

**Q. Ü. AĞAYEV**

**M. B. CƏFƏROV**

# **FİZİKA KURSU**

Azərbaycan Dövlət Aqrar Universitetinin 28.04.2016-cı il tarixli 238 sayılı əmrinə əsasən dərs vəsaiti kimi nəşrinə icazə verilmişdir.

***Elmi redaktor:***

**A.H.Kazımsadə**

- BDU-nun Elm və innovasiyalar üzrə prorektoru, AMEA-nın müxbir üzvü, professor, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru

***Rəyçilər:***

**S.A.Nemov**

-Sankt-Peterburq Dövlət Politeknik Universitetinin “Materialların texnologiyası və tədqiqi” kafedrasının professoru, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, RF Dövlət mükafatı Laureatı

**E.Ə. Məsimov**

- BD U-nun “Maddə quruluşu” kafedrasının müdiri, professor, fizika-riyaziyyat elmləri doktoru

**N. C.Məmmədov**

-ADAU-nun“Fizika və riyaziyyat” kafedrasının dosenti, fizika- riyaziyyat elmləri namizədi

**Q.Ü.Ağayev, M.B.Cəfərov. Fizika kursu. Dərs vəsaiti. Bakı, 2017, 332 səh.**

Dərs vəsaitində Azərbaycan Dövlət Aqrar Universitetinin bakalavriat səviyyəsində təhsil alan tələbələr üçün tədris proqramlarında nəzərdə tutulan ümumi fizikanın nəzəri əsasları verilmişdir.

Kitab tələbələr, magistrələr, doktorantlar, aqrar mütəxəssislər, mühendislər və fizika ilə maraqlanan oxucu auditoriyası üçün nəzərdə tutulub.

## M Ü N D Ə R İ C A T

Ön söz.....	15
Giriş.....	16
§ 1. Fizikanın əsas mövzusu və tədqiqat obyektii.....	16
§ 2. Fizikanın tədqiqat üsulları.....	17
§ 3. Fizika və texnika.....	18

### *Birinci bölmə. MEXANIKA*

#### I FƏSİL

##### MEXANİKANIN FİZİKİ ƏSASLARI

§ 4. Fiziki modellər.....	20
§ 5. Skalyar və vektorial kəmiyyətlər. Vektorlar haqqında bəzi məlumatlar.....	21
§ 6. Hərəkətin təsnifatı.....	23
§ 7. Maddi nöqtənin bərabərsürətli düzxətli hərəkəti.....	23
§ 8. Maddi nöqtənin düzxətli dəyişən hərəkəti.....	24
§ 9. Maddi nöqtənin əyrixətli hərəkətinin kinematikası.....	27
§ 10. Bərk cismin fırlanma hərəkətinin kinematikası.....	30

#### II FƏSİL

##### DİNAMİKANIN ƏSAS QANUNLARI

§ 11. Nyutonun qanunları.....	33
§ 12. İmpulsun saxlanma qanunu.....	35
§ 13. Dəyişən kütləli cismin hərəkət tənliyi.....	36
§ 14. Mexaniki qüvvələr.....	39
§ 15. Cazibə qüvvəsi. Ümumdünya cazibə qanunu.....	44
§ 16. Kütlə mərkəzi. Ətalət mərkəzi.....	45

#### III FƏSİL

§ 18. Enerji. Kinetik və potensial enerji.....	50
§ 19. Enerjinin saxlanma qanunu.....	52
§ 20. Kürələrin elastik və qeyri elastik toqquşması.....	53
§ 21. Klassik mexanikanın tətbiq olunma hüdudları.....	56

#### **IV FƏSİL**

##### **FIRLANMA HƏRƏKƏTİNİN DİNAMİKASI**

§ 22. Bərk cismin müstəvi hərəkəti.....	57
§ 23. Bərk cismin fırlanma hərəkəti dinamikasının əsas tənzili. Ətalət momenti. İmpuls momenti.....	58
§ 24. Şteyner teoremi. Bəzi cisimlərin ətalət momentləri.....	61
§ 25. İmpuls momentinin saxlanması qanunu.....	63
§ 26. Fırlanan bərk cismin kinetik enerjisi.....	64
§ 27. İrəliləmə və fırlanma hərəkətləri anlayışlarının oxşarlığı.....	65
§ 28. Jirooskop.....	66

#### **V FƏSİL**

##### **QEYRİ-ƏTALƏT HESABLAMA SİSTEMLƏRİ**

§ 29. Ətalət qüvvələri.....	68
§ 30. Mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsi.....	70
§ 31. Ətalət qüvvələrinin bəzi tətbiqləri.....	71
§ 32. Koriolis qüvvəsi.....	73
§ 33. Koriolis qüvvəsinin təsiri ilə baş verən hadisələr.....	74

#### **VI FƏSİL**

##### **MEXANİKİ NİSBİLİK PRİNSİPİ**

§ 34. Qalileyin çevrilmələri və nisbilik prinsipi.....	76
§ 35. Xüsusi nisbilik nəzəriyyəsi.....	77

§ 38. Relyativistik mexanikanın elementləri.....	80
--------------------------------------------------	----

## VII FƏSİL

### HİDRODİNAMİKA

§ 39. Mayələrin xassələri. Mayələrin axını.....	84
§ 40. Bernulli tənliyi.....	85
§ 41. Real mayenin boruda axını. Özlülük. Laminar və turbulent axın. Reynolds ədədi.....	88
§ 42. Real mayenin laminar axını.....	90
§ 43. Puazeyl düsturu.....	92
§ 44. Cismin maye daxilində hərəkəti. Stoks düsturu.....	93

### *İkinci bölmə. MOLEKULAR FİZİKA VƏ TERMODİNAMIKANIN ƏSASLARI*

## VIII FƏSİL

### QAZLARIN KİNETİK NƏZƏRİYYƏSİ

§ 45. Statistik fizika və termodinamika. Molekulyar kinetik nəzəriyyə.....	94
§ 46. Termodinamik sistem və onun halı.....	94
§ 47. İdeal qazın hal tənliyi.....	95
§ 48. Kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyi.....	96
§ 49. Kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyindən çıxan nəticələr.....	98
§ 50. Sərbəstlik dərəcəsi. Enerjinin sərbəstlik dərəcəsinə görə paylanması.....	101

## IX FƏSİL

### TERMODİNAMIKANIN BİRİNCİ QANUNU

§ 51. Termodinamik sistemin daxili enerjiyi	104
---------------------------------------------	-----

§ 54. İdeal qazın daxili enerjisi və istilik tutumu.....	106
§ 55. Adiabatik proses.....	109
§ 56. İdeal qazın adiabat tənliyi .....	110
§ 57. Politropik proseslər.....	112
§ 58. Müxtəlif proseslərdə ideal qazın gördüyü iş.....	115

## **X FƏSİL**

### **TERMODİNAMİKANIN İKİNCİ QANUNU**

§ 59. Dönən və dönməyən proseslər.....	118
§ 60. Termodinamikanın ikinci qanunu.....	119
§ 61. Dairəvi Karno prosesi.....	121
§ 62. Otto və Dizel tsiklları.....	123
§ 63. Entropiya. Nernst teoremi.....	127
§ 64. İdeal qazın entropiyası.....	130

## **XI FƏSİL**

### **REAL QAZLAR**

§ 65. Qazların mayeləşməsi. Böhran halı.....	133
§ 66. Real qazların hal tənliyi. Van-der-Vaals tənliyi. Böhran nöqtəsi.....	134
§ 67. Van-der-Vaals izotermiləri.....	135
§ 68. Maddənin böhran halı.....	137
§ 69. Real qazın daxili enerjisi. Coul-Tomson effekti.....	139

## **XII FƏSİL**

### **STATİSTİK PAYLANMALAR**

§ 70. Qaz molekullarının sürətlərə görə paylanması. Maksvel paylanması.....	142
§ 71. Cazibə sahəsində olan qaz. Barometrik düstur.....	144
§ 72. Qaz molekullarının potensial enerjiyə görə	

### **XIII FƏSİL**

#### **QAZLARDA KÖÇÜRMƏ HADİSƏLƏRİ**

- § 73. Molekulların sərbəst yolunun orta uzunluğu.....148
- § 74. Qazlarda köçürmə hadisələri. Köçürmə tənliyi.....151
- § 75. Diffuziya.....154
- § 76. İstilikkeçirmə.....155
- § 77. Daxili sürtünmə (özlülük).....157

#### ***Üçüncü bölmə. ELEKTRİK VƏ MAQNƏTİZM***

### **XIV FƏSİL**

#### **ELEKTROSTATİKA**

- § 78. Elektrik yükləri. Kulon qanunu.....160
- § 79. Elektrik sahəsi. Elektrik sahəsinin intensivliyi.....162
- § 80. Elektrik sahəsinin potensialı.  
Elektrik sahəsində görülən iş.....164
- § 81. Potensiallar fərqi ilə sahə intensivliyi arasında  
əlaqə.....167
- § 82. İntensivlik vektorunun seli. Vakuumda elektrik  
sahəsi üçün Qauss teoremi.....170
- § 83. Elektrik dipolu. Dipolun elektrik sahəsi.....172

### **XV FƏSİL**

#### **DİELEKTRİKLƏR VƏ NAQİLLƏR ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ**

- § 84. Dielektriklər elektrik sahəsində. Elektretlər.....174
- § 85. Dielektriklərin polyarlaşması növləri.....175
- § 86. Seqnetoelektriklər.....177
- § 87. Pvezoelektrik və piroelektrik hadisələri.....178

§ 90. Elektrik induksiyası seli. Dielektrikdə elektrik sahəsi üçün Qayss teoremi.....	181
§ 91. Naqillər elektrostatik sahədə. Naqillərdə elektrik yüklərinin paylanması.....	182
§ 92. Naqillərin elektrik tutumu. Kondensatorlar.....	184
§ 93. Elektrik sahəsinin enerjisi.....	186
§ 94. Pondemotor qüvvələr.....	188

## **XVI FƏSİL**

### **SABİT ELEKTRİK CƏRƏYANI**

§ 95. Elektrik cərəyanı və onun yaranma şərtləri. Cərəyan şiddəti.....	189
§ 96. Metalların klassik elektron nəzəriyyəsi.....	190
§ 97. Elektron nəzəriyyəsinə əsasən Om qanununun izahı.....	192
§ 98. Müqavimətin temperaturdan asılılığı.....	194
§ 99. Metalların istilik keçiriciliyi ilə elektrik keçiriciliyi arasında əlaqə. Videman-Frans qanunu.....	195
§ 100. Coul-Lens qanununun elektron nəzəriyyəsinə əsasən izahı.....	196
§ 101. Om qanununun inteqral şəkli. Potensiallar fərqi. Elektrik hərəkət qüvvəsi. Gərginlik.....	198
§ 102. Kirxhof qaydaları.....	200
§ 103. Metalların klassik elektron nəzəriyyələrinin çətinlikləri.....	201
§ 104. Om qanununun tətbiq olunma hədudları.....	203

## **XVII FƏSİL**

### **MÜXTƏLİF MADDƏ VƏ MÜHİTLƏRDƏ ELEKTRİK**



§ 106. Yarımkeçiricilərin keçiriciliyi.....	207
§ 107. Yarımkeçiricilərdə fotokeçiricilik.....	210
§ 108. Qazlarda elektrik cərəyanı.....	211
§ 109. Vakuumda elektrik cərəyanı. Termoelektron emissiya hadisəsi.....	215
§ 110. Plazma. Debay radiusu.....	218
§ 111. Kontakt potensiallar fərqi. Volta qanunu.....	220
§ 112. Zeyebek effekti.....	222
§ 113. Peltje effekti.....	224
§ 114. Tomson effekti.....	226

## **XVIII FƏSİL**

### **ELEKTROMAQNƏTİZM**

§ 115. Maqnit sahəsi.....	229
§ 116. Maqnit sahəsinin induksiyası.....	230
§ 117. Cərəyanın maqnit sahəsinin induksiyası. Bio-Savar-Laplas qanunu.....	232
§ 118. Maqnit sahəsinin cərəyanlı naqilə təsiri. Amper qüvvəsi.....	233
§ 119. Maqnit sahəsinin hərəkət edən yüklü zərrəciyə təsiri. Lorens qüvvəsi.....	234
§ 120. Düzxətli cərəyanlı naqilin maqnit sahəsi.....	235
§ 121. Dairəvi cərəyanın mərkəzində əmələ gəlmiş maqnit sahəsinin induksiyası.....	236
§ 122. Dairəvi cərəyanın oxu istiqamətində yaranmış maqnit sahəsinin induksiyası.....	237
§ 123. Cərəyanlı naqillərin qarşılıqlı təsir qüvvəsi.....	238
§ 124. Maqnit sahəsinin burulğanlılığı. Vakuumda maqnit	

§ 126. Maqnit seli. Maqnit sahəsi üçün Qauss teoremi.....	242
§ 127. Hərəkət edən yükün maqnit sahəsi.....	243
§ 128. Holl effekti.....	245
§ 129. Cərəyanın maqnit sahəsinin enerjisi.....	247

## **XIX FƏSİL**

### **MAQNETİKLƏR. MADDƏ DAXİLİNDƏ MAQNİT SAHƏSI**

§ 130. Maddənin maqnitlənməsi. Maqnitlənmə vektoru.....	249
§ 131. Atom və molekulların maqnit momenti.....	250
§ 132. Dia- və para- maqnetiklər.....	252
§ 133. Ferromaqnetiklər. Histerezis.....	255

## **XX FƏSİL**

### **ELEKTROMAQNİT İNDUKSIYASI**

§ 134. Faradey təcrübəsi. Lens qaydası.....	259
§ 135. İnduksiya cərəyanının e.h.q.- nin təyini. Faradey qanunu.....	260
§ 136. İnduksiya zamanı konturda axan elektrik yükü. Maqnit sahəsinin intensivliyinin ölçülməsi.....	262
§ 137. Öz-özünə induksiya. Dövrənin açılması və qapanması zamanı yaranan ekstra cərəyanlar.....	263
§ 138. Qarşılıqlı induksiya.....	266
§ 139. Maqnit sahəsinin enerjisi.....	267

## **XXI FƏSİL**

### **DƏYİŞƏN CƏRƏYAN**

§ 142. Dəyişən cərəyan dövrəsində tutum.....	271
§ 143. Dəyişən cərəyan dövrəsi üçün Om qanunu.....	273
§ 144. Dəyişən cərəyan dövrəsində iş və güc. Cərəyan və gərginliyin effektiv qiyməti.....	276

## **XXII FƏSİL**

### **MAKSVEL NƏZƏRİYYƏSİ**

§ 145. Burulğanlı elektrik sahəsi.....	278
§ 146. Burulğanlı cərəyanlar. Fuko cərəyanları.....	280
§ 147. Yerdəyişmə cərəyanı.....	281
§ 148. Maksvel tənliklərinin inteqral forması.....	283
§ 149. Maksvel tənliklərinin diferensial forması.....	284
§ 150. Maksvel nəzəriyyəsinin əhəmiyyəti.....	286

## **XXIII FƏSİL**

### **RƏQSLƏR**

§ 151. Harmonik rəqslər.....	287
§ 152. Rəqqaslar (yaylı, riyazi, fiziki).....	288
§ 153. Harmonik rəqsi hərəkət edən cismin enerjisi.....	292
§ 154. Rəqslərin toplanması. Döyünmə.....	293
§ 155. Sərbəst, sönən və məcburi harmonik rəqslərin differensial tənliyi. Rezonans .....	296
§ 156. Rəqs konturunda sərbəst harmonik rəqslər.....	301
§ 157. Sərbəst, sönən və məcburi harmonik elektromaqnit rəqslərin differensial tənliyi.....	302

## **XXIV FƏSİL**

### **DALĞALAR**

§ 158. Dalğavari hərəkət.....	307
§ 159. Dalğa tənliyi. Faza sürəti.....	309

Dalğanın dispersiyası.....	314
§ 163. Elektromaqnit dalğaları. Elektromaqnit dalğaların xassələri.....	316
§ 164. Elektromaqnit dalğaların enerjisi.....	320
§ 165. Dalğaların superpozisiya prinsipi.....	321
§ 166. Dalğaların interferensiyası.....	322
§ 167. Durğun dalğalar.....	323

### ***Dördüncü bölmə. OPTİKA***

#### **XXV FƏSİL**

#### **İŞIĞIN İNTERFFERENSİYASI**

§ 168. İşığın interfferensiyası. İnterferensiya mənzərəsi.....	326
§ 169. Nazik lövhələrdə işığın interferensiyası.....	331
§ 170. Eyni qalınlığın zolaqlar .....	332
§ 171. Eyni mailliliyin zolaqları.....	334
§ 172. Nyuton halqaları.....	335

#### **XXVI FƏSİL**

#### **İŞIĞIN DİFRAKSİYASI**

§ 173. İşığın difraksiyası. Hüygens-Frenel prinsipi.....	337
§ 174. Bir yarıqdan işığın difraksiyası.....	339
§ 175. Difraksiya qəfəsi.....	341
§ 176. Rentgen şüalarının difraksiyası. Vulf-Breqq düsturu.....	343

#### **XXVII FƏSİL**

#### **İŞIĞIN POLYARLAŞMASI**

§ 177. İşığın polyarlaşması. Malyus qanunu.....	345
§ 178. Əksolma və sınma zamanı işığın polyarlaşması	

§ 180. Nikol prizması.....	351
§ 181. Süni anizotropluq. Kerr effekti.....	352

### XXVIII FƏSİL

#### İŞIĞIN MADDƏ İLƏ QARŞILIQLI TƏSİRİ

§ 182. İşığın dispersiyası.....	353
§ 183. İşığın səpilməsi.....	356
§ 184. İşığın udulması. Buger-Lambert-Ber qanunu.....	358
§ 185. İşığın təzyiqi.....	359
§ 186. Rentgen şüalarının maddə ilə qarşılıqlı təsiri. Kompton effekti.....	362

### XXIX FƏSİL

#### İSTİLİK ŞÜALANMASI

§ 187. İstilik şüalanması. Mütləq qara cisim.....	366
§ 188. Kirxhof qanunu.....	368
§ 189. Mütləq qara cismin şüalanma qanunları .....	369
§ 190. Reley-Cins düsturu.....	371
§ 191. Plank düsturu.....	372

### *Beşinci bölmə. KVANT MEXANİKASI, ATOM VƏ NÜVƏ FİZİKASI ELEMENTLƏRİ*

### XXX FƏSİL

#### KVANT MEXANİKASININ ELEMENTLƏRİ

§ 192. De-Broyl dalğası. Devisson və Cermer təcrübəsi.....	375
§ 193. Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik prinsipi.....	378
§ 194. Dalğa funksiyası və onun statistik mənası.....	379
§ 195. Şredinger tənliyi.....	380

§ 197. Bor postulatları.....	386
§ 198. Hidrogen atomu üçün elementar Bor nəzəriyyəsi.....	387
§ 199. Frank və Hers təcrübəsi.....	389
§ 200. Kvant ədədləri.....	391
§ 201. Pauli prinsipi. Atomda elektron örtüklərin quruluşu.....	394

### **XXXII FƏSİL**

#### **NÜVƏ FİZİKASI ELEMENTLƏRİ**

§ 202. Atom nüvəsinin quruluşu. Proton və neytron. İzotoplar. Nüvə daxilindəki çevirmələr.....	397
§ 203. Kütlə defekti. Rabitə enerjisi.....	400
§ 204. Radioaktivlik.....	401
§ 205. Radioaktiv çevrilmə (parçalanma) qanunu.....	402
§ 206. Termonüvə reaksiyası.....	405
§ 207. Kosmik şüalar .....	406
§ 208. Elementar zərrəciklər.....	406
§ 209. Qarşılıqlı təsir növləri .....	409
ƏDƏBİYYAT.....	410

## ÖN SÖZ

Təqdim olunan “Fizika kursu” adlı dərs vəsaiti Azərbaycan Dövlət Aqrar Universitetinin mühəndislik və qeyri-mühəndislik ixtisaslarının bakalavriat səviyyəsi üçün “Fizika” fənnindən Təhsil Nazirliyi tərəfindən təsdiq edilmiş proqramlara uyğun tərtib edilmişdir. Dərs vəsaiti müəlliflərin ADAU-da 30 ildən çox fizika kursu üzrə oxunan mühazirələrin mətnləri əsasında yazılmışdır və mexanika, molekulyar fizika, termodinamika, elektrik, maqnetizm, rəqslər və dalğalar, optika, atom fizikası, nüvə fizikası və elementar zərrəciklər bəhslərinin fiziki əsaslarını əhatə edir.

Dərs vəsaitinin yazılmasında məhdudlaşdırılmış və nisbətən qısa müddətdə fizika kursunun geniş və dərin tədrisinin təşkilində çox böyük həcmli materialdan seçim etmək kimi və bir sıra digər metodik çətinliklərin aradan qaldırmasının tələbinin ödənməsinə xüsusi fikir verilmişdir.

Kitab Azərbaycan Dövlət Aqrar Universitetinin Ali təhsilin bakalavriat səviyyəsində təhsil alan tələbələr üçün əsas ədəbiyyat olmaqla yanaşı, eyni zamanda Respublikanın digər universitetlərinin bakalavriat təhsil səviyyəsində oxuyan tələbələr, magistrələr, müxtəlif sahələrdə çalışan mütəxəssislər və fizika ilə maraqlanan hər kəs üçün də faydalı ola bilər.

## GİRİŞ

Vaxtı ilə bütün təbiət elmlərini əhatə edən fizikanın bölmələri sonralar inkişaf edərək müstəqil elmlərə ayrılmışlar (biologiya, kimya, astronomiya, coğrafiya və başqaları).

Təbiətdə elə bir hadisə yoxdur ki, onun fiziki cəhətləri olmasın. Məhz buna görə də fizika başqa təbiət elmlərinin əsasını təşkil edir.

İnsanlar, öz tələbatlarını ödəmək üçün texnikadan istifadə edə bilməlidirlər. Bunun üçün isə təbiəti və texniki obyektləri öyrənməlidirlər.

Son illər təhsildə Boloniya sisteminin tətbiqi təhsildə köklü islahatlar aparılmasını zəruri etdi. Başqa elmlər kimi fizika elminə də modullaşması zərurəti yarandı. Eyni zamanda fizikanın konkret ixtisaslar üzrə tədrisi spesifik yanaşmanı tələb etdi. Kitab yazılarkən bu və bu kimi innovativ texnologiyalara üstünlük verilmişdir.

### § 1. FİZİKANIN ƏSAS MÖVZUSU VƏ TƏDQIQAT OBYEKTİ

İnsan həmişə onu əhatə edən aləmlə mürəkkəb qarşılıqlı əlaqədədir. Bu əlaqənin təzahürlərindən biri insanın ətraf aləmi öyrənməsidir.

Fizikanı digər təbiət haqqında olan elmlərdən ayıran sərhədlər şərti dəyişəndir. Belə ki, müxtəlif tarixi dövrlərdə fizikanın öyrəndiyi hadisələr dəyişərək müxtəlif olub.

*Müasir fizika* elementar zərrəcikləri, atom nüvələrini, atomlar və molekulları bu molekulların makroskopik



gravitasiya) zərrəciklərin və mühitlərin müxtəlif növ hərəkətlərini və onlarda baş verən nizamsız (istilik) hərəkətləri öyrənən elmdir.

Başqa sözlə müasir fizika, istənilən mürəkkəb maddi sistemlərin tərkib hissəsi olan materiya formaları, onların qarşılıqlı təsiri və hərəkətlərini öyrənən elmdir. Yəni fizika materiyanın ümumi xassələri və onun hərəkət formalarını öyrənir. Bizi əhatə edən aləm maddidir. Materiyanın iki növü məlumdur: 1) *maddə* (atom, molekul, digər zərrəciklər və onlardan ibarət olan cisimlər); 2) *sahə* (gravitasiya, elektromaqnit, nüvə sahələri). Maddənin bu iki növü qarşılıqlı əlaqədədir və təcrübə göstərir ki, onlar bir-birinə çevrilə bilər. Materiyanın hər iki növü fizika qanunları ilə təsvir edilir.

## § 2. FİZİKANIN TƏDQIQAT ÜSULLARI

**1. Müşahidə.** İstənilən fiziki hadisənin öyrənilməsi müşahidədən, yəni onun təbii şəraitdə öyrənilməsindən başlayır. Özü özlüyündə müşahidə, hələ hadisə haqqında elmi biliklər vermir.

**2. Hipotez.** Təsadüfi və pərakəndə olan müşahidələri sistemləşdirib, başa düşüb fərziyyə (hipotez) söyləmək və onu yoxlama yollarını ehtimal etmək lazımdır. Deməli bu mərhələdə fiziki hadisə haqqında fərziyyə irəli sürülür və onun eksperimental öyrənilməsinin planı qurulur.

**3. Fiziki eksperiment.** Hadisə laboratoriya şəraitində alınır və onun müxtəlif şəraitlər və parametrlərdən asılılığı öyrənilir. Bu mərhələdə fiziki hadisənin mahiyyətini dərk etmək məqsədi ilə hadisənin gedişinə aktiv müdaxilə edilir.

**4. Nazariyyə.** Fiziki eksperiment nəticəsində əldə edilən

Öyrənilən hadisəni izah edən fiziki nəzəriyyə: 1) eksperimental faktlardan; 2) riyazi aparatdan (bu dildə nəzəriyyənin əsas qanunları ifadə olunur); 3) alınan düsturların fiziki mahiyyətini açan anlayış aparatından ibarətdir.

Eksperiment və nəzəriyyə bir-biri ilə ayrılmazdır və istənilən nəzəriyyə eksperimental təsdiqsiz mümkün deyil. Eksperiment və nəzəriyyə bir birini tamamlayaraq hadisələrin mahiyyətini aşkara çıxarır.

### **§ 3. FİZİKA VƏ TEXNİKA**

Fizika bir elm kimi ictimai istehsal tələbatların nəticəsində yaranıb. Onun müxtəlif sahələri uyğun tələbatların ortalığa çıxmasından sonra yaranmışdır.

İnsan inkişafın ibtidai mərhələsində heyvandarlıq və əkinçiliklə məşğul olduğundan ilin fəsillərinin dəyişməsi qanunauyğunluqlarını bilmək zərurəti yaranmışdır. Bu fizikanın sonralar astronomiyaya ayrılmış bölməsinin inkişafına gətirmişdir. Astronomiya riyaziyyatsız inkişaf edə bilməzdi. Ona görə də riyazi biliklərə ehtiyac oldu və riyaziyyat yarandı. Əkinçiliyin inkişafı üçün suvarma sistemlərinin tikilməsi tələbatı mexanikanın yaranmasına gətirdi. Sonralar mexanikanın inkişafı gəmiçilik və hərbi işlər üçün lazım oldu.

Beləliklə fizikanın yaranması və inkişafını istehsal tələbatları doğurdu. Başqa sözlə yarandığından fizika texnikanın elmi əsası olaraq qalır.

Fizikanın inkişafı həmişə texnikanın inkişafına səbəb olduğu kimi, texnikanın əldə etdiyi nailiyyətlər də öz növbəsində fizikanın irəliləməsində xüsusi yer tutmuşdur. Bu günün fizikası

Texnika isə öz növbəsində fizikanı yeni cihazlar və tədqiqat üsulları ilə zənginləşdirib onun qarşısında yeni məsələlər qoyur.

Müasir istehsal və həyat texniki avadanlıq və cihazlarla o qədər zəngindir ki, fiziki biliklərsiz nəyinki istehsalatda istifadə edilən, hətta məişət cihazlarından da, istifadə etmək mümkün olmur.

# Birinci bölmə

## MEXANİKA

### I FƏSİL

#### *MEXANİKANIN FİZİKİ ƏSASLARI*

#### § 4. FİZİKİ MODELƏR

Cisimlərin xassələri və məsələnin quruluşundan asılı olaraq klassik mexanikada real cisimlərin müxtəlif modellərindən istifadə edilir. Bunlar aşağıdakılardır:

1. *Maddi nöqtə* baxılan məsələdə ölçüləri və forması əhəmiyyətsiz olan cisimlərə deyilir.

2. *Maddi nöqtələr və ya cisimlər sistemi* (və ya mexaniki sistem) xəyali götürülmüş ümumi halda bir-biri ilə və sistemə daxil edilməmiş cisimlərlə qarşılıqlı əlaqədə olan maddi nöqtələr və ya cisimlər çoxluğuna deyilir (Qapalı və açıq sistemləri enerjinin saxlanması qanunu misalında izah etmək olar).

3. *Mütləq bərk cisim* istənilən iki nöqtəsi arasındakı məsafə sabit olan cismə deyilir. Başqa sözlə mütləq bərk cismin hərəkət zamanı onun ölçüləri və forması dəyişmir. Bəzən mütləq bərk cismi bir biri ilə sərt bağlanmış maddi nöqtələr sistemi kimi təsvir edirlər. (çünki istənilən bərk cismi çoxlu sayda maddi nöqtələrə bölmək olar)

4. *Arasıkəsilməz mühit.* Hidro və aero-mexanikada maye və qazların molekulyar quruluşunu nəzərə almayıb, onlara fəzada arasıkəsilməz yayılmış mühit (efir) kimi baxırlar. Bu modeli sevrəklədilmiş qazlara tətbiq etmək olmaz.

## § 5. SKALYAR VƏ VEKTORİAL KƏMIYYƏTLƏR. VEKTORLAR HAQQINDA BƏZİ MƏLUMATLAR

Fiziki kəmiyyətlər skalyar və vektorial olmaqla iki qrupa bölünür.

Yalnız ədədi qiyməti ilə xarakterizə olunan kəmiyyətlər *skalyar* kəmiyyət adlanır (məsələn: kütlə ( $m$ ), zaman ( $t$ ), sahə ( $S$ ), iş ( $A$ ) və s.). Skalyarlar üzərində əməliyyatlar cəbr, differensial və inteqral hesablama qaydaları ilə aparılır.

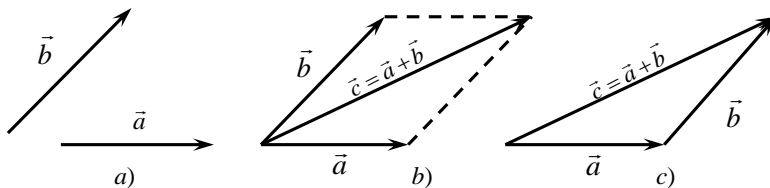
Həm ədədi qiyməti, həm də istiqaməti ilə xarakterizə olunan kəmiyyətlər *vektorial* kəmiyyət adlanır (məsələn: sürət ( $\vec{v}$ ), qüvvə ( $\vec{F}$ ), təcil ( $\vec{a}$ ) və s.). vektorial kəmiyyətlərin üzərində ox işarəsi qoyulur. Vektorların ədədi qiyməti (modulu)  $v, F, \alpha$  və ya  $|\vec{v}|, |\vec{F}|, |\vec{a}|$  kimi yazılır.

• Vektorun uzunluğu vahidə bərabədirsə ona vahid vektor deyilir.

• Vektor (-1)-ə vurularsa və ya bölünərsə o əks istiqamətdə yönəlmiş olur:

$$\vec{a} \cdot (-1) = -\vec{a}; \frac{\vec{a}}{-1} = -\vec{a}$$

• Vektorları üçbucaq və paraleloqram qaydası ilə toplayırlar (şəkil 1):



Şəkil 1

- Vektoru ( $\vec{a}$ ) skalyara ( $k$ ) vurduqda və ya böldükdə ( $\vec{c}$ ) həmin istiqamətdə olan  $\vec{a} \cdot k = \vec{b}$  -ə və ya  $\frac{\vec{a}}{k} = \vec{c}$  -ə bərabər olan vektor alınır .
- Vektorların skalyar hasili

$$|\vec{c}| = c = (\vec{a} \cdot \vec{b}) = a \cdot b \cdot \cos\varphi,$$

burada  $\varphi$  -  $\vec{a}$  və  $\vec{b}$  vektorları arasındakı bucaqdır.

$x, y$  və  $z$  koordinatları istiqamətində, uyğun olaraq  $\vec{i}, \vec{j}$  və  $\vec{k}$  vahid vektorlarını yönəldək. Sonra  $\vec{a}$  və  $\vec{b}$  vektorlarını  $x, y$  və  $z$  koordinatları üzrə toplananlara ayıraq

$$\vec{a} = \vec{a}_x + \vec{a}_y + \vec{a}_z = \vec{i}a_x + \vec{j}a_y + \vec{k}a_z$$

$$\vec{b} = \vec{b}_x + \vec{b}_y + \vec{b}_z = \vec{i}b_x + \vec{j}b_y + \vec{k}b_z$$

və onların skalyar hasilinə baxaq.

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

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

olduğundan

$$c = (\vec{a}\vec{b}) = (\vec{i}a_x + \vec{j}a_y + \vec{k}a_z) \times$$

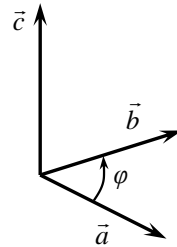
$$\times (\vec{i}b_x + \vec{j}b_y + \vec{k}b_z) = a_x b_x + a_y b_y + a_z b_z$$

alırıq.

- Vektorların vektorial hasili

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

$\vec{c}$  vektoru,  $\vec{a}$  və  $\vec{b}$  vektorların yerləşdiyi müstəviyə perpendikulyardır (şəkil 2), onun istiqaməti sağ burğu qaydası ilə təyin olunur.



Şəkil 2

$$[\vec{a}, \vec{b} + \vec{c}] = [\vec{a}\vec{b}] + [\vec{a}\vec{c}]$$

## § 6. HƏRƏKƏTİN TƏSNİFATI

Sürətin dəyişmə xarakterinə və trayektoriyasının formasına görə hərəkəti bir neçə növə ayırırlar.

Sürətin dəyişmə xarakterinə görə hərəkət bərabərsürətli və dəyişən olur. Dəyişən hərəkət öz növbəsində bərabərdəyişən və qeyri-müntəzəm dəyişən olur.

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

Maddi nöqtənin hərəkəti öyrənilərkən düzxətli və əyrixətli hərəkət haqqında, cismin hərəkəti öyrənilərkən isə irəliləmə və fırlanma hərəkəti haqqında danışirlar.

Bərk cismin istənilən hərəkətini irəliləmə və fırlanma hərəkətinin toplanması nəticəsi kimi təsvir etmək olar.

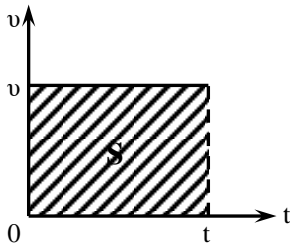
İndən sonra cisim dedikdə onun kütlə mərkəzində yerləşən maddi nöqtə təsəvvür etmək lazımdır və əksinə .

Eyniliklə maddi nöqtənin istənilən hərəkətini düzxətli və əyrixətli hərəkətlərin toplanması nəticəsi kimi təsvir etmək olar.

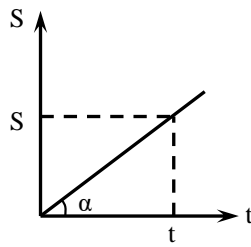
## § 7. MADDİ NÖQTƏNİN BƏRABƏRSÜRƏTLİ DÜZXƏTLİ HƏRƏKƏTİ

Maddi nöqtə ixtiyari bərabər zaman fasiləsində bərabər yol qət etmiş olarsa, onun belə hərəkəti bərabərsürətli hərəkət adlanır ( $v = const$ ).

Hər hansı  $t$  zaman müddətində gedilən yolun uzunluğu  $S$  olarsa belə bərabər-sürətli hərəkətin sürəti



Şəkil 3



Şəkil 4

Hərəkət düzxətli olduğundan sürət vektoru hərəkət trayektoriyası üzərində olmaqla hərəkət istiqamətində yönəlir. Sürət qrafiki altındakı sahə, ədədi qiymətcə  $vt$ -yə (yəni gedilən yolun uzunluğuna  $S$ ) bərabərdir (şəkil 3) :

$$S = vt.$$

Şəkil 4 - dən görünür ki,

$$tg\alpha = \frac{S}{t} = v$$

bərabərdir.

## § 8. MADDİ NÖQTƏNİN DÜZXƏTLİ DƏYİŞƏN HƏRƏKƏTİ

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

$$v_{or} = \frac{S}{t}$$

Burada  $t$ , təkəcə maddi nöqtənin  $S$  yolunda hərəkətinə sərf olunan zaman olmayıb, ümumiyyətlə,  $S$  yolunda olma (dayanmalar da daxil olmaqla) müddətdir. Bəzən orta sürəti



Dəyişən hərəkətdə trayektoriyanın müxtəlif hissələrində hərəkət sürəti orta sürətdən böyük, kiçik, yaxud ona bərabər ola bilər. Deməli orta sürət dəyişən hərəkəti tam xarakterizə edə bilmir. Bu çətinliyi aradan qaldırmaq məqsədi ilə dəyişən hərəkəti ani sürət adlanan kəmiyyətlə xarakterizə etmək zərurəti yaranır. Ani sürət, trayektoriyanın verilmiş nöqtəsindəki sürət olduğundan,

$$v = \frac{dS}{dt} \quad (8.1)$$

kimi təyin olunur.

Burada  $dS - dt$  zaman müddətində gedilən elementar yoldur.  $dS$  elə kiçik götürülməlidir ki, həmin yol boyu sürəti sabit qəbul etmək olsun.

Maddi nöqtənin  $t_1$  anından  $t_2$  anınadək getdiyi yol elementar yolların cəminə bərabər olduğundan

$$S = \int_{t_1}^{t_2} v dt \quad (8.2.)$$

olur.

Xüsusi halda  $v = const$ , yəni hərəkət bərabərsürətli olarsa,

$$S = v \int_{t_1}^{t_2} dt = v(t_2 - t_1)$$

alırıq. Bu isə  $S = vt$  ifadəsi ilə eynidir. Deməli (1) ifadəsi ixtiyari (sabit və yaxud dəyişən) sürətlə baş verən hərəkət zamanı gedilən yolu hesablamağa imkan verən ümumi ifadədir. Aydındır ki, gedilən yolu hesablamaq üçün sürətin zamandan aşkar asılılığı məlum olmalıdır.

Dəyişən hərəkətdə sürətin dəyişmə yeyinliyini təcil deyilən

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (8.3)$$

olar. Təcil sürət vektorunun dəyişmə istiqamətində yönəlidir. Eyni bir halda cisim bir hesablama sisteminə nəzərən təcilsiz hərəkət etdiyi halda, digər hesablama sisteminə nəzərən təcillə hərəkət edə bilər.

Təcil məlum olarsa, verilmiş  $dt$  müddətində baş verən sürət dəyişməsinə

$$d\vec{v} = \vec{a}dt$$

kimi təyin etmək olar.

Bu ifadədən istifadə edərək sonlu zaman müddətində baş verən sürət dəyişməsinə tapaq. Bundan ötrü onun sol tərəfini  $\vec{v}_0$ -dan (başlanğıc sürət)  $\vec{v}_t$ -yə ( $t$  anındakı sürət) qədər, sağ tərəfini isə sıfırdan  $t$ -yə qədər inteqrallayaq

$$\int_{\vec{v}_0}^{\vec{v}_t} d\vec{v} = \int_0^t \vec{a}dt.$$

Buradan alınır ki,

$$\vec{v}_t - \vec{v}_0 = \int_0^t \vec{a}dt \quad \text{və ya} \quad \vec{v}_t = \vec{v}_0 + \int_0^t \vec{a}dt.$$

Bu ifadə başlanğıc ( $t = 0$ ) anında sürəti  $\vec{v}_0$  olan dəyişən hərəkətin hər hansı  $t$  anındakı sürətini təyin etməyə imkan verir və sürət tənliyi adlanır. Xüsusi halda  $a = 0$  olarsa, yəni hərəkət bərabər sürətli olduqda,  $\vec{v}_t = \vec{v}_0$  alarıq.

Dəyişən hərəkətin ən sadə növü bərabər dəyişən hərəkətdir. Hərəkət zamanı, ixtiyari seçilmiş bərabər zaman intervalında sürət dəyişmələri eyni olarsa, belə hərəkət bərabərdəyişən hərəkət

alarıq. Burada müsbət işarəsi hərəkətin yeyinləşən, mənfi işarəsi isə yavaşayan halı üçündür.

Bərabər dəyişən hərəkət ( $\vec{a} = const$ ) zamanı  $t$  müddətində gedilən yol

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

kimidir. Buna hərəkət tənliyi də deyilir.

