezon digəri tərəfindən tutulur.

Proton  $\pi^+$  mezonu buraxaraq neytrona çevrilir və buraxılan  $\pi$  mezon digər neytron tərəfindən tutulur:



$$p + n \leftrightarrow n + \pi^+ + n \leftrightarrow n + p. \quad (23.15)$$

Neytron və ya proton  $\pi^0$  mezonu buraxır və başqa neytron və ya proton onu tutur.

$$\begin{aligned} p + p &= \boxed{p + \pi^0} + p \leftrightarrow p + p \\ n + n &= \boxed{n + \pi^0} + n \leftrightarrow n + n \end{aligned}, \quad (23.16)$$

Neytron protona və  $\pi^-$  mezona çevrilir və  $\pi^-$  mezon digər proton tərəfindən tutulur:

$$\boxed{n + p} \leftrightarrow \boxed{p + \pi^-} + p \leftrightarrow p + n. \quad (23.17)$$

(23.15)-(23.17) ifadələri nüvənin nuklonları arasında bütün mümkün mübadilə qarşılıqlı təsirlərini nümayiş etdirir. Protonların neytronlardan səpilməsi təcrübələri göstərilən proseslərin baş verməsinin mümkünlüyünü sübuta yetirmişdir. Neytronun (23.14) ifadəsinə görə virtual halı onun maqnit momentinə malik olmasını aydınlaşdırır.

### § 23.3. Radioaktivlik

Bir atom nüvəsinin öz-özünə digər atom nüvəsinə çevrilərək elementar hissəciklər şüalandırmasına **radioaktivlik** deyilir. Belə çevrilmələrə ancaq stabil olmayan nüvələr məruz qalırlar. Radioaktiv çevrilmələrə  $\alpha$ -şüalanma,  $\beta$ -şüalanma və elektronun zəbti,  $\gamma$ -şüalanma, proton radioaktivliyi və ağır nüvələrin spontan parçalanması aid edilir. Xarici təsir olmadan maddələrdən elementar hissəciklərin şüalanması **təbii radioaktivlik**, nüvə reaksiyası nəticəsində əmələ gələn şüalanma isə **süni radioaktivlik** adlanır. Təbii və süni radioaktivlik arasında ciddi fərq yoxdur, onların hər ikisi üçün eyni qanunauyğunluqlar mövcuddur.

Radioaktivliyin əsas xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, şüalanan nüvələr demək olar ki, bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmurlar. Bu səbəbdən  $dt$  müddətində radioaktivliyə məruz qalaraq çevrilən nüvələrin miqdarı ümumi nüvələrin sayı ilə mütənasib olmalıdır.

$$dN = -\lambda N dt \quad (23.18)$$

Burada mənfi işarəsi ilkin nüvələrin sayının azalmasını göstərir. Mütənasiblik əmsalı  $\lambda$ -çevrilmə sabiti adlanır. İfadəni inteqrallayaraq çevrilməyə məruz qalmayan nüvələrin sayını

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (23.19)$$

kimi təyin edərək radioaktiv parçalanma qanunu alırıq. Burada  $N_0$ -başlanğıc anda,  $N$  isə  $t$  anında çevrilməyə məruz qalmamış nüvələrin sayıdır. Nüvə fizikasında atomların **orta yaşama müddəti** ( $\tau$ ) kəmiyyətindən istifadə olunur və hesablamalar  $\tau = \frac{1}{\lambda}$  olmasını göstərir. Bu (23.19) ifadəsində nəzərə alınarsa,

$$N = N_0 e^{-t/\tau} \quad (23.20)$$

alırıq. Buradan  $\tau$ -ya fiziki məna vermək olar:  $\tau$ -*elə zamandır ki, çevrilməyə məruz qalmayan nüvələrin sayı e dəfə (2,71 dəfə) azalır.*

$t$  zamanı müddətində çevrilən nüvələrin sayı isə,

$$N_C = N_0 - N = N_0 \left( 1 - e^{-t/\tau} \right) \quad (23.21)$$

kimi təyin olunur. Çevrilən ( $N_C$ ) və hələ çevrilməyə macal tapmayan ( $N$ ) nüvələrin sayının zamandan asılılığı şəkil 23.2-də təsvir olunmuşdur.



Praktiki məsələlərdə

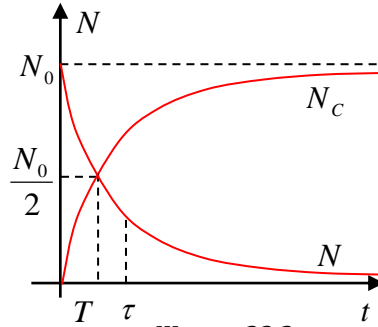
$$N = \frac{N_0}{2} \text{ olmasına uyğun}$$

gələn zamandan  $t = T$   
**yarımparçalanma**

**periodu** adlanan  
kəmiyyətdən istifadə  
olunur. Bu şərtlər (23.20)-  
də nəzərə alınsa,

$$T = \ln 2 \cdot \tau \quad (23.22)$$

yaşama müddəti ilə  
yarımparçalanma periodu  
arasında əlaqə aydınlaşar.



ШЯКИЛ 23.2

İndiyə qədər məlum olan radioaktiv nüvələrin  
yarımparçalanma periodu  $3 \cdot 10^{-7} \div 10^{15}$  il aralığındadır.

BS-də radioaktivlik çevrilmə vahidi olaraq **Bekkerel**  
( $Bq$ ) istifadə olunur. 1 saniyədə 1 çevrilmə verən atomun  
aktivliyi 1  $Bq$  -adlanır ( $1 Bq = 2,7 \cdot 10^{-11}$  *Kürri* =  $10^{-6}$  *Rezerford*).  
Bekkerel çox kiçik vahiddir və praktikada adətən  
sistemdənkenar vahid olaraq **Küridən** ( $Kü$ ) istifadə olunur: 1  
saniyədə  $3,7 \cdot 10^{10}$  çevrilmə aktı verən atomun aktivliyi 1  $Kü$   
adlanır. Əvvəllər 1 saniyədə  $10^6$  çevrilmə aktı verən atomun  
aktivliyi 1 *Rezerford* adlandırılırdı.

Radioaktivliyin növlərinə qısa nəzər yetirək:

$\alpha$ -**parçalanma** – atomların özlərində  $He_2^4$  nüvələrini  
buraxmasına deyilir. Bu halda X elementi Y -ə çevrilir:



$\alpha$ -parçalanmada kimyəvi element dövrü sistemdə öz  
yerini başlanğıca tərəf iki dama dəyişir. Bu **sürüşmə qanunu**  
adlanır. Parçalanan nüvədən çıxan  $\alpha$  zərrəciyin sürəti  
 $\sim 10^7 m/s$  tərtibində, enerjisi isə bir neçə  $MeV$  olur. Nəzərə  
alsaq ki, havanın 1 molekulunun ionlaşması üçün  $\sim 35 eV$

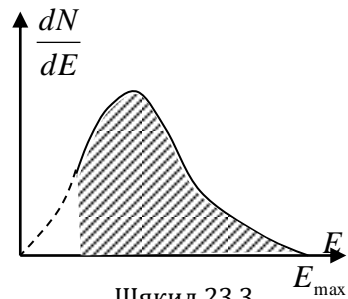
enerji tələb olunur, uçan  $\alpha$  zərrəcik öz yolunda  $\sim 10^5$  sayda ion yaradar. Bu səbəbdən  $\alpha$  zərrəciklər **ionlaşdırıcı şüalar** adlanır.  $\alpha$  zərrəciyin nüfuzetmə qabiliyyəti zəifdir və onun uçuş məsafəsini azaltmaq üçün böyük sıxlıqlı materiallardan (məs. *Qurğuşundan Pb*) istifadə olunur.