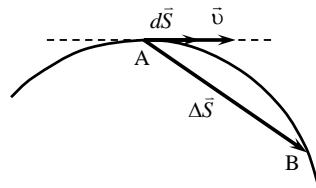
Başlanğıc sürət sıfır ( $v_0 = 0$ ) olduqda, sürət və hərəkət tənlikləri

$$\left. \begin{aligned} v_t &= at \\ S &= \frac{at^2}{2} \end{aligned} \right\}$$

kimisi olur.

## § 9. MADDİ NÖQTƏNİN ƏYRİXƏTLİ HƏRƏKƏTİNİN KİNEMATİKASI

Maddi nöqtənin fəzada ixtiyari əyrinxətli trayektoriyanın  $AB$  hissəsində zamanın  $t$  - dən  $t + \Delta t$  - dək müddətində hərəkətinə baxaq (şəkil 5). Fərz edək ki, maddi nöqtə hər hansı  $t$  başlanğıc zaman anında trayektoriyanın  $A$  nöqtəsində və  $\Delta t$  zamandan sonra  $AB$  əyrisi üzrə hərəkət edərək  $t + \Delta t$  zaman anında  $B$  nöqtəsindədir. Başqa sözlə  $\Delta t$  zaman ərzində maddi nöqtə hərəkəti zamanı  $\Delta \vec{S}$  yerdəyişməsi etmiş olur. Belə halda, trayektoriyanın  $AB$  hissəsində orta sürət vektoru



Şəkil 5

Trayektoriyanın verilmiş  $A$  nöqtəsindəki sürətini (ani sürəti)  $\vec{v}_{or}$  - nın  $\Delta t \rightarrow 0$  şərt daxilində limiti kimi tapmaq olar

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{S}}{\Delta t} = \frac{d\vec{S}}{dt} \quad (9.2)$$

Zamanın ( $\Delta t \rightarrow 0$ ) sıfıra yaxınlaşmasında trayektoriyanın  $AB$  hissəsi toxunanla üst-üstə düşür və ani sürət vektoru trayektoriyaya toxunan olub hərəkət istiqamətdə yönəlir. Bu halda  $d\vec{S}$  vektorunun modulu trayektoriyanın kiçik  $dS$  hissəsinin uzunluğuna ( $dS$  yoluna) bərabərdir. Onda ani sürətin ədədi qiyməti

$$v = |\vec{v}| = \frac{ds}{dt}$$

olar. Yəni sürətin modulu yolun zamana görə törəməsinə bərabərdir.

$A$  nöqtəsindən  $B$  nöqtəsinə hərəkət zamanı nöqtədən nöqtəyə sürətin həm ədədi qiyməti həm də istiqaməti dəyişə bilər. Sürətin dəyişmə yeyinliyi vektorial kəmiyyət olan təcillə ( $\vec{a}$ ) xarakterizə olunur.  $\Delta t$  zaman müddətində sürətin dəyişməsi  $\Delta \vec{v} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1$  bərabərdir (şəkil 6).  $\Delta t \rightarrow 0$  olan halda

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (9.3)$$

alırıq.

$\Delta \vec{v}$  vektorunu trayektoriyaya toxunan ( $\Delta \vec{v}_t$ ) və ona perpendikulyar (normal) ( $\Delta \vec{v}_n$ ) toplananlarına ayıraraq (şəkil 7)

$$\Delta \vec{v} = \Delta \vec{v}_\tau + \Delta \vec{v}_n .$$

Onda

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

Burada təcilin iki toplanandan ibarət olduğunu görürük

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

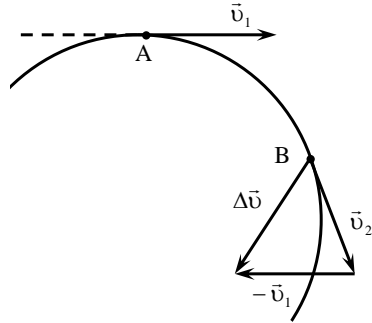
və

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

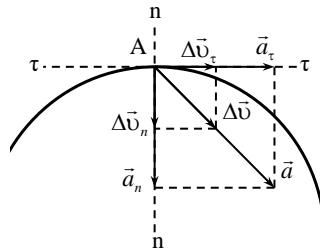
Deməli  $\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n$  olur

( $\vec{a}_\tau \perp \vec{a}_n$ ).

$\vec{a}_\tau$  - tangensial (yəni toxunan) təcil adlanır, toxunan istiqamətdə yönəlir və sürətin ədədi qiymətinin dəyişmə yeyinliyini təyin edir. Ədədi qiyməti



Şəkil 6



Şəkil 7

$$a_\tau = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2 S}{dt^2} \quad (9.4)$$

kimi hesablanır.

$\vec{a}_n$  - normal (mərkəzəqaçma) təcil adlanır, toxunana perpendikulyar istiqamətdə (trayektoriyanın əyrilik mərkəzinə doğru) yönəlir və sürətin istiqamətinin dəyişmə yeyinliyini təyin edir. Ədədi qiyməti

$$a = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} = \sqrt{\left(\frac{dv}{dt}\right)^2 + \left(\frac{v^2}{R}\right)^2} \quad (9.6)$$

kimi olur.

Çevrə boyunca bərabərsürətli hərəkətdə  $a_n = const$  və  $a_\tau = 0$ .

## § 10. BƏRK CİSMİN FIRLANMA HƏRƏKƏTİNİN KİNEMATİKASI

Bərk cismi maddi nöqtə hesab etmək mümkün olmadıqda, onun fırlanma hərəkəti haqqında danışılar. Bu zaman cismin hər bir nöqtəsi əyrixətli hərəkətdə olur.

Bərk cismin tərpənməz ox ətrafında hərəkəti zamanı onun müxtəlif nöqtələrinin xətti sürətləri və təcilləri müxtəlif olur.

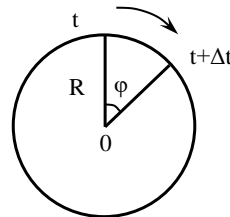
Ona görə fırlanma hərəkətini verilmiş anda fırlanan cismin bütün nöqtələri üçün eyni olan dönmə bucağı kəmiyyətləri ilə xarakterizə edirlər. Belə hərəkət zamanı cismin bütün nöqtələri çevrə boyunca hərəkət edir. Bu çevrələrin mərkəzləri fırlanma oxunda yerləşir.

Əgər cisim  $\Delta t$  zaman ərzində  $\Delta\varphi$  bucağı qədər dönersə (şəkil 8) bucaq sürəti

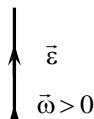
$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt} \quad (10.1)$$

olur. Bucaq sürəti vektoru ( $\omega$ ) fırlanma oxu boyunca yönəlir (şəkil 9).

Bərabərsürətli hərəkət zamanı bucaq



Şəkil 8



olur. Burada  $T$  period olub

$$T = \frac{1}{\nu}$$

kimi ifadə olunur.

Hərəkət yeyinləşən olduqda  $\vec{\omega} > 0$ , yavaşlayan olduqda isə  $\vec{\omega} < 0$  olur.

Bucaq sürətinin dəyişmə yeyinliyini xarakterizə edən kəmiyyət bucaq təcili ( $\varepsilon$ ) adlanır

$$\varepsilon = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (10.2)$$

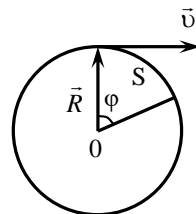
Bucaq təcili vektoru da fırlanma oxu boyunca yönəlidir. Yeyinləşən hərəkətdə  $\vec{\varepsilon}$  və  $\vec{\omega}$  eyni istiqamətdə, yavaşlayan hərəkətdə isə əks istiqamətlərdə yönəlirlər.

Çevrə boyu hərəkət bərabərdəyişən olduqda, irəliləmə hərəkətinə oxşar olaraq

$$\left. \begin{aligned} \omega_t &= \omega_0 \pm \varepsilon t \\ \varphi_t &= \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2} \end{aligned} \right\} \quad (10.3)$$

Çevrə boyu hərəkət zamanı xətti kəmiyyətlərlə (qövsün uzunluğu  $S$ , xətti sürət  $v$  və təcil  $a$ ) bucaq kəmiyyətləri (dönmə bucağı  $\varphi$ , bucaq sürəti  $\omega$  və bucaq təcili  $\varepsilon$ ) arasında əlaqəni tapaq.

Qövsün uzunluğu  $S = R\varphi$  bərabərdir (şəkil 10). Bu ifadənin hər iki tərəfini differensiallasaq



Şəkil 10

$$\frac{ds}{dt} = R \frac{d\varphi}{dt}$$

$$v = \frac{ds}{dt}$$

və ya

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} \quad (10.5).$$

Vektor şəklində bu əlaqə  $\vec{v} = [\vec{\omega}\vec{R}]$  kimidir.

Tangensial təcil düsturunda

$$a_\tau = \frac{dv}{dt},$$

$v = R\omega$  olduğunu nəzərə alaraq

$$a_\tau = \frac{d(\omega R)}{dt} = R \frac{d\omega}{dt} = R\varepsilon \quad (10.6).$$

Uyğun olaraq, normal təcil üçün alırıq

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \frac{(\omega R)^2}{R} = \frac{\omega^2 R^2}{R} = \omega^2 R \quad (10.7).$$

Onda tam təcil

$$a = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} = \sqrt{(R\varepsilon)^2 + (\omega^2 R)^2} = R\sqrt{\varepsilon^2 + \omega^4} \quad (10.8)$$

olur.



## II FƏSİL DİNAMİKANIN ƏSAS QANUNLARI

### § 11. NYUTONUN QANUNLARI

Klassik dinamikanın əsasını Nyutonun qanunları təşkil edir.

- *Nyutonun birinci qanunu (ətalət qanunu).*

İstənilən cisim ona xarici qüvvə təsir etməyincə öz sükunət və ya bərabər sürətli düzxətli hərəkət halını saxlayır. Yəni cisim öz ətalətliyini saxlayır.

Nyutonun birinci qanunundan aşağıdakı iki nəticə alınır:

1) sükunət və bərabərsürətli düzxətli hərəkət eyni mexaniki haldır

$$(\vec{v} = const, \vec{v} = 0, \vec{v} \neq 0)$$

2) sükunət və ya bərabərsürətli düzxətli hərəkət hallarını yalnız qüvvə dəyişdirə bilər.

2-ci nəticədən görünür ki, qüvvə cismin sürətini dəyişən (cismə təcil verən) səbəbdır. Deməli, sükunət və bərabərsürətli hərəkət halı xarici təsirlərə məruz qalmayan bütün cisimlərin təbii halıdır, başqa sözlə, ətalət cismin hərəkət səbəbi deyil, cismin öz xassəsidir.

Nyutonun birinci qanunu ödənilən hesablaşma sistemi ətalət hesablaşma sistemi adlanır. Praktiki olaraq Yerlə bağlı olan və Yerə nəzərən sabit sürətlə ( $\vec{v} = const, \vec{v} = 0, \vec{v} \neq 0$ ) hərəkət edən hesablaşma sistemlərini ətalət hesablaşma sistemi hesab etmək olar (nəzərə almayaraq ki, Yer öz oxu ətrafında fırlanır).

- *Nyutonun ikinci qanunu.*

Cismin ətalət xassəsinə müəyyən edən sabit kəmiyyətə kütlə

Klassik mexanikada kütlə sabit kəmiyyətdir və heç nədən asılı deyil. Kütlə anlayışı həm maddə, həm də sahəyə aiddir.

Inersial hesablamə sistemində (ətalət hesablamə sistemi) cismin aldığı təcil ( $a$ ) ona təsir edən əvəzləyici qüvvə ilə düz, cismin kütləsi ( $m$ ) ilə tərs mütənasibdir

$$a \sim \frac{F}{m}$$

Bu ifadəyə  $k$  mütənasiblik əmsalını daxil etsək  $\vec{a} = k\vec{F}/m$  alınır. Bütün kəmiyyətləri eyni vahidlər sistemində ölçdükdə  $k = 1$  götürülür. Onda  $\vec{a} = \vec{F}/m$  və ya  $\vec{F} = m\vec{a}$  olar.

Cismin kütləsinin sürətinə hasilinə impuls və ya hərəkət miqdarı deyilir

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

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$$

olduğundan

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = \frac{d\vec{P}}{dt} \quad (11.1)$$

alırıq.

Bu dinamikanın əsas tənliyi və yaxud hərəkət tənliyi adlanır. Onda Nyutonun ikinci qanununu belə ifadə etmək olar: hərəkət miqdarının dəyişməsi təsir edən qüvvə ilə düz mütənasib olub, qüvvə istiqamətində yönəlir

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

$\vec{F} dt$ - qüvvə impulsu adlanır.

- **Nyutonun üçüncü qanunu.**

İki cismin qarşılıqlı təsiri həmişə qiymətəcə bərabər,



$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F} \quad (12.2)$$

burada  $\vec{F}$ - sistemə təsir edən xarici qüvvələrin vektorial cəmi,  $\vec{P}$ - sistemin impulsudur.

Bu ifadə açıq sistemin impulsunun dəyişmə qanununun riyazi ifadəsidir. Həmin qanuna görə açıq sistemin impulsunun vahid zamanda dəyişməsi xarici qüvvələrin vektorial cəminə bərabərdir.

Sistem qapalı olduqda  $\vec{F} = 0$  olur. Belə olduqda  $d\vec{P} = 0$ , yəni  $P = const$  olur.

Qapalı sistemi təşkil edən cisimlərin impulslarının vektorial cəmi sabit kəmiyyətdir.

Bu qanunu top mərmisinin atılmasına tətbiq edək.

Atəş qədər topun mərmisi ilə özü sükunətdə olduğu üçün impulsların cəmi sıfıra bərabərdir, yəni

$$m_{top}\vec{v}_{top} + m_m \cdot \vec{v}_m = 0$$

$$m_{top}\vec{v}_{top} = -m_m \cdot \vec{v}_m$$

Mənfi işarəsi sürətlərin bir birinə əks istiqamətlərdə olmasını göstərir. Deməli atəş zamanı mərmə irəli doğru gedirsə, top geri getməlidir. Buradan

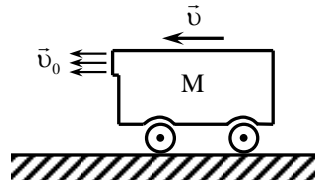
$$\frac{\vec{v}_{top}}{\vec{v}_m} = \frac{m_m}{m_{top}},$$

yəni atəş zamanı top ilə mərmənin aldığı sürətlər onların kütlələri ilə tərs mütənasibdir.

### § 13. DƏYİŞƏN KÜTLƏLİ CİSMİN HƏRƏKƏT TƏNLIYI (Meşşerski tənliyi)

və s.), zaman keçdikcə kütlə dəyişir (azalır). Tənliyi su çiləyən maşın misalında çıxaraq (şəkil 11).

İxtiyari  $t$  zaman anında maşının su ilə birlikdə kütləsini  $M$ , suyun maşına nisbətən sürətini  $\vec{v}_0$  vahid zamanda çilənən suyun kütləsini  $\mu = -\frac{dM}{dt}$ , maşının Yerə nəzərən sürətini isə  $\vec{v}$  işarə edək. Onda suyun Yerə nəzərən sürəti  $\vec{v}_0 + \vec{v}$  olacaqdır. Müəyyən  $dt$  müddətindən sonra  $\mu dt$  qədər su çiləndiyindən, maşının qalan su ilə birlikdə kütləsi  $M - \mu dt$  olacaqdır. Sadəlik üçün fərz edək ki, vahid zamanda çilənən su kütləsinin miqdarı ( $\mu$ ) bütün hərəkət boyu sabit qalır.



Şəkil 11

Maşın-su sisteminə təsir edən yekun qüvvə ( $\vec{F}$ ) maşın mühərrikinin dartı qüvvəsi ilə sürtünmə qüvvəsinin fərqinə bərabərdir:

$$\vec{F} = \vec{F}_{mü} - \vec{F}_S.$$

Dartı qüvvəsinin  $dt$  müddətində sabit qaldığını nəzərə alsaq, sistemin kütləsi  $\mu dt$  qədər azaldığından, sürət  $dv$  qədər artaraq  $v + dv$  olar.

$t$  zaman anında impuls  $P_1 = Mv$ ,  $t + dt$  zaman anında isə

$$P_2 = (M - \mu dt)(v + dv) + \mu(v_0 + v)dt$$

olduğundan,  $dt$  müddətində impulsun dəyişməsi

$$\begin{aligned} P_2 - P_1 &= Mdv - \mu v dt - \mu dt dv + \mu v_0 dt + \mu v dt = \\ &= Mdv + \mu v_0 dt = F dt \end{aligned}$$

olacaq. Burada  $\mu dv dt$  ikinci tərtib kəmiyyət olduğundan nəzərə alınmır. Onda

$$dv$$

$$M \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} - \mu\vec{v}_0 \quad (13.2)$$

olduğunu alırıq. Bu dəyişən kütləli cismin hərəkət tənliyidir, onu Meşşerski tənliyi də adlandırırlar. (13.2) ifadəsinin sağ tərəfinə daxil olan

$$\vec{F}_R = -\mu\vec{v}_0 \quad (13.3)$$

toplananı reaktiv qüvvə adlanır.

Kosmik fəzada hərəkət edən raket üçün  $\vec{F} = 0$  və  $\vec{v}_0$  ilə  $\vec{v}$  əks istiqamətlərə yönəldiyindən

$$M \frac{d\vec{v}}{dt} = \mu\vec{v}_0$$

və ya

$$Md\vec{v} = \mu\vec{v}_0 dt$$

olur.

Raketin start (başlanğıc) kütləsini  $M_s$ , start sürətini isə  $v_s$  işarə edək. Onda  $t$  zaman anında raketin kütləsi  $M = M_s - \mu t$  olacaqdır. Bunu yuxarıdakı ifadədə nəzərə alaraq

$$(M_s - \mu t)dv = \mu v_0 dt.$$

Buradan

$$\frac{dv}{v_0} = \frac{\mu dt}{M_s - \mu t}$$

alıırıq. Bu ifadənin sağ və sol tərəflərini inteqrallayaq

$$\int_{v_s}^v \frac{dv}{v_0} = \int_0^t \frac{\mu dt}{M_s - \mu t}$$

$$\frac{1}{v_0} (v - v_s) = - \int \frac{d(M_s - \mu t)}{M_s - \mu t} =$$

$$= \ln \frac{M_s}{M_s - \mu t} = \ln \frac{M_s}{M}$$

Buradan

$$v - v_s = v_0 \cdot \ln \frac{M_s}{M}$$

və ya

$$M_s = M \cdot e^{\frac{v-v_s}{v_0}} \quad (13.4)$$

alırıq. Bu ifadə Siolkovski düsturu adlanır.

## § 14. MEXANİKİ QÜVVƏLƏR

### 1. Sürtünmə qüvvələri.

- **Quru sürtünmə** səthləri bir birinə toxunan bərk cisimlər arasında onların nisbi hərəkəti zamanı yaranır. Belə sürtünmələr sükunət, sürüşmə və diyirlənmə sürtünmə qüvvələri ilə müəyyən olunur.

- **Sükunət sürtünmə** qüvvəsi həmişə ədədi qiymətcə cismə tətbiq olunan qüvvəyə bərabər olub istiqamətcə cisimlərin toxunma səthi boyunca bu qüvvəyə əks yönəlidir. Cismə təsir edən qüvvənin müəyyən qiymətində cisim tərpənərək sürüşməyə başlayır. Deməli, sükunət sürtünmə qüvvəsinin maksimal qiyməti var. Sükunət sürtünmə qüvvəsi bizə ağır cisimləri yerindən tərpətməyə mane olan qüvvədir.

- **Sürüşmə sürtünmə** qüvvəsi cisim sürüşməyə başladığı andan yaranır və nisbi hərəkət istiqamətinin əksinə toxunan səthlər boyunca yönəlidir.

Təcrübələr göstərir ki,  $(F_s)_{max}$  toxunan səthlərin vəziyyətindən (kələ kötürlüyündən) və maddələrin növündən asılı

Sürtünmə qüvvəsi sürtünən səthlərin sahəsindən və onların bir-birinə nisbətən vəziyyətindən asılı deyil.

- **Diyirlənmə sürtünmə** qüvvəsi kürəciyin cisim üzərində diyirlənməsi zamanı yaranır. Diyirlənmə sürtünməsinin yaranması kürəcik və lövhənin deformasiyası ilə izah olunur. Bu zaman həm elastiki həm də plastiki deformasiyalar yarana bilər.

$$(F_s)_{diyirl} \sim N$$

Burada  $N$  - normal reaksiya qüvvəsidir. Diyirlənmə sürtünmə əmsalının vahidi uzunluq vahididir.

- **Özlü sürtünmə.** Sürtünmə qüvvəsini azaltmaq məqsədi ilə həmin səthləri yağlayırlar. Yağlanmış səthlər arasında, bərk cismin maye daxilində hərəkəti zamanı yaranan sürtünmə özlü sürtünmədir. Özlü sürtünmə mayenin növündən və temperaturundan asılı olan özlülük əmsalı ilə xarakterizə olunur.

Bütün növ sürtünmə qüvvələri toxunan cisimlərin zərrəcikləri arasındakı qarşılıqlı təsirlə əlaqədardır və elektromaqnit təbiətlidirlər.

**2. Elastiki qüvvələr** cisimlərin bilavasitə qarşılıqlı təsiri nəticəsində yaranırlar və onların deformasiyası ilə müşayiət olunur. Elastiki qüvvələr də elektromaqnit təbiətlidirlər. Cismə tətbiq olunan qüvvə onu deformasiyaya uğradır. Deformasiyalar elastiki və plastiki olur.

Qüvvələrin tətbiq olunma xarakterinə görə bərk cisimlərdə müxtəlif növ elastiki deformasiya baş verir: dartılma (sıxılma), burulma, əyilmə, sürüşmə və yerdəyişmə deformasiyaları.

- **Dartılma deformasiyası. Hük qanunu.**

Elastiki cismin başlanğıc uzunluğu  $l_0$ , sonrakı uzunluğu  $l$  olarsa, cismin ölçüsünün dəyişməsi  $\Delta l = l - l_0$ - mütləq uzanma



nisbəti isə nisbi uzanma adlanır.

Təcrübələrlə müəyyən olunmuşdur ki, elastiki deformasiya-  
da nisbi uzanma nümunənin vahid en kəsiyinə təsir edən qüvvə ilə  
düz mütənasibdir

$$\varepsilon = \alpha \frac{F}{S} \quad (14.2)$$

Burada  $S$ - nümunənin en kəsiyinin sahəsi,  $F$ - həmin en kəsiyə təsir  
edən qüvvə,  $\alpha$  –elastiklik əmsalı olub, nümunənin materialından  
asıldır.

Nümunənin vahid en kəsiyinə təsir edən qüvvə gərginlik adlanır

$$\sigma = \frac{F}{S} \quad (14.3)$$

Əgər qüvvə səthin normalı boyunca yönəlmişdirsə, bu halda  
gərginlik normal gərginlik adlanır.

Onda normal gərginlik

$$\sigma = \frac{F_n}{S}$$

olar. Deməli  $\varepsilon = \alpha \sigma$  olur. Bu ifadə Hük qanunun riyazi  
ifadəsidir. Burada

$$\frac{1}{\alpha} = E \quad (14.4)$$

Yunq modulu adlanır.

Onda

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} \quad (14.5).$$

Buradan

$$\sigma = \varepsilon E$$

və ya

$$F = E \Delta l$$

$$F = \frac{ES}{l_0} \Delta l \quad (14.6)$$

yəni  $F \sim \Delta l$ . Burada

$$\frac{ES}{l_0} = k \quad (14.7)$$

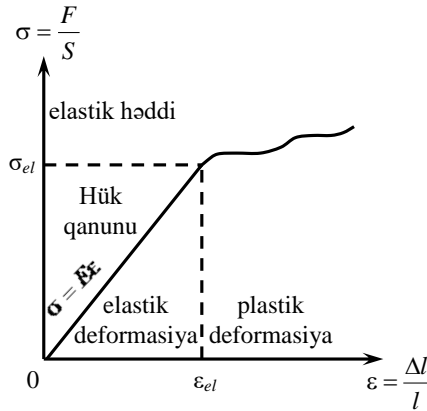
işarə etsək

$$F = k \Delta l$$

alırıq. Gərginliyin nisbi uzanmadan asılılığı şəkil 12-də verilmişdir.

$$\frac{\Delta l}{l_0} = 1$$

olduqda  $E = \sigma$ , yəni Yunq modulu ədədi qiymətcə vahid nisbi uzanma yarıdan normal gərginliyə bərabərdir.



Şəkil 12

Digər tərəfdən

$$\frac{l - l_0}{l_0} = 1$$

$$l = 2l_0$$

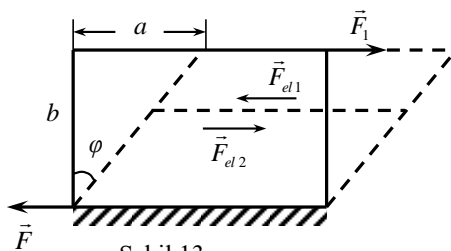
olduğu üçün Yunq modulu, ədədi qiymətcə nümunəni iki dəfə uzada bilən normal gərginliyə bərabərdir.

- **Sürüşmə deformasiyası.**

Fərz edək ki, bizə düzbucaqlı şəkildə nümunə verilmişdir (şəkil 13). Bu nümunənin alt oturacağı bərkidilmiş üst oturacağına isə toxunan istiqamətdə  $F$  qüvvəsi təsir edir.

Əgər qüvvə səthə toxunan istiqamətdə yönəlsə belə

Tangensial gərginliyin təsiri ilə nümunə üzlərinə paralel olan hər bir üfqi təbəqə alt təbəqəyə nəzərən sağa doğru sürüşür. Nəticədə nümunə üzlərinə perpendikulyar olan ixtiyari düz xətt müəyyən  $\varphi$  bucağı qədər sağa meyl edir. Belə deformasiya sürüşmə deformasiyası adlanır. Sürüşmə deformasiyanı izah etmək üçün nisbi deformasiya anlayışından istifadə olunur.



Şəkil 13

$\frac{a}{b}$  nisbəti nisbi sürüşmə deformasiyasını xarakterizə edən kəmiyyət kimi qəbul olunur

$$\gamma = \frac{a}{b}.$$

Şəkilə əsasən  $tg\varphi = \frac{a}{b}$  yazmaq olar.

Adətən  $\varphi$  kiçik olduqda  $tg\varphi \approx \varphi$  götürürlər. Onda

$$\gamma = \varphi = \frac{a}{b} \quad (14.8)$$

alınır.

Təcrübələrlə müəyyən olunmuşdurki, nisbi sürüşmə tangensial gərginliklə düz mütənasibdir

$$\gamma = n\sigma,$$

$n$  mütənasiblik əmsalıdır.  $\frac{1}{n} = G$  sürüşmə modulu adlanır.

$$\gamma = \frac{\sigma}{G} \quad (14.9)$$

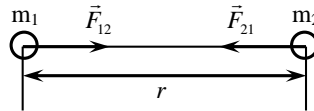
$\gamma = 1$  olduqda  $G = \sigma$  olur. Deməli, sürüşmə modulu ədədi

## § 15. CAZİBƏ QÜVVƏSİ. ÜMUMDÜNYA CAZİBƏ QANUNU

Təbiətdə olan bütün cisimlər bir birini qarşılıqlı olaraq cəzb edirlər. Bu cəzb- etmə ümumdünya cazibə qanununa tabedir

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

Burada (bax şəkil 14-ə)  $r$ -cisimlərin kütlə mərkəzləri arasındakı məsafədir,  $m_1, m_2$  - cisimlərin kütlələridir,  $G$  - mütənəsiblik əmsalı olub bütün cisimlər üçün eynidir və qravitasiya sabiti adlanır



Şəkil 14

$$G = 6.67 \cdot 10^{-11} \frac{Nm^2}{kq^2}.$$

$m_1 = m_2 = 1kq$ ,  $R = 1m$  olduqda  $G = F$  olur.

## § 16. KÜTLƏ MƏRKƏZİ. ƏTALƏT MƏRKƏZİ

Verilmiş bərk cismi  $\Delta m_1, \Delta m_2, \dots, \Delta m_n$  kütləli  $N$  - sayda elementar hissələrə bölək. Onların radius vektorlarını uyğun olaraq  $r_1, r_2, \dots, r_n$  ilə işarə edək. Nyutonun II qanununa əsasən hər elementar hissənin hərəkət tənliklərini yazaq:

$$\left. \begin{aligned} \Delta m_1 \cdot \frac{d^2 \vec{r}_1}{dt^2} &= \vec{f}_{12} + f_{13} + \dots + \vec{f}_{1N} + \vec{F}_1 \\ \Delta m_2 \cdot \frac{d^2 \vec{r}_2}{dt^2} &= \vec{f}_{21} + f_{23} + \dots + \vec{f}_{2N} + \vec{F}_2 \\ \dots & \\ \dots & \end{aligned} \right\} (16.1)$$

Burada  $f_{ij}(i \neq j \in ((1, \dots, N)))$  və  $F_i(i = 1, \dots, N)$  uyğun olaraq, müvafiq maddi nöqtəyə təsir edən daxili və xarici qüvvələrdir.

Bu tənliklər sistemini toplayaq

$$\frac{d^2}{dt^2} \sum_{i=1}^n \Delta m_i \vec{r}_i = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad (16.2)$$

Bu zaman Nyutonun III qanununa görə daxili qüvvələrin cəmi sıfıra bərabər olduğu

$$\sum_{\substack{i=1 \\ i \neq n}}^n (\vec{f}_{i1} + \dots + \vec{f}_{in}) = 0$$

nəzərə alınmışdır.

Radius vektoru

$$\begin{aligned} \vec{r} &= \frac{\Delta m_1 \vec{r}_1 + \Delta m_2 \vec{r}_2 + \dots + \Delta m_N \vec{r}_N}{\Delta m_1 + \Delta m_2 + \dots + \Delta m_N} = \frac{\sum_{i=1}^n \Delta m_i \vec{r}_i}{\sum_{i=1}^n \Delta m_i} = \\ &= \frac{\sum_{i=1}^n \Delta m_i \vec{r}_i}{m} \end{aligned} \quad (16.3)$$

kimi təyin olunan nöqtə maddi nöqtələr sisteminin kütlə mərkəzi adlanır. Kütlə mərkəzi bəzən ətalət mərkəzi də adlanır. Burada  $m$  - bərk cismin kütləsidir.

Kütlə mərkəzinin verilmiş koordinat sistemində koordinatları aşağıdakı kimidir:

$$x = \frac{\sum_{i=1}^N \Delta m_i x_i}{m}; \quad y = \frac{\sum_{i=1}^N \Delta m_i y_i}{m}; \quad z = \frac{\sum_{i=1}^N \Delta m_i z_i}{m} \quad (16.4)$$

Bircins sahədə ağırlıq mərkəzi (ağırlıq qüvvələri

$$m\vec{r} = \sum_{i=1}^n \Delta m_i \vec{r}_i.$$

Bunu (16.3)-də nəzərə alaq

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i$$

və ya

$$m\vec{a} = \vec{F} \quad (16.5)$$

Burada

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i$$

bərk cismə təsir edən xarici qüvvələrin əvəzləyicisi,  $\vec{a}$  isə ətalət momentinin təcildir.

(16.5) ifadəsi bərk cismin ətalət mərkəzinin hərəkət tənliyidir.

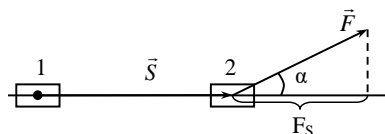
### III FƏSİL MEXANİKİ İŞ VƏ ENERJİ

#### § 17. MEXANİKİ İŞ

##### 1. Sabit və dəyişən qüvvənin işi.

Qüvvə təsiri ilə cisim hərəkət etdikdə iş görülür. Sabit qüvvənin gördüyü iş  $A = FScos\alpha = F_S \cdot S$  kimidir (şəkil 15).

Burada  $F$  - təsir edən qüvvə,  $S$  - gedilən yol,  $\alpha$  - hərəkət istiqaməti ilə qüvvə arasındakı bucaqdır.

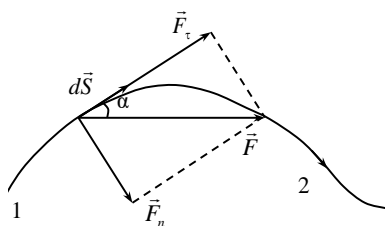


Şəkil 15

$\alpha = 90^\circ$  olduqda  $A = 0$ ,  
 $\alpha = 180^\circ$  olduqda isə  $A < 0$ .  
İki vektorun skalyar hasilini xassəsindən istifadə edərək iş düsturunu belə də yazmaq olar:

$$A = (\vec{F}\vec{S})$$

Ümumi halda (şəkil 16),  
yəni cismin dəyişən  $\vec{F}$  qüvvəsi təsirindən əyrizətli trayektoriya üzrə hərəkətin-



Şəkil 16

də, trayektoriyaları elə kiçik hissələrə ( $dS$ ) bölürlər ki, cismin hərəkətini düzxətli və ona təsir edən ( $F$ ) qüvvəni sabit hesab etmək mümkün olsun. Onda kiçik  $dS$  yerdəyişməsində görülən iş

$$dA = F_S \cdot dS \quad (17.1)$$

olar.

Trayektoriyanın 1-2 hissəsində görülən iş

bərabərdir.

$\vec{F}$  qüvvəsini normal və tangensial toplananlara ayıraq

$$\vec{F} = \vec{F}_\tau + \vec{F}_n$$

İşi yalnız tangensial qüvvə gördüyünə görə

$$A = \int_1^2 |\vec{F}_\tau| dS + \int_1^2 |\vec{F}_n| dS = \int_1^2 |\vec{F}_\tau| dS \quad (17.3)$$

alırıq.

## 2. Ağırlyq qüvvəsinin gördüyü iş.

Yer üzərində olan hər hansı bir cismə Yer kürəsi müəyyən qüvvə ilə təsir edir. Bu qüvvəyə ağırlyq qüvvəsi deyilir. Ağırlyq qüvvəsinin işini tapaq.

Tutaq ki, cazibə sahəsi  $O$  nöqtəsində yerləşmiş  $M$  kütləli maddi nöqtə tərəfindən yaradılmışdır (şəkil 17). Həmin cismin sahəsində  $R$  məsafədə olan  $m$  kütləli digər bir cismə

$$F = G \frac{mM}{R^2}$$

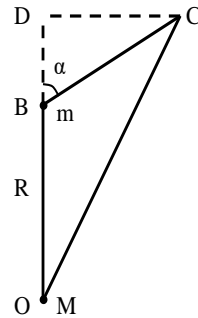
qüvvəsi təsir edir.

Bu qüvvənin  $BC$  yolunda gördüyü elementar işi tapaq.

$dA = -F \cdot BC \cdot \cos\alpha$   $BC \cdot \cos\alpha = BD$  olduğundan,  $dA = -F \cdot BD$  olacaqdır.  $BD = dR$ –işarə etsək

$$dA = -F dR = -G \frac{mM}{R^2} dR$$

alırıq. Bu elementar yolda görülən işdir.



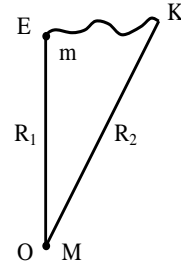
Şəkil 17



$$A = - \int_{R_1}^{R_2} G \frac{mM}{R^2} dR = GmM \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (17.4)$$

olar. Bu iş yalnız hərəkətin başlanğıc və son vəziyyətlərindən asılı olub, yolun formasından asılı deyildir.

$E$ -dən  $K$ -ya hərəkət zamanı  $A < 0$ ,  $K$ -dan  $E$ -yə hərəkət zamanı isə  $A > 0$  olduğundan, Yerın cazibə sahəsində ixtiyari qapalı yol boyu görülmə iş sıfıra bərabərdir ( $A = 0$ ). Bu cür sahəyə potensiallı və ya potensial sahə deyilir. Potensial sahədə iş görən qüvvəyə konservativ qüvvə deyilir.



Şəkil 18

### 3. Elastiki qüvvənin gördüyü iş.

Elastik qüvvənin yayın  $x_1$  - dən  $x_2$  - dək uzanması zamanı gördüyü işi tapaq. Hük qanununa görə  $F_{el} = -kx$ . Bunu elementar iş ifadəsində  $dA = F_{el} dx$  nəzərə alaraq

$$dA = -kx dx \quad (17.5).$$

Onda tam iş

$$A = - \int_{x_1}^{x_2} kx dx = - \frac{kx^2}{2} \Big|_{x_1}^{x_2} = \frac{k}{2} (x_1^2 - x_2^2) \quad (17.6)$$

olur.

Göründüyü kimi elastik qüvvənin də gördüyü iş yolun formasından asılı deyil, yəni elastik qüvvə də konservativ qüvvədir.

### 4. Sürtünmə qüvvəsinin gördüyü iş

qüvvəsinin gördüyü iş həmişə sıfırdan fərqlidir. Belə qüvvə qeyri-konservativ adlanır (görülən iş yolun formasından asılıdır).

$dt$  zaman müddətində görülən iş  $dA$  olarsa, tərifi görə güc

$$P = \frac{dA}{dt} = \frac{\vec{F} d\vec{S}}{dt} = (\vec{F}\vec{v}) \quad (17.7)$$

olar. Burada elementar iş  $dA = (\vec{F} d\vec{S})$  olur.

## § 18. ENERJİ. KINETİK VƏ POTENSIAL ENERJİ

Materiyanın hərəkət formaları müxtəlifdir cisimlərin mexaniki yerdəyişməsi, maddə zərrəciklərinin istilik hərəkəti, nüvə və bioloji proseslər, kimyəvi reaksiyalar və s. istənilən formalı hərəkət materiyanın ayrılmaz xassəsidir. Materiyanın müxtəlif formalı hərəkətinin universal kəmiyyət ölçüsü enerjidir.

Materiyanın müxtəlif hərəkət formalarına uyğun olaraq enerjinin müxtəlif növlərindən danışmaq olar. Məsələn: mexaniki, daxili, nüvə və s. enerji. Cisimlərin qarşılıqlı təsiri nəticəsində materiyanın hərəkət forması dəyişə bilər, bununla bərabər enerjinin növü də dəyişir. Məsələn: sürtünmə nəticəsində cisimlər isinirlər, onların mexaniki enerjisi daxili enerjiyə çevrilir.

Enerji növünün dəyişməsi cismə qüvvələrin təsiri ilə və işin görülməsi ilə əlaqədardır. Enerji, cisim və ya cisimlər sisteminin işgörmə qabiliyyətinə deyilir. Mexanikada iki növ enerji var: kinetik ( $W_k$ ) (hərəkətin enerjisi) və potensial ( $W_p$ ) (qarşılıqlı təsir enerjisi). Onların cəmi  $W_p + W_k = W$  cisim və ya cisimlər sisteminin tam mexaniki enerjisi adlanır.

Hərəkətdə olan cismin enerjisi kinetik enerji adlanır. Sürəti  $v$  olan  $m$  kütləli cismin kinetik enerjisini tapmaq.

$$dA = F_s ds = m \frac{dv}{dt} ds = mv dv \quad (18.1)$$

olar. Onda

$$A = \int_{v_1}^{v_2} mv dv = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = W_{k_2} - W_{k_1}, \quad (18.2)$$

yəni əvəzləyici qüvvənin işi cismin kinetik enerjisinin artımına bərabərdir.

Elementar iş

$$dA = dW_K \quad (18.3)$$

olur.

Kinetik enerji cismin dayananaadək görə bildiyi işə bərabərdir. İstənilən halda  $W_k \geq 0$  olur.

$$W_k = \frac{mv^2}{2}$$

Cisimlərin (cismin müxtəlif hissələrinin) qarşılıqlı vəziyyəti (konfigurasiyası) ilə müəyyən olunan enerji potensial enerji adlanır. Potensial enerji sahələrin mövcudluğu ilə sıx əlaqəlidir (məsələn: qravitasiya, elektrik və s. sahələr).

Yer səthindən  $h_2$  məsafədə olan  $m$  kütləli cismin potensial enerjisi

$$W_p = A = mgh_1 - mgh_2 = -(W_{p_2} - W_{p_1})$$

bərabərdir. Yer səthində  $R_1 = 0$  şərti olaraq qəbul edilir ki,  $W_{p_1} = 0$  olur.

Onda potensial enerji  $W_p = mgh$  olar. Bu Yer səthindən  $h$  hündürlükdə olan cismin potensial enerjisidir.

Elastik yayın potensial enerjisi

$$kx^2 \quad kx^2$$

$$A = -(W_{p2} - W_{p1}) \quad (18.4).$$

Elementar iş  $dA = -dW_p$  bərabərdir.