Radioaktiv parçalanma zamanı rabitə enerjisinin dəyişməsi nəticəsində  $\alpha$  zərrəciklər kinetik enerjiyə malik olurlar. Ayrılan enerji yeni əmələ gəlmiş Y nüvəsi ilə  $\alpha$  zərrəcik arasında onların kütlələrinə mütənasib olaraq impulsun saxlanması qanununun ödənilməsi şərti əsasında paylanır.

**$\beta$ -(beta) parçalanmanın** üç növü fərqləndirilir. Nüvə elektron buraxarsa  $\beta^-$ , pozitron buraxarsa  $\beta^+$  parçalanma adlanır. Üçüncü növ  $\beta$ -parçalanma nüvənin atomda nüvəyə yaxın səviyyələrdən elektron udmasıdır. Nüvə fizikasında elektronun kütləsi  $m_e \cong 0$  götürüldüyündən, elektron buraxılması zamanı X nüvəsi onunla eyni kütlə ədədinə malik Y nüvəsinə çevrilir:



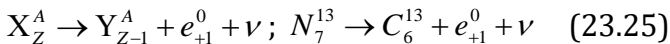
Nəticə olaraq *antineytrino* ( $\tilde{\nu}$ ) şüalanması və əmələ gələn atomun dövrü cədvəldə bir xana *sona doğru* sürüşməsi baş verir. Nüvənin elektron buraxması neytronun (23.2) ifadəsinə uyğun parçalanması ilə müşayiət olunur, yəni sərbəst neytronun özü də  $\beta^-$  radioaktivdir. Əgər şüalanan nüvələr həyəcənlanmış halda olsalar, elektron ilə yanaşı  $\gamma$  şüalar da buraxırlar.  $\beta$ -parçalanmada  $\alpha$ -parçalanmadan fərqli olaraq buraxılan elektronların kinetik enerjisi sıfır ilə



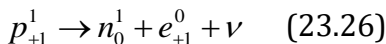
$E_{\max}$  arasında olmaqla böyük intervalda dəyişə bilər. Burada  $E_{\max}$  parçalanmış nüvənin kütləsinin yeni yaranmış nüvənin və elektronun kütlələri fərqinə uyğun rabitə enerjisidir. Buraxılan elektronların kinetik enerjisinin paylanma funksiyası şəkil 23.3-də təsvir olunmuşdur.

Əyri altındakı ştrixlənmiş sahə bütün buraxılan elektronların sayını təyin edir.  $dN$  isə enerjisi  $dE$  intervalında yerləşən elektronların sayıdır. Elektronun enerjisinin  $E < E_{\max}$  olması, enerjinin saxlanma qanununun ödənilməsi üçün yeni bir zərrəciyin,  $E_{\max} - E$  enerjisinə malik **neytrino** (1932 Paulli) mövcud olmasını tələb edir. Neytrino yükə və kütləyə malik olmadığından E.Fermi tərəfindən italyanca «*kiçik neytron*» adlandırılmışdır. Eyni nəticəni (23.2) ifadəsində impuls momentinin (*spinin*) saxlanma qanununu da tələb edir. Neytrino spinini  $\frac{1}{2}$  olan zərrəcikdir. Bu hissəciyin varlığı təcrübə olaraq yalnız 1956-cı ildə təsdiq olunmuşdur.

İkinci növ  $\beta$ -parçalanma **pozitron** buraxılmasıdır:



Pozitron elektronun antizərrəciyidir, yəni bütün parametrləri elektronla eyni, yalnız yükü müsbət olmaqla elementar yükə bərabərdir. Reaksiyadan görüldüyü kimi əmələ gələn Y atomu elementlərin dövrü sistemində bir dama əvvəllə doğru sürüşür. Pozitron buraxılması (23.2) ifadəsinə analogi olaraq nüvədə protonun neytrona çevrilməsi nəticəsi kimi təqdim oluna bilər:



Bu reaksiya enerji nöqtəyi nəzərindən sərbəst proton üçün baş verə bilməz. Çünki onun kütləsi neytrondan kiçikdir. Lakin nüvə daxilindəki proton digər nuklonlardan enerji alaraq (23.26) şərtinin ödənilməsinə nail ola bilər. Nüvədən buraxılan

pozitronların və neytrinin enerjisi şəkil 23.3-də təsvir olunan hala uyğun gəlir.

Elektronun nüvə tərəfindən zəbt olunmasının əsas xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, nüvəyə yaxın elektron qatlarından udulan elektronun yerinə keçidlər **rentgen şüalarının buraxılmasına** səbəb olur. Bu səbəbdən elektronun nüvə tərəfindən tutulması prosesində mütləq şert Rentgen şüaları müşahidə olunmalıdır. Elektronu tutan nüvədəki proton neytrona çevrilir və elektron zəbti zamanı protonların sayı 1 azalır və atom dövrü cədvəlində əvvələ (*başlanğıca*) doğru 1 dama sürüşür.



Elektron udan nüvə həyəcanlanmış halda olarsa, əlavə  $\gamma$ -şüalar buraxıla bilər.  $\gamma$  **şüalanmada** nüvənin yükü və kütlə ədədi (nuklonların sayı) dəyişmir, proton və neytronların sayı sabit qalır. Bu halda nüvədən dalğa uzunluğu çox kiçik (*tezliyi və enerjisi böyük*) sərt elektromaqnit dalğaları şüalanır

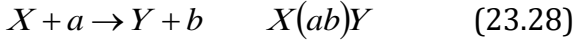
*Proton radioaktivliyi* atomların öz nüvələrindən bir və ya iki protonun buraxılması ilə həyata keçir. Belə parçalanma zamanı nüvənin yükü azaldığından əmələ gələn element dövrü sistemdə əvvələ doğru sürüşür. Proton radioaktivliyi 1963-cü ildə Q.Flerov tərəfindən tapılmışdır.

1940-cı ildə sovet fizikləri Q.Flerov və K.Petryak tərəfindən uran nüvəsinin özbaşına iki bərabər hissəyə bölünməsinə müşahidə etmişlər. Sonradan bu hadisə bir sıra ağır elementlərdə müşahidə olunmuşdur. Tədqiqatlarda nüvələrin məcburi, müəyyən xarici təsir vasitəsilə bölünməsi ilə baş verən nüvə reaksiyaları müşahidə olunsada, onların xarakteri spontan bölünmədən demək olar ki, fərqlənir.