Potensial enerjinin qiyməti sıfır səviyyəsinin seçilməsindən asılıdır və sistemin (cismin) sıfırıncı səviyyəyə keçməsi zamanı konservativ qüvvələrin işinə bərabərdir.

## § 19. ENERJİNİN SAXLANMA QANUNU

Əgər qapalı sistemə yalnız konservativ qüvvələr təsir edərsə, sistemin quruluşunun dəyişməsi zamanı bu qüvvələrin gördüyü iş  $dA$  sistemin kinetik enerjinin

( $dW_k$ ) və ona bərabər olan (işarəsi isə əks olan) potensial enerjisinin ( $dW_p$ ) dəyişməsi ilə müşayiət olunur

$$dA = dW_k = -dW_p.$$

Buradan alırıq:

$$dW_k + dW_p = 0$$

$$d(W_k + W_p) = 0$$

və ya

$$W = W_k + W_p = \text{const} \quad (19.1).$$

Bu enerjinin saxlanması qanunudur: daxilində yalnız konservativ qüvvələr təsir edən qapalı sistemin tam mexaniki enerjisi sabit qalır.

Mexaniki enerjiden başqa bir birinə çevrilə bilən digər enerji növləri də məlumdur (nüvə, elektromaqnit, kimyəvi və s.). Təcrübələr göstərir ki, qapalı sistemdə bütün növ enerjilərin ümumi miqdarı, sistemdə baş verən proseslərdən asılı olmayaraq, dəyişməz qalır. Bu təbiətin ümumi qanunu olan tam enerjinin

## § 20. KÜRƏLƏRİN ELASTİK VƏ QEYRİ ELASTİK TOQQUŞMASI

Toqquşmada iştirak edən kürələrin hazırlandığı maddənin növündən asılı olaraq elastik (fil dışından hazırlanmış kürələr) toqquşmaya rast gəlirik.

Kürələr toqquşarkən onların mexaniki enerjisinin bir hissəsi deformasiyaya sərf olunarsa, kürələr öz əvvəlki halını bərpa edə bilmədiyindən qalıq deformasiyası müşahidə olunur. Bu növ toqquşma qeyri- elastik toqquşma adlanır. Toqquşmadan sonra kürələrin heç birində qalıq deformasiyası olmazsa (mexaniki enerji başqa növ enerjilərə çevrilməzsə) və kürələrdən hər biri müstəqil olaraq hərəkət edərsə, bu növ toqquşma elastik toqquşma adlanır.

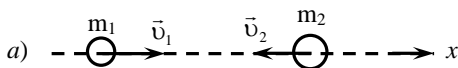
Sadəlik üçün mərkəzi toqquşmanı (kürələrin hərəkəti onların mərkəzlərini birləşdirən düz xətt üzrə olduqda) nəzərdən keçirək (şəkil 19).

### 1. Qeyri elastik toqquşma.

Bu halda:

- elastiki deformasiya olmadığından potensial enerji yaranmır;
- kürələrin kinetik enerjisi qismən və ya tam daxili enerjiyə çevrilir (kürələr qızır);
- toqquşmadan sonra kürələr birləşərək eyni sürətlə hərəkət edirlər və ya sükunətdə olurlar.

Deməli qeyri elastik toqquşmada enerjinin saxlanması



saxlanması qanunu ödəyir.

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = (m_1 + m_2) \vec{U}$$

$$\vec{U} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} \quad (20.1)$$

## 2. Elastik toqquşma.

Bu halda:

• Tam mexaniki enerji dəyişmir. Kinetik enerji tam və ya qismən elastiki deformasiyanın potensial enerjisinə çevrilir. Sonra isə cisimlər bir- birini itələyərək ilk vəziyyətə qayıdır və elastiki deformasiyanın potensial enerjisi yenidən bütövlüklə kinetik enerjiyə çevrilir.

İmpulsun saxlanması qanununa görə

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{U}_1 + m_2 \vec{U}_2$$

Enerjinin saxlanması qanununa görə

$$\frac{m_1 \vec{v}_1^2}{2} + \frac{m_2 \vec{v}_2^2}{2} = \frac{m_1 \vec{U}_1^2}{2} + \frac{m_2 \vec{U}_2^2}{2}$$

Bu tənlikləri aşağıdakı kimi yazsaq

$$\left. \begin{aligned} m_1 \vec{v}_1 - m_1 \vec{U}_1 &= m_2 \vec{U}_2 - m_2 \vec{v}_2 \\ m_1 \vec{v}_1^2 - m_1 \vec{U}_1^2 &= m_2 \vec{U}_2^2 - m_2 \vec{v}_2^2 \end{aligned} \right\}$$

və ya

$$\left. \begin{aligned} m_1 (\vec{v}_1 - \vec{U}_1) &= m_2 (\vec{U}_2 - \vec{v}_2) \\ m_1 (v_1^2 - U_1^2) &= m_2 (U_2^2 - v_2^2) \end{aligned} \right\} \quad (20.2)$$

$$\left. \begin{aligned} m_1 (\vec{v}_1 - \vec{U}_1) &= m_2 (\vec{U}_2 - \vec{v}_2) \\ [m_1 (\vec{v}_1 - \vec{U}_1)] (\vec{v}_1 + \vec{U}_1) &= [m_2 (\vec{U}_2 - \vec{v}_2)] (\vec{U}_2 + \vec{v}_2) \end{aligned} \right\} \quad 20.3)$$

Baxılan halda zərbə mərkəzi olduğu üçün yuxarıdakı ifadələrdəki vektorlar kollinearlardır. Yəni  $\vec{A} = \vec{B}$  və  $\vec{A}\vec{C} = \vec{B}\vec{D}$

Ona görə

$$\vec{v}_1 + \vec{U}_1 = \vec{U}_2 + \vec{v}_2 \quad (20.4)$$

alırıq.

(20.4) ifadəsini  $m_2$ -yə vurub (20.2)-dən çıxaraq

$$\begin{aligned} m_1(\vec{v}_1 - \vec{U}_1) - m_2(\vec{v}_1 + \vec{U}_1) &= m_2(\vec{U}_2 - \vec{v}_2) - m_2(\vec{U}_2 + \vec{v}_2) \\ m_1\vec{v}_1 - m_1\vec{U}_1 - m_2\vec{v}_1 - m_2\vec{U}_1 &= \\ &= m_2\vec{U}_2 - m_2\vec{v}_2 - m_2\vec{U}_2 - m_2\vec{v}_2 = -2m_2\vec{v}_2 \\ (m_1 - m_2)\vec{v}_1 + 2m_2\vec{v}_2 &= (m_1 + m_2)\vec{U}_1 \\ \vec{U}_1 &= \frac{(m_1 - m_2)\vec{v}_1 + 2m_2\vec{v}_2}{m_1 + m_2} \end{aligned} \quad (20.5)$$

(20.4) ifadəsini  $m_1$ -ə vurub (20.2) ifadəsi ilə toplayaq:

$$\begin{aligned} m_1(\vec{v}_1 - \vec{U}_1) + m_1(\vec{v}_1 + \vec{U}_1) &= m_2(\vec{U}_2 - \vec{v}_2) + m_1(\vec{U}_2 + \vec{v}_2) \\ m_1\vec{v}_1 - m_1\vec{U}_1 + m_1\vec{v}_1 + m_1\vec{U}_1 &= \\ &= m_2\vec{U}_2 - m_2\vec{v}_2 + m_1\vec{U}_2 + m_1\vec{v}_2 \\ 2m_1\vec{v}_1 &= (m_1 + m_2)\vec{U}_2 - (m_2 - m_1)\vec{v}_2 \\ \vec{U}_2 &= \frac{2m_1\vec{v}_1 + (m_2 - m_1)\vec{v}_2}{m_1 + m_2} \end{aligned} \quad (20.6)$$

Toqquşma mərkəzi olduğundan (20.5) və (20.6) ifadələrini  $v_1$  istiqamətində proyeksiyalamaqla skalyar şəkildə belə yazmaq olar

$$\begin{aligned} \vec{U}_1 &= \frac{(m_1 - m_2)v_1 \pm 2m_2v_2}{m_1 + m_2} \\ U_2 &= \frac{\pm(m_2 - m_1)v_2 + 2m_1v_1}{m_1 + m_2} \end{aligned}$$

Burada müsbət işarəsi kürələrin eyni istiqamətdə, mənfi işarəsi isə qarşı-qarşıya hərəkətinə uyğundur.

b)  $v_2 = 0$  olduqda

$$\vec{U}_2 = \frac{2m_1\vec{v}_1}{m_1 + m_2} \quad \text{və} \quad \vec{U}_1 = \frac{(m_1 - m_2)\vec{v}_1}{m_1 + m_2} \quad (20.7)$$

İkinci kürənin toqquşmadan sonrakı hərəkəti, birinci kürənin toqquşanadək hərəkəti istiqamətində olur. Birinci kürənin hərəkət istiqaməti kürələrin kütlələrindən asılı olaraq bu və ya digər istiqamətdə ola bilər.  $m_1 > m_2$  olduqda  $\vec{U}_1$  və  $\vec{v}_1$  vektorları eyni istiqamətdə yönəlir, yəni birinci kürə toqquşduqdan sonra da öz hərəkət istiqamətini dəyişmir.  $m_1 < m_2$  olduqda  $\vec{U}_1$  və  $\vec{v}_1$  vektorları əks tərəflərə yönəlir, yəni birinci kürə ikinci ilə toqquşaraq geri qaydır.

## § 21. KLASSİK MEXANİKANIN TƏTBİQ OLUNMA HÜDUDLARI

Klassik mexanika işıq sürətindən çox kiçik sürətlərlə hərəkət edən makroskopik cisimlər (böyük kütləli), yəni çox miqdarda molekulardan ibarət olan cisimlər, mexanikasındır.

İşıq sürətinə yaxın sürətlərlə hərəkət edən cismlər üçün və kiçik kütləli cisimlər (mikrosərrəciklər) üçün Nyuton qanunlarının verdiyi nəticələr təcrübə ilə uyğun gəlmir. Belə cisimləri kvant mexanikası öyrənir.

Bundan başqa Nyuton qanunları yalnız ətalət hesablaşma sistemlərində ödənilir.

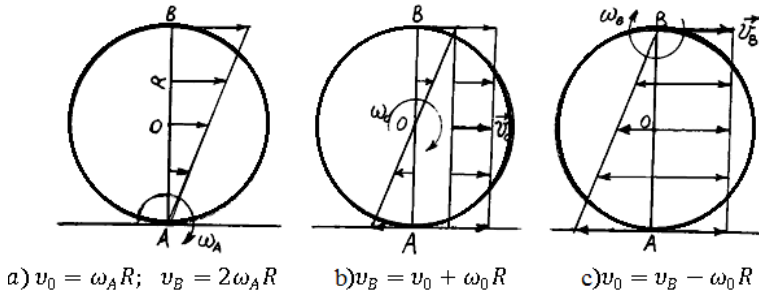


## IV FƏSİL

### FIRLANMA HƏRƏKƏTİNİN DİNAMİKASI

#### § 22. BƏRK CİSMİN MÜSTƏVİ HƏRƏKƏTİ

Maddi nöqtələr arasındakı məsafə dəyişməz qaldıqda, sistem mütləq bərk cisim adlanır. Mütləq bərk cisim hissəciklərinin bir-birinə nəzərən yerdəyişməsi mümkün olmadığından onun hərəkəti bütöv cismin hərəkəti olur. Sonrakı danışıqlarımızda mütləq bərk cisim əvəzinə sadəcə olaraq bərk cisim deyəcəyik.



Şəkil 20

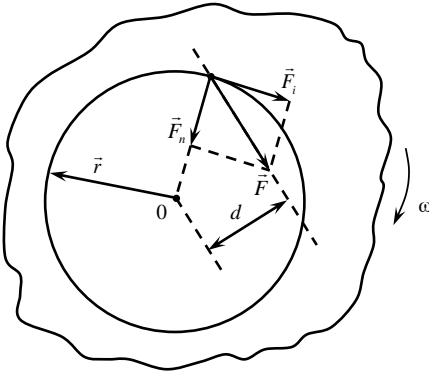
Bərk cismin ixtiyari hərəkətini iki sadə hərəkətin irəliləmə və fırlanma hərəkətlərinin cəmi kimi ifadə etmək olar. Bərk cismin ixtiyari seçilmiş iki nöqtəsindən keçən xətt hərəkət zamanı öz-özünə paralel qalarsa, belə hərəkət irəliləmə, bərk cismin bütün nöqtələri düz xətt üzərində yerləşən çevrələr cızdıqda isə belə hərəkət fırlanma hərəkəti adlanır, (məsələn:  $R$  radiuslu silindrin sürüşmədən müstəvi üzərində diyirlənməsi).

Şəkil 20 - dəki münasibətlərdən  $\omega_A = \omega_B = \omega_C$  alınır. Bərk cismin (silindrin) mürəkkəb hərəkətini iki sadə hərəkətin cəmi

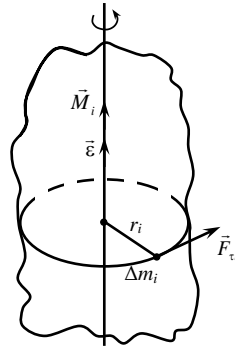


burada  $d$ - qüvvənin qoludur.

$\vec{F}$  qüvvəsini  $\vec{F}_\tau$  və  $\vec{F}_n$  toplananlarına ayıraq.



Şəkil 21



Şəkil 22

Yalnız  $\vec{F}_\tau$  toplananın momenti sıfırdan fərqli olduğundan

$$\vec{M} = \vec{F}_\tau \cdot r$$

olur.

$\vec{M}$ -in istiqaməti fırlanma oxu boyunca yönəlidir və burğu qaydası ilə müəyyən olunur.

Bərk cismi xəyali olaraq  $n$  sayda elementar  $\Delta m_1; \Delta m_2; \dots, \Delta m_n$  kütlələrə (maddi nöqtələrə) bölək. Bu kütlələr fırlanma oxundan uyğun olaraq  $r_1; r_2; \dots; r_n$  məsafələrdə yerləşirlər. Bütün nöqtələr üçün  $\vec{e}$  və  $\vec{\omega}$  eynidir.

Hər-hansı  $\Delta m_i$  kütləli maddi nöqtə (şəkil 22)  $F_{\tau,i}$  qüvvəsinin təsirində  $a_{\tau,i}$  təcili olaraq  $r_i$  radiuslu çevrə üzrə hərəkət edir.

Nyutonun II qanununa görə:

$$F_{\tau,i} = \Delta m_i \cdot a_{\tau,i} = \Delta m_i \cdot r_i \cdot \varepsilon_i.$$

$$\vec{M}_i = \Delta m_i \cdot r_i^2 \cdot \vec{\varepsilon} \quad (23.1)$$

olar. Burada elementar  $\Delta m_i$  kütləsinin, fırlanma oxundan olan  $r_i$  məsafəsinin kvadratına hasili, oxa nəzərən ətalət momenti adlanır və  $\Delta I_i$  işarə edilir

$$\Delta I_i = \Delta m_i \cdot r_i^2 \quad (23.2)$$

Bütöv bərk cisim üçün (23.1) ifadəsini yazaq

$$\sum_{i=1}^n \vec{M}_i = \vec{\varepsilon} \sum_{i=1}^n \Delta m_i r_i^2 = \vec{\varepsilon} \sum_{i=1}^n \Delta I_i$$

Burada

cismə təsir edən qüvvələrin momenti,

$$I = \sum_{i=1}^n \Delta I_i$$

cismin ətalət momentidir. Onda

$$\vec{M} = I\vec{\varepsilon} \quad \text{və ya} \quad \vec{\varepsilon} = \frac{\vec{M}}{I} \quad (23.3)$$

olar.

Bu bərk cismin fırlanma hərəkəti dinamikasının əsas tənliyidir. (23.3) tənliyində

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}$$

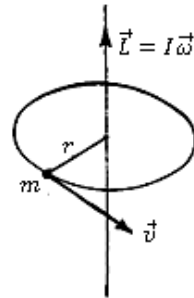
nəzərə alaq

$$\vec{M} = I \frac{d\omega}{dt} = \frac{d(I\vec{\omega})}{dt} = \frac{d\vec{L}}{dt} \quad (23.4)$$

Burada  $\vec{L} = I\vec{\omega}$  kəmiyyəti impuls momenti adlanır.

Kütləsi  $m$  olan maddi nöqtə üçün (şəkil 23):

$$L = mr^2\omega = mr^2 \frac{v}{r} = mrv \quad (23.5).$$



Şəkil 23

$$I = \sum_{i=1}^n \Delta m \cdot r_i^2$$

kimi təyin olunur. Bərk cisimdə kütlənin bütün cisim boyu arasıkəsilməz paylandığından cəmləmə əməliyyatından inteqrallamaya keçməliyik

$$I = \int_V r^2 dm$$

Burada  $r$  - kütləsi  $dm$  olan elementar hissənin ətalət momenti hesablanan oxdan olan məsafədir.  $dm = \rho dV$  olduğundan

$$I = \int_V \rho r^2 dV \quad (24.1)$$

alırıq. Burada  $\rho$  - cismin sıxlığı,  $dV$  isə kütləsi  $dm$  olan maddə hissəsinin həcmidir.

Cismin bircins olduğunu qəbul etsək ( $\rho = const$ )

$$I = \rho \int_V r^2 dV.$$

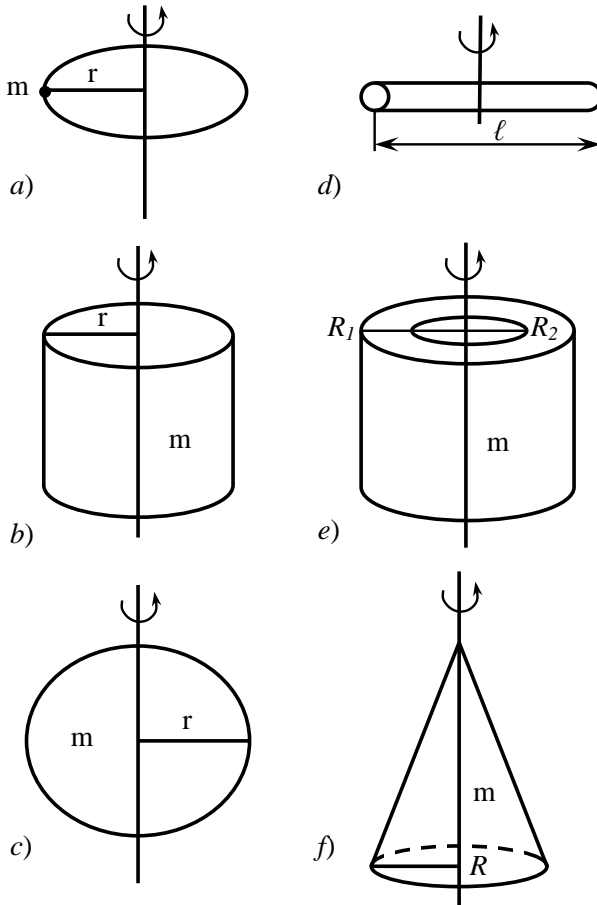
Cismin ixtiyari oxla nəzərən ətalət momenti ( $I$ ) həmin cismin ətalət mərkəzindən keçən və verilmiş oxla paralel olan oxla nəzərən momenti ( $I_0$ ) ilə bu iki ox arasındakı məsafə ( $a$ ) kvadratının cismin kütləsinə hasilinin ( $ma^2$ ) cəminə bərabərdir:

$$I = I_0 + ma^2 \quad (24.2)$$

$$I_0 = mr^2$$

Bu Şteyner teoremi adlanır.

Kütlə mərkəzindən keçən fırlanma oxuna nəzərən müxtəlif düzgün həndəsi formalı cisimlərin ətalət momentlərinə baxaq



Şəkil 24

- Maddi nöqtənin ətalət momenti (şək.24 a):

$$I = mr^2$$

(24.3)

$$I = \frac{2}{5}mr^2 \quad (24.5)$$

- Bircins bütöv çubuğun ətalət momenti (şək.24 d):

$$I = \frac{2}{12}ml^2 \quad (24.6)$$

$l$ - çubuğun uzunluğudur.

- İçi boş bircins silindrin ətalət momenti (şək.24 e):

$$I = \frac{1}{2}m(R_1^2 + R_2^2) \quad (24.7)$$

( $R_2 - R_1$ - silindrin qalınlığıdır).

- Bircins bütöv konusun ətalət momenti (şək.24 f):

$$I = \frac{3}{10}mR^2 \quad (24.8)$$

## § 25. İMPULS MOMENTİNİN SAXLANMASI QANUNU

Cismə təsir edən xarici qüvvələrin fırlanma oxuna nəzərən momentlərinin cəmi sıfır olarsa, qapalı sistem üçün

$$\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt}$$

olar.  $\vec{M} = 0$  olduğundan

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0.$$

Yəni

$$\vec{L} = I\vec{\omega} = \text{const} \quad (25.1)$$

Bu impuls momentinin saxlanması qanunudur: qapalı sistem təşkil edən cismin fırlanma oxuna nəzərən impuls momenti sabit qalır.

Tərpənməz fırlanma oxu ətrafında sabit  $\vec{\omega} = const$  bucaq sürəti ilə fırlanan bərk cismin kinetik enerjisi onu təşkil edən ayrı-ayrı hissələrinin kinetik enerjiləri cəminə bərabərdir.

Bərk cismi  $\Delta m_1, \Delta m_2, \dots, \Delta m_n$  kütləli elementar hissələrə (maddi nöqtələrə)

bölkək. Bu maddi nöqtələr fırlanma oxundan uyğun olaraq  $r_1, r, \dots, r_n$  məsafədə yerləşdiyini qəbul edək. Onda

$$W_k = \sum_{i=1}^n \Delta W_{ki} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \Delta m_i v_i^2$$

Burada  $v_i$ - uyğun cismin hissələrinin xətti sürətləridir.  $v_i = \omega r_i$  olduğundan

$$W_k = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \Delta m_i \omega^2 r_i^2 = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n \Delta m_i r_i^2 = \frac{I \omega^2}{2} \quad (26.1)$$

alırıq. Burada

$$I = \sum_{i=1}^n \Delta m_i r_i^2$$

bərk cismin tərpənməz fırlanma oxuna nəzərən ətalət momentidir.

Əgər  $m$  kütləli cisim eyni zamanda həm irəliləmə həm də fırlanma hərəkətlərində iştirak edirsə onun kinetik enerjisi

$$W_k = \frac{mv^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2} \quad (26.2)$$

bərabərdir. Burada  $v$  kütlə mərkəzinin sürəti,  $\omega$  bucaq sürəti və  $I$  kütlə mərkəzindən keçən oxa nəzərən ətalət momentidir.

## § 27. İRƏLİLƏMƏ VƏ FIRLANMA HƏRƏKƏTLƏRİ



əlaqə və oxşarlıq mövcuddur. Nöqtənin kinematikasının hər bir xətti kəmiyyətinə bərk cismin fırlanma kinematikasından oxşar kəmiyyət uyğundur. Məsələn:  $S$  yerdəyişməyə  $\varphi$  dönmə bucağı,  $\vec{v}$  xətti sürətə  $\vec{\omega}$  bucaq sürəti,  $\vec{a}$  xətti (toxunan) təcilə  $\vec{\varepsilon}$  bucaq təcili uyğundur. Hərəkətin oxşar parametrlərinin bəziləri aşağıdakı cədvəldə verilmişdir.

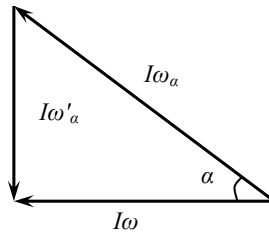
<i>İrəliləmə hərəkəti</i>	<i>Fırlanma hərəkəti</i>
Kütlə: $m$	Ətalət momenti: $I = mr^2$
Yerdəyişmə: $\vec{S}$	Dönmə bucağı: $\varphi$
Sürət: $\vec{v} = \frac{d\vec{S}}{dt}$	Bucaq sürəti: $\omega = \frac{d\varphi}{dt}$
Təcil: $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$	Bucaq təcili: $\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}$
Qüvvə: $\vec{F}$	Qüvvə momenti: $\vec{M} = \vec{F}d$
Nyutonun II qanunu: $\vec{F} = m\vec{a}$	Fırlanma hərəkəti dinamikasının əsas tənliyi: $\vec{M} = \vec{F}d = I\vec{\varepsilon}$
İmpuls: $\vec{P} = m\vec{v}$	İmpuls momenti: $\vec{L} = I\vec{\omega}$
Kinetik enerji: $W_k = \frac{mv^2}{2}$	Kinetik enerji: $W_k = \frac{I\omega^2}{2}$

Cədvəli davam etmək də olar. Məsələn:  $\vec{F}_{xarici} = 0$  olduqda  $\frac{d\vec{P}}{dt} = 0$  impulsun saxlanma qanununa  $\vec{M}_{xarici} = 0$  halı üçün  $\frac{d\vec{L}}{dt} = 0$  impuls momentinin saxlanma qanunu uyğundur; irəliləmə hərəkətindəki  $dA_s = FdS$  elementar işinə fırlanma hərəkətindəki  $dA_\varphi = Frd\varphi = Md\varphi$  elementar işi uyğundur.

yaxınlaşan və bucaq sürəti sıfıra yaxınlaşan fırlanma hərəkəti kimi baxmaq olar.

## § 28. JİROSKOP

Texnikada simmetriya oxu ətrafında böyük bucaq sürəti ilə fırlanan müəyyən kütləli simetrik cismə jiroskop deyilir. Simmetriya oxu jiroskopun həm də baş ətalət oxudur. Ona görə jiroskopun impuls momenti və bucaq sürəti fırlanma oxu boyunca yönəlir.

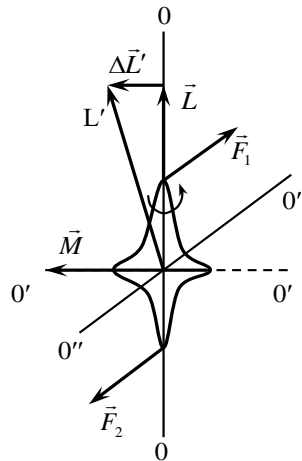


Şəkil 26

Jiroskopun fırlanma oxunun istiqamətinin saxlanması, o zaman dayanıqlı olur ki, onun ətalət momenti və bucaq sürəti böyük olsun. Jiroskopun oxunu fəzada dəyişmək üçün, ifadə-sinə əsasən, ona xarici qüvvə momenti ( $F_1$  və  $F_2$  qüvvə cütü) təsir etməlidir (şəkil 25).

$$\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt}$$

Belə qüvvə cütünün təsiri ilə jiroskopun  $OO$  oxu  $O_1O_1$  oxunun ətrafında deyil, jiroskop oxuna və məcburi oxa perpendikulyar olan üçüncü  $O_2O_2$  oxu ətrafında fırlandığı müşahidə olunur. Bu hadisə jiroskopik effekt adlanır və impuls momentinin saxlanması dövlətini göstərir. Bu sabitlik həm



Şəkil 25

saxlanması dövlətini göstərir. Bu sabitlik həm

(şəkildə  $I\omega_\alpha$  vektoru) dəyişir, tədricən  $I\omega'$  momenti əmələ gəlir və momentlər cəmi istiqamətində yönəlir

$$I\omega_\alpha + I\omega' = I\omega = \text{const.}$$

Jiroskopik xassə texnikada geniş tətbiq edilir (jiroskopik stabilizatorlar, jiroskopik kompas, aviasiyada, gəmiçilikdə, hərbdə və s.).

## V FƏSİL QEYRİ-ƏTALƏT HESABLAMA SİSTEMLƏRİ

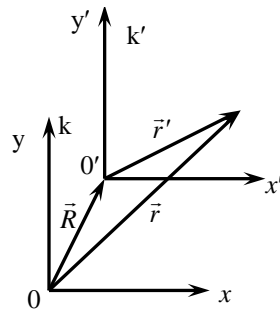
### § 29. ƏTALƏT QÜVVƏLƏRİ

Ətalət hesablamaya sisteminə nəzərən təcillə hərəkət edən hesablamaya sistemi qeyri-ətalət hesablamaya sistemi adlanır.

Yer həm öz oxu ətrafında, həm də orbit boyu fırlanma hərəkətində iştirak etdiyindən, Yerlə bağlı hesablamaya sistemləri qeyri-ətalətdirlər. Lakin bəzi konkret hallarda belə fırlanma hərəkətlərinin kiçik təcillə malik olduqlarını nəzərə alıb, Yerlə bağlı hesabat sistemini təxmini olaraq ətalət hesablamaya sistemi qəbul etmək olar.

Nyuton qanunlarının qeyri-ətalət hesablamaya sistemlərində ödənməməsinə aşağıdakı misalda müəyyən etmək olar. Ətalət hesablamaya sistemində cisim sükunətdədirsə  $\vec{F} = 0$  olur. Ətalət hesablamaya sisteminə nəzərən təcillə hərəkət edən qeyri-ətalət hesablamaya sistemində də bu cismin təcili  $\vec{a} \neq 0$  olur.  $\vec{F} = 0$  olduğundan  $\vec{F} = m\vec{a}$  ifadəsi ödənmir.

Fərz edək ki,  $m$  kütləli maddi nöqtə ətalət hesablamaya sistemində sükunətdədir və  $k'$  qeyri-ətalət hesablamaya sistemini  $k$  ətalət hesablamaya sisteminə nəzərən təcillə hərəkət edir(şəkil 27).



Şəkil 27

Şəkildən görünür ki,

$$\vec{a} = \vec{a}' + \vec{a}''$$

və ya

$$\ddot{\vec{r}} = \ddot{\vec{R}} + \ddot{\vec{r}}'.$$

Burada  $\ddot{\vec{r}} = \ddot{\vec{a}}$  - cismin  $k$  sistemindəki təcili,  $\ddot{\vec{R}} = \ddot{\vec{W}}$  -  $k'$  sisteminin  $k$  sisteminə nəzərən təcilidir.

$k'$  sistemi  $k$  sistemində irəliləmə hərəkəti edərsə,  $\ddot{\vec{r}}' = \ddot{\vec{a}}'$  - cismin  $k'$  sistemə nəzərən təcili olacaq və (29.1) ifadəsi

$$\ddot{\vec{a}} = \ddot{\vec{w}} + \ddot{\vec{a}}' \quad (29.2)$$

kimi olur.

(29.2) ifadəsini  $m$ -ə vurub,  $\vec{F} = m\ddot{\vec{a}}$  olduğunu nəzərə alaraq ( $\vec{F}$ - cismə təsir edən xarici qüvvələrin əvəzləyicisidir)

$$m\ddot{\vec{a}}' = \vec{F} - m\ddot{\vec{W}} \quad (29.3)$$

Gördüyümüz kimi, cisim  $k'$  sistemində özünü elə aparır ki, sanki ona real olan  $\vec{F}$  qüvvəsindən başqa əlavə ətalət qüvvəsi adlanan qüvvə də təsir edir:

$$\vec{F}_{\text{ət}} = -m\ddot{\vec{W}} \quad (29.4)$$

mənfi işarəsi ətalət qüvvəsi ilə sistem təcilinin əks istiqamətlərdə olduğunu göstərir.

Ətalət qüvvəsini yaradan real cisim olmadığından onu bəzən saxta qüvvə də adlandırırlar. Ətalət qüvvəsi yalnız təcillə hərəkət edən sistemlərdə yaranır və Nyutonun III qanunu onu ödəmir.

Beləliklə

$$m\ddot{\vec{a}}' = \vec{F} + \vec{F}_{\text{ət}} \quad (29.5)$$

alırıq.

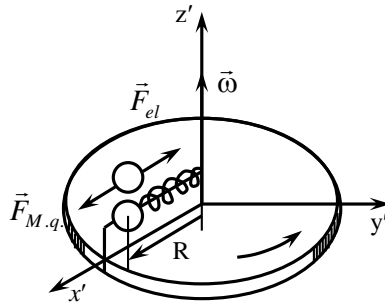
Nyutonun III qanununun bütün sistemlərdə (qeyri-ətalət hesablaşma sistemi və ətalət hesablaşma sistemi) ödənilməsi üçün (29.5) ifadəsində  $\vec{F}_{\text{ət}}$  yazılır və beləliklə qüvvə təsir etmədikdə təcilin yarana bilməsi ilə yanaşı qüvvə onu yaradan real maddi

Ətalət qüvvələrinin tətbiqlərindən çəkisizlik, ağırlaşma, ağırlıq qüvvəsinin coğrafi en dairəsindən asılılığını göstərmək olar.

### §30. MƏRKƏZDƏNQAÇMA ƏTALƏT QÜVVƏSİ

Hər-hansı  $k$  ətalət hesablaşma sistemində nəzərə alın fırlanan  $k'$  qeyri-ətalət hesablaşma sistemində cismin hərəkətinə baxaq (şəkil 28).

Şaquli ox ətrafında sabit  $\omega$  bucaq sürəti ilə fırlana bilən disk üzərinə mil bərkidib,  $m$  kütləli kürəciyi həmin oxa taxıb onun bir ucunu disk mərkəzinə bərkidilmiş yayla bağlayaq. Diski  $\vec{\omega} = const$  ilə fırlatdıqda kürə mil boyunca mərkəzdən uzaqlaşaraq yayı uzadır. Fırlanan  $k'$  sistem



Səkil 28

(disk) üzərindəki müşahidəçi kürəciyin bu hərəkətini kənara doğru kürəyə təsir edən ətalət qüvvəsi ilə izah edir. Bu uzanma, kürəyə təsir edən real qüvvə (mərkəzəqaçma qüvvəsi rolu oynayan elastik qüvvə) fiktiv ətalət qüvvəsi ilə tarazlaşanadək davam edir. Kürənin disk mərkəzindən  $R$  məsafədə dayandığını qəbul etsək, ona təsir edən mərkəzəqaçma qüvvəsi

$$F_{m.q} = m\omega^2 R$$

olur.

Ətalət qüvvəsi mərkəzəqaçma qüvvə ilə tarazlaşdığından

Mərkəzdənqaçma qüvvəsi həmişə fırlanma hərəkətində iştirak edən cismə deyil, o cismi fırlanmağa məcbur edən yad vasitə ilə diskin mərkəzinə tətbiq olunur. Bundan fərqli olaraq, mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsi fırlanma hərəkətində iştirak edən cismə (milə taxılmış kürəyə) tətbiq olunur və cismin fırlanan sistemdəki hərəkət halından (sükunət yoxsa hər hansı sürətlə hərəkətdən) asılı deyil.

### § 31.ƏTALƏT QÜVVƏLƏRİNİN BƏZİ TƏTBİQLƏRİ

1. **Çəkisizlik, ağırlaşma.** Fərz edək ki, kütləsi  $m$  olan cismi liftdə tərəzi üzərinə qoyulmuşdur.

Lift hərəkət etmədikdə, yaxud bərabər sürətlə hərəkət etdikdə ( $\vec{a} = 0$ ) tərəzinin göstərişi  $P_0 = mg$  olur.

Lift yuxarı bərabəryeyinləşən hərəkət etdikdə, cismə  $P_0 = mg$  ağırlıq qüvvəsindən başqa aşağıya doğru yönəlmiş  $\vec{F}_{ət} = -m\vec{a}$  qüvvəsi də təsir edir. Nəticədə cismin çəkisi

$$P = m(g + a) = P_0 + ma$$

olacaq. Bu halda cisim ağırlaşmış olur.

Lift yuxarı bərabəryavaşlayan hərəkət etdikdə, cismə yuxarı istiqamətdə  $\vec{F}_{ət} = -m\vec{a}$  qüvvəsi təsir edəcəkdir. Cismin çəkisi

$$P = mg - ma = P_0 - ma$$

olacaq.

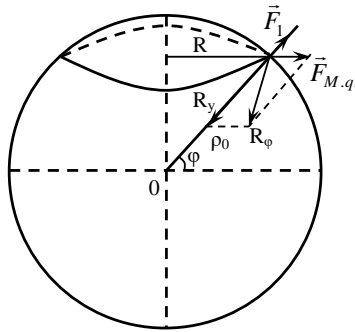
Lift aşağı bərabəryeyinləşən hərəkət etdikdə, cismin çəkisi

$$P = mg - ma = P_0 - ma$$

olur. Burada  $a = g$  olduqda  $P = 0$  olur. belə hal çəkisizlik adlanır. Yalnız ağırlıq qüvvəsi təsirindən hərəkət edən cisimlər çəkisizlik şəraitində olur. Çəkisizlikdə olan cisim heç bir

Çəkisizlik həm də fırlanma hərəkəti zamanı müşahidə olunur. Yer ətrafında fırlanan kosmik gəmilərə təsir edən Yerın cazibə qüvvəsi mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsi ilə tarazlaşdığından gəmi daxilindəki cisimlər çəkisizlik şəraitində olur.

**2. Ağırılıq qüvvəsinin coğrafi en dairəsindən asılılığı.** Yer üzərindəki cisimlərə, Yerın öz oxu ətrafında fırlandığından, cazibə qüvvəsindən ( $\vec{P}_0$ ) başqa mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsi də ( $\vec{F}_{m.q.}$ ) təsir edir. Yerın müxtəlif coğrafi en dairələrində Yerın səthi fırlanma oxundan müxtəlif məsafələrdədir. Ona görə də müvafiq ətalət qüvvələri də müxtəlifdir. Başqa sözlə, cismə təsir edən mərkəzdənqaçma ətalət qüvvəsi onun yerləşdiyi coğrafi en dairələrindən asılı olaraq dəyişir.



Şəkil 29

Verilmiş  $\varphi$  en dairəsində (şəkil 29) ağırılıq qüvvəsi ( $\vec{P}_\varphi$ )

$$\vec{P}_\varphi = \vec{P}_0 + \vec{F}_{m.q.}$$

ümumi halda yerin radiusu istiqamətində deyil, onunla müəyyən bucaq (Yerın qütb və ekvator nöqtələri müstəsna olmaqla) təşkil edir. Burada  $F_{m.q.} = m\omega^2 R$ ,  $R = R_y \cos \varphi$  ( $\omega$  - Yerın öz oxu ətrafında fırlanma bucaq sürətidir) olduğundan

$$\begin{aligned} P_\varphi &\cong P_0 - F_1 = mg_0 - F_{m.q.} \cos \varphi = \\ &= mg_0 - m\omega^2 R_y \cos^2 \varphi = \end{aligned}$$



$g_0$  - Yerin öz oxu ətrafında fırlanmadığı qəbul edilən halda ağırlıq qüvvəsi təcilidir.

$P_\varphi = mg_\varphi$  və  $P_0 = mg_0$  olduğundan ağırlıq qüvvəsi təcilinin coğrafi en dairəsindən asılılığı

$$g_\varphi = g_0 \left( 1 - \frac{\omega^2 R_Y}{g_0} \cos^2 \varphi \right) \quad (31.2)$$

kimi ifadə olunur. Buradan görünür ki, qütbədə ( $\varphi = \frac{\pi}{2}$ )  $P_\varphi = P_0$  yəni, qütbədə ağırlıq qüvvəsi maksimaldır, ekvatorada ( $\varphi = 0$ )

$$P_\varphi = P_0 \left( 1 - \frac{\omega^2 R_Y}{g_0} \right) \quad (31.3)$$

olur yəni, ekvatorada ağırlıq qüvvəsi minimal olur.

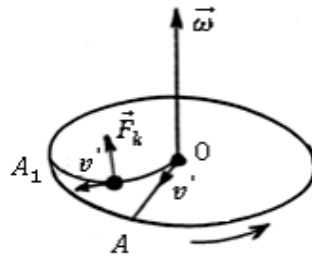
## § 32. KORİOLİS QÜVVƏSİ

Fırlanan sistemdə irəliləmə hərəkətində olan cismə baxaq (şəkil 30).

Fərz edək ki, disk şaquli ox ətrafında sabit  $\vec{\omega}$  bucaq sürəti ilə fırlanır və  $m$  kütləli kürə diskin radiusu boyunca  $\vec{v}'$  sürəti ilə  $o'x'(OA)$  istiqamətində diyirlənir. Disk fırlanmasa  $t = \frac{OA}{v'}$  müddətdən sonra kürə  $A$  nöqtəsinə çatacaqdır.