### § 23.4. Nüvə reaksiyaları

Atom nüvələrinin elementar zərrəciklərlə və digər nüvələrlə güclü qarşılıqlı təsiri nəticəsində yeni nüvələrin əmələ gəlməsinə **nüvə reaksiyaları** deyilir. Güclü qarşılıqlı

təsirin baş verməsi üçün nüvələr bir-birinə  $10^{-15} m$  ( $1F$ ) yaxınlaşmalıdırlar ki, mübadilə qarşılıqlı təsiri reallaşsın. Nüvə reaksiyasının ümumi sxemi



kimi təsvir oluna bilər. Burada kiçik hərflərlə yüngül nüvələr,  $\alpha$  -zərrəcik,  $n$  -neytron,  $p$  -proton,  $\gamma$  -foton və s., böyük hərflərlə isə çevrilən nüvələr işarə olunmuşdur.

Enerji nöqtəyi nəzərdən nüvə reaksiyaları iki növə bölünür: **enerji ayrılmaqla** və **enerji udulmaqla**. Reaksiyanın hansı növ olması reaksiya zamanı kütlə dəyişməsi ilə tənzimlənir. Enerjisi ilə kütlə arasındakı münasibətə görə, nüvə reaksiyasında enerji balansı

$$E = c^2 \Delta M = c^2 [M_{av} - M_{son}] \quad (23.29)$$

kimi yazılır. Burada  $E$  -nin işarəsi  $\Delta M = (m_a + m_x) - (m_Y + m_b)$  ifadəsi ilə təyin olunur. Mənfii işarəsi enerji udulmasına (enerjinin kütləyə çevrilməsinə), müsbət işarə isə enerji ayrılmasına (*kütlənin enerjiyə çevrilməsinə*) uyğundur.

Nüvə reaksiyalarını tədqiq edən Nils Bor 1936-cı ildə reaksiyanın iki mərhələdə reallaşmasını göstərdi. İlkin olaraq  $a$  zərrəciyi  $X$  nüvəsinə o qədər yaxınlaşır ki, onlar birləşərək  $\Pi$  adlanan **kompaund nüvə** əmələ gəlir. Kompaund nüvədə  $a$  zərrəciyinin enerjisi nuklonlar arasında paylandığından o həyəcanlanmış halda olur. Reaksiyanın II mərhələsi həyəcanlanmış kompaund nüvənin  $b$  zərrəciyi buraxmasıdır. Əgər  $a$  zərrəciyi ilə  $b$  zərrəciyi eyni olarsa, belə proses səpilmə adlanır və  $E_a = E_b$  şərtində səpilmə elastiki, əks halda qeyri-elastiki xarakterə malik olur.

Nüvə reaksiyası  $a \neq b$  şərtində reallaşır. Enerjisi  $1 MeV$  olan nuklonun  $10^7 m/s$  sürətlə nüvənin ölçüsü ( $\sim 10^{-14} m$ ) qədər məsafəni uçuş müddətinə **nüvə zamanı** deyilir. Bu müddət  $\sim 10^{-21} san$  tərtibindədir. Nəzərə alınsa ki, nüvənin

yaşama müddəti  $\sim 10^{-13}$  san tərtibindədir, demək olar ki, nüvənin  $b$  zərrəciyini buraxması ilkin mərhələdən asılı olmayan prosesdir. Bu səbəbdən həyəcanlaşmış kompaund nüvənin parçalanması müxtəlif yollarla, müxtəlif  $b$  və  $Y$  zərrəciklərinin yaranması ilə nəticələnə bilər.

Nüvə fizikasında qarşılıqlı təsir **effektiv kəşik** adlanan  $\tau$  kəmiyyəti ilə xarakterizə olunur. Vahid həcmdə nüvələrin sayı  $n$  olan maddə üzərinə göndərilən  $a$  tip zərrəciklərin (məs, *neytronların*) sayı  $N$  isə,  $\delta$  qalınlıqda bu say qarşılıqlı təsirdə olan zərrəciklərin sayı qədər azalacaqdır.

$$dN = -N \cdot \tau \cdot n \cdot dx \quad (23.30)$$

İntegrallama ilə  $\delta$  qalınlığa nüfuz edən zərrəciklərin sayını ( $0 \leq x \leq \delta$ )

$$N(\delta) = N_0 \cdot \exp(-\tau \cdot n \cdot \delta) \quad (23.31)$$

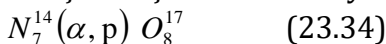
kimi təyin edərək. Zərrəciklərin sayının nisbi azalmasından istifadə etməklə qarşılıqlı təsirin effektiv kəsiyini

$$\tau = \frac{1}{n\delta} \ln \frac{N_0}{N(\delta)} \quad (23.32)$$

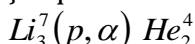
kimi təyin edərək. Nüvə proseslərində effektiv kəşik vahidi olaraq *barn*-dan istifadə olunur.

$$1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 \quad (23.33)$$

İlk nüvə reaksiyası Rezerford tərəfindən 1919-cu ildə azot atomlarının  $\alpha$  zərrəciklərlə qarşılıqlı təsirdən oksigen alınması ilə həyata keçirilmişdir. Bu reaksiya

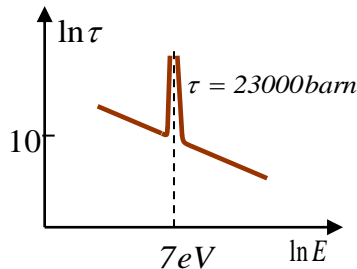


kimi yazılır. Bu reaksiyada təbii  $\alpha$  zərrəciklərdən istifadə olunmuşdur. İlk dəfə sürətlənən zərrəciklə nüvə reaksiyası litiumun protonlarla qarşılıqlı təsirdə alınmışdır:



Sonralar müxtəlif üsullarla sürətləndirilən zərrəciklərdə çoxlu miqdarda süni nüvə reaksiyaları həyata keçirilmişdir.

Nüvə reaksiyalarında neytronlar ( $n$ ) xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Yüklü  $\alpha$  və  $\beta$  zərrəciklərinin nüvədəki müsbət yüklə Kulon itələmə qüvvəsi onların nuklonlara çox yaxınlaşmasına imkan vermir. Bu səbəbdən neytronlar böyük kütləyə (enerjiyə) malik olmaqla yanaşı həm də nüvəyə sərbəst daxil ola bilirlər. Burada nisbətən **soyuq** (kinetik enerjisi kiçik) **neytronlar** xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Nüvəni uçuş müddəti kifayət qədər böyük olduğundan, belə neytronlar asanlıqla qarşılıqlı təsirə girərək kompond nüvələr əmələ gətirməyə qadir olurlar. Əksər hallarda qarşılıqlı təsirin effektiv kəsiyi neytronların enerjisindən  $\tau \sim E^{-1/2}$  kimi tərs mütənəsb asılı olur. Bir sıra hallarda isə  $\tau$  -nun neytronların enerjisindən asılılığı rezonans xarakterə malik olur. Şəkil 23.4-də  $U_{92}^{238}$  nüvəsi halında  $\tau(E)$  asılılığı təsvir olunmuşdur. Göründüyü kimi çox ləng ( $E < 7eV$ ) və isti ( $E > 7eV$ ) neytronlar halında  $\tau$  -nun qiyməti enerjinin qiymətinin artması ilə üstlü funksiya olaraq azalır. Lakin  $E = 7eV$  olduqda  $\tau \sim 4$  tərtib (!) artır. Qarşılıqlı təsirin belə seçiciliyi nüvələrin diskret enerji səviyyələrinə mövcud olmasını və rezonansa uyğun enerjinin nüvənin stasionar haldan həyəcanlanmış hala keçməsinə nümayiş etdirir.



ШЯКИЛ 23.4

Maraqlı reaksiyalardan biri azotun neytron udaraq karbona çevrilməsidir:



Bu reaksiya atmosferdə olan atomun kosmik şüalardan neytronlarla qarşılıqlı təsirində reallaşır. Son məhsul  $C_6^{14}$  radioaktiv karbon adlanır, çünki o yarımparçalanma periodu

5730 il olan  $\beta$  aktivliyə malikdir. Radioaktiv karbon bitkilərin fotosintez prosesində iştirak edir və təbiətdə materiyanın təkrar olunmasında rol oynayır.

İstənilən canlı orqanizmdə  $C_6^{14}$  radioaktiv izotopunun azalması təbiətdəki materiya dövrü ilə doldurulur. Orqanizmin, o cümlədən insanın ölməsindən başlayaraq  $C_6^{14}$ -un miqdarı radioaktiv parçalanma qanununa uyğun azalır. Canlı orqanizmin qalıqlarında (ağaclarda, sümüklərdə)  $C_6^{14}$ -un miqdarı onun ölüm tarixini dəqiq təyin etməyə imkan verir. Bu üsul qazıntılar zamanı əldə olunan əşyaların yaşını təyin etmək üçün arxiologiyada geniş tətbiq olunur.

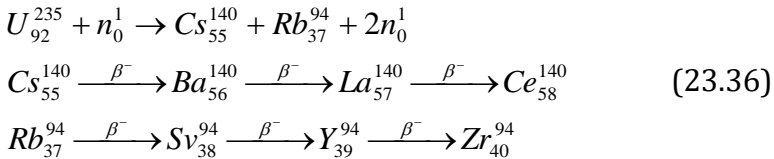
### § 23.5. Nüvələrin bölünməsi və sintezi

Nüvədə gedən proseslər külli miqdarda enerji ayrılması ilə baş verə bilər. Ayrılan nüvə enerjisindən istifadə olunması üçün nüvələrin bölünməsinə və birləşməsinə (sintez) idarə etmə üsulları işlənilməlidir.

1938-ci ildə alman alimləri *O.Qan* və *F.Ştrasman* neytronların təsiri ilə ağır element olan uranın iki orta kütlə ədədinə malik elementə – barium (*Ba*) və lantana (*La*) bölünməsinə müşahidə etdilər. Bölünmə məhsulları olaraq əmələ gələn elementlər *qəlpə* adlanır. Tədqiqatlarda uranın bölünməsi nəticəsində 80-a qədər müxtəlif qəlpələrin yaranmasının müşahidə olunmasına baxmayaraq, ən ehtimallı proses qəlpələrin kütlələri nisbəti 2:3 olmasına uyğun gəlir. Orta kütləli nüvələrin xüsusi rabitə enerjisi şəkil 23.1-dən görüldüyü kimi urana nisbətən  $1MeV$  böyükdür. Bu səbəbdən uranın bölünməsi zamanı hər nuklonun rabitə enerjisi  $1MeV$  artır, yəni hər nuklonun  $1MeV$  kütləsi enerjiyə çevrilir. Uran nüvəsində  $\sim 240$  nuklonları olduğundan demək olar ki, uran atomunun parçalanması nəticəsində  $\sim 200MeV$  enerji ayrılır. Bununda yanaşı hər uran nüvəsinin parçalanmasında bir neçə ( $\sim 3$ ) neytron əmələ

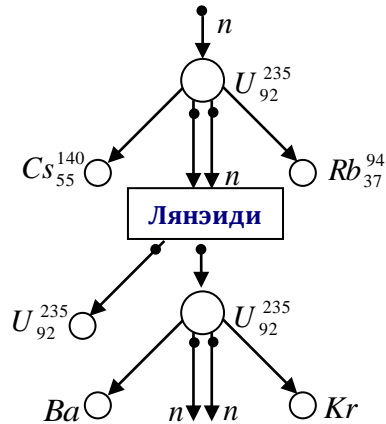


gəlir. Bu neytronlar parçalanmamış uran nüvələrinə təsir edərək bölünmə reaksiyasına səbəb olurlar. Beləliklə nüvə reaksiyasının məhsulu yeni reaksiya üçün tərkib rolunu oynayır. Belə reaksiyalar **zəncirvari reaksiya** adlanır. Şəkil 23.5-də zəncirvari reaksiyanın prinsipial sxemi göstərilmişdir. Reaksiyada əmələ gələn orta kütləli nüvələr radioaktivdir və bir sıra  $\beta$  çevrilmələrə uğrayaraq nəhayət stabil atomlara çevrilirlər.



Uranın neytronlarla bölünməsində çoxlu miqdarda elektronlar seli əmələ gəlir. Qeyd edək ki, uranın yalnız  $U_{92}^{235}$  izotopu soyuq neytronun təsiri ilə parçalanır. Şəkil 23.5-də görüldüyü kimi, reaksiyadan alınan neytronların bir hissəsi  $U_{92}^{235}$  izotopu

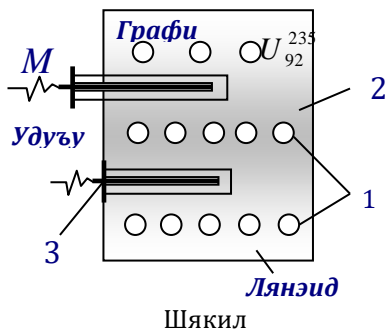
tərəfindən udularaq iştirakdan çıxarılır. Ümumiyyətlə zəncirvari reaksiyanın baş verməsi və idarə edilməsi üçün neytronların uducusundan (*Cd və ya B çubuqlarından*) və ləngidicidən (*qrafit, berillium*) istifadə olunur. Ləngidicilər bölünmə reaksiyası nəticəsində alınan yüksək enerjili neytronları elastiki zərbə nəticəsində