Disk fırlandıqda kürə həmin zaman müddətində  $A$  nöqtəsinə

deyil, diskin fırlanma hərəkəti istiqamətinin əks tərəfində yerləşən  $A_1$  nöqtəsinə çatır. Bu halda diske  $v'_1$  sürətinə perpendikulyar istiqamətdə qüvvə təsir edir və kürənin trayektoriyası  $OA_1$  əyri



Şəkil 30

dəyişdirə bilməyib, yalnız istiqamətcə dəyişdirir. Bu ətalət qüvvəsinə Koriolis qüvvəsi deyilir

$$F_k = 2mv'\omega \quad (32.1)$$

və ya  $\vec{F}_k \perp \vec{v}' \perp \vec{\omega}$  olduğundan Koriolis qüvvəsinin ifadəsini vektor şəklində

$$\vec{F}_k = 2m[\vec{v}'\vec{\omega}] \quad (32.2)$$

kimi yazı bilərik. Bu ifadəyə əsaslanaraq hərəkət zamanı Koriolis qüvvəsinin istiqamətini müəyyən etmək olar.

### **§ 33.KORİOLİS QÜVVƏSİNİN TƏSİRİ İLƏ BAŞ VERƏN HADİSƏLƏR**

Yer həm öz oxu, həm də Günəş ətrafında fırlandığından onun üzərində hərəkət edən bütün cisimlərə Koriolis qüvvəsi öz təsirini göstərməlidir. Belə ki, şimal yarımkürəsində şimala, cənub yarımkürəsində isə cənuba axan çaylar, axının istiqamətində baxdıqda uyğun olaraq sağ və sol sahillərini daha çox yuyurlar. Qatarlar şimala gedəndə sağ, cənuba gedəndə isə sol relsi daha çox yeyilir.

Koriolis qüvvəsi, hərəkətin hansı istiqamətdə baş verməsindən asılı olmayaraq, hərəkət istiqamətində baxdıqda şimal yarımkürəsində sağa, cənub yarımkürəsində isə hərəkətin soluna doğru istiqamətdə yönəlir.

Koriolis qüvvəsinin təsiri ilə passat küləklərinin yaranması əlaqədardır. Sərbəst düşən cisimlər Koriolis qüvvəsinin təsirindən şaquli istiqamətdən şərqlə doğru meyl edirlər. Koriolis qüvvəsinin ən çox təsiri ekvatorada olur, qütblərdə isə təsiri olmur. Mərminin hərəkət trayektoriyasına Koriolis qüvvəsi təsirini göstərir və bu

qərbə doğru meyl edir. Mərmi ekvator boyu şərqə uçarkən yuxarı və ekvator boyu qərbə uçarkən aşağı (Yerə doğru) meyl edir.

Fransız alimi Fuko uzunluğu  $67\text{ m}$  olan riyazi rəqqasla təcrübə apararaq rəqs müstəvisinin dəyişməsinə nümayiş etdirməklə (rəqqasın rəqs müstəvisi Yerə fırlanma istiqamətinin əksi istiqamətində dönürdü) həm bunun Koriolis qüvvəsi təsirindən baş verməsini, həm də Yerə öz oxu ətrafında fırlanmasını praktik olaraq təsdiq etmişdir.

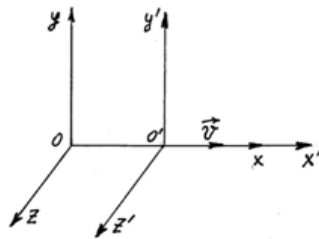
## VI FƏSİL MEXANİKADA NİSBİLİK PRİNSİPİ

### § 34. QALİLEYİN ÇEVİRİLMƏLƏRİ VƏ NİSBİLİK PRİNSİPİ

Maddi nöqtənin hərəkətini təsvir etmək üçün zamana görə onun koordinatları, sürəti və təcilinin necə dəyişməsinə bilmək lazımdır. Bəzi hallarda hərəkətin tədqiqi zamanı bir hesablama sistemindən ( $o\ x\ y\ z$ ) ona nəzərən sabit ( $\vec{v}$ ) sürətlə hərəkət edən digər ( $o'\ x'\ y'\ z'$ ) hesablama sisteminə keçmək lazım gəlir.

Fərz edək ki (şəkil 31):

1.  $o\ x\ y\ z$  və  $o'\ x'\ y'\ z'$  koordinat sistemlərinin uyğun oxları paraleldirlər;
2.  $\vec{v}$  sürəti  $x$  oxu boyunca yönəlib;
3. başlanğıc zaman anında ( $t = 0$ ) sistemlərin başlanğıcları ( $o$  və  $o'$  nöqtələri) üst-üstə düşürlər.



Şəkil 31

Hər hansı maddi nöqtənin hər iki sistemlərdəki  $x, y, z$  və  $x', y', z'$  koordinatları arasındakı əlaqəyə baxaq

$$\left. \begin{aligned} x' &= x - vt & a &= x' + vt \\ y' &= y & y &= y' \\ z' &= z & z &= z' \end{aligned} \right\} \quad (34.1).$$

Sadəlik üçün aşağıdakı

$$\frac{dx}{dt} = \dot{x}; \quad \frac{d^2x}{dt^2} = \ddot{x} \text{ və s.}$$

Buradan Qalileyin sürətlərin toplanması qanunu alınır

$$\vec{U}' = \vec{U} - \vec{v} \quad \vec{U} = \vec{U}' + \vec{v}.$$

Təcillər üçün alırıq:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x}' &= \ddot{x} \\ \ddot{y}' &= \ddot{y} \\ \ddot{z}' &= \ddot{z} \end{aligned} \right\} \quad (34.3)$$

Burada  $\vec{v} = const$  olduğundan,

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = 0$$

olur. Yəni  $\vec{a}' = \vec{a}$ .

Beləliklə bir hesablama sistemində cismin koordinatları və sürəti məlum-dursa onun digər sistemə nəzərən koordinatları və sürətini müəyyən etmək olar.

(34.1), (34.2) və (34.3) Qaliley çevirmələri adlandırılır. Onlar bütün ətalət hesablama sistemlərində doğrudur.

Göründüyü kimi Qaliley çevirmələri mexanikanın əsas təntliyini dəyişmir. Qalileyin nisbilik prinsipinə görə mexanikanın qanunları bütün ətalət hesablama sistemlərində eynidir. Başqa sözlə mexaniki hadisələr, eyni şəraitdə olmaq şərti ilə bütün ətalət hesablama sistemlərində eyni olur. Buradan alınır ki, bütün ətalət hesablama sisteminə impuls və qüvvələr eynidir. Zaman da bütün ətalət hesablama sistemlərində eynidir.

Klassik mexanikada hesab edilir ki, qarşılıqlı təsir ani olaraq sonsuz böyük sürətlə baş verir.

## § 35. XÜSUSİ NİSBİLİK NƏZƏRİYYƏSİ

Xüsusi nisbilik nəzəriyyəsinin əsasını çoxlu sayda təcrübi faktların ümumiləşməsi olan iki postulat təşkil edir:

1. bir ətalət hesablama sisteminə digərinə kəcdildə fiziki

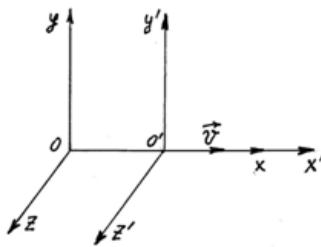
Birinci postulat Qalileyin nisbilik prinsipinin mexaniki hadisələr çərçivəsindən çıxararaq bütün fiziki hadisələr (elektrik, maqnit, optik) üçün ümumiləşdirilməsindən ibarətdir. Qarşılıqlı təsir sonsuz yox, işıq sürəti ( $c$ ) ilə baş verir.

Eynşteyn Qaliley çevrilmələrini Lorens çevrilmələri ilə əvəz etdi və mexaniki impuls üçün yeni ifadə aldı. Bu halda həm mexanika tənlikləri həm də elektrodinamika tənlikləri Eynşteyn postulatları və Lorens çevrilmələri ilə uyğun gəldilər.

### § 36. LORENS ÇEVİRİLMƏLƏRİ

Fərz edək ki (şəkil 32):

1.  $oxyz$  və  $o'x'y'z'$  koordinat sistemlərinin uyğun oxları paraleldirlər;
2.  $o'x'y'z'$  koordinat sistemi  $oxyz$  koordinat sisteminə nəzərən  $X$  oxu boyunca sabit ( $\vec{v} = const$ ) sürətlə hərəkət edir;
3. başlanğıc zaman anında ( $t = t' = 0$ ) koordinat sistemlərinin başlanğıcları ( $o$  və  $o'$  nöqtələri) üst üstə düşürlər.



Şəkil 32

Bu halda koordinatlar üçün olan çevrilmələr belədir

$$\left. \begin{array}{l} x' = \gamma(x - vt) \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = \gamma\left(t - \frac{v}{c^2}x\right) \end{array} \right\} \begin{array}{l} x = \gamma(x' + vt) \\ y' = y \\ z = z' \\ t = \gamma\left(t' + \frac{v}{c^2}x'\right) \end{array} \quad (36.1)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad \left(\beta = \frac{v}{c}\right).$$

Sürətlərin toplanma qaydasını tapaq. Bundan ötrü (36.1) ifadəsini differensiallayaq

$$\left. \begin{array}{ll} dx' = \gamma(dx - vdt) & dx = \gamma(x' + vt) \\ dy' = dy & dy = dy' \\ dz' = dz & dz = dz' \\ dt' = \gamma\left(dt - \frac{v}{c^2}dx\right) & dt = \gamma\left(dt' + \frac{v}{c^2}dx'\right) \end{array} \right\}.$$

Buradan alınır ki:

$$\left. \begin{array}{l} \frac{dx'}{dt'} = \frac{\frac{dx}{dt} - v}{1 - \frac{dx}{dt} \cdot \frac{v}{c^2}} \frac{dx}{dt} = \frac{\frac{dx'}{dt'} + v}{1 + \frac{dx'}{dt'} \cdot \frac{v}{c^2}} \\ \frac{dy'}{dt'} = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{dy}{dt} \cdot \frac{1}{1 - \frac{dx}{dt} \cdot \frac{v}{c^2}} \frac{dy}{dt} = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{dy'}{dt'} \cdot \frac{1}{1 + \frac{dx'}{dt'} \cdot \frac{v}{c^2}} \\ \frac{dz'}{dt'} = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{dz}{dt} \cdot \frac{1}{1 - \frac{dx}{dt} \cdot \frac{v}{c^2}} \frac{dz}{dt} = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{dz'}{dt'} \cdot \frac{1}{1 + \frac{dx'}{dt'} \cdot \frac{v}{c^2}} \end{array} \right\} (36.2)$$

Beləliklə klassik mexanikadakı sürətlərin toplanma qaydası işıq sürətinə yaxın sürətlərdə yaramır. Bir sistemdən digərinə keçdikdə sürətlər dəyişirlər.

Əgər  $v \ll c$  (yəni  $v/c \ll 1$ ) olarsa  $v^2/c^2 \rightarrow 0$  və  $\gamma = 1$  olar. Ona görə (36.1) və (36.2)-dən Qalileyin çevirmələri alınır.

Qeyd edək ki, bir ətalət hesablaşma sisteminə digərinə keçdikdə təcillər də saxlanılmır.

### §37. LORENS ÇEVİRMƏLƏRİNDƏN ÇIXAN NƏTİCƏLƏR

1. Cismın sürəti  $v$  işıq sürətindən böyük ola bilməz.

2. Əgər  $\frac{dx'}{dt'} = c$ , yəni cismin (maddi nöqtənin)  $o'x'y'z'$  sistemindəki sürəti  $C$  olarsa,  $oxyz$  sistemində də sürət  $c$  olacaqdır ((36.2) ifadələrində yoxlamaq olar).

3.  $v$  sürəti ilə  $x$  oxu istiqamətində hərəkət edən  $o'x'y'z'$  koordinat sistemində  $o'x'$  oxu üzərində  $l_0$  uzunluqda xətkəşin  $oxyz$  sistemindəki uzunluğu, Lorens çevirmələrinə görə:

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (37.1)$$

olar.

Yəni xətkəşin uzunluğu  $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$  dəfə kiçilir.

Bu nəticələr relyativistik mexanikanın əsaslarını təşkil edir.

## § 38. RELYATIVİSTİK MEXANİKANIN ELEMENTLƏRİ

### 1. Relyativistik kütlə.

Kütlə sürətdən asılı olub

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (38.1)$$

kimi dəyişir.

$m_0$  - cismin sükunətdəki,  $m$  - isə  $v$  sürəti ilə hərəkəti zamanıdakı kütləsidir.

### 2. Relyativistik impuls.

$$\vec{P} = m\vec{v} = \frac{m_0\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0\vec{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (38.2)$$

və ya ekvivalent şəkildə



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

$\mu = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$  işarə etsək  $\vec{P} = \mu\vec{v}$  alırıq və hərəkət tənliyi aşağıdakı şəkilə düşər.

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v} \frac{d\mu}{dt} = \mu \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v} \frac{d\mu}{dv} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} \quad (38.3)$$

Yəni ümumi halda qüvvə ilə təcilin istiqamətləri eyni deyil.

### 3. Relyativist iş və enerji.

Qüvvə yerdəyişmə istiqamətinə paralel və  $t_0 = 0$  anında sürət  $v_0 = 0$  olduqda qüvvənin işini hesablayaq.

Elementar  $vdt$  yerdəyişməsindəki iş

$$dA = Fvdt = vdP \quad (vP = F \cdot dt) \quad (38.4)$$

bərabərdir. (38.4)-dən alırıq

$$dP = m_0c(1 - \beta^2)^{-\frac{3}{2}}d\beta.$$

Onda

$$dA = m_0c \frac{vd\beta}{(\sqrt{1 - \beta^2})} = m_0c^2 \frac{\beta d\beta}{(1 - \beta^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (38.5)$$

ifadəsini inteqrallayıb alırıq

$$\begin{aligned} A &= \int_0^A dA = m_0c^2 \int_0^\beta \frac{\beta d\beta}{(1 - \beta^2)^{3/2}} = \\ &= m_0c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \end{aligned} \quad (38.6)$$

Bu iş, cismin (maddi nöqtənin) əldə etdiyi kinetik enerjisinə bərabərdir:

$$W = m_0c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \quad (38.7)$$

$$(1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2}\beta^2 + \frac{1}{4}\beta^4 + \dots$$

ifadəsindən istifadə edib kinetik enerji üçün alırıq

$$W_k = m_0 c^2 \frac{1}{2} \beta^2 = \frac{m_0 v^2}{2}.$$

Bu klassik mexanikaya uyğundur.

(38.6)-dan alınır ki,

$$W_k + m_0 c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = E \quad (38.8)$$

Burada  $m_0 c^2$ -in ölçü vahidi enerji vahidi olduğu Eynşteynə sükunət kütləsinin ( $m_0$ ) enerji ilə əlaqəsini söyləməyə imkan vermişdir. Ona görə (38.8) ifadəsi cismin tam ( $E$ ) enerjisini təyin edir.

(38.8) ifadəsini başqa şəkildə yazaq

$$E = mc^2 = m_0 c^2 + W_k$$

burada  $E_0 = m_0 c^2$  sükunət enerjisi,  $E = mc^2$  tam enerjidir.

(38.8) ifadəsində (38.3) ifadəsini nəzərə alaq

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = m_0 c^2 \sqrt{\frac{1 + \beta^2 - \beta^2}{1 - \beta^2}} = m_0 c^2 \sqrt{\frac{\beta^2}{1 - \beta^2} + 1} =$$

$$= c \sqrt{\frac{m_0^2 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} + m_0^2 c^2} = c \sqrt{P^2 + m_0^2 c^2} \quad (38.9)$$

Bu ifadədən çıxan nəticələrə baxaq:

- Cisim sükunətdədirsə ( $P=0$ )  $E = E_0 = m_0 c^2$  olur.

Yəni sükunətdə olan cisim

$$E = m_0 c^2 \quad (38.10)$$

yəni kinetik enerji tam enerji ilə sükunət enerjisinin fərqinə bərabərdir;

- $m_0 = 0$  olarsa,  $E=Pc$  alınır. Yəni elə fiziki obyektlər var ki, onların sükunət kütləsi olmadığı halda impulsa və enerjiyə malikdirlər, onlar heç bir hesablama sistemində sükunətdə ola bilmir. Belə obyektə misal olaraq fotonları göstərmək olar. Fotonlar işıq sürəti ilə hərəkət edir və

$$P = \frac{E}{c} \quad (38.12)$$

impulsuna malikdir.

## VII FƏSİL HİDRODİNAMİKA

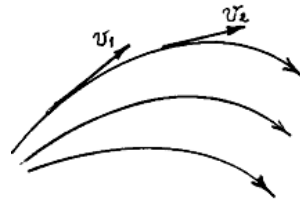
### § 39. MAYELƏRİN XASSƏLƏRİ. MAYELƏRİN AXINI

Maye xassəsinə görə qazla bərk cisim arasında orta bir vəziyyət tutur. Mayelər müəyyən həcmə malik, amma forması olmayan cisimlərə deyirlər.

Mayelərin molekulları arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvələri güclüdür və buna görə mayelər az sıxılmaya malikdirlər. Bundan başqa mayelər axımlılıq xassəsinə malikdirlər. Bu xassəyə görə mayelər olduğu qabın formasını alır.

Mayenin hərəkətini öyrənərkən onun molekulyar quruluşuna varmadan ona arasıkəsilməz mühit kimi baxırlar.

Mayenin bütün nöqtələrinin sürəti qiymət və istiqamətləri zamana görə dəyişməzsə belə axına stasionar axın deyilir. Mayenin hərəkətini cərəyan xətləri vasitəsi ilə təsvir edirlər. Cərəyan xətləri axan maye daxilində götürülmüş elə xətlərdir ki, onların hər bir nöqtəsinə çəkilmiş toxunan həmin nöqtədə maye hissəciyinin sürəti istiqamətində yönəlidir. Cərəyan xətləri kəsilmirlər, kəsişmirlər və onların sıxlığı mayenin axın sürəti ilə mütənəsidir (şəkil 33).



Şəkil 33

Maye axınının cərəyan xətləri ilə hüdudlanmış hissəsinə cərəyan (axın) borusu deyilir.

Mayenin boruda axması zamanı cərəyan borusu borunun



kəsiyi sahəsinin həmin en kəsiyə uyğun sürətə hasili verilmiş cərəyan borusu üçün sabit kəmiyyətdir:

$$S_1 v_1 = S_2 v_2 = const \quad (39.1).$$

Buna axının kəsilməzliyi şərti deyilir.

Mayelər praktiki olaraq sıxılmaz olduğundan  $S_1$  və  $S_2$  en kəsiklərdən hər saniyədə eyni həcmdə maye axır. Bu maye həcminə mayenin həcmi sərfiyyatı deyirlər və  $m^3 san$  - ilə ölçürlər.

## § 40. BERNULLİ TƏNLIYI

Hərəkət zamanı, real maye hissəciklərinin qarşılıqlı təsiri nəticəsində daxili sürtünmə meydana gəlir. Daxili sürtünməsi olmayan mayeyə ideal maye deyilir.

İxtiyari (mail) vəziyyətdə yerləşmiş elementar cərəyan borusundan axan ideal mayenin hərəkətinə baxaq (şəkil 35).

Kiçik  $\Delta t$  müddətində 1-2 kəsirlər arasında olan müəyyən həcmli maye 1'-2' vəziyyətinə keçərsə  $S_1$  və  $S_2$  kəsirlərdən eyni olan kiçik silindrik maye həcmli keçər

$$\Delta V = S_1 v_1 \Delta t = S_2 v_2 \Delta t \quad (40.1)$$

Mayenin belə dəyişməsi zamanı 1'-2' həcmdə enerji sabit qalır. Ona görə enerjinin dəyişməsi  $\Delta m = \rho \Delta V$  ( $\rho$  - mayenin sıxlığıdır) kütləli mayenin 1-1'-dən 2-2'-dək yerdəyişməsi ilə əlaqədardır. Bu zaman xarici qüvvələrin işi (təzyiq və ağırlıq qüvvəsi) mayenin kinetik enerjisinin dəyişməsinə bərabərdir

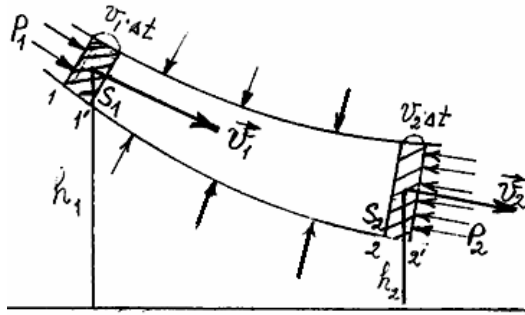
$$A_p + A_{ağ} = \frac{\Delta m v_1^2}{2} - \frac{\Delta m v_1^2}{2} \quad (40.2).$$

1-2 həcmnin yanlarına təsir edən təzyiq qüvvələrinin işi

$$A_p = P_1 S_1 v_1 \Delta t - P_2 S_2 v_2 \Delta t = P_1 \Delta V - P_2 \Delta V \quad (40.3).$$

$$A_{ağ} = \Delta mg(h_1 - h_2) = \Delta mgh_1 - \Delta mg \quad (40.4).$$

Burada  $h_1$  və  $h_2$  - mayenin  $\Delta m$  kütləsinin ağırlıq mərkəzinin müəyyən üfüq üzərində olan hündürlükləridir.



Şəkil 35

(40.3) və (40.4) ifadələrini (40.2)- də nəzərə alaraq

$$P_1 \Delta V - P_2 \Delta V + \Delta mgh_1 - \Delta mgh_2 = \frac{\Delta m v_2^2}{2} - \frac{\Delta m v_1^2}{2}.$$

Hər iki tərəfi  $\Delta V$ -ə bölək

$$P_1 - P_2 + \frac{\Delta m}{\Delta V} gh_1 - \frac{\Delta m}{\Delta V} gh_2 = \frac{\frac{\Delta m}{\Delta V} v_2^2}{2} - \frac{\frac{\Delta m}{\Delta V} v_1^2}{2}$$

$\frac{\Delta m}{\Delta V} = \rho$  olduğundan

$$P_1 - P_2 + \rho gh_1 - \rho gh_2 = \frac{\rho v_2^2}{2} - \frac{\rho v_1^2}{2}$$

və ya

$$\frac{\rho v_1^2}{2} - \rho gh_1 + P_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho gh_2 + P_2$$

Burada  $S_1$  və  $S_2$  kəsikləri ixtiyari olaraq götürüldüyündən demək olar ki, istənilən axın borusu üçün

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho gh + P = const \quad (40.5)$$

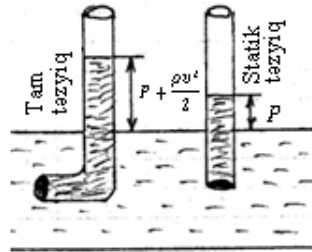
statik,  $\frac{\rho v^2}{2}$  - dinamik,  $\rho gh$  - hidrostatik təzyiqlər adlanır. Bu təzyiqlərin cəminə tam təzyiqlər deyilir.

**Bernulli tənliyindən alınan bəzi nəticələr.**

- 1) Cərəyan borusu üfüqi vəziyyətdə (şəkil 36) olduqda  $h_1 = h_2$  olur. Onda

$$P + \frac{\rho v^2}{2} = const$$

Buradan belə bir nəticə çıxır ki, ideal maye üfüqi axın borusunda axarkən, təzyiqlər çox olan yerdə sürət kiçik, təzyiqlər az olan yerdə isə sürət böyük olur.



Şəkil 36

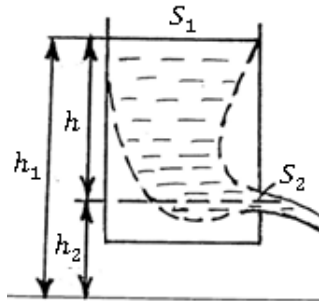
Bernulli tənliyi ideal maye üçün çıxarıldığına baxmayaraq, o az özlüklü mayelər üçün (su, bensol, aseton və.s) və sıxılmasını nəzərə almamaq mümkün olan qazlar üçün (axın sürəti səs sürətindən az olan halda) ödənilir.

- 2) Maye, en kəsiyinin sahəsi kifayət qədər böyük olan silindrik qabın divarından açılmış kiçik deşikdən axarsa (şəkil 37):

$$P_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} + \rho gh_1 = P_2 + \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho gh_2$$

$S_1 \gg S_2$  olduğundan  $v_2 \gg v_1$

olur.



Şəkil 37

Onda praktik olaraq  $v_1 \approx 0$  qəbul etmək olar.

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

$h_1 = h_2 = h$  olduğundan

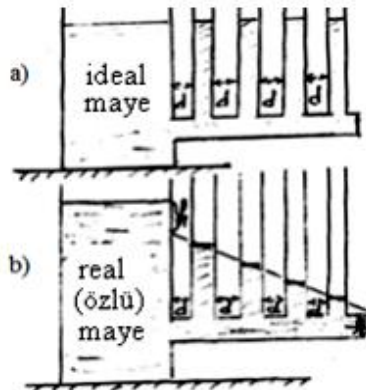
$$\begin{aligned} v_2^2 &= 2gh \\ v_2 &= \sqrt{2gh} \end{aligned} \quad (40.6)$$

alırıq. Bu Torriçelli düsturu adlanır.

Bu düsturdan görünür ki, mayenin açıq səthindən  $h$  dərinlikdə yerləşən çox kiçik deşikdən axma sürəti, həmin hündürlükdən sərbəst düşən cismin sürətinə bərabərdir.

#### § 41. REAL MAYENİN BORUDA AXINI. ÖZLÜLÜK. LAMİNAR VƏ TURBULENT AXIN. REYNOLDS ƏDƏDİ

En kəsiyi sabit olan üfüqi boruya bir-birindən eyni məsafədə yerləşməklə qoyulmuş şaquli borularda görünüşü ideal maye üçün eyni olduğu halda (şəkil 38a), real maye üçün borunun ucuna doğru uzaqlaşdıqca şaquli borularda mayenin səviyyəsi xətti olaraq azalır (şəkil 38b). Özlü mayenin axması zamanı təzyiqin belə azalması daxili sürtünmə qüvvəsinə qarşı görülən işlə əlaqədardır. Sürtünmə qüvvəsinə qarşı görülən işin miqdarı böyüdükcə Bernulli tənliyindən kənara



Şəkil 38

çıxma da çoxalır. Bu zaman mexaniki enerjisinin bir hissəsi daxili enerjiyə çevrilir. Maye axarkən onun en kəsiyi boyunca müxtəlif



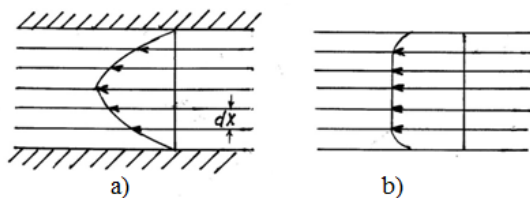
hərəkət edən laylar böyük sürətlə hərəkət edən laylara təsir edərək, onların sürətini yavaşıtmağa çalışır. Maye layları arasındakı bu qarşılıqlı təsir qüvvəsi daxili sürtünmə qüvvəsi (özlülük) adlanır.

Bu qüvvənin modulu layların toxunma səthləri sahəsindən ( $S$ ) və  $\frac{dv}{dx}$  sürət qradiyentindən ( $S$  səthinə perpendikulyar istiqamətdə sürətin vahid uzunluğa düşən dəyişməsi) asılıdır

$$F = \eta \left| \frac{dv}{dx} \right| S \quad (41.1)$$

Burada  $\eta$ -özlülük əmsalı adlanır, ölçü vahidi puazdır ( $Pz$ ) ( $1 (N \cdot s) / m^2 = 10Pz$ ). Qiyməti isə mayenin növündən və halından (temperaturundan) asılıdır. Özlülük əmsalı Stoks üsulu ilə təyin edilir.

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



Şəkil 39

Laminar axın zamanı maye hissəcikləri bir birinə paralel müstəvilər üzrə hərəkət edir. Axın zamanı bu laylar bir-birinə qarışmadan biri digərinə nəzərən sürüşərək hərəkət edir. Laminar axın zamanı (şəkil 39a) axının en kəsiyi boyunca sürət parabolik qanunla dəyişir, hər nöqtəyə uyğun sürət sabit qalır. Deməli, laminar axın stasionar (qərarlaşmış) axındır.

Boruda mayenin axması xarakteri mayenin xassəsindən ( $\rho$ ) ( $\eta$ ), axma sürətindən ( $v$ ), borunun radiusundan ( $r$ ) asılıdır. Mayenin axması xarakteri Reynolds ədədi adlanan kəmiyyətlə xarakterizə edilir və aşağıdakı düsturla təyin olunur

$$R = \frac{\rho v r}{\eta} \quad (41.2)$$

burada  $\eta$ - mayenin özlülüyüdür,  $R$ -adsız kəmiyyətdir.

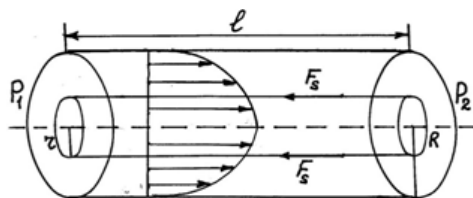
$\nu = \frac{\eta}{\rho}$ - kəmiyyəti kinematik özlülük adlanır. Kinematik özlülükdən fərqli olaraq  $\eta$  dinamik özlülük adlanır.

Reynolds ədədi ( $R$ ) hidro- və aerodinamikada çox böyük rol oynayır.  $R$ -in kiçik qiymətlərində axın laminar, müəyyən böhran qiymətindən başlayaraq axın turbulent olur. Silindrik boruda axan su üçün  $R_{böh} = 1000$ .

$R$  eyni olan halda müxtəlif qaz və mayələrin müxtəlif radiuslu borularda axını tamamilə eyni xarakterli olur.

## § 42. REAL MAYENİN LAMİNAR AXINI

Real mayenin üfüqi vəziyyətdə qoyulmuş  $l$  uzunluqlu və  $R$  radiuslu silindrik borudan laminar axımında mayenin boruda sürətə görə paylanması qanununu tapan (şəkil 40).



Şəkil 40

Silindrik boru ilə eyni oxa malik olan  $r$  radiuslu maye

Təzyiq qüvvələrinin modulu

$$F = PS = (P_1 - P_2)\pi r^2 \quad (42.1)$$

bərabərdir.

Sütunun xarici səthinə təsir edən, onu tormozlaşdıran sürtünmə qüvvəsi

$$F_s = \eta \left| \frac{dv}{dt} \right| 2\pi r l = -\eta \frac{dv}{dt} 2\pi r l \quad (42.2)$$

kimidir. Burada  $S_{yan} = 2\pi r l$  - silindrin yan səthinin sahəsidir, mənfə işarəsi  $F_s$  istiqamətinin maye hərəkətinin əksinə olduğunu göstərir.

Stasionar axında  $a = 0$  olduğundan  $F = F_s$ , yəni

$$(P_1 - P_2)\pi r^2 = -\eta \frac{dv}{dt} 2\pi r l$$

olur. Buradan

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

İntegrallayaraq alırıq

$$v = \int dv = -\int \frac{P_1 - P_2}{2l\eta} r dr = -\frac{P_1 - P_2}{4l\eta} r^2 + C \quad (42.3)$$

İntegrallama sabiti  $C$  -ni, borunun divarı üzərində (yəni  $r = R$ ) mayenin hərəkət sürəti  $v = 0$  olur. Onda (42.3) - dən alırıq

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

Bu ifadəni (42.3) - də nəzərə alaq:

$$v(r) = \frac{P_1 - P_2}{4\eta l} (R^2 - r^2) = \frac{P_1 - P_2}{4\eta l} R^2 \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (42.4)$$

Borunun oxundakı sürət

$$v_0 = v(0) = \frac{P_1 - P_2}{4\eta l} R^2 \quad (42.5)$$

olduğundan (42.4) ifadəsini belə yazmaq olar

$$v(r) = v_0 \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (42.6)$$

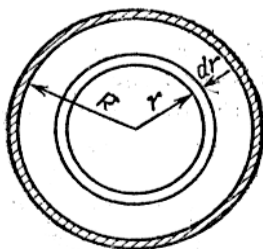
Buradan görünür ki (şəkil 40), laminar axında radial istiqamətdə sürət parabolik qanunu üzrə dəyişir.

### § 43. PUAZEYL DÜSTURU

Vahid zamanda borunun en kəsiyindən keçən mayenin həcmi ( $V$ ) tapaq. Bunun üçün (42.6) düsturundan istifadə edək.

Borunun en kəsiyini bir-birindən  $dr$  məsafədə olan halqalara bölək (şəkil 41). Vahid zamanda  $r$  radiuslu halqadan keçən mayenin həcmi ( $dV$ ), halqanın sahəsinin ( $2\pi r dr$ ) borunun oxundan  $R$  məsafədəki sürətə hasilinə bərabərdir

$$dV = v(r) 2\pi r dr = v_0 \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} \right) 2\pi r dr$$



Şəkil 41

Yəni

$$dV = v_0 \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} \right) 2\pi r dr = v(r) 2\pi r dr \quad (43.1)$$

Bu ifadəni 0-dan  $R$ -ə qədər inteqrallasaq borunun en kəsiyindən  $t$  müddətdə keçən maye həcmi taparıq

$$\begin{aligned} V &= \int_0^R dV = \int_0^R v_0 \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} \right) 2\pi r dr = \\ &= \frac{1}{2} \pi R^2 v_0 = \frac{1}{2} S v_0 \end{aligned} \quad (43.2)$$

$S = \pi R^2$  - borunun en kəsiyinin sahəsidir.

Bu ifadədən görünür ki, laminar axında sürətin orta qiyməti

ifadəsini (43.2)- də yerinə yazaq

$$V = \frac{(P_1 - P_2)\pi R^4}{8l\eta} \quad (43.3)$$

Bu Puazeyl düsturu adlanır. Ona əsasən məlum  $P_1, P_2, R, l, t$  və  $v$  -yə görə mayenin özlülüyünü təyin etmək olar.

#### **§ 44. CİSMİN MAYE DAXİLİNDƏ HƏRƏKƏTİ. STOKS DÜSTURU**

Maye daxilində hərəkət edən cismə müqavimət qüvvəsi təsir edir. Bu qüvvənin qiyməti bir çox amillərdən asılıdır və onun hesablanması üçün düstur mövcud deyil.

Kiçik sferik formalı cisimlərin özlü mayədə böyük olmayan sürətlə hərəkəti zamanı cismə təsir edən müqavimət qüvvəsi Stoks düsturu ilə hesablanır

$$F = 6\pi r\eta v = c\eta v \quad (44.1)$$

Burada  $r$  - kürəciyin radiusu,  $v$  - onun sürəti,  $c = 6\pi$  - mütənasiblik əmsalı,  $\eta$  - mayenin özlülüyüdür. Mütənasiblik əmsalı ( $c$ ) cismin formasından asılıdır. Məsələn kürə üçün  $c = 6\pi$ . Bu düsturun vasitəsi ilə laborator şəraitdə mayenin özlülüyünü təyin edirlər.

*İkinci bölmə*  
**MOLEKULYAR FİZİKA VƏ TERMODİNAMİKA**

**VIII FƏSİL**  
**QAZLARIN KİNETİK NƏZƏRİYYƏSİ**

**§ 45. STATİSTİK FİZİKA VƏ TERMODİNAMİKA.**  
**MOLEKULYAR KİNETİK NƏZƏRİYYƏ**

Çoxlu sayda zərrəciklərdən (atom və molekulardan) ibarət olan cisimlərə makroskopik cisimlər deyilir. Makroskopik cisimlərdə baş verən prosesləri iki üsulla tədqiq edirlər- statistik və termodinamik.

Fizikanın makrocisimlərin xassələrini, onları təşkil edən zərrəciklərin (atom və molekulların) xassələri və qarşılıqlı təsiri ilə izah edən bölməsi statistik fizika adlanır.

Bundan fərqli olaraq, fizikanın makrocisimlərin xassələri və onlarda baş verən prosesləri makrocismin mikroskopik təbiətinə (yəni atom və molekulardan ibarət olduğuna) varmadan izah edən bölməsi termodinamika adlanır.

Molekulyar kinetik nəzəriyyəyə görə bütün cisimlər atom və molekulardan təşkil olunmuşdur; onlar daima nizamsız hərəkətdə olur və aralarında qarşılıqlı təsir qüvvələri (eyni zamanda cazibə və itələmə qüvvələri) mövcuddur. Molekulyar fizika statistik metodlardan istifadə edərək maddənin quruluşu və xassələrini öyrənir. Bu zaman ayrı-ayrı molekulların hərəkəti yox, onların birgə hərəkətlərinin nəticələri öyrənilir.

**§ 46. TERMODİNAMİK SİSTEM VƏ ONUN HALI**

Termodinamik sistem bir-birindən temperatur, təzyiq, həcm, sıxlıq,  $(T, P, V, \rho)$  və s. ilə fərqlənən müxtəlif hallarda ola bilər. Sistemin halını xarakterizə edən bu kimi kəmiyyətlər hal parametrləri adlanırlar.

Xarici mühitlə nə enerji nə də maddə mübadiləsi olmayan termodinamik sistemə qapalı sistem deyilir.

Termodinamik sistemin bir haldan digərinə keçməsi termodinamik proses adlanır.

Əgər hər hansı xarici bir səbəbin təsiri olmadan hal parametrləri uzun müddət dəyişməz qalarsa, termodinamik sistemin belə halına tarazlaşmış hal deyirlər. Hal parametrlərdən heç olmazsa biri dəyişərsə termodinamik sistemin halına tarazlaşmamış hal deyirlər.

Sonsuz yavaş gedən prosesdə qazın halı hər zaman tarazlaşmış olacaq. Belə proses tarazlaşmış hallar ardıcılığından ibarətdir.

## § 47. İDEAL QAZIN HAL TƏNLİYİ

Hər hansı cismin halını xarakterizə edən hal parametrləri arasındakı əlaqəni müəyyən edən tənliyə bu cismin hal tənliyi deyilir.

İdeal qazın halını qazın temperaturu  $(T)$ , təzyiqi  $(P)$ , həcmi  $(V)$  və kütləsi  $(m)$  müəyyən edir. Təcrübələrlə müəyyən edilmişdir ki, ideal qaz üçün

$$\frac{PV}{T} = \text{const} = b \quad (47.1)$$

Burada  $b$  - qazın kütləsi ilə mütənasib olan sabitdir. 1 mol qaz üçün  $b$  sabitini  $R$  isarə edək. Onda 1 mol qazın həcmi  $V$  isarə

Avoqadro qanununa əsasən 1 mol qazın həcmi normal şəraitdə ( $T_0=273K$  və  $P_0 = 1.013 \cdot 10^5 Pa$  olduqda)

$$V_\mu = 22.4l = 22.4 \cdot 10^{-3} m^3$$

bərabərdir. Onda

$$R = \frac{PV_\mu}{T} = \frac{1.013 \cdot 10^5 \cdot 22.4 \cdot 10^{-3}}{273} \approx 8.31 \frac{C}{mol \cdot K}$$

olur.

İstənilən  $m$  kütləli qaz üçün hal tənliyi almaq üçün (47.2) ifadəsini  $\frac{m}{M}$ -ə vuraq

$$P \cdot \frac{mV_\mu}{M} = \frac{m}{M} RT$$

$M$  – 1 molun kütləsidir (molyar kütlə).

$\frac{mV_\mu}{M} = V$ - ifadəsi kütləsi  $m$  olan qazın həcmi olduğundan

$$PV = \frac{m}{M} RT \quad (47.3)$$

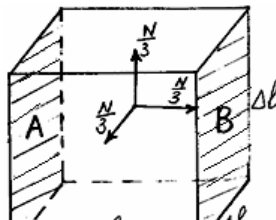
alırıq. (47.3) ifadəsinə Mendeleyev-Klapeyron tənliyidə deyirlər.

(47.1), (47.2) və (47.3) tənlikləri ideal qazın hal tənlikləridir.

## § 48. KİNETİK NƏZƏRİYYƏNİN ƏSAS TƏNLIYİ

Qazın təzyiqi ilə molekulların kütləsi, sayı və orta sürəti arasında əlaqəni ifadə edən tənlik qazların kinetik nəzəriyyəsinin əsas tənliyi adlanır. Bu tənliyi ideal qaz üçün çıxaraq.