Шякил 23.5

sürətini azaldır. Bu səbəbdən neytronların ləngidicisi kimi qarşılıqlı təsir kəsiyi bir neçə barn olan yüngül nüvələrdən ( $D_1^2, Be, C_6$  – qrafit) istifadə olunur. Əgər (23.36) reaksiyasında alınan  $Z$  sayda neytronların hamısı yeni

reaksiyada iştirak etsəydi, ikinci mərhələdə  $Z^2$ , üçüncü mərhələdə  $Z^4$  və s. kimi reaksiyanın sürəti həndəsi silsilə olaraq artardı. Bölünmə reaksiyası çox kiçik ( $10^{-14} \text{ san}$ ) müddətdə baş verdiyindən, belə reaksiya zamanı ani olaraq külli miqdarda enerji ayrılırdı. Bu atom bombasının hazırlanmasına əsas verir. Lakin  $Z=1$  olarsa, reaksiyanın sürəti sabit qalar.  $Z < 1$  isə reaksiya zəifləyir. İkinci mərhələ neytronların miqdarını tənzimləmək üçün uducu çubuqlardan ( $Cd$  və ya  $B$ ) istifadə olunur. Belə prinsiplə ilk dəfə olaraq 1942-ci ildə E.Fermi atom reaktoru qurmuşdur (şəkil 23.6). 1 ilə işarə olunan  $U_{92}^{235}$  çubuqlarında neytronun təsiri ilə bölünmə reaksiyası baş verir və əmələ gələn qərpələr xüsusi hazırlanmış hədəfə dəyərək öz enerjilərini itirirlər. Uran çubuqlarının arasına doldurulmuş 2-qrafitdir və neytronları ləngitmək funksiyasını yerinə yetirir. 3 ilə işarə olunan  $Cd$  çubuqları və  $M$  vinti vasitəsilə parçalanma reaksiyası gedən məkana daxil edilir və reaksiyanın sürətini tənzimləyir. Qərpələrin hədəfə verdiyi enerji ilə suyu qızdıraraq elektrik stansiyası yaratmaq mümkün olmuşdur. Gücü  $5 \text{ MVt}$  olan ilk atom elektrostansiyası 1954-cü ildə keçmiş Sovet İttifaqının **Obninsk şəhərində** (*Moskva ətrafı*) qurulmuşdur. Belə stansiyalar ucuz enerji mənbəyi olsa da, reaksiyalar nəticəsində yaranan müxtəlif radioaktiv şüalar və reaksiyaların tullantı məhsulları ətraf mühitin çirklənməsinə və radioaktiv fonun normadan yüksək olmasına səbəb olur. Radioaktiv çirklənmə ən çox açıq parçalanma reaksiyası (atom bombası) şəraitində baş verir.



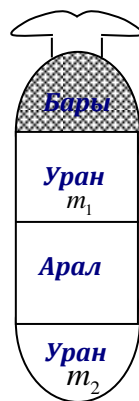
Zəncirvari reaksiyada  $Z > 1$  olması üçün  $U_{92}^{235}$  kütləsi müəyyən böhran kütlədən ( $m_{böh}$ ) böyük olmalıdır. Kütlələri  $m_1, m_2 < m_{böh}$ , lakin  $m_1 + m_2 > m_{böh}$  olan iki uran kütləsi bir-birindən aralı germetik qabda saxlanılır (Şəkil 23.7). Bombanı partlatmaq lazım gəldikdə barıt yandırılmaqla aralıq açılır və uran kütlələrinin birləşməsi nəticəsində şəkil 23.5-də təsvir olunan reaksiya (23.36) şərti ilə baş verir. Hazırda uran ilə yanaşı *Th*, *Pu*, *Ra* və s maddələri əsasında atom reaktorları mövcuddur.

Şəkil 23.1-ə nəzər saldıqda görmək olar ki, yüngül nüvələrin xüsusi rabitə enerjisi orta nüvələrə nisbətən xeyli kiçikdir. Bu səbəbdən yüngül nüvələrin birləşərək daha ağır nüvələrin əmələ gəlməsində külli miqdarda enerji əldə etmək mümkündür. Lakin yüngül nüvələrin birləşməsi üçün onları nüvənin ölçüsü məsafəsi qədər ( $10^{-15} m$ ) yaxınlaşdırmaq gərəkdir. Buna atomları yüksək temperatura qədər qızdırmaqla nail olmaq mümkündür. Bu səbəbdənyüncül nüvələrin birləşmə ilə sintezi **istilik nüvə reaksiyaları** adlandırılır.

Atomların bir-birinə  $\sim 10^{-15} m$  yaxınlaşmasına mane olan Kulon enerjisini ekvivalent temperatura çevirsək, yaxınlaşan nüvələrin yükü ( $Z_1 = Z_2 = 1$ ) olduqda

$$\frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot r} \cong kT \Rightarrow T \cong 2 \cdot 10^9 K \quad (23.37)$$

kimi çox yüksək ədəd alınır. Beləliklə, nüvə sintezi reaksiyaları aparmaq üçün **2 milyard Kelvin** temperatur tələb olunur. İlk reaksiyada alınan enerji reaksiyanın



Шякил 23.7

davam etməsinə şərait yaradır və zərrəciklərin sürətinə görə paylanması nəzərə alınarsa, bu temperaturun  $\sim 10^7 K$  civarında olması kifayətdir.

Termonüvə reaksiyası hidrogendə alınmışdır və tənzimlənməyən reaksiya hidrogen bombası adlanır. Reaksiya hidrogenin izotopları olan deuterium ( $D$ ) və tritiumun ( $T$ ) birləşməsi ilə reallaşdırılmışdır.

$$D_1^2 + T_1^3 = He_2^4 + n_0' + 17,3 MeV \quad (23.38)$$

Göründüyü kimi reaksiyada iştirak edən 5 nuklondan  $17,6 MeV$  enerji ayrılır, yəni hər nuklondan  $\sim 3,5 MeV$ , bölünmə reaksiyasından təqribən 4 dəfə çox(!) enerji ayrılır. Bu səbəbdən termonüvə sintezi daha böyük miqdarda enerji mənbəyidir, hidrogen bombası da atom bombasından daha dəhşətlidir.

İdarəolunan (23.38) termonüvə reaksiyasını reallaşdırmaq üçün ən azı  $10^7 K$  temperatura nail olmaq və onu fəzanın müəyyən məkanında lokallaşdırmaq tələb olunur. Atom bombasının partlamasında bu temperaturu almaq mümkündür, lakin onu lokallaşdırmaq olmur. Tədqiqatlar göstərmişdir ki, termonüvə reaksiyası üçün yüksək temperaturu almaq üçün plazmadan istifadə etmək mümkündür. Maqnit sahəsində yerləşən plazmanın yüklü zərrəcikləri qapalı orbit üzrə hərəkət edərək lokallaşırlar. Temperatur böyük olduqca, maqnit sahəsi də güclü olmalıdır. Güclü lazer şüası vasitəsilə plazma zərrəciklərinin qızdırılması həyata keçirilə bilər. İfratkeçiricilərdən istifadə etməklə güclü maqnit sahəsi alınsa da, hələlik idarəolunan termonüvə reaksiyalarını reallaşdırmaq mümkün olmamışdır.

### § 23.6. Nüvə reaksiyalarının tətbiqləri və təsirləri

Nüvə reaksiyaları vasitəsilə təbiətdə stabil halda olmayan bütün kimyəvi elementlərin radioaktiv izotoplarını almaq mümkündür. Buraya transuran elementləri – dövlü

cədvəldə 93-108-ci mövqeləri tutan urandan sonra gələn 16 elementi də əlavə etmək lazımdır.

Radioaktiv izotopların bir sıra tətbiqlərinə nəzər yetirək. *Nişanlanmış atomlar* adlandırılan radioaktiv izotopun adı izotopdan fiziki xassələri heç nə ilə fərqlənmədiyindən, radioaktivlik bu atomun izlənməsinə imkan verir. Bu izotopu qidaya əlavə edərək maddələr mübadiləsinə, prosesin baş vermə mexanizminə siyarət etmək mümkün olmuşdur. Qanın tərkibinə daxil olan dəmirin ( $Fe_{26}^{59}$ ) izotopu vasitəsilə onun orqanizm tərəfindən mənimsənilmə, qan dövranının baş vermə mexanizmləri aydınlaşdırılmışdır.