Fərz edək ki (şəkil 42), kub içərisində həcmi  $V$  və bir tilinin uzunluğu  $\Delta l$  olan ideal qazın molekullarının sayı  $N$  - dir. Molekullar





Hər tərəfə şərait eyni olduğundan , heç bir istiqamətdə hərəkət sürətinə üstünlük verilmir. Kubun A və B divarları arasında  $\frac{1}{3} N$  sayda molekul hərəkət edəcəkdir.  $v$  sürəti ilə hərəkət edən  $m_0$  kütləli molekul qabın divarına toxunaraq ( $-v$ ) sürəti ilə geri qayıdacaqdır. Bir molekulun hər dəfə divara toxunarkən hərəkət miqdarının dəyişməsi aşağıdakı kimidir

$$m_0v - (-m_0v) = 2m_0v$$

Hərəkət miqdarının dəyişməsi qüvvə impulsuna bərabərdir:

$$F_0\Delta t = 2m_0v \quad (48.1)$$

Burada  $F_0$  - bir molekulun qabın divarına göstərdiyi təsir qüvvəsi,  $\Delta t$  - qarşı-qarşıya olan iki divar arasındakı  $\Delta l$  məsafəsini gedib qayıtması üçün sərf olunan zamandır. Başqa sözlə

$$\Delta t = \frac{2\Delta l}{v} \quad (48.2)$$

(48.2) ifadəsini (48.1)-də nəzərə alsaq

$$F_0 = \frac{m_0v^2}{\Delta l} \quad (48.3)$$

olar. Qabın bir üzünə göstərilən ümumi təsir ( $F$ ) qüvvəsini tapmaq üçün (48.3) ifadəsini molekulların  $\frac{1}{3} N$  sayına vurmaq lazımdır

$$F = \frac{1}{3} N \cdot F_0 = \frac{1}{3} N \frac{m_0v^2}{\Delta l}$$

Bu ifadənin hər tərəfini  $\Delta l^2 = \Delta S$  sahəsinə bölək

$$\frac{F}{\Delta l^2} = \frac{1}{3} N \frac{m_0v^2}{\Delta l^3}$$

Burada  $\frac{F}{\Delta l^2} = P$  təzyiq,  $\Delta l^3 = V$  həcm və  $\frac{N}{V} = n$  vahid həcm-

Bu kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyidir. Bu tənliyi ilk dəfə Klauzius çıxarmışdır.

Burdakı  $v$  sürəti orta kvadratik sürət adlanır. Orta kvadratik sürət molekulların sürətləri kvadratlarının orta qiymətidir

$$\bar{v}^2 = \frac{v_1^2 + v_2^2 + v_3^2 + \dots + v_n^2}{N}$$

(48.4) ifadəsinin sağ tərəfini 2-yə vurub və bölək

$$P = \frac{2}{3} n \frac{m_0 \bar{v}^2}{2} \quad (48.5)$$

olduğunu alırıq.

Burada  $\frac{m_0 \bar{v}^2}{2} = \bar{W}$  -bir molekulun irəliləmə hərəkətinin orta kinetik enerjisidir. Deməli

$$P = \frac{2}{3} n \bar{W} \quad (48.6)$$

(48.5) və (48.6) ifadələri kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyinin başqa şəklidir.

## § 49. KINETİK NƏZƏRİYYƏNİN ƏSAS TƏNLIYİNDƏN ÇIXAN NƏTİCƏLƏR

### 1. Qaz molekullarının orta kvadratik sürəti.

$$P = \frac{1}{3} m_0 n \bar{v}^2 = \frac{1}{3} m_0 \frac{N}{V} \bar{v}^2 \quad (49.1)$$

Burada  $m_0 N = m$  - qazın kütləsi olduğundan,  $\frac{m_0 N}{V} = \frac{m}{V} = \rho$  - qazın sıxlığıdır.

Onda

$$P = \frac{1}{3} \rho v^2$$

olar. Buradan

alırıq. Burada  $P/\rho$  sabit olduğundan qaz molekullarının sürətinin nədən asılı olduğunu araşdırırıq.

Məlumdur ki, ((49.1)-dən alınır)

$$PV = \frac{1}{3} m\bar{v}^2$$

Əgər qazın miqdarı 1 mol olarsa ( $M = m$ )

$$PV = RT = \frac{1}{3} M\bar{v}^2$$

olur. Buradan alırıq

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad (49.3)$$

Qazın orta kvadratik sürəti  $\sqrt{T}$  ilə düz mütənasibdir.

Otaq şəraitində ( $T = 290K$ ) hidrogen ( $m_0 = M = 2 \frac{kg}{kmol}$ ) molekullarının sürətini hesablayırıq ( $R = 8.31 \cdot 10^3 \frac{C}{kmol \cdot K}$ )

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3 \cdot 8.31 \cdot 290 \cdot 10^3}{2}} = 1800 \frac{m}{s}$$

Molekulların belə bir sürətlə hərəkət etməsinə baxmayaraq, həmin hərəkət nizamsız olduğundan hiss olunur.

## ***2. Qaz molekulunun irəliləmə istilik hərəkətinin orta kinetik enerjisi***

Kinetik nəzəriyyənin əsas tənliyini yazırıq

$$PV = \frac{2}{3} N \frac{m_0 \bar{v}^2}{2} = \frac{2}{3} NW \quad (49.4)$$

$PV=RT$  olduğundan

$$RT = \frac{2}{3} NW$$

və ya

$$\bar{W} = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T = \frac{3}{2} kT \quad (49.5)$$

Buradan görünür ki, qaz molekullarının irəliləmə hərəkətinin orta kinetik enerjisi ancaq qazın mütləq temperaturundan asılıdır. Burada  $R/N_A = k$  - hər molekulun payına düşən qaz sabitidir. (49.5) ifadəsini (49.4)-də nəzərə alsaq

$$PV = \frac{2}{3} N \frac{3}{2} kT = NkT$$

və ya

$$P = \frac{N}{V} kT = nkT \quad (49.6)$$

alınar. Burada  $n = \frac{N}{V}$ .

### 3. İdeal qaz qanunlarının izahı.

a) Eyni qaz kütləsi üçün iki müxtəlif temperaturda  $T_0 = 273 \text{ K}$  və  $T \text{ K}$ -də əsas tənliyi yazaq

$$\left. \begin{aligned} PV &= \frac{2}{3} N \frac{m_0 \bar{v}^2}{2} \\ P_0 V_0 &= \frac{2}{3} N \frac{m_0 \bar{v}_0^2}{2} \end{aligned} \right\}$$

Bu tənlikləri tərəf-tərəfə bölsək alarıq

$$\frac{PV}{P_0 V_0} = \frac{v^2}{v_0^2}$$

Sürətlərin nisbəti

$$\frac{v^2}{v_0^2} = \frac{T}{T_0} = \frac{273 + t}{273} = 1 + \frac{1}{273} t = 1 + \alpha t$$

olduğuna görə

$$PV = P_0 V_0 (1 + \alpha t) \quad (49.7)$$

alınır

$T = const$  olduqda  $mv^2/2 = const$  olur və müəyyən qaz kütləsi üçün əsas tənlik belə olur  $PV = const$ . Bu da Boyle-Mariot qanunudur.  $PV$ -nin sabit temperaturda dəyişməsi, sabit temperaturda müəyyən qaz kütləsinin enerjisinin sabit qalması deməkdir.

**b)** Eyni həcmli ( $V = V_1$ ), eyni təzyiqdə ( $P = P_1$ ) və eyni temperaturda ( $T = T_1$ ) olan qazlar üçün əsas tənliyi yazaq

$$PV = \frac{2}{3}N \frac{m_0 v^2}{2}$$

$$P_1 V_1 = \frac{2}{3}N_1 \frac{m_0 v_1^2}{2}$$

Burada  $N$  və  $N_1$ - molekulların sayıdır.

Şərtə görə  $P = P_1$  və  $V = V_1$ , yəni  $PV = P_1 V_1$  və ya

$$\frac{2}{3}N \frac{m_0 v^2}{2} = \frac{2}{3}N_1 \frac{m_0 v_1^2}{2}$$

$T = T_1$  olduğundan  $m_0 v^2/2 = m_0 v_1^2/2$  (yəni  $v = v_1$ ) olur. Ona görə  $N = N_1$  olacaqdır. Bu onu göstərir ki, eyni şəraitdə ( $P$  və  $T$  eyni olduqda) eyni həcmdə olan müxtəlif qaz molekulların sayı eyni olur. Bu Avaqadro qanunudur.

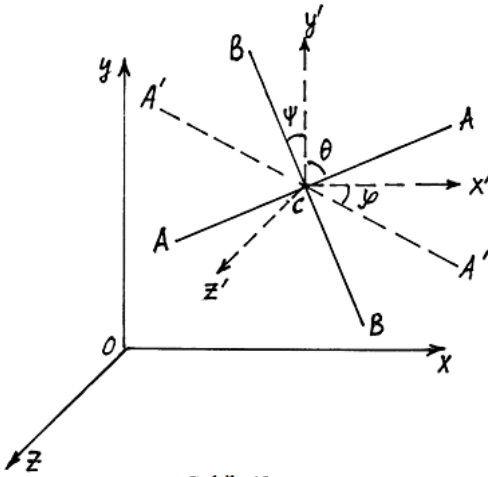
## **§ 50. SƏRBƏSTLİK DƏRƏCƏSİ. ENERJİNİN SƏRBƏSTLİK DƏRƏCƏSİNƏ GÖRƏ PAYLANMASI**

Cismin sərbəstlik dərəcəsinin sayı, fəzada həmin cismin vəziyyətini təyin etmək üçün lazım olan asılı olmayan koordinatların sayına bərabərdir.

Maddi nöqtənin fəzadakı vəziyyəti 3 dekart koordinatı ( $x, y, z$ ) və ya 3 sferik ( $\varphi, \vartheta, \psi$ ) koordinatı vasitəsi ilə müəyyən edilir (şəkil 43).

Bərk cismin fəzadakı vəziyyəti onun kütlə mərkəzi-nin

Sərbəstlik dərəcəsinin sayı  $i$  ilə işarə olunur.



Şəkil 43

Bir atomlu qaz molekulu üçün  $i = 3$ . İki atomluqaz molekulu üçün  $i = 5$ . Üç və çoxatomlu qaz molekulu üçün  $i = 6$ .

Məlumdur ki, qaz molekullarının irəliləmə istilik hərəkətinin orta kinetik enerjisi

$$\bar{W} = \frac{3}{2} kT$$

Biratomlu mole-kullar yalnız irəliləmə hərəkətində olurlar. İki və çoxatomlu molekullar irəliləmə hərəkətindən başqa fırlanma və rəqətmə hərəkətini də edirlər. Molekulun ümumi enerjisi, bu üç enerjiddən ibarətdir.

Molekulun hər üç hərəkət payına düşən enerjinin miqdarını enerjinin sərbəstlik dərəcəsinə görə paylanması qanunu müəyyən edir: hər sərbəstlik dərəcəsinə orta hesabla eyni  $1/2 \cdot kT$ -ə bərabər olan enerji düşür.

bərabər olar. Onda

Bir atomlu qaz molekulu üçün  $W = \frac{3}{2}kT$ .

İki atomluqaz molekulu üçün  $W = \frac{5}{2}kT$ .

Üç və çoxatomlu qaz molekulu üçün  $W = 3kT$ .

Gördüyümüz kimi, ideal qazın daxili enerjisi onun həcmindən asılı olmayıb, qazın mütləq temperaturu ilə mütənasibdir.

## **IX FƏSİL**

### ***TERMODİNAMİKANIN BİRİNCİ QANUNU***

#### **§ 51. TERMODİNAMİK SİSTEMİN DAXİLİ ENERJİSİ**

Hər hansı cismin daxili enerjisi aşağıdakılardan ibarətdir:

1. molekulların irəliləmə və fırlanma hərəkətinin kinetik enerjisi;
2. atomların molekul daxili rəqsi hərəkətinin kinetik və potensial enerjisi;
3. molekullar arasındakı qarşılıqlı təsirin potensial enerjisi;
4. molekul daxili enerji (atomların elektronların enerjisi və nüvə enerjisi).

Cismin kinetik enerjisi və xarici sahədəki potensial enerjisi daxili enerjiyə daxil deyillər. Termodinamikada daxili enerji dedikdə yalnız sistemin (cismin) termodinamik halından asılı enerji nəzərdə tutulur. Ona görə, molekul daxili enerji termodinamikada sabit qaldığından daxili enerjiyə daxil edilmir.

Termodinamik düsturlarda daxili enerjinin özü yox, onun dəyişməsi yaxud hər hansı törəməsi daxil olur.

Hər-hansı bir haldan digər hala keçdikdə sistemin daxili enerjisinin dəyişməsi bu keçidin hansı proseslə baş verdiyindən asılı deyil. Dövrü prosesdə sistemin daxili enerjisinin dəyişməsi sifira bərabər olur

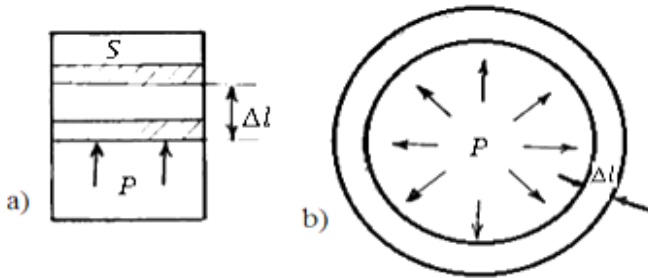
$$\oint dU = 0.$$

Daxili enerji sistemin halının funksiyasıdır.

#### **§ 52. HƏCMİN DƏYİŞMƏSİ ZAMANI GÖRÜLƏN İS**



qaldırırki, onun təzyiği dəyiş-mir ( $P = const$ ). Qaz porşənə  $F =$



Şəkil 44

$PS$  qüvvəsi ilə təsir edərək

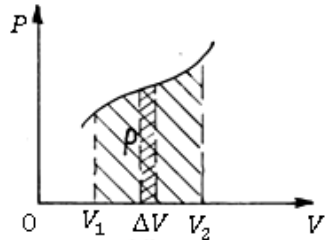
$$\Delta A = F \Delta l = PS \Delta l = P \Delta V$$

işini görür ( $\Delta V = V_2 - V_1$ ).

Elementar iş (yəni  $\Delta l \rightarrow 0$  olduqda)  $dA = PdV$  olar.

Qaz genişləndikdə  $\Delta V > 0$  və  $\Delta A > 0$  olur. Qaz sıxıldıqda  $\Delta V < 0$  və  $\Delta A < 0$  olur.

Onda həcmnin dəyişməsi ( $\Delta V$ ) böyük olduqda görülən iş elementar işin inteqrallaması ilə hesablanır.



$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV \quad (52.1).$$

Bu bütün növ genişlənmələr üçün doğrudur. (şəkil 44 b).

Dönən proses zamanı həcmnin  $V_1$  qiymətindən  $V_2$  qiymətində dəyişməsi zamanı cismin gördüyü iş (şəkil 45) qiymətə  $V$  oxu  $P = f(V)$  əyrisi və ya  $V_1$  - ilə  $V_2$  xəttlərin əmələ gətirdiyi fiqurun sahəsinə bərabərdir.

Dönən dairəvi proses zamanı görülən iş proses əyrisinin

## § 53. TERMODİNAMİKANIN BİRİNCİ QANUNU

Daxili enerjini iki proses nəticəsində dəyişmək olar: sistem üzərində ( $A$ ) iş görməklə və sistemə ( $Q$ ) istilik miqdarını verməklə.

Enerjinin saxlanması qanununa termodinamikada termodinamikanın birinci qanunu deyirlər. Ona müxtəlif təriflər vermək olar.

1. Sistemə verilən istilik miqdarı ( $dQ$ ) sistemin daxili enerjisinin artması ( $dU$ ) və sistemin xarici qüvvələrə qarşı (cisimlər üzərində) gördüyü işə ( $dA$ ) sərf olunur.
2. Birinci növ perpetuum-mobile (daimi mühərrik) yaratmaq qeyri mümkündür.
3. Enerji heçdən əmələ gələ bilməz.
4. Xaricdən enerji almadan və heç enerji sərf etmədən iş görə bilən maşın qurmaq mümkün deyil.
5. Biz nəinki enerjide qazana bilmirik, hətta hər hansı bir mənbədən aldığımız istiliyi tamamilə işə çevirə bilmirik. Həmişə bu istilik miqdarının bir hissəsi itmiş olur.

Termodinamikanın I-ci qanununun riyazi ifadəsi belədir

$$dQ = dU + dA \quad (53.1).$$

Bu ifadəyə daxil olunan kəmiyyətlərin hamısı eyni vahidlərlə ölçülür. Burada  $dU$  tam diferensialdır,  $dQ$  və  $dA$  isə tam diferensial deyil. Burada  $Q$  və  $A$  hal funksiyaları olmadığından müxtəlif hallarda sistemin istilik və ya iş ehtiyatı haqqında danışmaq olmaz.

## § 54. İDEAL QAZIN DAXİLİ ENERJİSİ VƏ İSTİLİK TUTUMU

fiziki kəmiyyətə deyilir. Əgər cismə verilən  $dQ$  istilik miqdarı onun temperaturunu  $dT$  qədər qaldırarsa, onda istilik tutumu:

$$C = \frac{dQ}{dT} \quad (54.1)$$

olar.

Vahid kütlənin istilik miqdarına xüsusi istilik tutumu deyilir.

Qazlar üçün  $C_\mu$  molyar istilik tutumunun  $C$  xüsusi istilik tutumu ilə əlaqəsi  $C_\mu = \mu C$  kimidir. Burada  $\mu$ - verilmiş qazın molyar kütləsidir.

Qazların istilik tutumu qızdırılmanın sabit həcm və ya sabit təzyiqdə baş verməsindən asılıdır.

*1.*  $V = const$  olduqda  $A = 0$  olur və termodinamikanın birinci qanununa əsasən 1 mol qaz üçün  $dQ_V = dU_\mu$  olur.

Deməli (54.1)-ə əsasən

$$C_V = \frac{dU_\mu}{dT}$$

Təcrübələr göstərir ki, ideal qazlarda  $C_V$  temperaturdan praktiki olaraq asılı deyil.

$$dU_\mu = C_V \cdot dT$$

Bu ifadəni inteqrallasaq 1 mol ideal qazın daxili enerjisini alarıq:

$$U_\mu = \int dU_\mu = \int C_V \cdot dT = C_V T + const$$

$$U_\mu = C_V T \quad (54.2)$$

İstənilən kütləli qaz üçün

$$U = \frac{m}{\mu} C_V T \quad (54.3)$$

*2.*  $P = const$  olduqda termodinamikanın birinci qanununa

$$\frac{dQ_p}{dT} = C_p$$

olduğunu nəzərə alaraq

$$C_p = \frac{dU_\mu}{dT} + P \frac{dV_\mu}{dT} \frac{dU_\mu}{dT} = C_V$$

$$C_p = C_V + P \frac{dV_\mu}{dT} \quad (54.4)$$

Qazın xassələrinə şərt qoymadığımızdan, (54.4) ifadəsi istənilən qaz üçün ödənilir.

İdeal qaz üçün

$$PV_\mu = RT.$$

Buradan

$$V_\mu = \frac{RT}{P}$$

Bu ifadəni,  $P = const$  olmasını nəzərə almaqla, temperatura görə diferensiallayaraq

$$\frac{dV_\mu}{dT} = \frac{R}{P} \quad (54.5).$$

(54.5) ifadəsini (54.4) - də nəzərə alsaq

$$C_p = C_V + R \quad (54.6)$$

olar. Bu ifadə Mayer düsturu adlanır və yalnız ideal qazlar üçün ödənilir.

$\gamma = \frac{C_p}{C_V}$  nisbəti hər bir qaz üçün xarakterik olan kəmiyyətdir.

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{C_V + R}{C_V} = 1 + \frac{R}{C_V} \quad (54.7).$$

Buradan

$$C_V = \frac{R}{\gamma - 1} \quad (54.8)$$

(54.8) ifadəsini (54.6) - də əvəzləyərək

$$\frac{m}{M} U_{\mu} = \frac{m}{M} RT \frac{1}{\gamma - 1} = PV \frac{1}{\gamma - 1}$$

burada

$$\frac{m}{M} U_{\mu} = U$$

işarə edib

$$U = \frac{PV}{\gamma - 1} \quad (54.10)$$

alırıq.

## § 55. ADİABATİK PROSES

Adiabatik proses elə proseslərə deyilir ki, onun gedişində ətraf mühitlə (cisimlərlə) heç bir istilik mübadiləsi baş vermir.

Aşağıdakı üç halda adiabatik proses əldə etmək olar.

1. İstilikkeçirməsi sıfıra bərabər olan adiabatik təbəqə köməyi ilə. Belə təbəqə kimi Düar qabını (termos) götürmək olar. Düar qabında qazın sıxılması və ya seyrədilməsi adiabatik hesab edilə bilər və ya asbestlə izolə edilmiş buxar maşınının silindrindəki proseslərə adiabatik kimi baxmaq olar.

2. Çox tez gedən proseslərə də adiabatik kimi baxmaq olar. Bu zaman proses getdiyi çox kiçik zaman ərzində ətraf mühitlə istilik mübadiləsi praktiki olaraq baş vermir. Məsələn, nasosla təkəri doldurduqda nasos qızır, amma sürtünmə nəticəsində deyil (o çox kiçikdir) havanın adiabatik sıxılması nəticəsində. Adiabatik aşağıdakı kimi prosesləri də hesab etmək olar: daxili yanma mühərrikində yanacaq qarışığının genişlənməsi və sıxılması; yanacaq qarışığının dizel mühərrikində alışmanın əmələ gəlməsinə kimi qızdırılması.

və meşəlik yaxınlığında olan əkin sahəsini Günəş daha çox qızdırır. Bunun nəticəsində əkin üzərindəki hava kütləsi də daha çox isinəcəkdir və daha yüngül olaraq qalxmağa başlayacaqdır (konveksiya). Hündürlüyün artması ilə atmosfer təzyiqi azaldığından hava kütləsi qalxdıqca genişlənəcək və deməli, adiabatuk soyuyacaqdır. Havanın temperaturu şəhər nöqtəsinə çatanda, hava kütləsindəki su buxarı kondensasiya edəcəkdir və günorta istisinə xas olan buludlar əmələ gələcəkdir.

Adiabatik proses üçün termodinamikanın I qanunu aşağıdakı şəkildə yazılır

$$\begin{aligned}dQ &= dU + dA = 0 \\C_V dT + PdV &= 0 \\dA &= -dU.\end{aligned}\tag{55.1}$$

Burada mənfi işarəsi onu göstərir ki:

- adiabatik genişlənmədə sistemin daxili enerjisi azalır, yəni sistem işi öz daxili enerjisi hesabına görür;
- adiabatik sıxılmadan xarici qüvvələrin gördüyü işin hesabına sistemin daxili enerjisi artır.

## § 56. İDEAL QAZIN ADİABAT TƏNLİYİ

Ətraf mühitlə istilik mübadiləsi olmadan baş verən prosesə, yəni adiabatik prosesə baxaq. Adiabatik prosesdə ideal qazın hal parametrləri arasındakı əlaqəni tapanaq.

Termodinamikanın I qanununa görə adiabatik proses üçün

$$C_V dT + PdV = 0\tag{56.1}.$$

Buradan  $PV = RT$  və ya  $P = RT/V$  olduğundan

$$C_V dT + \frac{RT}{V} dV = 0\tag{56.2}$$

olar.

Bu ifadəni  $1/C_V T$ -a vuraq

$$\begin{aligned}\frac{dT}{T} + \frac{C_P - C_V}{C_V} \cdot \frac{dV}{V} &= 0 \\ \int \frac{dT}{T} + \int \frac{C_P - C_V}{C_V} \cdot \frac{dV}{V} &= 0 \\ \ln T + \frac{C_P - C_V}{C_V} \ln V &= \text{const}\end{aligned}$$

Burada  $\frac{C_P}{C_V} = \gamma$  işarə etsək  $\ln T + (\gamma - 1) \ln V = \text{const}$  və ya

$\ln T + \ln V^{\gamma-1} = \text{const}$  alarıq. Deməli

$$\ln TV^{\gamma-1} = \text{const} \quad \text{və ya} \quad TV^{\gamma-1} = \text{const} \quad (56.3)$$

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1} \quad (56.4).$$

Burada (56.2)-yə əsasən  $T = \frac{PV}{R}$  olduğunu nəzərə alaraq

$$\begin{aligned}\frac{P_1 V_1}{R} V_1^{\gamma-1} &= \frac{P_2 V_2}{R} V_2^{\gamma-1} \\ P_1 V_1^\gamma &= P_2 V_2^\gamma\end{aligned} \quad (56.5)$$

olar. Bu ifadə Puasson tənliyi adlanır.

$V = \frac{RT}{P}$  ifadəsini (56.4) - də yerinə yazaq

$$T_1 \left( \frac{RT_1}{P_1} \right)^{\gamma-1} = T_2 \left( \frac{RT_2}{P_2} \right)^{\gamma-1}$$

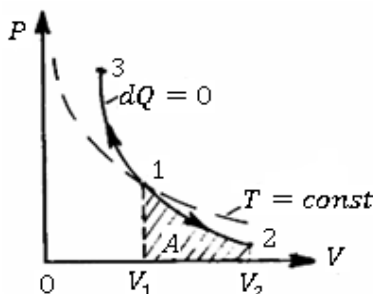
$$\frac{T_1^\gamma}{P_1^{\gamma-1}} = \frac{T_2^\gamma}{P_2^{\gamma-1}}$$

$$\left( \frac{T_1}{T_2} \right)^\gamma = \left( \frac{P_1}{P_2} \right)^{\gamma-1}$$

$$T_1 \left( \frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

(56.3), (56.4), (56.5), və (56.6) ideal qazın adiabat tənliyinin müxtəlif şəkilləridir. Bu tənliklərdə  $\gamma$  Puasson sabiti adlanır. Biratomlu qaz üçün  $\gamma = \frac{C_p}{C_v} \approx 1,67$ , ikiatomlu qaz üçün  $\gamma \approx 1.4$ . (56.4), (56.5), (56.6) tənliklərində  $\gamma$  sabitinin qiyməti müxtəlifdir.

Adiabatik prosesin  $P, V$  koordinatlarında diaqramı (adiabat) hiperboladır (şəkil 46). Şəkildən görünür ki, adiabat əyrisi izotermdən (qırıq xətlər) daha dikdir. Bu onunla izah olunur ki, 1-3 adiabatik sıxılma zamanı qazın təzyiqinin artması izotermik sıxılmada olduğu kimi yalnız onun həcmnin azalması ilə deyil, temperaturun artması ilə əlaqədardır.



Şəkil 46

## § 57. POLİTROPİK PROSESLƏR

Politropik proses elə proseslərə deyilir ki, onların gedişində istilik tutumu sabit qalsın

$$C = \frac{dQ}{dT} = \text{const.}$$

İdeal qaz üçün politropik prosesin tənliyini tapmaq üçün buradan alınan

$$dQ = CdT$$

ifadəsini bir mol qaz üçün olan termodinamikanın I qanununda nəzərə alaraq

$$CdT = C_v dT + PdV \quad (57.1)$$



$$RdT = d(PV) = PdV + VdP \quad (57.2)$$

Burada  $R = C_p - C_v$  olduğunu nəzərə alaq

$$dT = \frac{PdV + VdP}{C_p - C_v} \quad (57.3).$$

$$\frac{C - C_v}{C_p - C_v} (PdV + VdP) - PdV = 0$$

$$(C - C_v)PdV + (C - C_v)VdP - (C_p - C_v)PdV = 0$$

$$(C - C_p)PdV + (C - C_v)VdP = 0$$

$$(C - C_p) \frac{dV}{V} + (C - C_v) \frac{dP}{P} = 0$$

$$(C - C_p) \int \frac{dV}{V} + (C - C_v) \int \frac{dP}{P} = 0$$

$$(C - C_p) \ln V + (C - C_v) \ln P = const$$

$$\frac{C - C_p}{C - C_v} \ln V + \ln P = const.$$

$$\ln V^{\frac{C-C_p}{C-C_v}} + \ln P = const \quad (57.4).$$

Burada  $\frac{C-C_p}{C-C_v} = n$  işarə edək

$$\ln V^n + \ln P = const$$

$$\ln PV^n = const$$

$$PV^n = const \quad (57.5).$$

Bu ideal qazın politrop tənliyi adlanır.  $n = \frac{C-C_p}{C-C_v}$  politrop göstəricisidir.

$$\frac{RT}{V} V^n = const$$

$$TV^n = const \quad \text{və ya} \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^n \quad (57.6)$$

alırıq. Buradan  $V = \frac{RT}{P}$  olduğundan

$$P \left(\frac{RT}{P}\right)^n = const \quad \text{və ya} \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^n \quad (57.7)$$

alınır.

Politrop tənliyini təhlil edək.

$$1. T = const \text{ olduqda } C = \infty \text{ alınır və } n = \frac{C - C_P}{C - C_V} = \frac{1 - \frac{C_P}{C}}{1 - \frac{C_V}{C}} = 1.$$

Bunu (57.5)-də nəzərə alsaq,  $PV = const$  olur, yəni bu halda politropik proses izotermik prosesdir.

$$2. P = const \text{ olduqda } C = C_P \text{ alınır və } n = \frac{C - C_P}{C - C_V} = \frac{C_P - C_P}{C_P - C_V} = 0.$$

Bunu (57.5)-də nəzərə alsaq,  $PV^0 = const$  və ya  $P = const$  olur, yəni bu halda politropik proses izobarik prosesdir.

$$3. V = const \text{ olduqda } C = C_V \text{ alınır və } n = \frac{C - C_P}{C - C_V} = \frac{C_V - C_P}{C_V - C_V} = \infty.$$

Bunu (57.5)-də nəzərə almazdan əvvəl politrop tənliyinin hər tərəfindən  $n$ -ci tərtib kök alaq. Onda  $P^{\frac{1}{n}}V = P^{\frac{1}{\infty}}V = V = const$  olur, yəni bu halda politropik proses izoxorik prosesdir.

$$4. dQ = 0 \text{ olduqda } C = 0 \text{ alınır və } n = \frac{C - C_P}{C - C_V} = \frac{C_P}{C_V} = \gamma. \text{ Bunu}$$

## § 58. MÜXTƏLİF PROSESLƏRDƏ İDEAL QAZIN GÖRDÜYÜ İŞ

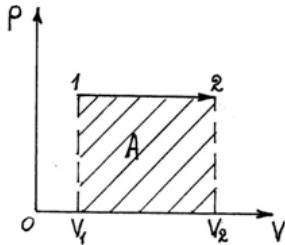
1. *İzobarik proses* ( $p = \text{const}$ ) (şəkil 47).

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV = P(V_2 - V_1) \quad (58.1)$$

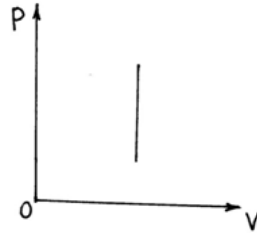
Bu düstur istənilən cisim üçün doğrudur.

2. *İzoxorik proses* ( $V = \text{const}$ ) (şəkil 48).

$V = \text{const}$  olduğundan  $dV = 0$  və  $A = 0$  olur. Bu nəinki ideal qaz, istənilən cisim üçün doğrudur.



Şəkil 47



Şəkil 48

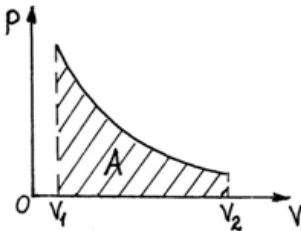
3. *İzotermik proses* ( $T = \text{const}$ ) (şəkil 49).

$$\begin{aligned} A &= \int_{V_1}^{V_2} PdV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{M} RT \frac{dV}{V} = \\ &= \frac{m}{M} RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \frac{m}{M} RT (\ln V_2 - \ln V_1) \end{aligned}$$

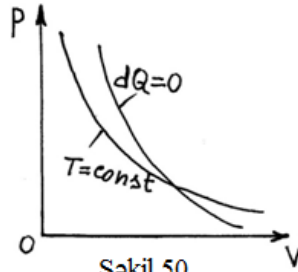
buradan izotermik prosesdə ideal qazın gördüyü işi tapırıq

$$A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (58.2).$$

$$A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{P_1}{P_2} \quad (58.3).$$



Şəkil 49



Şəkil 50

#### 4. Adibatik proses ( $dQ = 0$ ) (şəkil 50).

Termodinamikanın I qanununa əsasən, adibatik prosesdə iş daxili enerjinin azalması hesabına görülür

$$dA = -dU \quad \text{və ya} \quad PdV = -C_V dT.$$

Bu ifadəni inteqrallayaq, adibatik prosesdə ideal qazın gördüyü işi tapırıq

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV = - \int_{T_1}^{T_2} C_V dT = C_V(T_1 - T_2) = -C_V(T_2 - T_1) \quad (51.4)$$

Qazın molyar istilik tutumlarını  $C_{\mu p}$  və  $C_{\mu v}$  işarə edək

$$\frac{C_p}{C_V} = \frac{C_{\mu p}}{C_{\mu v}} = \gamma.$$

Buradan

$$C_{\mu p} = C_{\mu v} \cdot \gamma.$$

Onda

$$R = C_p - C_V = C_{\mu p} - C_{\mu v} = C_{\mu v} \gamma - C_{\mu v} = C_{\mu v} (\gamma - 1)$$

$$C_{\mu v} = \frac{R}{\gamma - 1} \quad (58.5)$$

$$A = C_{\mu\nu}(T_1 - T_2) = \frac{RT_1}{\gamma-1} - \frac{RT_2}{\gamma-1} = \frac{RT_1}{\gamma-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) \quad (58.6)$$

olar. Puasson tənliyinə görə

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} \quad (58.7).$$

Onda (58.7) ifadəsini (58.6)-da nəzərə alsaq

$$A = \frac{RT_1}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}\right] \quad (58.8)$$

alırıq.

İstənilən qaz kütləsi üçün

$$A = \frac{m}{M} \frac{RT_1}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}\right] \quad (58.9)$$

alırıq. Burada qaz genişləndikdə  $A > 0$  olur; qaz sıxıldıqda isə  $A < 0$  olur.

Son iki ifadədə  $\gamma - n$   $n$ -ilə əvəz etmiş olsaq, politropik prosesdə görülən işin düsturunu alırıq.

## X FƏSİL

### *TERMODİNAMİKANIN İKİNCİ QANUNU*

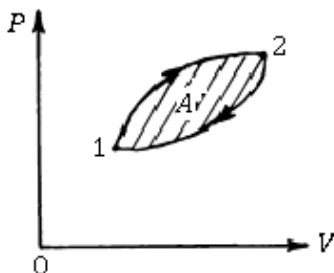
#### § 59. DÖNƏN VƏ DÖNMƏYƏN PROSESLƏR

Proses əvvəlcə bir istiqamətdə, sonra da əks istiqamətdə gedərkən, sistem əvvəlki halına qayıdan zaman nə sistemdə, nə ətraf mühitdə heç bir dəyişiklik olmazsa, belə prosesə dönən proses deyilir. Dönən prosesi təşkil edən elementar proseslərdə dönən olmalıdır. Tarazlıqda olan hər bir proses dönən prosesdir, çünki belə proseslər həm düz, həm də əks istiqamətdə gedə bilər.

Sistemin ilkin hala qayıtması ətraf mühitdə dəyişikliklə müşahidə olunarsa belə prosesə dönməyən proses deyilir. Tarazlıqda olmayan hər bir proses dönməyən prosesdir. Bütün real proseslərdə sistem və ətraf mühitin temperatur fərqlinin sonlu qiymətində diffuziya və istilik mübadiləsi baş verir, sonlu sürətlə və sürtünmə qüvvəsinin müşayiəti ilə gedir. Deməli, həqiqi proseslər dönməyən proseslərdir. Bu proseslər ancaq sonsuz yavaş getdiyi zaman dönən proseslərə yaxınlaşa bilər.

Məsələn: vakuumda mütləq elastik yaydan asılmış cismin sönməz rəqsləri dönən prosesdir.

Hər hansı cisim (şəkil 51) 1. halından 2. halına keçirilib və



Şəkil 51

## § 60. TERMODİNAMİKANIN İKİNCİ QANUNU

Termodinamikanın ikinci qanunu təbiətdə baş verən proseslərin istiqamətini və xarakterini müəyyənləşdirir.

Termodinamikanın ikinci qanununun bir neçə tərifı vardır. Onlardan birinə görə: “Yeganə nəticəsi istiliyin işə çevrilməsi olan periodik proseslərin əldə edilməsi mümkün deyil”.

Deməli, hər hansı bir istilik mənbəyindən alınmış istiliyi tamamilə işə çevirmək mümkün deyil. Soyuducuya ehtiyac olmadan istilik mənbəyindən alınmış istiliyi tamamilə işə çevirə bilən maşına ikinci növ daimi mühərrik deyilir (perpetuum-mobile).

Termodinamikanın ikinci qanununa görə ikinci növ daimi mühərrik qurulması qeyri mümkündür. Deməli soyuducusuz istilik maşını qurmaq olmaz.

İstilik maşınının nə üçün soyuducuya ehtiyacı olduğunu aydınlaşdırmaq üçün fərz edək ki, içərisində işçi cisim qaz olan silindrin daxilində porşen sürtünmədən hərəkət edə bilir və həmin porşenin üzərinə hər hansı bir yük qoyulmuşdur.

Silindr içərisindəki qazı qızdırmaqla onu genişləndirirlər və genişlənərkən qaz porşeni (yükü) qaldırır. Belə bir sadə istilik maşını ilə yük qaldırmaq üçün hər dəfə porşeni aşağı salıb əvvəlki vəziyyətinə gətirmək lazımdır. Ona görə də, silindrin içindəki qızmış işçi qazı sıxmaq lazımdır. Qızmış qazı sıxarkən xaricdən görülən iş onun genişləndiyi zaman gördüyü işə bərabər olduğundan belə nəticə çıxarmaq olar ki, yükü qaldıran maşın əldə edilən işə bərabər iş görür. Belə bir maşının səmərəli

Buradan belə nəticə çıxır ki, hər hansı bir mənbədən alınmış istiliyi işə çevirmək üçün işçi cisimdən əlavə, soyuducu olmalıdır. Başqa sözlə, hər hansı bir mənbədən alınan istiliyi tamamilə işə çevirmək mümkün deyildir. Həmişə o istiliyin bir hissəsi səmərəsiz olaraq soyuducuya verilməli olacaqdır. Ona görə də belə nəticəyə gəlmək olar ki, yeganə nəticəsi istiliyin işə çevrilməsi olan periodik proseslərin əldə edilməsi qeyri mümkündür. İstilik mənbəyindən alınmış istilik miqdarı  $Q_1$  olarsa onun bir hissəsi  $Q_2$  soyuducuya veriləcək,  $Q_1 - Q_2$  qədəri isə faydalı işə çevriləcəkdir.

Istiliyin hansı hissəsinin faydalı işə çevrildiyini göstərən kəmiyyətə istilik maşınının faydalı iş əmsalı (f.i.ə.) deyilir. Faydalı iş əmsalı  $\eta$  ilə işarə edilir və faydalı işə çevrilən istilik miqdarının ( $Q_1 - Q_2$ ) ümumi istilik miqdarına olan nisbətinə bərabərdir

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (60.1)$$

Termodinamikanın ikinci qanunundan nəticə olaraq çıxır ki, istiliyin işə ekvivalent olmasına baxmayaraq o, qiymətə işə bərabər deyil.

Bu istilin bir hissəsi həmişə faydasız olaraq ətraf mühitə keçəcəkdir.

Istilik hadisələrinin dönməyən olması termodinamikanın II qanununun fiziki mahiyyətini təşkil edir.

Termodinamikanın birinci qanunun həm mikrocisimlərə və həm də ayrı-ayrı atom və molekullara tətbiq olunduğu halda, termodinamikanın ikinci qanunun ayrı-ayrı atom və molekullara tətbiq etmək qeyri mümkündür



## § 61. DAİRƏVİ KARNO PROSESİ

Fransız alimi Sadi Karno nəzəri olaraq ən yüksək f.i.ə. malik olan ideal istilik maşınının iş prinsipini vermişdir. Bu prinsip dairəvi Karno prosesi adlanır. Karno prosesi bir-birinin ardınca təkrar olunan iki izotermik və iki adiabatik prosedən ibarətdir.

Fərz edək ki, silindir içərisində bir mol qaz var və qaz 1-2-3-4 qapalı prosesi edir (şəkil 52).

1-2 prosesində qaz izotermik genişlənir və qızdırıcıdan  $Q_1$  istiliyi alır.

2-3 prosesində işçi cisim (qaz) adiabatik (qızdırıcı söndürülüb) genişlənməni davam edir.

3-4 prosesində porşen işçi cismi izotermik sıxır  $T_2$  sabit qalma şərti ilə, bu zaman işçi cisim soyuducuya  $Q_2$  istiliyi verir

4-1 prosesində işçi cisim adiabatik olaraq sıxılır.