Radioaktiv yod izotopu,  $\gamma$ -şüaları mənbəyi  $Co_{27}^{60}$  tibbdə şişlərin diaqnostika və müalicəsi üçün istifadə olunur. Radioaktiv izotoplar həm də sənayedə, kənd təsərrüfatında, qədim obyektlərin yaşını təyin etmək üçün arxeologiyada istifadə olunur. Bu üsulla maşın və mexanizmlərin mühərriklərini söndürmədən onların daxili detallarının yeyilmə dərəcəsinə, domna peçlərində metalların diffuziya dərəcəsinə nəzarət etmək, hazır metal avadanlıqlarının daxilində deffektlərin olmasını yoxlamaq mümkündür. Radioaktiv  $\gamma$ -şüalar pambıq, taxıl, kələm və s. bitkilərin toxumlarına təsir etməklə kənd təsərrüfatında məhsuldarlığı artırmağa, yeni bitki növləri almağa, zərərvericiləri məhv etməyə imkan verir.

Bütün müsbət və vacib xassələrlə yanaşı, radioaktiv izotoplar canlı orqanizmdə – insanda bir sıra fəsadlar yaradır. Kiçik dozada – bədənin temperaturunu cəmi  $0,001K$  dəyişdirən şüalanma hüceyrələrin həyat fəaliyyətində güclü dəyişmələrə qadirdir. Hüceyrədə baş verən dəyişgənlik kifayət qədər qorxulu olan «şüa xəstəliyi» adlanır. Şüalanmanın böyük intensivliklərində canlı orqanizmlər məhv olurlar. Şüalanmanın ən təhlükəli amili, hətta öldürücü intensivliklərdə belə heç bir ağrı duyğusu yaratmamasıdır.

Bioloji obyektlərin şüalanma ilə məhv olmasına səbəb atom və molekulların ionlaşması ilə onların aktivliyinin dəyişməsidir. İnsan bədəninin parçalanmaya meyilli hüceyrələrinin, ilk növbədə onurğa beyninin, şüalanmanın təsiri ilə fəaliyyətinin dəyişməsi, qanın əmələ gəlmə mexanizminə təsir edir. Şüalanma həzm orqanlarına, irsiyyət hüceyrələrinə də məhvedici təsir göstərir. Bu bir süra şişlərin (xərçəng) əmələ gəlməsi ilə nəticələnir. Bütün bu fəsadları aradan qaldırmaq üçün radioaktiv şüalanmadan qorunmaq və bədənə aldığı dozaları normada saxlamaq vacibdir.

Şüalanmanın canlı orqanizmə təsiri **şüalanma dozası** adlanan kəmiyyətlə xarakterizə olunur. **Udulan şüalanma dozası** canlı orqanizmin vahid kütləsi tərəfindən udulan şüa enerjisinə deyilir.

$$D = \frac{E}{m} = \frac{C}{kq} = Q_{rey}(Qr) \quad (23.39)$$

BS-də şüalanmanın udulma dozası  $Q_{rey}$  adlanır. Sistemdən kənar udulma dozası *rad* adlanır.  $1 rad = 10^{-2} Qr$ .

Kosmik şüaların, ətrafda olan radioaktiv elementlərin hesabına yaranan təbii fon ilə ərzində insan tərəfindən udulma dozasının  $2 \cdot 10^{-3} Qr$  olmasını tələb edir. Bilavasitə radioaktiv şüalanma ilə işləyənlər üçün bu qiymət  $0,05 Qr$  təşkil edir. Qısa müddət ərzində  $3 \div 5 Qr$  udulma dozası öldürücüdür.

Praktikada  $\gamma$  və rentgen şüalarını ionlaşdırma qabiliyyətini xarakterizə edən və **ekspozisiya dozası** adlandırılan **rentgen** ölçü vahidindən istifadə olunur. Normal şəraitdə ( $760 mm Hg$  - təzyiq,  $0^{\circ} S$  temperatur)  $1 sm^3$  quru havada  $\sim 2 \cdot 10^9$  cüt müsbət və mənfi yüklü ionlar əmələ gətirən şüalanma dozası  $1 rentgen$  ( $1 R$ ) adlanır. Rentgendən kiçik milli rentgen ( $mR$ ) və mikrorentgen ( $mkR$ ) işlədilir. Əgər udulan enerjinin hamısı ionlaşmaya səbəb olarsa,  $1 Qr \cong 100 R$  -ə ekvivalentdir. Bioloji obyektlərin ionlaşdırıcı

şüalara həssaslığı **ekvivalent doza** adlanan və **Zivertlərlə** ölçülən kəmiyyətlə xarakterizə olunur.

Canlı orqanizmlərdə əmələ gələn bioloji effektlər eyni udulma dozasında müxtəlif şüalanmalar üçün fərqlənir. Bu səbəbdən udulma dozası radioaktiv təhlükəsizliyi qiymətləndirmək üçün əlverişli deyildir. İstənilən ionlaşdırıcı şüanın əmələ gətirdiyi bioloji effekti müəyyən  $K$  əmsali vasitəsilə  $\gamma$  və rentgen şüalarla müqayisə edilməsi mümkündür. Keyfiyyət əmsali adlanan  $K$ ,  $\gamma$  və rentgen şüaları üçün  $K=1$ , digər şüalar üçün radiobioloji məlumatlardan təyin olunur. Yumşaq şüalar üçün  $K<1$ , yüksək enerjili zərrəciklər üçün ( $0,5 MeV$  enerjili neytronlar üçün  $K=10$ ) ekvivalent doza

$$H = D \cdot K \quad (23.40)$$

kimi təyin olunur. Burada  $D$  udulma dozasıdır. Ekvivalent doza udulma dozası vahidləri ilə təyin oluna bilsə də, onun xüsusi vahidi *ber* adlanır.  $K=1$  olduqda  $D=1 rad$  isə  $H=1 ber$ ,  $100ber=1 Zivert$  kimi əlaqə mövcuddur. Ekvivalent dozanın bioloji obyekt tərəfindən qəbul olunma müddəti də xüsusi rola malikdir. Qısa müddət ərzində  $3-4 Zivert$  doza alınması ölümlə nəticələnsə də, il ərzində bu dozanın alınması o qədər də təhlükəli deyil. Ekvivalent doza xüsusi dozimetrik cihazlar vasitəsilə təyin olunur.

### § 23.7. Elementar zərrəciklər və kosmik şüalar

Müasir təsəvvürlərə görə təbiətdə fundamental qarşılıqlı təsirin dörd növü vardır: *qüvvətli, elektromaqnit, zəif və qravitasiya*.

**Qüvvətli və ya nüvə qarşılıqlı təsiri** atom nüvəsində proton və neytronların əlaqəsini təmin edir. Qüvvətli qarşılıqlı təsirin sabiti 10 tərtibli kəmiyyətdir. Qüvvətli qarşılıqlı təsirin təsir radiusu nüvə ölçüləri tərtibində, təxminən  $10^{-15}$  m-dir.