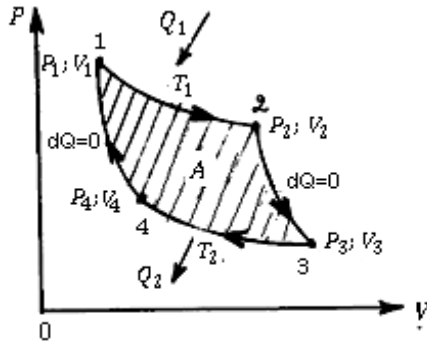
Karno prosesinin f.i.ə.

$$\eta = \frac{A_{faydalı}}{Q_1}$$

kimi hesablanır. Burada  $A_{12} = Q_1$  - qızdırıcının qaz üzərində işidir və termodinamikanın I qanununa əsasən  $A_{faydalı} = Q_1 - Q_2$ .

Onda

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{A_{faydalı}}{Q_1} \quad (61.1)$$



Şəkil 52

$$A_{23} = \frac{m}{M} C_{MV} (T_1 - T_2)$$

$$A_{34} = \frac{m}{M} RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}$$

$$A_{41} = \frac{m}{M} C_{MV} (T_2 - T_1) = -\frac{m}{M} C_{MV} (T_1 - T_2) = -A_{23}$$

$$A_{\text{faydalı}} = A_{12} + A_{23} - A_{34} + A_{41} = A_{12} - A_{34}$$

Faydalı işin ədədi qiyməti diaqramdakı 1-2-3-4 qapalı əyrinin sahəsinə bərabərdir

$$\eta = \frac{\frac{m}{M} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - \frac{m}{M} RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{\frac{m}{M} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - T_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}}$$

Puasson tənliyindən

$$\left. \begin{aligned} T_1 V_2^{\gamma-1} &= T_2 V_3^{\gamma-1} \\ T_1 V_1^{\gamma-1} &= T_2 V_4^{\gamma-1} \end{aligned} \right\}$$

istifadə edək. Bu tənlikləri tərəf-tərəfə bölək

$$\frac{T_1}{T_1} \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} = \frac{T_2}{T_2} \left( \frac{V_3}{V_4} \right)^{\gamma-1}$$

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$$

Onda f.i.ə. üçün alarıq

$$\eta = \frac{T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - T_2 \ln \frac{V_2}{V_1}}{T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (61.2).$$

Buradan görünür ki, Karno prosesinin f.i.ə. ancaq qızdırıcının və soyuducunun mütləq temperaturundan asılıdır. Karno teoreminə görə, eyni qızdırıcı və eyni soyuducu ilə işləyən maşınlardan döənən tsikl üzrə işləyənin f.i.ə. vahiddən böyükdür,

Fərz edək ki, qızdırıcıdan alınmış istilik tamamilə işə çevrilmişdir. Bu halda  $Q_2 = 0$  və ona görə (61.3)-dən alırıq  $1 \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}$ .

Burada  $T_1$  və  $T_2 > 0$ , ona görə də  $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$  nisbəti heç bir halda vahiddən böyük ola bilməz. Lakin  $T_2 = 0$  olduqda  $1 = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$  olur.

Deməli istiliyi tamamilə işə çevirə bilən ( $\eta = 1$ ) maşının soyuducusunun temperaturu mütləq sifıra bərabər olmalıdır. Bu temperaturun alınması qeyri mümkündür. Ona görə belə bir maşının da əldə edilməsi qeyri mümkündür.

Deməli, yeganə nəticəsi istiliyin işə çevrilməsi olan dairəvi proseslərin əldə edilməsi qeyri mümkündür. Başqa sözlə həmişə  $\eta < 1$  olur.

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} < 1 \quad (61.4)$$

$\eta = 0$  olanda heç bir dairəvi prosesdə istilik işə və ya başqa növ enerjiyə çevrilə bilməz.

Karno prosesində qızdırıcıdan alınan istiliyin işə çevrilən hissəsi  $A = \eta Q_1$  olur. Onda

$$Q_1 \cdot \eta = \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) = Q_1 - T_2 \frac{Q_1}{T_1}$$

$T_2 \frac{Q_1}{T_1}$  hasili istiliyin enerjiyə çevrilməyən hissəsidir və heç bir üsulla mexaniki işə və ya başqa növ enerjiyə çevrilə bilməz.

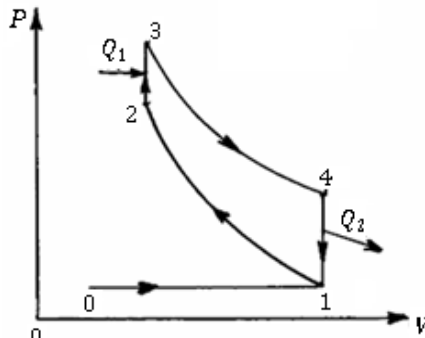
## § 62. OTTO VƏ DİZEL PROSESLƏRİ

Müasir istilik maşınları (daxili yanma mühərrikləri) texnikada və gündəlik həyatda geniş yayılmışlar. Bu nisbətən asan

Müasir daxili yanma mühərriklərinin işlədiyi bəzi ideallaşdırılmış proseslərə baxaq.

**1. Otto prosesi.** Yüksək növlü tez yanan məhsulları (keyfiyyətli benzini) işlədən mühərriklər Otto prosesi ilə işləyirlər (şəkil 53).

Silindrə sorulmuş (qrafikdə 0-1 xətti) hava ilə qarışdırılmış yanacaq, adiabatik sıxılır (1-2 xətti). Sonra 2 halında qığılcım vasitəsi ilə alışdırılır. Bu proses çox tez baş verdiyindən onu izoxorik hesab etmək olar (porşen yerində tərpənməz qalır; 2-3 xətti). Sonra adiabatik genişlənmə (porşenin işçi gedişi: 3-4 əyrisi) və izoxorik soyuma (4-1) baş verir. Ardınca çıxış klapanı açılır və yanma məhsulları atmosfərə çıxarılır (1-0). Bundan sonra mühərrikə növbəti yanacaq porsiyası daxil olur və s.



Şəkil 53

Yanacağın yanması nəticəsində qaz  $Q_1 = C_V (T_3 - T_2)$  -yə bərabər istilik miqdarı alır. Qaz soyuduqda (4-1 izoxoru)  $Q_2 = C_V (T_4 - T_1)$  istilik miqdarını verir. Ona görə hesablamalarda onun işarəsini mənfi yazacağıq.

Prosesin faydalı iş əmsalı

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{C_V(T_3 - T_2) + C_V(T_4 - T_1)}{C_V(T_3 - T_2)} =$$

$$T_3 - T_2 \quad T_4 - T_1 \quad T_3 - T_2 \quad T_4 - 1$$

Puasson tənliyindən istifadə edərək hər iki adiabatlar (3-4, 1-2) üçün yazıla bilər ki,

$$T_3 V_3^{\gamma-1} = T_4 V_4^{\gamma-1}$$

$$T_2 V_2^{\gamma-1} = T_1 V_1^{\gamma-1}$$

Burada  $V_3 = V_2$  və  $V_4 = V_1$  olduğundan

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{T_4}{T_1}$$

alırıq.

Onda faydalı iş əmsalı

$$\eta = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} \quad (62.1)$$

olur.

Beləliklə, sıxılma dərəcəsinin artırılması faydalı iş əmsalını artırır. Minimal temperatur  $T_{min} = T_1$ , maksimal temperatur  $T_{max} = T_3$  və  $T_2 < T_3$  olduğundan faydalı iş əmsalı üçün

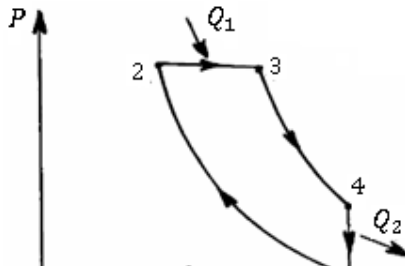
$$\eta < 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}} \quad (62.2)$$

alırıq.

**2. Dizel prosesi.** Aşağı keyfiyyətli yanacaqda işləyən mühərriklərdə Dizel prosesi istifadə edilir (şəkil 54).

Havanın sorulması (0-1 xətti) və onun adiabatik sıxılmasından (1-2 xətti) sonra yanacaq püskürülür.

Adiabatik sıxılmada havanın çox isindiyindən yanacaq özbaşına



hərəkətə gələ bilir (2-3 xətti). Sonra adiabatik genişlənmə (3-4 xətti) və izoxorik soyuma (4-1) baş verir. Ardınca proses yenidən təkrar olunur.

Bu prosesdə  $T_3$  temperaturu maksimal  $T_{max}$  temperaturdur,  $T_1$  -isə minimal  $T_{min}$  temperaturdur.

Prosesin faydalı iş əmsalına baxaq. İstilik yanacağıın yanması nəticəsində alınır (2-3 xətti) və

$$Q_1 = C_p(T_3 - T_2)$$

bərabərdir. İstiliyin sorulması 4-1 hissəyə uyğundur. Sorulan istilik

$$Q_2 = C_v(T_4 - T_1)$$

bərabərdir. Onda faydalı iş əmsalı

$$\eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{1}{\gamma} \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \quad (62.3)$$

olur. Bu ifadəni

$$\eta = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}} \chi$$

şəkildə təsvir etmək olar. Burada

$$\chi = \frac{1}{\gamma} \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{1 - \frac{T_2}{T_3}} = \frac{1}{\gamma} \frac{T_3}{T_2} \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1}$$

kəmiyyətinin qiymətini hesablamaq lazım olur.

Puasson tənliyindən istifadə edərək hər iki adiabatlar (1-2, 3-4) üçün yazıla bilər ki,

$$T_2 V_2^{\gamma-1} = T_1 V_1^{\gamma-1}$$

$$T_3 V_3^{\gamma-1} = T_4 V_4^{\gamma-1}.$$

Buradan  $V_4 = V_1$  olduğu üçün aşağıdakı ifadəni alırıq

$$\frac{T_2}{T_1} \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} = \frac{T_3}{T_4}.$$

olur. Bu ifadədə

$$\frac{T_3}{T_2} > 1$$

olduğundan  $\Delta$  müsbət kəmiyyəti daxil edib yazıb bilərik ki,

$$\frac{T_3}{T_2} = y = 1 + \Delta$$

Onda

$$\chi = \frac{1}{\gamma} \frac{y^\gamma - 1}{y - 1} y$$
$$y^\gamma - 1 = (1 + \Delta)^\gamma - 1 > \gamma \Delta$$

alırıq. Deməli

$$\chi = \frac{1}{\gamma} \frac{\gamma \Delta}{\Delta} y = y > 1$$

Beləliklə əvvəlki haldakı kimi

$$\eta = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}} \chi < \left(1 - \frac{T_{min}}{T_{max}}\right) \quad (62.4)$$

alırıq.

Faydalı iş əmsalını artırmaq üçün daha yüksək sıxılma tətbiq edilməsi sərfəlidir. Praktiki məqsədlərlə adətən sıxılma əmsalı 10-dan çox olmur.

Bütün texnoloji hiylələrə və müasir "ağıllı" elektronikaya baxmayaraq benzinlə işləyən müasir mühərriklərin faydalı iş əmsalı 40-42%-dən artıq olmur. Yəni onlar yandırılan yanacağın çoxunu zərərli maddələr şəklində atmosfərə atırlar.

## § 63. ENTROPIYA. NERNST TEOREMİ

Termodinamikanın II qanununa görə, qızdırıcıdan alınmış istiliyi tamamilə işə çevirmək qeyri mümkündür və həmişə həmin istiliyin bir hissəsi soyuducuya verilməlidir.

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

ifadəsindən alırıq

$$\Delta Q \leq Q_1 - T_2 \frac{Q_1}{T_1} \quad (63.1)$$

Deməli istilik mənbəyindən alınmış istiliyin ancaq  $Q_1 - T_2 \cdot \frac{Q_1}{T_1}$  qədərinin müəyyən texniki dəyəri vardır.

Qızdırıcıdan alınmış istiliyin  $T_2 \cdot \frac{Q_1}{T_1}$  hissəsini heç bir yolla işə çevirmək mümkün olmadığından onun heç bir texniki dəyəri də olmayacaqdır. İstiliyin işə çevrilməyən bu hissəsi iki vuruqdan  $T_2$  və  $\frac{Q_1}{T_1}$ -dən ibarətdir.

İstilik mənbəyinin temperaturu və verdiyi istilik miqdarı ilə xarakterizə olunan bu nisbətə Klauzius entropiya adı (yunanca çevrilməyən) vermişdir.

$$S = \frac{Q}{T}$$

İstilik mənbəyinin temperaturu  $T$  həmişə sabit qaldığından entropiyayı hesablamaq üçün müşahidə etdiyimiz prosesi elə elementar hissələrə parçalayaq ki, o proses zamanı mənbədən alınan elementar istilik miqdarı  $dQ$  onun temperaturu  $T$ -ni dəyişdirə bilməmiş olsun. Bu halda elementar entropiya

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (63.2)$$

olur.

Cismin temperaturu  $T_1$  -dən  $T_2$  -dək dəyişdikdə onun entropiyasının dəyişməsi



olar.

Əgər proses:

1. qapalıdırsa və dönmən proseslərdən ibarət olarsa, cisim bir sıra dəyişikliklərdən sonra əvvəlki halına gəlir. Bu halda  $dQ = 0$ , yəni  $dS = 0$  və ya  $S = \text{const}$  olur;
2. qapalıdırsa və dönməyən ( $S_2 > S_1$ ) proseslərdən ibarət olarsa  $dQ = 0$  olur və entropiya artır, yəni  $dS > 0$ .

Bu iki halı birləşdirərək termodinamikanın II qanununu belə ifadə etmək olar: qapalı sistemin entropiyası yalnız arta bilər və ya öz maksimal qiymətini alaraq sabit qala bilər. Yəni

$$dS \geq 0$$

olur.

Beləliklə entropiya sistemin enerji halını xarakterizə edən, istiliyin itkisiz işə çevrilə bilmədiyini və istilik mübadiləsində onun işgörmə qabiliyyətinin azalmasını xarakterizə edən fiziki kəmiyyətdir. Entropiyanın vahidi  $\frac{C}{K}$ -dir.

Entropiyanı ölçmək üçün xüsusi cihaz yoxdur. Entropiyanın mütləq qiymətini tapmaq üçün onun hər hansı bir temperaturda mütləq qiymətini bilmək lazımdır. Entropiyanın belə bir qiyməti Nernst teoreminə əsasən təyin olunur. Nernst teoreminə görə bütün maddələrin entropiyası mütləq sıfır temperaturunda ( $T = 0$ ) sıfıra bərabərdir

$$\lim_{T \rightarrow 0} S = 0 \quad (63.4)$$

Bu teoremə bəzən termodinamikanın III qanunu da deyirlər.

Entropiyanın fiziki mənasını araşdıraraq. Sistemin müəyyən bir haldan digərinə keçməsi meyləli kəmiyyətə verilmiş halları yarada bilən mikroskopik üsülların sayı ilə xarakterizə olunur.

Termodinamik proseslər entropiyanın artması istiqamətində gedir. Qeyd etdiyimiz kimi, dönməyən proses zamanı sistemin entropiyası da artır. Deməli iki kəmiyyət, entropiya ( $S$ ) və halın ehtimalı ( $W$ ) dönməyən proses zamanı artır. Sonlu izolə olunmuş sistemdə gedən dönməyən proseslər zamanı sistemin halının ehtimalı artır, dönməyən proses zamanı isə dəyişmir. Proseslərin dönməzlik xarakteri sistemin ehtimalı az olan haldan ehtimalı çox olan hala keçməsi ilə əlaqədardır. Bolsman göstərmişdir ki, entropiya ( $S$ ) termodinamik halın ehtimalının ( $W$ ) loqarifmi ilə mütənasibdir

$$S = k \cdot \ln W \quad (63.5).$$

Burada  $k$ - Bolsman sabitidir.

Sistem nə qədər çox nizamlı olarsa, mikrohalların sayı o qədər az olar. Mikrohalların sayının çox olması sistemin nizamsızlığının çox olmasını göstərir. Ona görə entropiyanın sistemin nizamsızlıq ölçüsü olduğunu söyləmək olar. Nizamsızlıq artdıqca entropiya da artır və ən böyük nizamsızlıq sistemin entropiyasının maksimum qiymətinə uyğun gəlir.

## § 64. İDEAL QAZIN ENTROPIYASI

Entropiyanın tərifinə görə

$$dS = \frac{dQ}{dT}.$$

Buradan

$$dQ = TdS$$

alırıq. Bu düstur  $dA = PdV$  düsturu ilə anolojiyədir. Hər iki düstur yalnız dönməyən proses üçün doğrudur.  $P - V$  diaqramındakı əyrinin altındakı sahə isə ( $A$ ) bərabər olduğu kimi  $T - S$  diaqramındakı

$$Q_{12} = \int_1^2 T dS$$

İzotermik prosesdə  $T = \text{const}$  olduqda

$$Q_{12} = T(S_2 - S_1)$$

olur.

Dövri proses halında cismin aldığı istilik miqdarı tsiklin sahəsinə bərabərdir.

Termodinamikanın I qanununa əsasən

$$dQ = dU + dA \quad \text{və ya} \quad TdS = dU + dA.$$

Buradan

$$dS = \frac{dU + dA}{T}$$

alırıq.

Bir mol qaz üçün  $U_\mu = C_v T$  və  $\frac{P}{T} = \frac{R}{V_\mu}$  olduğundan

$$dS_\mu = C_v \frac{dT}{T} + R \frac{dV_\mu}{V_\mu}$$

alırıq. Bu ifadəni inteqrallayaraq

$$S_M = C_v \ln T + R \ln V_\mu + S_0. \quad (64.1)$$

alırıq. Burada  $S_0$ -inteqrallama sabitidir. (64.1) ifadəsi 1 mol ideal qazın entropiyasıdır.

(64.1) ifadəsini  $(T - P)$  və  $(P - V)$  dəyişənlərlə ifadə edək.

1 mol ideal qaz üçün

$$PV_\mu = RT \quad \text{və ya} \quad V_\mu = \frac{RT}{P} \quad (64.2).$$

(64.2) ifadəsini (64.1) - də nəzərə alaraq

$$S_\mu = C_v \ln T + R \ln R + R \ln T - R \ln P + S_0.$$

$R \ln R + S_0 = \text{const}$  olduğuna görə onu  $R \ln R + S_0 = S_0^1$  işarə edək

$$\begin{aligned}
 S_\mu &= C_p \ln T - R \ln P + S_0^1 \\
 PV_\mu &= RT \\
 T &= \frac{PV_\mu}{R}
 \end{aligned} \tag{64.3}$$

(64.3) ifadəsini (64.1)-də nəzərə alsaq

$$\begin{aligned}
 S_\mu &= C_v \ln P + C_v \ln V_\mu - C_v \ln R + R \ln V_\mu + S_0 \\
 S_\mu &= C_v \ln P + (C_v + R) \ln V_\mu - C_v \ln R + S_0 \\
 (C_v + R) &= C_p C_v \ln R + S_0 = S_0'' \\
 S_\mu &= C_v \ln P + C_p \ln V_\mu + S_0''
 \end{aligned} \tag{64.4}$$

alırıq.

## XI FƏSİL

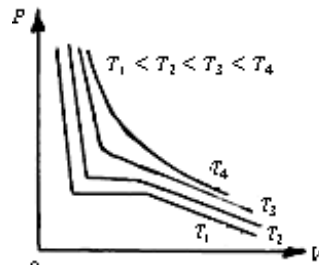
### REAL QAZLAR

#### § 65. QAZLARIN MAYELƏŞMƏSİ. BÖHRAN HALI

Boyl- Mariot qanununa amonyak ( $NH_4$ ) qazının tabe olmasını yoxlayarkən məlum olmuşdur ki, müəyyən təzyiq altında sıxıldıqda o mayeləşir. Sonradan Faradey qazı sıxıb soyutmaqla məlum qazların hamısını  $O_2, N_2, H_2, CO, NO$  və digər qazları mayeləşdirmişdir ( $CH_4$  -dən başqa). Faradeyin ölümündən sonra, uzun müddət bu qazı mayeləşdirmək mümkün olmamışdır.

Bu qazların nə üçün mayeləşmədiyini Endriyus öz təcrübələrində müəyyən etmişdir.

Endriyus  $CO_2$  qazının müxtəlif temperaturda izotermələrini tədqiq edərkən (şəkil 55) görmüşdür ki, temperatur yüksəldikcə izotermənin üfüqi hissəsi qısalır  $31^\circ C$ -də yox olur. Bu doymuş buxarın sıxlığı ilə mayenin sıxlığı arasındakı fərqin yox olduğu halda baş verir. Maye ilə



Şəkil 55

qaz arasındakı bu fərqin yoxa çıxdığı temperatura, həmin maddənin böhran temperaturu, uyğun təzyiqə böhran təzyiqi, həcminə isə böhran həcmi deyilir.

Böhran temperaturundan yüksək temperaturlarda olan karbon qazını heç bir təzyiq altında maye halına gətirmək mümkün deyildir. Deməli, böhran temperaturu elə bir temperaturdur ki, həmin temperaturda və ondan yüksək

Böhran temperaturundan aşağı olan temperatura qədər soyutduqdan sonra müəyyən təzyiq qoymaqla istənilən qazı mayeləşdirmək olur.

### § 66. REAL QAZLARIN HAL TƏNLIYI. VAN-DER-VAALS TƏNLIYI. BÖHRAN NÖQTƏSİ

Təcrübələr göstərir ki, ideal qazların  $PV = \frac{m}{M}RT$  hal tənliyi real qazlara tətbiq edilə bilməz. Bunun da əsas səbəbləri aşağıdakılardır:

1. qaz molekulları müəyyən həcmə malikdirlər;
2. qaz molekulları arasında ilişmə qüvvələri mövcuddur.

Real qaz dedikdə məsələn oksigen, azot, karbon qazı və s. başa düşülür. Real qaz, molekulları arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsi olan qaza deyirlər.

Qazın  $V$  həcmi, molekulların özləri tutduğu ( $b$ ) və molekullar arasında qalan boşluqların həcmələri cəminə bərabərdir. Deməli, molekulların hərəkət edə bildiyi həcm ( $V - b$ ) olur.

Molekulların qarşılıqlı cazibə qüvvəsi əlavə daxili  $P_1$  təzyiqi əmələ gətirir. Daxili ( $P_1$ ) təzyiq vahid həcmdəki molekulların sayı, yəni sıxlıqdan, və molekullar arasındakı məsafədən asılıdır. Daxili təzyiq sıxlığın kvadratı ilə düz, qazın həcmnin kvadratı ilə tərs mütənasibdir, yəni  $P_1 \sim \rho^2 \sim \frac{1}{V^2}$ . Deməli  $P$  təzyiqi  $P_1$  qədər artır.

Bu düzəlişləri nəzərə alaraq bir qram-mol ( $\frac{m}{M} = 1$ ) real qazın hal tənliyi belə yazılır

$$\left( P + \frac{a}{V^2} \right) (V - b) = RT \quad (66.1)$$

Bu tənlik Van-der-Vaals tənliyi adlanır. Burada  $a$  və  $b$  Van-der-Vaals sabitləri olub, müxtəlif qiymətlər alır və təcrübə ilə müəyyən olunur.

Qaz ideal olduqda, burada  $\frac{a}{V^2} = 0$  və  $b = 0$  olur və (66.1) tənliyindən

$$PV_M = RT$$

alınır.

$M$  kütləli qazın həcmi  $V = \frac{m}{M}V_m$  olduğundan istənilən kütləli real qaz üçün hal tənliyi belə yazılır

$$\left(P + \frac{m^2 a}{M^2 V^2}\right) \left(V - \frac{mb}{M}\right) = \frac{m}{M}RT \quad (66.2).$$

Burada  $V$  - kütləsi  $m$  olan qazın həcmi,  $M$  - molyar kütlədir.

Kiçik təzyiq və yüksək temperaturlarda  $V_M$  həcmi böyük qiymətlər alır. Ona görə  $b \ll V_M$  və  $\frac{a}{V_M^2} \ll P$  olur, yəni Van-der-Vaals tənliyi

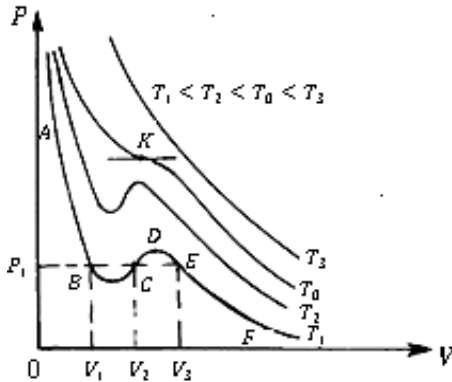
$$PV_M = RT$$

tənliyinə çevrilir.

## § 67. VAN-DER-VAALS İZOTERMLƏRİ

Müxtəlif temperatur üçün qurulan Van-der-Vaals izoterməsinə baxaq. Şəkil 56-da temperaturun bir neçə qiymətində Van-der-Vaals izotermələri çəkilməmişdir. Şəkildən görünür ki, temperatur yüksəldikcə izotermənin qabarıq və çökük yerləri düzəlməyə başlayır və müəyyən temperaturdan sonra bu əyrilər ideal qaz üçün olan izotermələri xatırladır. Aşağı ( $T_1$ )

sonra isə maye halına keçir. Van-der-Vaals izotermində qabarıq hissə (EDC hissəsi) ifrat doymuş halına uyğundur. Əyrinin AB hissəsi mayenin yüksək təzyiq altında həcmnin cüzi dəyişməsinə (mayenin praktiki olaraq sıxılma-masını) göstərir.



Şəkil 56

Van-der-Vaals tənliyi həcmə görə üçüncü tərtibli tənlikdir, yəni verilmiş təzyiq və temperaturda tənliyin üç kökü olur ( $V_1, V_2, V_3$ ). Bütün bu əyrilər ailəsi Van-der-Vaals izotermələri adlanır. Temperatur yüksəldikcə əyrilərdəki qabarıq və çöküklər yox olaraq bir  $K$  dönüş nöqtəsinə çevrilir. Həmin  $K$  nöqtəsi böhran nöqtəsi adlanır. Bu nöqtəyə uyğun temperatura, təzyiqə və həcmə ( $T_0, P_0, V_0$ ) uyğun olaraq böhran temperaturu, böhran təzyiqi və böhran həcmi deyilir. Böhran nöqtəsində maye ilə buxar arasında heç bir fərq olmur, hər ikisinin sıxlığı eyni olur və maddə bulanıq şəkildə görünür.

Böhran halında  $V_1 = V_2 = V_3 = V_0$  olur.  $K$  nöqtəsinə çəkilmiş toxunan  $V$  oxuna paraleldir. Deməli  $\frac{dP}{dV} = 0$  olur.



Van-der-Vaals tənliyindən  $P_0, V_0$  və  $T_0$  -ni təyin edən ifadələri tapaq. Bundan ötrü

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

tənliyini  $V^2/P$  - ə vuraq

$$V^3 + \frac{aV}{P} - V^2b - \frac{ab}{P} = \frac{RTV^2}{P}$$

$$V^3 - \left(b + \frac{RT}{P}\right)V^2 + \frac{a}{P}V - \frac{ab}{P} = 0 \quad (67.1)$$

Böhran halı üçün alırıq

$$V^3 - \left(b + \frac{RT_0}{P_0}\right)V^2 + \frac{a}{P_0}V - \frac{ab}{P_0} = 0 \quad (67.2)$$

(67.1) və (67.2) tənliklərindəki uyğun əmsallar bir birinə bərabər olduğundan yazmaq olar ki,

$$\left. \begin{aligned} 3V_0 &= b + \frac{RT_0}{P_0} \\ 3V_0^2 &= \frac{a}{P_0} \\ V_0 &= \frac{ab}{P_0} \end{aligned} \right\}$$

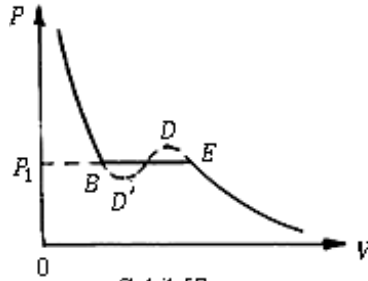
buradan alırıq

$$\left. \begin{aligned} V_0 &= 3b \\ P_0 &= \frac{a}{27b^2} \\ T_0 &= \frac{8a}{27b} \cdot \frac{1}{R} \end{aligned} \right\}$$

Bu tənliklərdən praktiki məsələlərin həllində istifadə oluna bilər. Təcrübədən  $T_0, P_0, V_0$  qiymətlərini təyin edərək  $a$  və  $b$ -ni hesablamaq olur.

rindəki qabarıq və çökük yerlər, maddənin qaz halından maye halına və ya əksinə keçməsinə uyğundur.

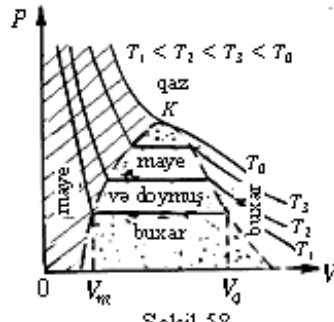
Lakin bu zaman maddənin qaz halından maye halına və ya əksinə keçməsi, həqiqətdə qabarıq-çökük əyri üzrə deyil, sabit  $P_1$  təzyiqində düz xətt üzrə olur (şəkil 57). Izotermin aşağı gedən ( $DD'$ ) hissəsini təcrübədən almaq mümkün olmur, çünki qrafikin bu hissəsi maddənin dayanıqsız halına uyğun gəlir.



Şəkil 57

Van-der-Vaals izoterm-ləri, ideal qaz izoterm-lərinə nisbətən real qaz halını daha dəqiq verir, həm də qazların mayeləşməsi prosesini və mayenin cüzi sıxılması xassəsini də ifadə edir. Böhran temperaturunda mayenin səthi gərilmə əmsalı və buxarlanma istiliyi sifra bərabər olur və maye molekulları arasında olan ilişmə qüvvələri yox olur.

Qaz və maye hallarının hüdudunu və mayeləşmə sahəsini göstərən 58-ci şəkildən aydın olur ki,  $T_0$  böhran temperaturundan yüksək olan temperaturlarda ( $T > T_0$ ) maddə ancaq qaz halında ola bilər, böhran temperaturundan kiçik temperaturlarda ( $T < T_0$ ) isə maddə təzyiqdən asılı



Şəkil 58

## § 69. REAL QAZIN DAXİLİ ENERJİSİ. COUL-TOMSON EFFEKTİ

İdeal qazın daxili enerjisi ayrı-ayrı molekulların kinetik enerjiləri cəminə bərabər olduğu məlumdur. İdeal qaz bir mol olarsa, onun daxili enerjisi

$$U = W_k = \frac{i}{2}RT = C_V T$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

Real qazın daxili enerjisi isə, onun molekullarının hərəkətinin kinetik enerjisi ilə molekulları arasındakı qarşılıqlı təsirlərin doğurduğu potensial enerjisi cəminə bərabərdir:

$$dU = dW_k + dW_p.$$

Real qazın molekulları arasındakı qarşılıqlı təsirin potensial enerjisi onların arasındakı orta məsafədən asılı olduğuna görə qazın həcmindən də asılı olmalıdır. Onda real qazın potensial enerjisinin  $dW_p$  dəyişməsi qazın həcmnin  $dV$  qədər dəyişməsi zamanı görülən işə bərabərdir:

$$dW_p = dA = P_i dV = \frac{a}{V^2} dV.$$

Onda real qazın daxili enerjisi üçün

$$dU = C_V dT + \frac{a}{V^2} dV \quad (69.1)$$

alınır. Deməli, real qazın daxili enerjisi həm qazın həcmindən, həm də onun temperaturundan asılıdır.

Ətraf mühitlə enerji mübadiləsi olmadıqda, xarici iş görülmədən real qazın həcmi dəyişdikdə onun daxili enerjisi sabit qalmalıdır, yəni  $dU = 0$  olar. Onda

$$C_V dT + \frac{a}{V^2} dV = 0$$

alırıq. Bu,  $dT$  və  $dV$  müxtəlif işarəli olduğu deməkdir. Yəni xarici iş görmədən və ətraf mühitlə istilik mübadiləsində olmayan real qazın həcmi dəyişdikdə onun temperaturu da dəyişir. Belə şəraitdə qazların həcmnin dəyişməsi zamanı temperaturun dəyişməsi hadisəsinə Coul-Tomson effekti deyilir.

Qaz genişlənərkən soyuyursa, Coul-Tomson effekti müsbət, qızırrsa Coul-Tomson effekti mənfi effekt adlanır. Coul-Tomson effektinin işarəsi Van-der-Vaals tənliyindəki  $a$  və  $b$  düzəlişlərindən asılıdır. Əgər  $b$  düzəlişi əsas rol oynayarsa, yəni molekullar arasında qarşılıqlı təsir qüvvəsi nəzərə alınmazsa, bir mol real qaz üçün Van-der-Vaals tənliyi aşağıdakı kimi olur

$$P(V - b) = RT \quad \text{və ya} \quad PV = RT + bP \quad (69.2).$$

Belə olan halda qaz molekullarının potensial enerjisi nəzərə alınmır. Alınan tənlikdən görünür ki, qaz genişləndikdən sonra  $PV$  hasilini əvvəlkinə görə  $bP$  qədər, daha doğrusu  $b(P_1 - P_2)$  qədər azalır. Deməli bu halda görülən iş

$$\Delta A = P_1V_1 - P_2V_2 \quad (69.3)$$

olur. Bu işin hesabına qazın daxili enerjisi artacaq (yəni qaz genişlənəcəkdir) və o qızacaqdır. Başqa sözlə, bu halda Coul-Tomson effekti mənfi olur.

Əgər  $a$  düzəlişi əsas rol oynayarsa, yəni  $b$  düzəlişini nəzərə almadıqda Van-der-Vaals tənliyi aşağıdakı kimi olur:

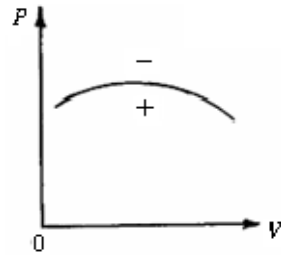
$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)V = RT \quad \text{və ya} \quad PV = RT - \frac{a}{V} \quad (69.4).$$

Bu tənlikdən görünür ki, qaz genişləndikdən sonra  $PV$  hasilini əvvəlkinə nisbətən  $\frac{a}{V}$  qədər artacaqdır. Deməli, qaz arası

kəsilmədən genişləndiyi zaman görülən iş əvvəlkindən çox olacaqdır ( $P_1V_1 > P_2V_2$ ). Bu halda  $\Delta A = P_1V_1 - P_2V_2$  işi qazın

Real qazlar Van-der-Vaals tənliyinə tabedirlər. Ona görə həm  $a$  həm də  $b$  düzəlişlərini nəzərə almaq lazımdır. Buna görə, eyni bir qaz üçün temperatur və təzyiqdən asılı olaraq, Coul-Tomson effekti bəzən müsbət, bəzən də mənfi olur. Verilmiş qaz kütləsi üçün təzyiqin temperaturdan asılılığından (şəkil 59) bu daha aydın görünür.

Demək olar ki, Coul-Tomson effekti real qazlar üçün Van-der-Vaals nəzəriyyəsinə təcrübi olaraq təsdiq edir.



Şəkil 59

## XII FƏSİL

### *STATİSTİK PAYLANMALAR*

#### § 70. QAZ MOLEKULLARININ SÜRƏTLƏRƏ GÖRƏ PAYLANMASI. MAKSVEL PAYLANMASI

Qaz molekulları nizamsız hərəkətdə olduğu üçün bir-biri ilə arası kəsilmədən toqquşur (saniyədə  $10^9$  dəfə). Ona görə də molekullar olduqca müxtəlif sürətlə hərəkət edirlər.

İngilis alimi C.Maksvell ehtimal nəzəriyyəsi əsasında müəyyən temperaturda ümumi sayı  $N$  olan molekullardan, sürətləri  $v$  -dən  $v + dv$  -dək olan molekulların  $dN$  sayını hesablamışdır

$$dN = \frac{4}{\sqrt{\pi}} N v_0^2 \cdot e^{-v_0^2} dv_0,$$

burada  $v_0 = \frac{v}{v_{eht}}$  nisbi sürətdir.

Müəyyən şəraitdə verilmiş qazın ən çox molekulunun malik olduğu sürət ən çox ehtimalı sürət  $v_{eht}$  deyilir.

Sürətləri vahid qalınlıqlı sferik layda olan molekulların qisminə paylanma funksiyası deyilir

$$f(v) = \frac{dN}{N dv}.$$

$f(v) \cdot dv = \frac{dN}{N}$  -ifadəsi molekulun sürəti  $(v, v + dv)$  intervalında olması ehtimalıdır. Başqa sözlə desək,  $f(v)$  funksiyası qaz molekullarının sürətlərinin moduluna görə paylanma funksiyasıdır.

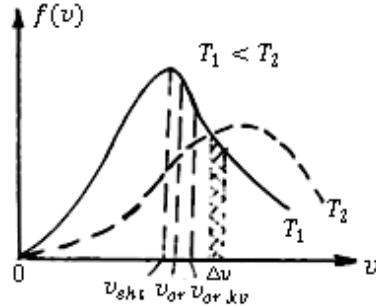
(  $mv^2$  )

ehtimallı sürət uyğundur. Qrafikdən də görünür ki, əksər molekullar ən ehtimalı sürətə yaxın sürətlərdə hərəkət edirlər.

Ştrixlənmiş  $\Delta v$  oturacaqlı zolağın sahəsi  $N$  sayda molekulların hansı hissəsinin sürəti həmin sürət intervalında olduğunu göstərir.

Paylanma funksiyasının forması qazın növündən (molekulun kütləsindən) və temperaturdan asılıdır. Qazın təzyiqi və həcmnin bu paylanmada rolu yoxdur.

Temperatur artdıqca əyrinin maksimumu sağa sürüşür. Bu onunla izah olunur ki, temperatur artdıqca aşağı sürətli molekulların sayı azalır, böyük sürətliələrinin sayı isə artır.



Şəkil 60

Lakin hər iki əyrinin əmələ gətirdiyi sahə dəyişməz qalır. Ən ehtimallı ( $v_{eht}$ ) sürəti  $\frac{df}{dv} = 0$  maksimum şərtindən tapmaq olar

$$\frac{df}{dv} = \frac{d}{dv} \left( \exp \left( -\frac{mv^2}{2kT} \right) \cdot v^2 \right) = 0$$

$$2ve^{-\frac{mv^2}{2kT}} - v^2 \cdot 2 \frac{mv}{2kT} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} = 0$$

$$\exp \left( -\frac{mv^2}{2kT} \right) \cdot \left( 2 - \frac{mv^2}{kT} \right) v = 0$$

- $v = \infty$  olduqda  $\exp \left( -\frac{mv^2}{2kT} \right) = 0$  olur.

- $v = 0$  olduqda üçüncü vuruq sıfır olur.

• Deməli,  $v_{eht}$  sürətinə ikinci vuruq sıfır olması, yəni  $2 - \frac{mv^2}{kT} = 0$  uyğundur. Buradan da alırıq

$$v_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}} \approx 1.41 \sqrt{\frac{RT}{M}} \quad (70.2)$$

$\mu$  -qazın molyar kütləsidir.

2) Molekulların orta sürəti molekulların sürətlərinin orta ədədi qiymətidir

$$v_{or} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} = 1.6 \sqrt{\frac{RT}{M}} \quad (70.3).$$

3) Orta kvadratik sürət

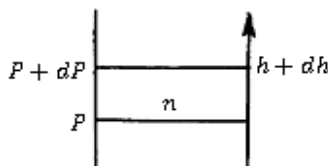
$$v_{or.kv} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} = 1.73 \sqrt{\frac{RT}{M}} \quad (70.4).$$

Şəkildən həm də buradan görünür ki,  $v_{or.kv} > v_{or} > v_{eht}$  olur.

Orta kvadratik sürət elə sürətdir ki, qazın bütün molekulları həmin sürətə malik olsaydı qazın kinetik enerjisi sabit qalardı.

## § 71. CAZİBƏ SAHƏSİNDƏ OLAN QAZ. BAROMETRİK DÜSTUR

Havada olan qaz molekullarının istilik hərəkəti olmasaydı onlar hamısı yerin cazibəsi sahəsində yerə toplaşa bilərdi. Yerın cazibə qüvvəsi və molekulların istilik hərəkəti





konsentrasiyası azalır. Hündürlüyün artması ilə təzyiğin dəyişmə qanununu çıxaraq.

Hər hansı  $h$  hündürlüyündə (şəkil 61) atmosfer təzyiqi yuxarı hissədə olan qazın kütləsi ilə əlaqədardır.

Paskal qanununa görə  $P = \rho gh$ .

Əgər  $h$  hündürlüyündə təzyiq  $P$  olarsa, hündürlük  $dh$  qədər dəyişdikdə təzyiq  $dP$  qədər dəyişmiş olacaqdır. Onda

$$dP = -\rho g dh \quad (71.1)$$

mənfi işarəsi təzyiğin azaldığını göstərir. Burada Mendeleyev-

Klapeyron tənliyinə görə  $\rho = \frac{PM}{RT}$  olduğunu nəzərə alaq.

$$dP = -\frac{PM}{RT} g dh$$

$$\frac{dP}{P} = -\frac{Mg}{RT} dh$$

$T = const$  qəbul edib, hündürlük sıfırdan  $h$  - dək dəyişməklə inteqrallayaq

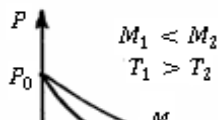
$$\int_{P_0}^P \frac{dP}{P} = -\frac{Mg}{RT} \int_0^h dh$$

$$\ln P - \ln P_0 = -\frac{Mg}{RT} h$$

$$\ln \frac{P}{P_0} = -\frac{Mg}{RT} h$$

$$P = P_0 \cdot e^{-\frac{Mgh}{RT}} \quad (71.2)$$

Bu barometrik düstur olub, atmosfer təzyiqinin hündürlükdən asılılığını ifadə edir. Burada  $P_0$  - yerin səthində,  $P$  - isə hər hansı  $h$



(şəkil 62), hündürlük artdıqca ağır qazlar üçün (yəni  $M$  - molyar kütlə çox olduqda) təzyiq daha çox azalır.

## § 72. QAZ MOLEKULLARININ POTENSİAL ENERJİYƏ GÖRƏ PAYLANMASI. BOLSMAN PAYLANMASI

Barometrik düsturda (71.2),

$$P_0 = n_0 kT \quad \text{və} \quad P = nkT$$

olduğunu nəzərə alsaq (şəkil 61), hündürlük artdıqca molekulların konsentrasiyasının dəyişməsi qanununu taparıq

$$nkT = n_0 kT e^{-\frac{Mgh}{RT}}$$

$$n = n_0 e^{-\frac{Mgh}{RT}}$$

Burada  $\frac{M}{R} = \frac{m}{k}$  olduğunu nəzərə alsaq alarıq ki,

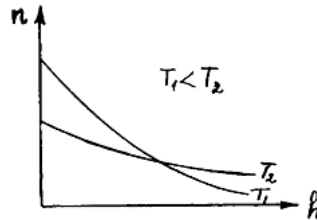
$$n = n_0 \cdot e^{-\frac{mgh}{kT}} = n_0 \cdot e^{-\frac{E_p}{kT}} \quad (72.1).$$

Burada  $m$ - bir molekulin kütləsi,  $k$ - Bolsman sabiti,  $n_0$ - yerin səthində hava molekullarının konsentrasiyası,  $n$  - Yer in səthindən  $h$  hündürlüyündə hava molekullarının konsentrasiyasıdır.

(72.1) ifadəsi Bolsman paylanması adlanır. Ondan görünür ki, temperatur ( $T$ ) az olduqda, sıfırdan fərqli hündürlükdə

molekulların sayı azalır və temperatur sıfır ( $T = 0$ ) olanda molekulların sayı sıfıra bərabər olur.

Temperatur ( $T$ ) yüksək olanda (şəkil 63), molekulların sayının ( $n$ ) hündürlükdən ( $h$ ) asılılığı zəif olur və molekullar



Şəkil 63

$$W_p = mgh.$$

Deməli

$$n = n_0 e^{-\frac{W_p}{kT}} \quad (72.2).$$

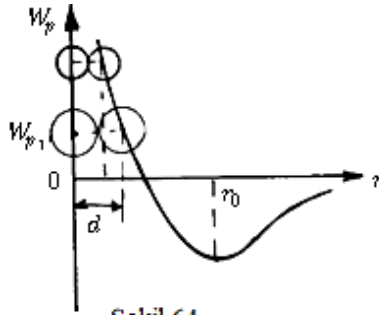
(72.2)-dən görürük ki, cazibə sahəsində olan molekulların potensial enerjisi ( $mgh$ ) artdıqca onların konsentrasiyası azalmış olur. Bolsman göstərmişdir ki, bu asılılıq istənilən təsir altında olan zərrəciklərə xas olan bir haldır.

### XIII FƏSİL

## QAZLARDA KÖÇÜRMƏ HADİSƏLƏRİ

### § 73. MOLEKULLARIN SƏRBƏST YOLUNUN ORTA UZUNLUĞU

Qaz molekulları istilik hərəkətinin hesabına aramsız toqquşmalara məruz qalır və hər bir molekul iki ardıcıl toqquşma arasında  $\lambda$  qədər sərbəst yol gedir. Bu  $\lambda$  məsafəsi sərbəst yolun uzunluğu adlanır. Toq-quşma nəticəsində molekulların hərəkət istiqaməti və sürətləri dəyişir.

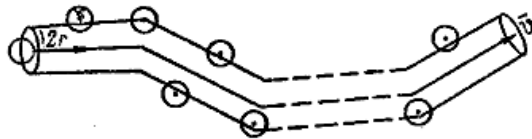


Şəkil 64

Molekullar arasındakı qarşılıqlı təsir onların qarşılıqlı potensial enerjisi ( $W_p$ ) ilə xarakterizə edilir. Şəkil 64-də  $W_p$ -nin molekulların arasındakı məsafədən asılılığı əyrisi təsvir edilib. Molekullar arasındakı  $r_0$  məsafədən sonsuzluğa qədər molekullar arasında cazibə qüvvələri təsir edir və  $r < r_0$  olan məsafələrdə dəfətmə qüvvələri ilə əvəz olurlar (onlar çox böyük olurlar).

Toqquşma zamanı molekulların mərkəzlərinin yaxınlaşdığı məsafəyə molekulun effektiv diametri ( $d$ ) deyilir. Qrafikdən görünür ki, molekulun başlanğıc kinetik enerjisi böyük olduqca (yəni temperatur çox olduqca),  $d$  məsafəsi kiçik olur. Deməli temperatur artdıqca molekulların effektiv diametri azalır.

Bu, molekulların toqquşmasına bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmayan  $d = 2r$  diametrlı elastiki kürələrin toqquşması kimi baxmağa əsas verir (şəkil 65). Hər hansı molekulun digərləri ilə vahid zamandakı  $Z$  toqquşmalarının orta sayını müəyyən edək.

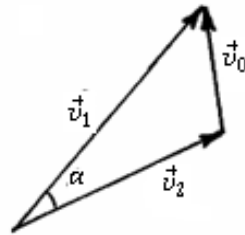


Şəkil 65

Fərz edək ki, yalnız baxdığımız molekul hərəkət edir, digərləri isə (ortasında qara nöqtəli) sükunətdədirlər. Toqquşmalar arasında molekul düzxətli bərabərsürətli hərəkət etdiyini qəbul edək. Vahid zamanda molekulun getdiyi yolun uzunluğu (qırıq borunun  $l$  uzunluğu) qiymətcə sürətə ( $\bar{v}$ ) bərabər olacaq. Bu yoldakı toqquşmaların sayı qırıq boru daxilindəki molekulların  $Z$  sayına (yəni qırıq borunun həcmnin  $\pi d^2 \bar{v}$ , molekulların  $n_0$  konsentrasiyasına hasilinə) bərabərdir:

$$Z = \pi d^2 \bar{v} \cdot n_0 \quad (73.1)$$

Bu vahid zamandakı molekulun toqquşmalarının orta sayıdır. Həqiqətdə molekulların hamısı hərəkət etdiyindən bu ifadədə molekulun orta sürəti  $\bar{v}$  yox, molekulların nisbi orta  $\bar{v}_0$  sürəti yazılmalıdır. Əgər iki molekul  $\vec{v}_1$  və  $\vec{v}_2$  mütləq sürətləri ilə hərəkət edərsə (şəkil 66), onda nisbi sürət  $\bar{v}_0$  bunların vektorial fərqi



Şəkil 66

$$\bar{v}_0 = \bar{v}_1 - \bar{v}_2$$

Bu ifadənin orta qiymətini götürək

$$\bar{v}_0^2 = \bar{v}_1^2 + \bar{v}_2^2 - 2\bar{v}_1\bar{v}_2\cos\alpha.$$

Bütün molekullar üçün orta kvadratik sürəti eyni qəbul edək

$$\bar{v}_1^2 = \bar{v}_2^2 = \bar{v}^2 \quad \text{yəni, } \bar{v}_1^2 + \bar{v}_2^2 = 2\bar{v}^2.$$

Digər tərəfdən molekulların nizamsız hərəkəti hesabına  $\alpha$  bucağı  $0^\circ$  və  $360^\circ$  arasındakı mümkün qiymətləri aldığından  $\cos\alpha$ -nın mümkün qiymətləri  $+1$  və  $-1$  arasında dəyişdiyindən  $2\bar{v}_1\bar{v}_2\cos\alpha = 0$  və

$$\bar{v}_0^2 = 2\bar{v}^2 \text{ və ya } \sqrt{\bar{v}_0^2} = \sqrt{2}\bar{v}$$

olar. Onda

$$Z = \sqrt{2}\pi d^2 \bar{v} n_0$$

alırıq.

Molekulun vahid zamanda getdiyi yolun uzunluğunu ( $\bar{v}$ ), molekulun vahid zamandakı toqquşmalarının  $Z$  sayına bölsək, molekulun iki toqquşma arasındakı sərbəst yolun orta uzunluğunu alarıq:

$$\lambda = \frac{\bar{v}}{Z} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n_0} = \frac{1}{\sqrt{2}n_0\sigma} \quad (73.2)$$

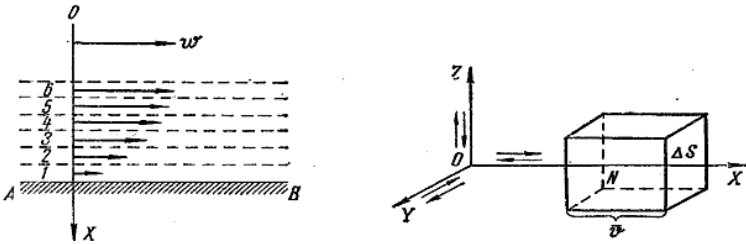
burada  $\sigma = \pi d^2$ . Bu ifadənin fiziki mənası belədir ki, molekulların sərbəst yolunun orta uzunluğu vahid həcmdəki molekulların sayı ilə tərs mütənasibdir. Doğrudanda yuxarıdakı ifadədən görünür ki,  $\lambda \sim \frac{1}{n_0}$  olur.  $P = nkT$ - ifadəsinə əsasən sabit temperaturda ( $T = \text{const}$ ) qazın təzyiqi vahid həcmdəki molekulların sayı ilə düz mütənasib ( $P \sim n_0$ ) olur, deməli  $\lambda \sim \frac{1}{P}$  və temperatur  $T$  artanda  $\sigma$  azaldığından  $\lambda$  artır.

Bunu belə izah etmək olar. Sərbəst qaçış yolunun orta

Nəticədə molekullar bir birinə tamamilə yaxınlaşır və beləliklə kürə şəkilli molekulun radiusu və uyğun olaraq qırıq borunun həcmi kiçilir ki, bu da  $\bar{\lambda}$ -nın artmasına gətirir.

#### § 74. QAZLARDA KÖÇÜRMƏ HADİSƏLƏRİ. KÖÇÜRMƏ TƏNLIYI

Qaz molekullarının nizamsız istilik hərəkəti qazın daima qarışmasına səbəb olur. Bunun nəticəsində qazın daxilində onun müxtəlif yerlərində temperatur, impuls, konsentrasiya fərqi tədricən yoxa çıxır. Bu halda hərəkət edən qaz molekulları ya impuls, ya qaz kütləsi, ya da istilik daşımaları olur. Qaz molekullarının daşdığı kəmiyyətdən asılı olaraq ya diffuziya, ya daxili sürtünmə, ya da istilik keçirməsi hadisəsi baş verir. Hər üç hadisənin mexanizmi eyni olduğundan onların qanunları da eyni xarakter daşıyır və köçürmə hadisələri adlanırlar.



Şəkil 67

Fərz edək ki, qaz üfüqi AB səthi boyunca axır (şəkil 67). Bu səthə toxunan 1 layı sürtünmə nəticəsində çox az sürətlə hərəkət edəcək. Qazın 2 layı 1 laya sürtünməyə məruz qalmasına baxmayaraq nisbətən 3 layı daha da böyük sürətlə hərəkət edəcək. 2 layı sürtünməyə məruz qalan 3 layı daha da böyük sürətlə

yaxud özlülük adlanır. Beləliklə daxili sürtünməyə görə qaz səthin yaxınlığında paralel laylarla hərəkət edir ki, onların da sürəti səthə perpendikulyar istiqamətdə ( $OX$  oxu) uzaqlaşdıqca azalır. Belə hərəkət laminar adlanır.

Köçürmə hadisələri üçün ümumi olan köçürmə tənliyini çıxaraq.

$OX$  oxunu  $\Delta S$  səthinə perpendikulyar yönəldək. Bu  $OX$  boyunca molekulların

$1/3$  hissəsi hərəkət edir:  $1/6$  hissəsi  $OX$  oxunun istiqamətində və  $1/6$  hissəsi  $OX$  oxunun əksi istiqamətində. Onda vahid zamanda  $\Delta S$  səthindən  $OX$  oxu istiqamətində oturacağı  $\Delta S$  hündürlüyü isə molekulların orta ( $\bar{v}$ ) sürətinə bərabər olan düz bucaqlı paralelepipeddə olan molekulların  $1/6$  hissəsi keçəcəkdir, yəni  $1/6 \cdot n_0 \cdot \Delta S \cdot \bar{v}$  sayda molekul keçəcəkdir. Burada  $n_0$  - molekulların konsentrasiyasıdır. Onda  $\Delta S$  səthindən  $\Delta t$  zaman ərzində bir istiqamətdə keçən molekulların sayı

$$N = \frac{1}{6} \cdot n_0 \cdot \bar{v} \cdot \Delta S \cdot \Delta t$$

olacaqdır.

Bu molekullar  $\Delta S$  səthindən öz fiziki kəmiyyətlərində (kütlə, enerji, hərəkət miqdarı və s.) daşıyırlar.

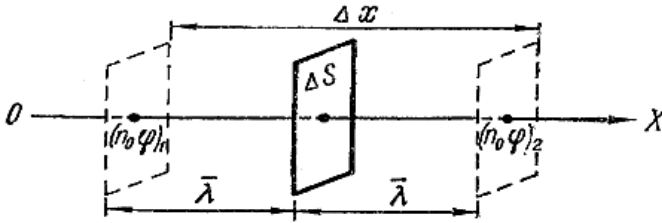
Köçürmənin ümumi mexanizminə baxdığımızdan hansı kəmiyyətin daşınmasını konkretləşdirmədən onu  $\varphi$  hərfi ilə işarə edək. Onda  $\Delta S$  səthindən  $OX$  istiqamətində  $\Delta t$  zaman ərzində molekullar tərəfindən daşınan fiziki kəmiyyətin miqdarı

$$N\varphi = \frac{1}{6} (n_0\varphi)\bar{v} \cdot \Delta S \cdot \Delta t \quad (74.1)$$

olacaqdır.



Əgər qaz xassələrinə görə qeyri-bircins olarsa, yəni qaz həcmnin müxtəlif yerlərində  $n_0$  və  $\varphi$  fiziki kəmiyyəti fərqli qiymətlərə malik olarsa, vahid qaz həcmində olan  $n_0 \cdot \varphi$  fiziki kəmiyyətinin miqdarı da müxtəlif yerlərdə fərqli olacaqdır.



Şəkil 68

Fərz edək ki (şəkil 68),  $n_0 \cdot \varphi$  kəmiyyəti  $OX$  istiqamətində azalır və  $\Delta S$  səthinin solunda  $(n_0 \varphi)_1$ , sağda  $(n_0 \varphi)_2$  bərabərdir. Bu halda  $N \cdot \varphi$  fiziki kəmiyyətin  $\Delta S$  səthindən əsasən soldan sağa köçürməsi baş verəcək və

$$\begin{aligned} \Delta(N\varphi) &= (N\varphi)_1 - (N\varphi)_2 = \\ &= \frac{1}{6} [(n_0\varphi)_1 - (n_0\varphi)_2] \bar{v} \cdot \Delta S \cdot \Delta t \end{aligned} \quad (74.2)$$

bərabərdir.

$\varphi$  və  $n_0$  qiymətləri yalnız molekulların toqquşması nəticəsində dəyişir və  $\Delta S$ -dən orta sərbəst qaçış məsafədə  $\Delta S \cdot \bar{\lambda}$  dəyişməz qalırlar.  $\Delta S$ -dən sola  $\bar{\lambda}$  və sağa  $\bar{\lambda}$  məsafədə  $n_0\varphi$ -in qiymətlərini götürək. Son ifadənin sağ tərəfini  $2\bar{\lambda}$ -a bölüb vuraq

$$\Delta(N\varphi) = \frac{1}{3} \frac{(n_0\varphi)_1 - (n_0\varphi)_2}{2\bar{\lambda}} \cdot \bar{\lambda} \cdot \bar{v} \cdot \Delta S \cdot \Delta t \quad (74.3)$$

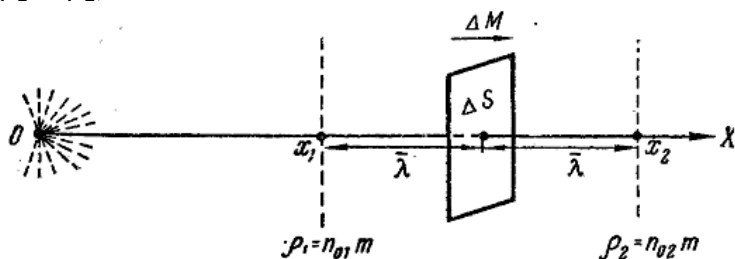
Səhildən çıxırıq ki  $(n_0\varphi)_1 - (n_0\varphi)_2$  ifadəsi  $n_0\varphi$

$$\Delta(N\varphi) = -\frac{1}{3} \cdot \bar{\lambda} \cdot \bar{v} \cdot \frac{\Delta(n_0\varphi)}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t \quad (74.4)$$

alırıq. Burada mənfi işarəsi fiziki kəmiyyətin daşınması qradientin əksi istiqamətində (sağdan sola) baş verdiyini göstərir. Bu ifadə köçürmə tənliyi adlanır. Ona əsaslanaraq indi konkret olaraq köçürmə hadisələrinə (diffuziya, istilikkeçirməsi və daxili sürtünmə) baxaq.

## § 75. DİFFUZİYA

Qazın hər hansı həcmində sıxlığın qeyri-bircinsliyi olduğunu fərz edək (şəkil 69) və sıxlıq  $OX$  istiqamətində azalır. (məsələn,  $O$  nöqtəsində buxarlanmada olan maye var).  $\Delta S$  səthindən  $\bar{\lambda}$  qədər solda və sağdakı sıxlıqları  $\rho_1$  və  $\rho_2$  işarə edək ( $\rho_1 > \rho_2$ ).



Şəkil 69

$\rho = n_0 m$  ( $m$  - molekulun kütləsi) olduğundan  $n_{01} > n_{02}$  olur, yəni molekulların konsentrasiyası  $OX$  oxu istiqamətdə sıxlıqla bərabər azalır.

Köçürmə tənliyində daşınan fiziki kəmiyyətin molekulun kütləsi olduğunu (yəni  $\varphi = m$ ) nəzərə alaq. Onda:

$$n_0\varphi = n_0 m = \rho$$

olur. Burada  $\Delta M$  - diffuziya ilə  $\Delta t$  zamanda  $\Delta S$  səthinə perpendikulyar istiqamətdə daşınan qazın kütləsidir.

(75.1) ifadəsini (74.4) köçürmə tənliyində yerinə yazaq

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

bərabərdir. Burada  $\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} = D$  işarə etsək alırıq ki,

$$\Delta M = -D \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \cdot \Delta S \Delta t \quad (75.2)$$

Bu ifadə diffuziya tənliyi adlanır. Burada  $D$  mütənasiblik əmsalı diffuziya əmsalı adlanır və  $m^2/s$  ilə ölçülür.

$\Delta S = 1m^2$ ;  $\Delta t = 1s$ ;  $\frac{\Delta \rho}{\Delta x} = -1 \frac{kg}{m^4}$  olduqda  $\Delta M = D$  yəni, diffuziya əmsalı  $1m^2$ -dən  $1s$ -də sıxlıq qradientinin  $-1 \frac{kg}{m^4}$  qiymətində köçürülən qazın kütləsinə bərabərdir.

$\bar{\lambda} \sim \frac{1}{p}$  və  $\bar{v} \sim \sqrt{\frac{T}{M}}$  olduğundan ( $D = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v}$ ) diffuziya əmsalı qazın növündən ( $M$ ) və onun halından ( $P$  və  $T$ ) asılıdır. Normal şəraitdə oksigen üçün  $\bar{\lambda} = 5 \cdot 10^{-8}m$ ,  $\bar{v} = 5 \cdot 10^2 \frac{m}{s}$  olduğundan

$$D = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} = \frac{5}{3} 10^{-8} \cdot 5 \cdot 10^2 \approx 8 \cdot 10^{-6} \left( \frac{m^2}{s} \right)$$

qiymətdə olur.

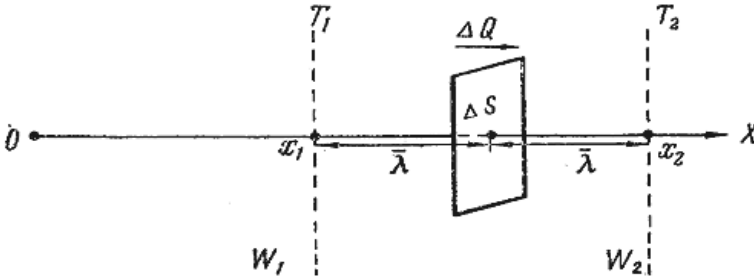
## § 76. İSTİLİKKEÇİRMƏ

Fərz edək ki, qazın hər hansı həcmində temperatur ( $T$ )  $Ox$  istiqamətində azalır (şəkil 70).  $\Delta S$  səthindən  $\bar{\lambda}$  məsafələrdəki temperaturları  $T_1$  və  $T_2$  işarə edək ( $T_1 > T_2$ ) işarə edək. Qaz

molekulunun enerjisidir, yəni  $\varphi = W$ . Onda  $n_0 = const$  olduğunu hesab etmək olduğundan alırıq ki,

$$\Delta(n_0\varphi) = \Delta(n_0W) = \Delta\left(n_0 \frac{i}{2} kT\right) = n_0 \frac{i}{2} k\Delta T \quad (76.1)$$

Burada  $\Delta T = T_1 - T_2$ .



Şəkil 70

Bundan başqa

$$\Delta(N\varphi) = \Delta(NW) = \Delta Q \quad (76.2)$$

$\Delta t$  zamanda  $\Delta S$  səthindən perpendikulyar istiqamətdə daşınan istilik miqdarıdır (daxili enerjidir). Onda köçürmə tənliyindən alırıq.

$$\begin{aligned} \Delta Q &= -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} n_0 \frac{i}{2} k \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \frac{n_0}{N_A} \frac{m}{M} \frac{i}{2} R \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t = \\ &= -\frac{1}{3} \bar{k} \bar{v} \rho \cdot C_V \cdot \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t \end{aligned}$$

Burada  $\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \rho \cdot C_V = \chi$  işarə etsək

$$Q = -\chi \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t \quad (76.3)$$

alırıq. Burada  $\chi$ - istilik keçirmə əmsalıdır və  $\frac{C}{m \cdot s \cdot K}$  ilə ölçülür.

$\Delta S = 1\text{m}^2$  ;  $\Delta t = 1\text{s}$  ;  $\frac{\Delta T}{\Delta x} = -1 \frac{\text{K}}{\text{m}}$  olarsa  $\Delta Q = \chi$  olduğunalar, yəni istilik keçirmə əmsalı vahid səthdən, vahid zamanda  $-1 \frac{\text{K}}{\text{m}}$  temperatur qradiyen-tində köçürülən istilik miqdarına bərabərdir.

$\bar{\lambda} \sim \frac{1}{\rho}$  ,  $\rho \sim P$ . Onda  $\bar{\lambda} \rho$  - təzyiqdən asılı deyil, deməli  $\chi$ -da təzyiqdən asılı deyil.

Oksigen üçün normal şəraitdə

$$\bar{\lambda} = 5 \cdot 10^{-8}\text{m}; \quad \bar{v} = 5 \cdot 10^2 \frac{\text{m}}{\text{s}}; \quad \rho = 143 \cdot 10^{-2} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

$$C_v = \frac{i}{2M} R = \frac{5}{2 \cdot 0.032} \cdot 8.32 \approx 650 \frac{\text{C}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$$

Onda

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \rho C_v = \frac{1}{3} \cdot 5 \cdot 10^{-8} \cdot 5 \cdot 10^2 \cdot 143 \cdot 10^{-2} \cdot 650 \approx \\ &\approx 8 \cdot 10^{-3} \frac{\text{C}}{\text{m} \cdot \text{s} \cdot \text{K}} \end{aligned}$$

olur.

## § 77. DAXİLİ SÜRTÜNMƏ (ÖZLÜLÜK)

Fərz edək ki (şəkil 71), qazın laminar axınında sürət OX istiqamətində azalır. Bu qazın bərk sədd (divar) yaxınlığında axan zaman ola bilər. Qazın iki qonşu layının toxunduğu  $\Delta S$  səthindən  $\bar{\lambda}$  məsafəsindəki sürətin qiymətini  $v_1$  və  $v_2$  ( $v_1 > v_2$ ) işarə edək. Aydın ki, bu sürət molekulların xaos hərəketi ilə toplanacaqdır və üst layın molekullarının impulsu alt layın molekullarının implusundan böyük olacaqdır, yəni  $mv_1 > mv_2$  ( $m$  - molekulun

Nəticədə laylar arasında daxili sürtünmə yaranır. Bu sürtünmə qüvvəsi  $F$ ,  $\Delta S$  səthi boyunca axın sürətinə paralel yönəlidir.

Bu halda daşınan fiziki kəmiyyət, molekulun istilik miqdarıdır, yəni:

$$\varphi = k = mv_1$$

Onda molekulların konsentrasiyasını qazın bütün həcmində sabit ( $n_0 = \text{const}$ ) hesab etmək olduğundan

$$\Delta(n_0\varphi) = \Delta(n_0k) = \Delta(n_0mv) = n_0m \cdot \Delta v \quad (77.1)$$

alırıq. Burada  $\Delta v = v_1 - v_2$ . Aydınadır ki,

$$\Delta(N\varphi) = \Delta(Nk) = \Delta k \quad (77.2)$$

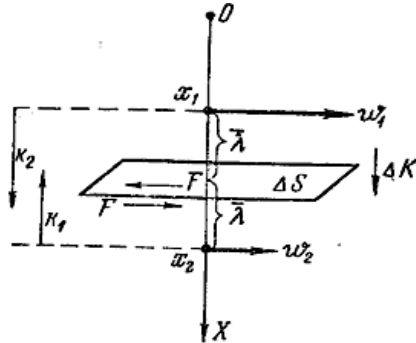
burada  $\Delta k$  -  $\Delta t$  zaman ərzində  $\Delta S$  səthində bir layın digərinə nisbətən hərəkət miqdarının dəyişməsidir və laylar arasında təsir edən  $F$  qüvvələrin impulsuna bərabərdir, yəni

$$\Delta k = F \cdot \Delta t.$$

Onda  $\Delta(N\varphi) = \Delta k = F\Delta t$  alırıq. Köçürmə tənliyindən alırıq ki,

$$\begin{aligned} F\Delta t &= -\frac{1}{3}\bar{\lambda}\bar{v}n_0m\frac{\Delta v}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t \\ F &= -\frac{1}{3}\bar{\lambda}\bar{v}\rho\frac{\Delta v}{\Delta x} \cdot \Delta S = -\eta\frac{\Delta v}{\Delta x}\Delta S, \end{aligned} \quad (77.3)$$

Burada  $\eta = \frac{1}{3}\bar{\lambda}\bar{v}\rho$  və  $n_0m = \rho$ .



Şəkil 71

$\Delta S = 1m^2; \frac{\Delta v}{\Delta x} = -1s^{-1}$  olduqda  $F = \eta$  olur, yəni özlülük qiymətcə daxili sürtünmə qüvvəsinə bərabərdir.

$\eta \sim \bar{\lambda} \rho$  olduğundan,  $\chi$  - istilik keçirmə əmsalı kimi,  $\eta$ - daxili sürtünmə əmsalı da seyrəkləşdirilmiş qaz halından başqa təzyiqdən asılı deyil, (seyrəkləşdirilmiş qaz halında  $\bar{\lambda}$  qabın ölçülərindən böyük olur).

Oksigen üçün normal şəraitdə

$$\bar{\lambda} = 5 \cdot 10^{-8} m; \quad \bar{v} = 5 \cdot 10^2 \frac{m}{s}; \quad \rho = 143 \cdot 10^{-2} \frac{kg}{m^3}.$$

Onda

$$\eta = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \rho = \frac{1}{3} \cdot 5 \cdot 10^{-8} \cdot 5 \cdot 10^2 \cdot 143 \cdot 10^{-2} \approx 1.2 \cdot 10^{-5} \frac{kg}{m \cdot s}$$

Yekunda köçürmə əmsalları olan  $D, \chi, \eta$  (diffuziya, istilikkeçirməsi və daxili sürtünmə əmsalları) arasındakı münasibəti uyğun ifadələrin müqayisəsindən alarıq

$$\frac{\eta}{D} = \rho \quad \text{və} \quad \frac{\chi}{\eta} = C_V$$

Bütün bunlar təcrübi qiymətlərə uyğundur.

## Üçüncü bölmə ELEKTRİK VƏ MAQNETİZM

### XIV FƏSİL

#### *ELEKTROSTATİKA*

#### § 78. ELEKTRİK YÜKLƏRİ. KULON QANUNU

İpəyə sürtülmüş kəhraba və ya dəriyə sürtülmüş şüşə çubuğun elektriclənməsi hadisəsi qədimdən məlumdur. Xarici təsir nəticəsində (sürtünmə, toxunma, təsir) cisimlər nüvə ilə daha zəif əlaqədə olan 1-2 elektronunu itirərək müsbət yüklənilirlər.

Təcrübələr göstərmişdir ki, elektriclənmənin iki növü var. Şərti olaraq qəbul olunmuşdur ki, şüşə çubuqda alınan yük müsbət, ebonit çubuqda alınan yük mənfi adlandırılınsın. Eyni adlı yüklər bir birini dəf, müxtəlif adlı yüklər isə bir birini cəzb edir.

Sürtünmə zamanı elektriclənən hər iki cisimdə eyni miqdarda yük alınır. Bu cisimlərin yükləri birlikdə bir birini neytrallaşdırdığından, bunlardan biri müsbət, digəri isə mənfi yük adlanır.

Faradey təcrübələrlə yüklərin saxlanması qanununu kəşf etmişdir.

Qapalı cisimlər sistemində bütün cisimlərin elektrik yüklərinin cəbri cəmi sistemdə baş verən istənilən hadisə və ya proseslərdə sabit qalır

$$\sum_i q_i = 0.$$

Başqa sözlə elektrik yükü itmir və heçdən yaranmır, o yalnız toxunma nəticəsində bir cisimdən digərinə ötürülür və ya bir cisim



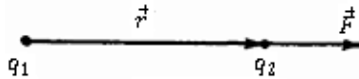
Cisim daxilində  $N$  sayda elektron olarsa onun yükü

$$q = \pm N \cdot e$$

olar.

Yüklənmiş maddi nöqtəyə nöqtəvi yük deyilir. Elektriklənmiş cisimlərin qarşılıqlı təsirini kəmiyyətcə tədqiq edən Kulon aşağıdakı qanunu kəşf etmişdir:

iki nöqtəvi yükün ( $q_1$  və  $q_2$ ) qarşılıqlı təsir qüvvəsi bu yüklərin miqdarları ilə düz, aralarındakı ( $r$ ) məsafənin kvadratı ilə tərs mütənəsb olur (şəkil 72)



Şəkil 72

$$F = k \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2} \quad (78.1)$$

burada  $\epsilon = F_0/F$ - yüklər olduğu mühitin dielektrik nüfuzluğudur.

(78.1) ifadəsində  $k$  - vahidlər sisteminin seçilməsindən asılı olan mütənəsblik əmsəlidir. Gauss sisteminə  $k = 1$ , BS -də isə  $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$  olur. Burada  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{Kl^2}{N \cdot m^2}$ - elektrik sabitidir ( $\frac{Kl}{N \cdot m^2} = \frac{F}{m}$ ),  $\epsilon_0$  -in fiziki mənası yoxdur. Onda BS-də Kulon qanunu aşağıdakı kimi olur.

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2}$$

Eyni adlı yüklər üçün  $F > 0$  (cazibə), müxtəlif adlı yüklər üçün isə  $F < 0$  (dəf etmə) olur.

Kulon qanunu vektor şəklində belə yazılır:

$$\vec{F} = k \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (78.2)$$

Burada  $\vec{r}$  -  $\vec{F}$  qüvvəsi təsir etdiyi yük istiqamətində yönəlmiş

## § 79. ELEKTRİK SAHƏSİ. ELEKTRİK SAHƏSİNİN İNTENSİVLİYİ

Elektriklənmiş cisimlər yerləşdikləri mühitdə müəyyən fiziki dəyişiklik yaradır. Bu dəyişiklik nəticəsində həmin mühitə daxil edilmiş hər hansı yükə təsir göstərilir. Elektrik yükünün təsiri hiss olunan belə bir mühitə elektrik sahəsi deyilir.

Elektrik sahəsi maddi varlığın bir formasıdır. Elektrik sahəsinin tədqiqi üçün sınaq yükündən istifadə edilir. Sınaq yükünün sahəyə daxil edilməsi, onun çox kiçik olduğundan, sahədə heç bir dəyişiklik etmir. Sınaq yükü olaraq çox kiçik müsbət vahid (nöqtəvi) yük götürülür.

Elektrik sahəsindəki müsbət vahid sınaq yükünə təsir edən qüvvə ilə ölçülən kəmiyyətə sahə intensivliyi deyilir və aşağıdakı kimi təyin olunur

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}$$

və vahidi  $1 \frac{N}{Kl} = 1 \frac{V}{m}$  - dir.

Deməli  $\vec{E}$  intensivliyi sahənin hər hansı nöqtəsində yerləşən  $q$  sınaq yükünə təsir edən  $\vec{F} = q_0 \vec{E}$  qüvvəsi ilə xarakterizə olunur. Bu isə o deməkdir ki, intensivlik sahənin qüvvə xarakteristikasıdır.

Nöqtəvi  $q$  yükünün  $\vec{r}$  məsafədə yaratdığı sahənin intensivliyi

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2}$$
$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (79.1)$$

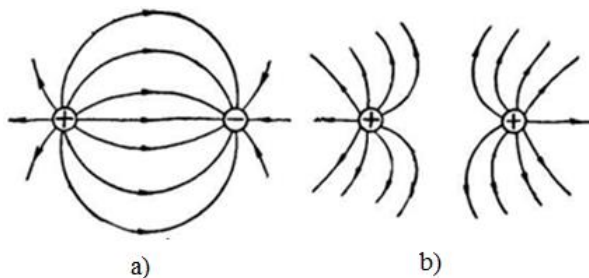
olar. Burada  $q$  sahəni yaradan yüküdür. Əgər  $q > 0$  olarsa  $\vec{F}$  və  $\vec{E}$  vektorları eyni,  $q < 0$  olarsa  $\vec{F}$  və  $\vec{E}$  vektorları bir-birinə əks istiqamətdə yönəlirlər.

Bir neçə  $q_1, q_2, \dots, q_n$  nöqtəvi yüklərin yaratdığı elektrik sahəsinin intensivliyi, hər bir yükün ayrılıqda yaratdığı sahələrin intensivliklərinin vektorial cəminə bərabərdir

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n$$

Qrafik olaraq elektrik sahəsinin intensivlik xətləri ilə göstərilir. Elektrik sahəsində ətaləti olmayan müsbət yükün hərəkət etdiyi trayektoriyaya (istiqamətə) intensivlik xətləri deyilir.

İntensivlik xətləri müsbət yüklərdə başlayır və mənfi yüklərdə qurtarırlar, heç yerdə kəsişmirlər və qapanmırlar. İntensivlik xətlərinə perpendikulyar istiqamətdə olan vahid sahədən keçən intensivlik xətlərinin sayı intensivliyin verilmiş nöqtədəki qiymətinə bərabər olur. Şəkil 73 - də iki müxtəlif işarəli (a) və iki eyni işarəli (b) yüklərin elektrik sahələri təsvir edilmişdir.



Şəkil 73

## § 80. ELEKTRİK SAHƏSİNİN POTENSİALI. ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ GÖRÜLƏN İŞ

Nöqtəvi müsbət  $q$  yükünün yaratdığı sahəyə müsbət  $q_0$  sınaq yükün 1 nöqtəsindən 2 nöqtəsinədək yerdəyişməsini fərz edək (şəkil 74). Trayektoriya əyrixtətli olduğundan  $q$  və  $q_0$  yükləri arasındakı qüvvə nöqtədən nöqtəyə dəyişəcəkdir.

Qüvvəni sabit hesab etmək olan trayektoriyanın  $dl$  kiçik hissəsindəki elementar iş

$$dA = Fdr$$

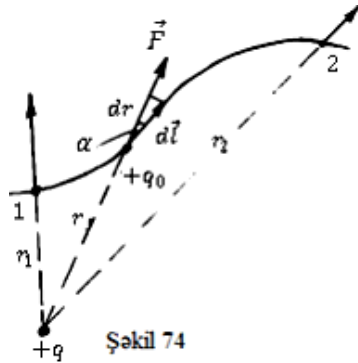
bərabərdir. Burada  $dr = dl \cos \alpha$  olduğundan  $dA = Fdl \cos \alpha$  olur.

Nəzərə alaraq ki,  $F = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2}$

elementar iş üçün

$$dA = Fdr = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} dr$$

ifadəsini alırıq.



Hər  $dly$ olunda görülən iş  $dA$  olduğundan trayektoriyanın 1-2 yolundakı iş bu işlərin cəminə bərabər olacaqdır. Yəni

$$A_{12} = \int_{r_1}^{r_2} \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} dr = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left( -\frac{1}{r} \right)_{r_1}^{r_2} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_1} - \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_2} \quad (80.1)$$

Buradan görürük ki, Kulon qüvvələrinin gördüyü iş  $q_0$  sınaq yükünün başlanğıc və son nöqtələrinin vəziyyətindən asılıdır. Bu

Məlumdur ki, konservativ qüvvələrin işi potensial enerjinin azalmasına bərabərdir, yəni

$$A_{12} = W_{P_1} - W_{P_2} \quad (80.2).$$

(80.1) və (80.2) ifadələrindən  $q$  yükünün potensial enerjisini tapırıq

$$W_P = \frac{qq_o}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} + const.$$

Əgər sonsuzluqda  $W_P = 0$  olduğunu qəbul etsək,  $const = 0$  olur. Onda

$$W_P = \frac{qq_o}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \quad (80.3)$$

Burada

$$\frac{W_P}{q_o} = \varphi$$

ifadəsi sınaq yükünün qiymətindən asılı deyil və elektrik sahəsinin enerji xarakteristikası olub potensial adlanır ( $\varphi$ -işarə edilir).

Elektrik sahəsinin verilmiş nöqtəsinin potensialı, müsbət vahid yükü sonsuzluqdan həmin nöqtəyə gətirərkən görülən işlə ölçülən kəmiyyətdir. Potensial skalyar kəmiyyətdir.

$$\varphi = \frac{W_P}{q_o} = \frac{A}{q_o} \quad (80.4)$$

Nöqtəvi yükün potensialı

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \quad (80.5)$$

bərabərdir.

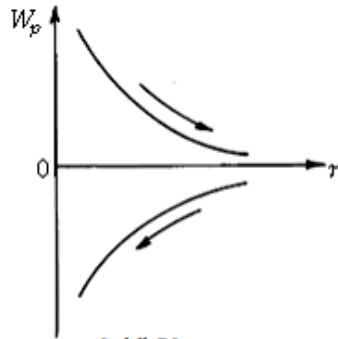
Əgər  $q$  yükü potensialı  $\varphi_1$  olan nöqtədən potensialı  $\varphi_2$  olan nöqtəyə yerdəyişmə edərsə elektrik sahəsinin qüvvələrinin gördüyü iş

$$A = W_{P_1} - W_{P_2} = q(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (80.6)$$

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 \dots + \varphi_n = \sum_{i=1}^n \varphi_i$$

Potensialları eyni olan nöqtələrin əmələ gətirdiyi səthə ekvipotensial səth deyilir. Ekvipotensial səth şərti olaraq  $\varphi = const$  kimi yazılır. Bu halda  $d\varphi = 0$  olur yəni ekvipotensial səth boyu yüklərin hərəkəti zamanı iş görülmür ( $A = 0$ ).