**Elektromaqnit qarşılıqlı təsiri** elektromaqnit sahəsi ilə əlaqəsi olan qarşılıqlı təsir kimi xarakterizə olunur. Neytrino

və antineytrinodan başqa qalan elementar zərrəciklər üçün bu qarşılıqlı təsir xarakterikdir. Məsələn, müsbət yüklənmiş nüvə ilə mənfi yüklənmiş elektronların arasındakı qarşılıqlı təsiri təmin edən elektromaqnit qarşılıqlı təsiri atom və molekulların varlığı üçün cavabdehdir. Elektromaqnit qarşılıqlı təsirinin sabiti  $\frac{1}{137} \approx 10^{-2}$  bərabərdir. Təsir radiusu isə məhdud deyildir ( $r = \infty$ ).

**Zəif qarşılıqlı təsiri** mikrodünyada ən yavaş baş verən qarşılıqlı təsirlərdir. Bu qarşılıqlı təsir neytrino və antineytrinonun iştirakı ilə baş verən qarşılıqlı təsirdə meydana çıxır. Zəif qarşılıqlı təsirin sabiti  $10^{-14}$  tərtibli kəmiyyətdir. Zəif qarşılıqlı təsir də qısa radiuslu təsir qüvvələridir.

**Qravitasiya qarşılıqlı təsiri** bütün elementar zərrəciklərə aiddir, lakin elementar zərrəciklərin kütləsi kiçik olduğuna görə mikrodünya proseslərində rolu çox kiçikdir. Qravitasiya qarşılıqlı təsirinin sabiti  $10^{-39}$  tərtibli kəmiyyətdir, təsir radiusu məhdud deyildir ( $r = \infty$ ).

Qüvvətli qarşılıqlı təsir elektromaqnit qarşılıqlı təsirindən  $\sim 100$  dəfə, zəif qarşılıqlı təsirdən isə  $\sim 10^{14}$  dəfə böyükdür. Qarşılıqlı təsir qüvvətli olduqca, uyğun proseslər daha böyük intensivliklə baş verir. Məsələn, qüvvətli qarşılıqlı təsiri nəticəsində bölünən və **rezonans** adlanan zərrəciklərin yaşama müddəti  $10^{-23}$  san, elektromaqnit qarşılıqlı təsiri altında bölünən  $\pi^0$  mezonun yaşama müddəti  $10^{-16}$  san, zəif qarşılıqlı təsir altında bölünən zərrəciyin yaşama müddəti  $10^{-10}$ - $10^{-8}$  san təşkil edir.

Təsvir olunan dörd növ qarşılıqlı təsir elementar zərrəciklər vasitəsilə reallaşır.

Elementar zərrəcik dedikdə elə zərrəciklər nəzərdə tutulur ki, onlar özləri yeni zərrəciklərə parçalanırlar, bu zərrəciklər ibtidai zərrəciklər hesab olunurlar. Elementar zərrəciklərin əsas parametrləri onların kütləsi, elektrik yükü,



spin ədədi və bir sıra başqa kəmiyyətlər göstərilə bilər. İlk elementar zərrəcik elektron ( ${}_{-1}e^0$ ) 1897 ildə Tomson tərəfindən kəşf edilmişdir. Tomson elektronun xüsusi yükünü  $\left(\frac{e}{m}\right)$  təcrübədə ölçərək ilk elementar zərrəciyin mövcudluğunu sübut etmişdir.

1911-ci ildə Rezerford atomun nüvə modelini müəyyən edərək atom nüvəsində müsbət yüklü zərrəciklər – **protonlar** olduğunu göstərdi. Bundan sonra 20 il müddətində **foton**, **elektron** və **proton** ( $\gamma, {}_{-1}e^0, p$ ) kimi elementar zərrəciklərin sırası dəyişməz qaldı.

1932-ci ildə Çedvik **neytronu** ( ${}_0n^1$ ), Anderson **pozitronu** ( ${}_{+1}e^0$ ) kəşf etdilər. Qeyd etmək lazımdır ki, pozitronun varlığı hələ o kəşf edilməmişdən xeyli qabaq nəzəri olaraq Dirak tərəfindən əsaslandırılmışdı.

$\beta^-$  - parçalanma zamanı enerjinin və impulsun saxlanması qanunlarının ödənilməsi üçün Pauli 1930-cu ildə neytrino zərrəciyindən mövcud olması fikrini irəli sürmüşdü. 1955-ci ildə antiproton ( $\bar{p}$ ), 1956-cı ildə antineytron ( $\bar{n}$ ) kəşf edilmişdir. Neytrino ( $\nu$ ) ilə yanaşı antineytrino ( $\bar{\nu}$ ) zərrəciyi də mövcuddur. Artıq isbat olunmuşdur ki,  $\beta^-$  -parçalanma zamanı buraxılan zərrəcik antineytrino ( $\bar{\nu}$ ) və  $\beta^+$  - parçalanma zamanı buraxılan zərrəcik neytrinodur ( $\nu$ ).

$$n \rightarrow p + {}_{-1}e^0 + \bar{\nu}; p \rightarrow n + {}_{+1}e^0 + \nu \quad (23.41)$$

1947-ci ildə Pauell mövcudluğu Yukava tərəfindən irəli sürülən  $\pi$ -mezonları (onlara *pionlar* da deyirlər) kəşf etdi. Üç cür  $\pi$ -mezon vardır:  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  və  $\pi^0$ . Bu zərrəciklər haqda §23.2-də məlumat verilmişdir. Yüklü  $\pi$ -mezonlar  $\mu$ -mezonlara (*müonlara*) parçalanır:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu; \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}. \quad (23.42)$$

Pionların spini sıfır ( $S=0$ )-dir.

Belə ardıcıl kəşflərdən sonra, 1947-ci ildə elementar zərrəciklərin təsnifatı sadə idi: elektron və nuklonlar atomu təşkil edirlər, fotonlar və pionlar isə elektromaqnit və nüvə qüvvələrinin ötürücüləridir, antizərrəciklər təbiətdə simmetriyanın təminatçılarıdır. Bu sxemdə yalnız neytrino və müonlar yer almamışlar. Lakin 1947-53 cü illərdə «**qəribə zərrəciklər**» anlandırılan böyük bir qrup zərrəciklərin kəşf olunması bu sıralanmaya sığmadı.

Qəribə zərrəciklər iki qrupa bölünür: -*K mezonlar, antizərrəcikləri və hiperonlar, antizərrəcikləri.*

*K* mezonların 4 müxtəlif növü mövcuddur:  $K^+, K^0$  mezonlar və onların antihissəciyi  $K^-$  və  $\bar{K}^0$ .  $\pi$  mezonlar kimi *K* mezonların da srini sıfırdır ( $S=0$ ), yaxın məsafələrdə nüvə qüvvələrinin ötürücüsüdür.

Hiperon qrupuna 6 növ hiperon və onların antizərrəcikləri daxildir, ağır nuklonlar kimi təqdim olunurlar. Nuklonlarla birgə hiperonlar 8 hissəcikdən ibarət **barionlar** (ağır zərrəciklər) qrupunu təşkil edirlər. Yüklərinə görə hiperonlar yüngül  $\lambda^0$  (*lambda*) hiperon,  $\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$  (*siqma*),  $\Xi^0, \Xi^-$  (*ksi*),  $\Omega^+$  (*omeqa*) ailələrinə bölünürlər. Onların hamısının spini  $S=1/2$ , kütlələri isə elektronun kütləsindən 2000 ~3500 dəfə böyükdür.

Qeyd olunanları ümumiləşdirərək elementar zərrəcikləri 4 qrupa bölürlər:

1-  $\gamma$  – **kvantlar**(*foton*)-elektromaqnit sahəsinin kvantıdır, sükunət kütləsi  $m_0=0$ , spini 1(*vahid*)-dir. Bu qrup elə bir zərrəcikdən ibarətdir.

2- **Leptonlar**- elektron( $_{-1}e^0$ ), pozitron( $_{+1}e^0$ ), neytrino ( $\nu$ ), antineytrino ( $\bar{\nu}$ ) və  $\mu^-, \mu^+$  mezonlar daxildir. Spinləri  $1/2$  olduğundan leptonlar Fermi-Dirak statistikasına tabe olurlar və buna görə də *fermionlar* adlandırılır. Lertonlar *zəif qarşılıqlı təsirə* malikdirlər, yükü olanlar isə eyni zamanda *elektromaqnit qarşılıqlı təsirinə* məruz qalırlar.

3-**Mezonlar**-qeyri stabil  $pi(\pi^+, \pi^-, \pi^0)$  və  $ka$  ( $K^+, K^-, K^0, \tilde{K}^0$ ) mezonlar daxildir. Mezonlar zəif qarşılıqlı təsirlə yanaşı quvvətli qarşılıqlı təsirə də malikdir. Bütün mezonların spini sıfır ( $S=0$ ) olduğundan, onlar Boze-Eynşteyn paylanmasına tabe olurlar, **bozonlar** adlandırılırlar.

4-**Barionlar**- nuklonlar( $proton_{+1}p^1, neytron_{0}n^1$ ) və kütlələri nuklonlardan böyük olan qeyri-stabil hiperonlar ( $\Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0, \Xi^-, \Xi^0, \Omega^+$ ) güclü qarşılıqlı təsirə malik olmaqla atom nüvəsi ilə fəal əlaqəyə girirlər. Barionların spini  $1/2$  olduğundan, onlar fermiondur. Mezonlar və barionlar **adron** qrupunu təşkil edirlər.

Yaxın keçmişdə yaşama müddəti çox kiçik ( $10^{-22} \div 10^{-23}$  san) olan 70-ə qədər zərrəcik- **-rezonans hissəcikləri**- kəşf olunmuşdur. Bu, bir neçə elementar hissəciyin birləşməsi nəticəsində əmələ gələn rezonans haldır.

Kosmik şüalar kainatdan yer səthinə gələn və çoxlu sayda nüvə çevirmələri əmələ gətirən böyük enerjili hissəciklər selindən ibarətdir. Bu hissəciklərin enerjisinin orta qiyməti  $\sim 10$  QeV olur. Bunlar **birinci kosmik şüalar** adlandırılır. Birinci kosmik şüalar yer atmosferinə daxil olaraq ikinci kosmik şüalar yaradırlar. İkinci kosmik şüalar selində hazırda elmə məlum olan bütün elementar zərrəciklər vardır. Kosmik şüaların ionlaşdırma qabiliyyətinə malik olmaları, onların aşkara çıxarılmasına səbəb olmuşdur.

Yer atmosferinin sərhədində I kosmik şüaların intensivliyi hər kvadrat metrə saniyədə  $10^4$  zərrəciyə uyğun gəlir və atmosferdə udulmaya məruz qalaraq dəniz səviyyəsində 200-ə qədər azalır. Yerin maqnit sahəsinə malik olması səbəbindən kosmik şüalardakı yüklü zərrəciklərə Lorens qüvvəsinin təsir etməsi, onların en dairələrinə görə intensivliyinin müxtəlifliyinə səbəb olur.

Birinci kosmik şüaların hissəcikləri atmosferin yuxarı qatında atomların nüvələri ilə qeyri elastiki toqquşaraq ikinci

şüaları əmələ gətirirlər. Dəniz səviyyəsindən təxminən 20 km hündürlükdə kosmik şüalar demək olar ki, tamamilə ikinci kosmik şüalardan ibarət olur.

İkinci kosmik şüaların tərkibində iki növ- yumşaq və bərk- şüalar iştirak edir. **Yumşaq şüalar** adlandırılan I növ kosmik şüalar qurğuşun lövhədən keçdikdə çox zəifləyir, yəni qurğuşun tərəfindən güclü udulmaya məruz qalırlar. Bu şüalar əsasən elektron-roziton leysanından və  $\gamma$ -kvantlardan ibarətdir, nüvə çevrilmələri və ya sürətli elektronun kəskin tormozlanması nəticəsində yaranır.

**Bərk kosmik şüaların** tərkibi əsasən  $\mu$ - mezonlardan ibarət olur, onlar əsasən atmosferin yuxarı qatlarında  $\pi$ - mezonların parçalanması nəticəsində əmələ gəlirlər. Kosmik şüalar həm də hiperonların və digər ağır zərrəciklərin mənbəyidir.

Son zamanlar elementar zərrəciklərin sayı adron qrupunun genişlənməsi hesabına artır. Bu səbəbdən bütün adronların müəyyən ilkin zərrəcikdən ibarət olması fikri yaranmışdır. **Kvark** adlandırılan belə bir zərrəciyin olması fikrini 1964-cü ildə bir birindən asılı olmayaraq C.Sveyq və Hell-Mann söyləmişlər. Bu modelə görə bütün adronlar üç növ  $u, d, s$  kvarkdan və  $\tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{s}$  antikvarkdan təşkil olunmuşdur.

Kvarkların spini  $\frac{1}{2}$  təşkil edir, yəni fermiondurlar. Kvarkların bütün digər zərrəciklərdən əsas fərqi, onların elektrik yükünün elementar yükədən kiçik olmasıdır. Bu səbəbdən kvarkların yükü kəsrlə ifadə olunur.  $u(\tilde{u})$  kvarkın yükü  $+\frac{2}{3}(-\frac{2}{3})$ ,  $d(\tilde{d}), s(\tilde{s})$  kvarkların hər ikisinin yükü  $-\frac{1}{3}(+\frac{1}{3})$  elementar yükə bərabərdir. Kvarklardan istifadə edərək adronların qurulmasına baxaq: mezonlar kvark-antikvark cütündən, barionlar üç kvarkdan(antibarion üç antikvarkdan) qurulur. Məsələn,  $\pi^+$  mezon  $u\tilde{d}$ ,  $\pi^-$  mezon  $\tilde{u}d$ , proton  $uud$ , neytron  $udd$  kimi qurulur.

Son t dqiqlar daha iki kvarkın,  $c$  v   $b$  kvarklarının m vcud olduđunu g st rmiřdir. Bel  f rz edilir ki, kvarkların sayı leptonların sayına b r b r olmalıdır. Bu s b bd n d , altıncı kvarkın axtarıřları davam edir.