Şəkil 75 - dəki potensial əyrilər ( $f = W_p(r)$ ) iki nöqtəvi yükün potensial enerjisinin onlar arasındakı məsafədən asılılığını göstərir. Eyni adlı yüklər üçün  $W_p > 0$  və əks işarəli yüklər üçün  $W_p < 0$  olur. Potensial əyrilərinin minimumları (potensial çuxur) yoxdur. Ona görə iki tərpənməz yükdən ibarət sistem dayanıqlı tarazlıqda ola bilməz.



Şəkil 75

Kulon qüvvələri təsirindən eyniadlı yüklər sonsuz məsafəyə qədər bir birini dəf edir, müxtəlif işarəli yüklər isə birləşib və neytrallaşana qədər yaxınlaşırlar. Bu istənilən sayda elektrik yüklərinin ixtiyari düzülüşündə də doğrudur: aralarında yalnız Kulon qüvvələri təsir edən sükunətdə olan elektrik yüklərinin ixtiyari düzülüşü dayanıqsızdır. Bu İrnsou teoremi adlanır. Ondan xüsusi hal kimi çıxır ki, elektrik yüklərindən ibarət sistem kimi atom modeli statik ola bilməz. Atomda elektronların dayanmadan hərəkəti, molekullarda nüvələrin və kristallarda ionların arasıkəsilməyən rəqsləri bu sistemlərin dayanıqlı olması şərtidir. Bu hərəkətlər hətta temperaturun mütləq sıfırında da

## § 81. POTENSİALLAR FƏRQİ İLƏ SAHƏ İNTENSİVLİYİ ARASINDA ƏLAQƏ

Elektrik sahəsinin iki əsas xarakteristikası olan – intensivlik  $\vec{E}$  və potensial  $\varphi$  arasında əlaqəni araşdıraraq.

Fərz edək ki (şəkil 76), müsbət nöqtəvi  $q_0$  yükü intensivliyi  $\vec{E}$  olan sahədə 1 nöqtə-sindən 2 nöqtəsinə kiçik  $dl$  məsafəyə yerini dəyişir. 1 və 2 nöqtələrindən potensialları uyğun olaraq  $\varphi_1$  və  $\varphi_2$  olan ( $\varphi_1 > \varphi_2$ ) ekvipotensial səthlər keçir. Məlumdur ki, ekvipotensial səthdə

$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = 0$   
olduğundan səth boyu yükün hərəkəti zamanı iş görülür  $A = 0$ .

Potensialları  $\varphi_1$  olan ekvipotensial səthləri elə yaxın götürək ki,  $\vec{E} = const$  hesab etmək olsun. Bu halda  $dl$  yolu  $\vec{E}$  vektoru istiqaməti ilə  $\alpha$  bucağı təşkil edərsə müsbət  $q_0$  yükünün yerdəyişməsində görülən elementar iş

$$dA = F dl \cos \alpha = q_0 E dl \cos \alpha$$

bərabərdir.

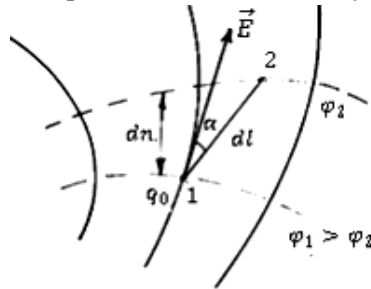
Digər tərəfdən bu elementar iş

$$dA = q_0[\varphi - (\varphi + d\varphi)] = -q_0 \cdot d\varphi$$

olduğundan ( $d\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ )

$$q_0 E dl = -q_0 d\varphi$$

$$E = -\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{dl \cos \alpha} = -\frac{d\varphi}{dl} \quad (81.1)$$



Şəkil 76

sahə intensivliyi potensialın vahid məsafədəki azalmasına bərabərdir.

Potensialın ən çox dəyişdiyi istiqamətdə, vahid məsafədə azalmasına, yəni  $\frac{d\varphi}{dl}$  - ə onun qradienti deyilir və belə yazılır

$$\text{grad } \varphi = + \frac{d\varphi}{dl}.$$

Deməli

$$E = -\text{grad } \varphi$$

olur. Potensial qradienti vektorial kəmiyyət olub, potensialın artması istiqamətində yönəlir

$$\vec{E} = -\text{grad } \varphi \quad (81.2).$$

(81.1) ifadəsindən alınır ki,  $d\varphi = -Edl$ .

Bir birindən müəyyən uzaqlıqda olan iki nöqtə arasındakı potensiallar fərqi

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 Edl$$

bərabərdir. Bircinsli sahədə  $\vec{E} = \text{const}$  olduğundan

$$\varphi_1 - \varphi_2 = E \int_1^2 dl.$$

Elektrostatik sahə bircinsli olduqda

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{l}$$

Ümumi halda

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}; \quad E_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}; \quad E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}.$$

Onda



Burada

$$\vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z} = \vec{\nabla}$$

vektorial kəmiyyəti Nabl operatoru adlanır.

Fərz edək ki, radiusu  $r$  olan metal kürə  $q$  yükü ilə  $\varphi$  potensialına qədər elektriclənmişdir. Bu kürənin potensialı

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r}$$

düsturu ilə hesablanır.

Şəkil 77 - də yüklənmiş kürənin onun mərkəzindən olan məsafəsindən sahə intensivliyinin

(a) və potensialının (b) asılılığı verilmişdir. Ondən görünür ki, yüklənmiş kürə daxilində  $E = 0, \varphi \neq 0$  və  $\varphi = const$  olur. Kürənin səthindən uzaqlaşdıq da isə asılılıq

$$E = k \frac{q}{r^2} \quad \text{və} \quad \varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r}$$

kimi olur.

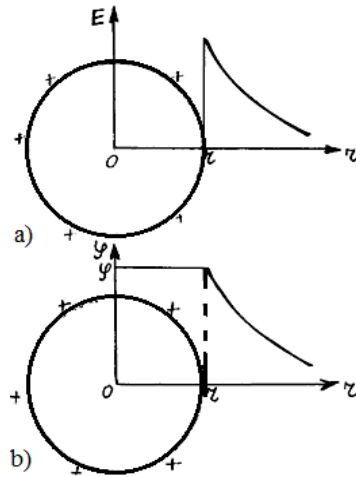
Hər-hansı  $q_1$  və  $q_2$  yüklərini birləşdirən xətt üzərindəki ixtiyari  $A$  nöqtəsində (şəkil 78) sahə intensivliyi və potensialı uyğun olaraq

$$E_A = \frac{kq_1}{r_1^2} - \frac{kq_2}{r_2^2} = k \left( \frac{q_1}{r_1^2} - \frac{q_2}{r_2^2} \right) \quad (81.4)$$

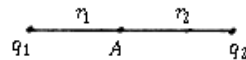
və

$$\varphi_A = k \left( \frac{q_1}{r_1} + \frac{q_2}{r_2} \right) \quad (81.5)$$

kimi hesablanır.



Şəkil 77



Şəkil 78

iş

$$dA = FdR = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q}{R^2} dR \quad (81.6)$$

olar. Potensial isə vahid yükü sonsuzluqdan həmin kürə üzərinə gətirərkən görülən işə bərabərdir

$$\varphi = \int_r^{\infty} \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q}{R^2} dR = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \int_r^{\infty} \frac{dR}{R^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \left(-\frac{1}{R}\right) \Big|_r^{\infty} \quad (81.7)$$

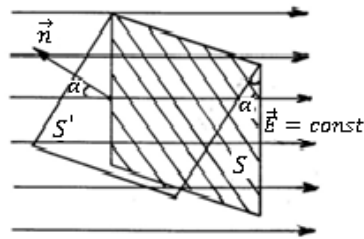
Bu elektriklənmiş kürənin potensialıdır

## § 82. İNTENSİVLİK VEKTORUNUN SELİ. VAKUUMDA ELEKTRİK SAHƏSİ ÜÇÜN QAUSS TEOREMİ

Elektrik sahəsinin intensivliyi vektorunun sahəni yaradan yüklərlə əlaqəsini müəyyən etmək üçün intensivlik vektorunun seli anlayışı daxil edilir.

Qüvvə xətlərinə perpendikulyar qoyulmuş səthdən keçən qüvvə xətlərinin sayına bu səthdən keçən intensivlik vektorunun seli (sadəcə intensivlik seli) deyilir,  $\phi_E$  işarə edilir və  $\phi_E = ES$  kimi hesablanır.

Əgər (şəkil 80) müstəvi səthin  $\vec{n}$  normalı qüvvə xətləri ilə  $\alpha$  bucağı təşkil edərsə



Şəkil 80

$$\phi_E = ES' \cos \alpha = ES' \cos(\vec{E}\vec{n}) = E_n S \quad (82.1)$$

olar. Burada  $E_n = E \cos(\vec{E}\vec{n})$ .

Sahə bircinsli olmadıqda ( $\vec{E} \neq const$ ) səthi çox kiçik elementar ( $dS$ ) götürməklə, bu səthin əhatə etdiyi kontur daxilində

$$\phi_E = \int_S E_n dS = \int_S E \cos \alpha dS,$$

götürülən səth qapalı olduqda isə

$$\phi_E = \oint_S E \cos \alpha dS$$

olacaqdır.

Hər-hansı elektrik yükünü əhatə edən səthdən çıxan intensivlik seli bu səthi xarakterizə edən bütün kəmiyyətlərdən asılı olmayıb yalnız onun daxilində yerləşmiş yük miqdarından asılıdır.

Sferik səthin mərkəzində yerləşmiş  $q$  yükünün bu səthdə yaratdığı sahə intensivliyi  $E = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2}$  olduğundan, nəzərə alsaq ki,  $E_n = E$  -dir, intensivlik seli

$$\phi_E = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0}$$

olur.

Burada  $S = 4\pi r^2$  sferanın səthinin sahəsidir.

Hesablamalar göstərir, ki nəticə istənilən qapalı səth üçün doğrudur.

Qapalı səth daxilində  $q_1, q_2, \dots, q_n$  yükləri olarsa, həmin səthi kəsən intensivlik seli

$$\phi_E = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} (q_1 + q_2 + \dots + q_n) = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \sum_i q_n \quad (82.2)$$

olacaqdır.

(82.1)və (82.2) tənliklərinin müqayisəsindən alarıq

$$\phi_E = \oint E_n dS = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \sum_i^n q_i \quad (82.3)$$

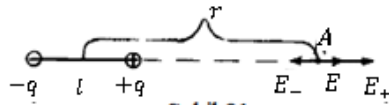
### § 83. ELEKTRİK DİPOLU. DİPOLUN ELEKTRİK SAHƏSİ

Bir birindən müəyyən  $l$  məsafədə yerləşən qiymətcə bərabər olan əks işarəli iki nöqtəvi yüklər sisteminə elektrik dipolu deyilir. Yükləri birləşdirən düz xəttə dipolun oxu deyilir. Mənfi yükdən müsbət yükə istiqamətlənmiş və modulu yüklər arasındakı məsafəyə bərabər olan vektorial kəmiyyətə dipolun  $\vec{l}$  qolu deyilir.

Dipolun  $+q$  yükünün  $\vec{l}$  qoluna hasilinə dipolun elektrik momenti deyilir:

$$\vec{P} = q\vec{l}$$

Elektrik momenti dipolun oxu boyunca müsbət yükə doğru yönəlir.



Şəkil 81

1) Dipolun oxunun davamında, dipolun oxunun orta nöqtəsindən  $r$  məsafədə yerləşən  $A$  nöqtəsində elektrik sahəsinin  $\vec{E}$  intensivliyini tapmaq (şəkil 81).

Bu halda  $\vec{E}_+$  və  $\vec{E}_-$  vektorları dipol oxu boyunca yönəldiyindən onların həndəsi cəmi cəbri cəmi ilə üst-üstə düşür

$$\vec{E} = \vec{E}_+ - \vec{E}_-$$

Şəkildən görünür ki,  $r_+ = r - l/2$  və  $r_- = r + l/2$ . Onda

$$E_+ = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 \left(r - \frac{l}{2}\right)^2} \quad \text{və} \quad E_- = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 \left(r + \frac{l}{2}\right)^2}$$

olur. Deməli

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left[ \frac{1}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2} \right] = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2 - \left(r - \frac{l}{2}\right)^2}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2 \cdot \left(r + \frac{l}{2}\right)^2}$$

Əgər  $r \gg l$  olarsa

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2 - \left(r - \frac{l}{2}\right)^2}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2 \cdot \left(r + \frac{l}{2}\right)^2}$$

$$\times \frac{\left(r + \frac{l}{2} - r + \frac{l}{2}\right) \cdot \left(r + \frac{l}{2} + r \frac{l}{2}\right)}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2 \cdot \left(r + \frac{l}{2}\right)^2} \approx \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{2lr}{r^4} = \frac{2ql}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^3}$$

və ya

$$E \approx \frac{2P}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^3} \quad (83.1).$$

2) Dipolun oxunun mərkəzinə çəkilmiş perpendikulyar üzərindəki  $B$  nöqtəsində elektrik sahəsinin  $\vec{E}$  intensivliyini tapaq (şəkil 82).

Şəkildən görünür ki,  $\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_-$  bərabərdir. Bu halda  $r_+ = r_-$  olduğundan  $\vec{E}_+ = \vec{E}_-$  olur. Onda  $\triangle BCD$  -dən alırıq ki,  $E = 2E_+ \cos\alpha$ .

Burada

$$E_+ = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_0^2} \quad \text{və} \quad \cos\alpha = \frac{l/2}{r_+}$$

olduğundan

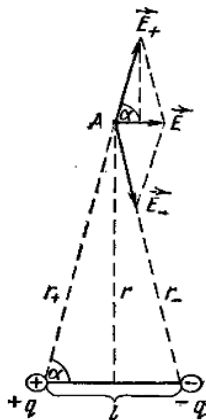
$$E = \frac{2q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_+^2} \cdot \cos\alpha = \frac{2q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_+^2} \cdot \frac{l/2}{r_+} = \frac{ql}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_+^3}$$

alınır. Əgər  $r \gg l$  olarsa  $r_+ \approx r$  olur. Onda

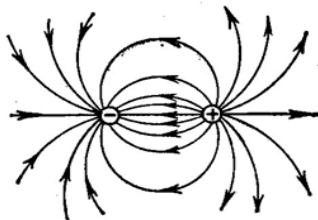
$$E \approx \frac{dl}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^3} = \frac{P}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^3} \quad (83.2)$$

(83.1) və (83.2) ifadələrinin müqayisəsindən görünür ki, dipoldan böyük məsafədən dipolun elektrik sahəsinin intensivliyi dipol momenti ilə düz, dipoldan olan  $r$  məsafəsinin

kubu ilə tərs mütənəsbdir. Dipolun əhatəsinin digər nöqtələri



Şəkil 82



Şəkil 83

## XV FƏSİL

### *DİELEKTRİKLƏR VƏ NAQİLLƏR ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ*

#### **§ 84. DİELEKTRİKLƏR ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ. ELEKTRETLƏR**

Təcrübələr göstərir ki, elektrtik sahəsinə yerləşdirilmiş dielektrikin qüvvə xətləri daxil olan üzə mənfi, əks tərəfi isə müsbət yüklənir. Buna dielektrikin polyarlaşması deyirlər.

Dielektriklərdə sərbəst yüklər yoxdur. Onlarda atom və molekulların müsbət və mənfi yüklərinin miqdarı bərabərdir və onlar bağlı vəziyyətdədirlər. Dielektriklərdə olan bütün yüklər atom, molekul və kristallarda bir-biri ilə bağlıdırlar və elektrik sahənin təsirindən atom məsafəsi tərtibində kiçik yerdəyişmə edə bilirlər. Dielektrikdə olan müsbət və mənfi yüklərinin yerdəyişməsinə polyarlaşma deyirlər.

Molekulları polyar və qeyri-polyarlara bölürlər. Polyar molekul elektrik cəhətdən asimmetrikdir: onun müsbət və mənfi yüklərinin “ağırlıq mərkəzləri” üst-üstə düşür. Belə molekullar məxsusi dipol momentinə malikdirlər ki, bu da onların quruluşlarından irəli gəlir. Polyar molekullarına misal olaraq simmetriya mərkəzi olmayan polyar əlaqəli molekulları (məsələn,  $H_2O$ ,  $HCl$ , spirtlər, efirlər və s. molekulları) göstərmək olar.

Qeyri-polyar molekullarda müsbət və mənfi yüklərin “ağırlıq mərkəzləri” üst-üstə düşür. Ona görə elektrik sahəsi olmadıqda onların dipol momentləri sifra bərabərdir. Qeyri-polyar molekullarına misal olaraq bütün kovalent ikiatomlu

Sabit maqnitlər kimi “daimi polyarlaşmış” dielektriklər də mövcuddur. Bunlara elektretlər deyirlər. Elektretləri müxtəlif üsullarla almaq olur. bu üsullara uyğun olaraq termoelektretlər, fotoelektretlər, elektroelektretlər və süni elektretlər alınmışdır.

Termoelektretləri dielektrikləri qızdırma yolu ilə alırlar. Qızdırıldıqdan sonra dielektrik elektrik sahəsində soyudulur.

Fotoelektreti almaq üçün dielektriki işıqlandırirlər. Bu halda böyük foto-keçiriciliyi olan dielektriklərdən istifadə edilir (kükürd, sink-sulfid, kadium və s.).

Elektroelektretləri hazırladıqda yalnız elektrik sahəsi əsas rol oynayır. Elektroelektretlər keramik dielektriklərdən , kalsium-titanitdən və s. materiallardan hazırlana bilər.

Süni elektretlər elektrik sahəsinin təsiri olmadan radioaktiv şüalanma verən bir neçə maddənin təsiri yolu ilə alınır ( $\alpha$ ,  $\beta$  və  $\gamma$  şüaları).

Elektretlərdən müxtəlif sahələrdə istifadə edilir. Bir sıra cihazlarda elektretlərdən elektrik sahəsində dəyişən cərəyan indikatoru kimi istifadə edilir. Belə cihazların əsas xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, onlar üçün qidalanma mənbəyi lazım gəlmir. Belə cihazlara misal olaraq elektron mikrofonu göstərmək olar. Onlarda hərəkət edən elektrod rolunu nazik metal membran oynayır ki, o, səs dalğalarının təsiri ilə rəqs etmək qabiliyyətinə malikdir. Membranın rəqsi zamanı membranla elektritin arasındakı boşluq (məsafə) dəyişir və xarici dövrdən dəyişən cərəyan axır.

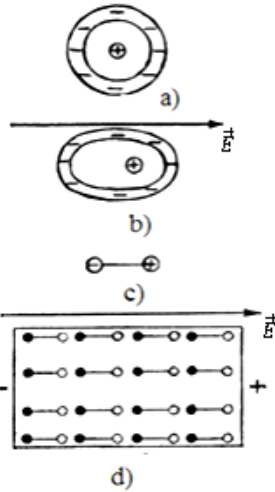
## § 85. DIELEKTRİKLƏRİN POLYARLAŞMASI NÖVLƏRİ

Bütün növ dielektriklər xarici elektrik sahəsində

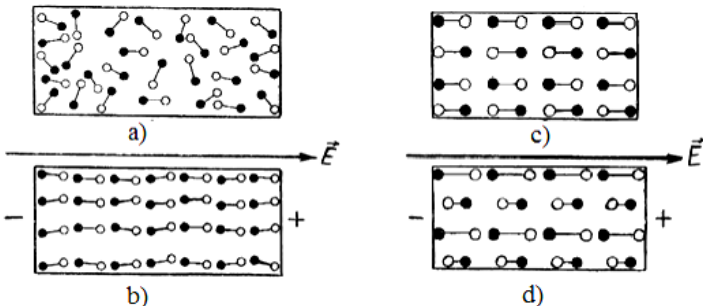
1. *Elektron polyarlaşması* qeyri-polyar molekulları olan dielektrlərdə müşahidə olunur (şəkil 84). Elektrik sahəsi olmadıqda qeyri-polyar dielektrlərin molekulları dipol momentinə malik olmur (a) (bir atomlu molekullar, təsirsiz qazlar və metal buxarları, simmetrik quruluşa malik olan çoxatomlu molekullar).

Bu polyarlaşma növü elektrik sahəsində qeyri-polyar dielektrlərdə elektron bulud və molekul nüvələrinin bir-birinə nisbətən yerdəyişməsi ilə əlaqədardır. Elektrik sahəsinin təsiri ilə əks adlı yüklərin “ağırlıq mərkəzləri” arasında müəyyən məsafə əmələ gəlir. Bunun nəticəsində hər bir molekul polyarlaşır (c), yəni  $P = ql$  dipol momenti qazanır (b). Dielektrik özü də bütövlükdə polyarlaşmış olur (d).

2. *Dipol polyarlaşması* polyar molekulları olan dielektrlərdə müşahidə olunur (şəkil 85 a,b).



Şəkil 84





paylanmış ( $a$ ) olurlar. Xarici elektrik sahəsinin təsirindən xaosik paylanmış dipollar (molekullar) əsasən (sahə boyunca) qüvvə xətləri istiqamətində düzülürlər ( $b$ ). Belə polyarlaşmanın dərəcəsi dielektrikin sahənin intensivliyi və temperaturdan asılıdır.

3. *Ion polyarlaşması* ion kristal qəfəsi olan dielektrlərdə yaranır (şəkil 85 c, d). İon quruluşlu dielektrlərin ( $NaCl, KCl$  və s.) kristal qəfəsinin düyünlərində müxtəlif işarəli ionlar yerləşir ki, bunları da şərti olaraq müsbət və mənfi ionların yaratdığı iki alt qəfəsə ayırmaq olar.

Elektrik sahəsində ion kristalının kristal qəfəsinin müsbət ionları sahə istiqamətində, mənfi ionları isə sahənin əksi istiqamətində azacıq sürüşür və dielektrik bütövlükdə xarici sahə boyunca yönəlmiş və sahənin intensivliyi ilə  $\vec{E}$  düz mütənasib olan dipol momenti qazanır.

## § 86. SEQNETOELEKTRİKLƏR

Bir sıra kristallik dielektrlərdə xarici elektrik sahəsi olmadıqda müəyyən temperatur intervalında özbaşına polyarlaşma müşahidə olunur. Belə dielektrləri seqnetoelektrik adlandırırlar. Seqnetoelektrlərə misal olaraq, seqnet duzu ( $NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$ ), barium titanatı ( $BaTiO_3$ ), barium stronsium niobatu ( $Ba_xSr_{1-x}Nb_2O_6$ ) və s. göstərmək olar. Müəyyən olunmuşdur ki, seqneto-elektrlərin, xətti ölçüləri  $10^{-6} \div 10^{-5}m$  tərtibində olan, dipol momenti sifirdən fərqli olan kiçik oblastları var. Bu oblastlar domenlər adlanır. Domenlərdə hər bir molekulun dipol momentləri eyni istiqamət alır. Müxtəlif domenlərin dipol momentlərinin istiqaməti müxtəlif olur və xarici elektrik sahəsi

dielektrik polyarlaşmış olur. Sahəni götürdükdən sonra da domenlərin yaratdığı elektrik sahəsi budüzülüşü saxlayır.

Adi dielektriklərin dielektrik nüfuzluğu bir neçə vahid olduğu halda (yalnız su üçün  $\varepsilon = 81$ ), seqnetoelektriklərin dielektrik nüfuzluğu qat-qat böyükdür (məsələn, seqnet duzu üçün  $\varepsilon = 10^4$ ).

Seqnetoelektriklərin mühüm praktiki əhəmiyyəti vardır. Müasir radiotexnikada seqnetoelektriklər geniş tətbiq olunur. Onların əsasında böyük elektrik tutumlu kiçik ölçülü kondensatorlar hazırlanır.

## **§ 87. PYEZOELEKTRİK VƏ PIROELEKTRİK HADİSƏLƏRİ**

Bir sıra kristallar (turmalin, kvars, qamış şəkəri, seqnet duzu və s.) müəyyən istiqamətdə sıxıldıqda və ya dartıldıqda (xətti deformasiya) polyarlaşırlar və qarşı-qarşıya olan səthlərində elektrik yükləri üzə çıxır. Belə kristallar pyezoelektriklər adlanır və kristalın deformasiyası ilə yaranan elektriclənmə hadisəsinin özü pyezoelektrik hadisəsi adlanır. Pyezoelektriklərə misal olaraq kvars, turmalin, seqnet duzları və s. göstərmək olar. Pyezoelektrik hadisəsindən müxtəlif qurğuların ayrı-ayrı hissələrində yaranan gərginliyi ölçmək üçün istifadə edirlər. Müasir elektron alışıqanların işləməsi onlarda pyezoelementin olması ilə əlaqədardır.

Bir sıra kristalları qızdırıb və ya soyutduqda da belə elektriclənmə almaq olur. Bu piroelektrik hadisəsi adlanır.

Kvars lövhə sıxılıb və dartılarkən onun qarşı-qarşıya olan şərtlərində əks işarəli yüklər əmələ gəldiyi kimi, səthlər arasında

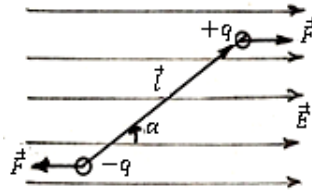
Pyzeoelktrik v  əks pyzeoelktrik hadisələrindən elktirik siqnallarını mexaniki siqnala v  əksinə çevirmək u un istifadə edirlər (n bzın v  titr yi l rın dat ikl ri, mikrofonlar, telefonlar, ultrasəs   alandırıcılardan və s.). Pyzeoelktrik hadisəsindən texnikada tez d yi  en t zyiql rın ölçülməsində v  ultrasəs rəqslərinin tədqiqində istifadə edirlər.  ks pyzeoelktrik hadisəsindən ultrasəs dalğalarının mənbələrində istifadə olunur.

##   88. DİELEKTRİK QAVRAYICILIĞI

Dielektrikin polyarlaşması zamanı onun hər bir molekulu dipola çevrilir.

$$\vec{P}_e = q\vec{l} \quad (88.1)$$

hasilinə dipol momenti deyilir (  kil 86). Burada  $l$  -y kl rın sürüşməsi məsafəsi və ya dipolun qolu adlanır.



Şəkil 86

Dielektrikin polyarlaşmasını kəmiyyətcə polyarlaşma vektoru ( $\vec{P}$ ) adlanan kəmiyyətlə xarakterizə edirlər. Dielektrikin vahid həcminin elktirik momentinə polyarlaşma vektoru deyirlər

$$\vec{P} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{P}_{ei} \quad (88.2)$$

Burada polyarlaşma vekturu

$$\vec{P} = \frac{\sum_i P_{ei}}{Sl} = \frac{ql}{Sl} = \frac{q}{S} = \sigma \quad (88.3)$$

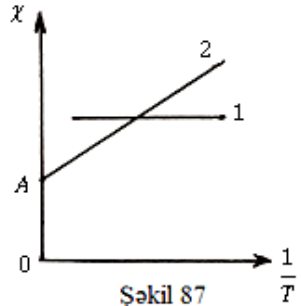
yükün səthi sıxlığına bərabərdir. Polyarlaşma vekturu  $\vec{P}$  elktirik sahə  $\vec{E}$  istiqamətində yönəlir.

$BS$ -də  $E$  - nin vahidi  $\frac{N}{Kl}$  və  $P$  - nin vahidi  $\frac{Kl}{m^2} = \frac{Kl^2}{Nm^2} \cdot \frac{N}{Kl}$ -dur. Göründüyü kimi  $E$  və  $P$ -nin vahidlərinin eyni olması üçün  $E$ -ni  $\epsilon_0$ -a vurmaq lazım gəlir. Beləliklə  $P$  və  $\epsilon_0 E$ - in vahidləri eynidir. Onda yazıla bilər ki,

$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E} \quad (88.4).$$

Burada mütənasiblik əmsali  $\chi$  adsız kəmiyyət olub, elektrik qavrayıcılığı adlanır və dielektrikin quruluşundan asılıdır.

Elektrik qavrayıcılığının temperaturun tərs qiymətindən asılılığı qrafikində (şəkil 87) 1 əyrisi qeyri-polyar dielektriklərin, 2 əyrisi isə polyar dielektriklərin asılılığını göstərir.  $OA$  - polyar dielektrikdəki elektron polyarlaşmanı xarakterizə edir.



## § 89. ELEKTROSTATİK İNDUKSİYA

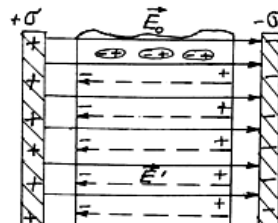
Kondensatorun lövhələri arasında bircins dielektrikin səthlərində polyarlaşma nəticəsində qeyri sərbəst (bağlı) elektrik yükləri toplanır. Bu yüklərin səthi sıxlığı  $\sigma'$  olarsa, onların yaratdığı əlavə sahənin intensivliyi

$$E' = \frac{\sigma'}{\epsilon_0}$$

olar.

Şəkil 88 - dən görünür ki,

$$E = E_0 - E' = E_0 - \frac{\sigma'}{\epsilon_0}$$



bərabərdir.

Burada  $P = \varepsilon_0 \chi E$  -ni yerinə yazaraq

$$E = E_0 - \frac{P}{\varepsilon_0} = E_0 - \frac{\varepsilon_0 \chi E}{\varepsilon_0} == E_0 - \chi E \quad (89.1)$$

Buradan

$$E(1 - \chi) = E_0 \quad (89.2)$$

$1 + \chi = \varepsilon$  dielektrik nüfuzluğu adlanır.

Onda

$$\varepsilon E = E_0 \quad (89.3)$$

Buradan alınır ki,  $\varepsilon = \frac{E_0}{E}$ . Yəni verilmiş mühitin dielektrik nüfuzluğu dəyişməz elektrik sahəsinin intensivliyinin izotrop dielektrik mühidə vakuumdakına nisbətən neçə dəfə azalmasını göstərir. Dielektrik nüfuzluğu kəmiyyətcə dielektrikin elektrik sahədə polyarlaşma xassələrini xarakterizə edir.  $\frac{E_0}{E} = \frac{F_0}{F}$  olduğundan dielektrik nüfuzluğu həm də vakuumda yerləşən yüklərin qarşılıqlı təsir qüvvəsini dielektrik neçə dəfə azaltdığını göstərir.

(89.3) ifadəsini  $\varepsilon_0$ -a vurub

$$\varepsilon_0 \varepsilon E = \varepsilon_0 E_0$$

alırıq.

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \varepsilon_0 E_0 = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E} = (1 + \chi) \varepsilon_0 \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \chi \vec{E} = \\ &= \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \end{aligned} \quad (89.4)$$

ifadəsi elektrostatik induksiya adlanır.

## § 90. ELEKTRİK İNDUKSİYASI SELİ. DIELEKTRİK DƏ ELEKTRİK SAHƏSİ ÜÇÜN QAUSS TEOREMİ

$$\phi_D = \int D dS$$

Qapalı səthdən keçən elektrik induksiya seli bu səth daxilində olan sərbəst yüklərin cəbri cəminə bərabərdir.

$$\phi_D = \oint_S D dS = \sum_i q_i = \int_V \frac{\sum q_i}{V} dV = \int_V \rho dV \quad (90.1)$$

$$D = \varepsilon_0 E_0 = \varepsilon_0 \frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\sum_i q_i}{S}$$

$$DS = \sum q_i$$

və ya

$$\oint_S D dS = \sum_i q_i \quad (90.2)$$

alırıq.

## § 91. NAQİLLƏR ELEKTROSTATİK SAHƏDƏ. NAQİLLƏRDƏ ELEKTRİK YÜKLƏRİNİN PAYLANMASI

Naqillərin daxilində olan elektrik yükləri sərbəst hərəkət edə bilər (metallar, elektrolitlər, ionlaşmış qazlar). Naqildəki yüklərin tarazlıqda olması üçün aşağıdakı şərtlər ödənməlidir.

1. Naqilin daxilində elektrik sahəsinin intensivliyi sıfıra bərabər olmalıdır

$$\vec{E} = 0$$

$\vec{E} = -grad \varphi = -\vec{\nabla} \varphi$  olmasından belə çıxır ki, naqil daxilində potensial sabit olmalıdır, yəni  $\varphi = const$ .

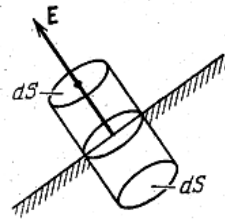
2. Naqilin səthində elektrik sahənin intensivliyi vektoru bu

Bu şərtləri ödədikdə, yəni yüklərin naqıldə tarazlığı olduqda, keçiricinin səthi ekvipotensial səth olmalıdır.

Naqilin səthinə çəkilməmiş normalların əmələ gətirdiyi silindrin oturacaqlarından biri ( $dS$ ) naqilin daxilində digəri xaricində yerləşmişdir (şəkil 89). Naqilin daxilində sahənin intensivliyi sıfıra bərabər olduğundan naqilin xaricində intensivlik

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0}$$

olar. Burada  $\epsilon$ -naqili əhatə edən mühitin dielektrik nüfuzluğudur.



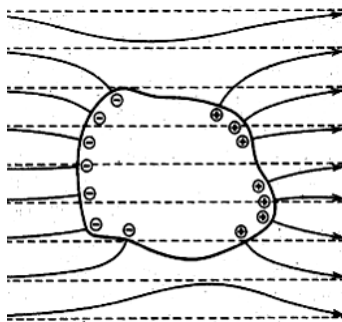
Şəkil 89

Naqillərdə sabit xarici elektrik sahəsi təsirindən, sərbəst yüklərin hərəkəti dayanmalıdır. Çünki əks halda elektrik sahəsində yerləşdirilmiş naqildən I növ daimi mühərrik qurmaq olardı. Hərəkət edən yüklər dayanmadan iş görər, naqildə arakəsilmədən istilik ayrılardı və elektrik sahəni yaradan elektrik yüklərin vəziyyəti dəyişməz qalardı. Bu mümkün olmadığından, elektrik yüklərin hərəkəti dayanmalıdır, bu da naqilin daxilində elektrik sahənin sifir olması deməkdir.

Naqilə hər hansı  $q$  yükü verdikdə, o elə paylanır ki, 1 və 2 tarazlıq şərtləri ödənsin. Yükün hamısı keçiricinin səthində yerləşir, naqilin daxilində sərbəst yüklər ola bilməz və bu keçiricinin içi boş və ya dolu olmasından asılı deyil.

Neytral keçiricini elektrik sahəsinə daxil etdikdə sərbəst yüklər hərəkətə gəlir və bunun nəticəsində keçiricinin səthində əks işarəli yüklər yığılır. Bu yüklərə induksiyalanmış yükləri deyirlər (şəkil 90). Bu yüklərin sahəsi xarici sahənin əksinə yönəlir.

Beləliklə, naqilin daxilində yaranan məxsusi sahə xarici sahə ilə kompensasiya edir və nəticədə yüklənmiş naqıl daxilində sahə intensivliyi sıfıra bərabər olur. Naqıl daxilində elektrik sahənin olmamasından elektrostatik mühafizədə istifadə edilir. Hər-hansı cihazı xarici elektrik sahənin təsirlərdən mühafizə etmək üçün onu keçirici ekranla əhatə edirlər. Bu zaman xarici sahə ekran daxilində onun üzərində yaranan induksiyanmış elektrik yükləri ilə kompensasiya olunur. Belə ekran bütöv yox sıx tor şəklində (məsələn, televiziya kabeli, dəqiq ölçü cihazlarının birləşdirici məftilləri və s.) olanda daha yaxşı təsir edir.



Şəkil 90

## § 92. NAQİLLƏRİN ELEKTRİK TUTUMU. KONDENSATORLAR

Təcrübə göstərmişdir ki, naqilin potensialı ( $\varphi$ ), ona verilən yükün miqdarı ( $q$ ) ilə mütənasibdir

$$q = c\varphi \quad (92.1).$$

Burada  $c$  – mütənasiblik əmsəlidir və naqilin elektrik tutumu adlanır.

$R$ -radiuslu yüklənmiş kürənin potensialını hesablayaq.

Kürənin potensialı

$$\varphi = \int_{\infty}^{\infty} E dr,$$



bərabər oduğundan

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_R^{\infty} \frac{q}{\epsilon r^2} dr = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon R} \quad (92.2)$$

alırıq. (92.2) ifadəsini (92.1)-də nəzərə alsaq kürənin tutumu

$$c = 4\pi\epsilon\epsilon_0 R \quad (92.3)$$

olur.

Naqilin elektrik tutumu onun həndəsi forması, ölçüləri və ətraf mühitin dielektrik xassələrindən asılı olub naqilin yükündən asılı deyil.

Aralarındakı məsafə ölçülərinə nisbətən kiçik olan iki paralel keçirici lövhə müstəvi kondensator adlanır.

Lövhələrin potensialları  $\varphi_1$  və  $\varphi_2$ , aralarındakı məsafə  $d$ , sahələri  $S$ , aralarındakı dielektrikin dielektrik nüfuzluğu  $\epsilon$  olan kondensator üçün

$$c = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U} \quad (92.4).$$

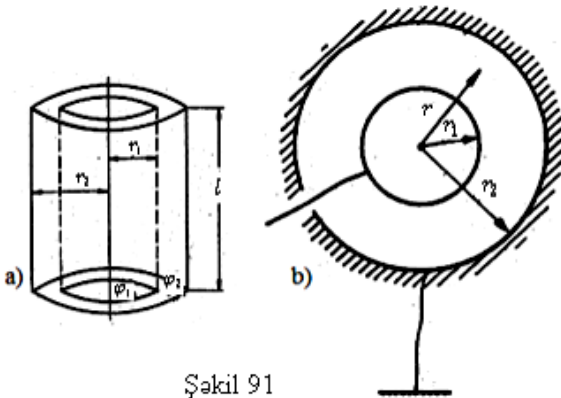
Müstəvi kondensatorda

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0 S}$$
$$\varphi_1 - \varphi_2 = Ed = \frac{qd}{\epsilon\epsilon_0 S}$$
$$c = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}.$$

Silindrik kondensatorun (şəkil 91a) tutumu aşağıdakı kimi təyin olunur

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{qln \frac{r_1}{r_2}}{2\pi\epsilon\epsilon_0 l}$$

Burada  $l$  - kondensatorun uzunluğu,  $r_1$  və  $r_2$  - uyğun olaraq, daxili və xarici lövhələrin radiuslarıdır.



Şəkil 91

Sferik kondensatorun (şəkil 91b) tutumu:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

$$c = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = 4\pi\epsilon\epsilon_0 \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} \quad (92.6),$$

Burada  $r_1$  və  $r_2$  - uyğun olaraq, sferik kondensatorun daxili və xarici köynəklərinin radiuslarıdır.

Tutumu artırmaq və ya qiymətini dəyişmək üçün kondensatorları paralel və ardıcıl birləşmələrdən istifadə edərək batareyə şəklində yığirlar.

### § 93. ELEKTRİK SAHƏSİNİN ENERJİSİ

Təklənmiş naqilə  $q$  yükü verək. Bu naqilin yaratdığı sahə potensialı

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}$$

(93.1)

$$dA = dq(\varphi - \varphi_{\infty}) = \varphi dq \quad (93.2)$$

Burada  $\varphi_{\infty} = 0$  qəbul olunub.

(93.2) ifadəsini (93.1)-də nəzərə alsaq

$$dA = \frac{q dq}{c}$$

olar.

Naqilin yükünü  $dq$  qədər artırıqda onun potensial enerjisində görülən iş qədər artır. Yəni:

$$dW = dA = \frac{q dq}{c}$$

$dq = 0$  olduqda  $dW = 0$  olur. Naqilin yükünü 0 - dan  $q$ -ə dək artırmaq üçün görülən iş, yəni naqilin malik olduğu potensial enerji

$$W = \int_0^q dW = \int_0^q \frac{q dq}{c} = \frac{q^2}{2c} \quad (93.3)$$

Yüklənmiş kondensatorun enerjisi

$$W = \frac{CU^2}{2} \quad (93.4)$$

bərabərdir. Burada müstəvi kondensator üçün

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d} \quad \text{və} \quad U = \varphi_1 - \varphi_2 = Ed$$

olduğundan

$$W = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S E^2 d^2}{2d} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{2} E^2 d.$$

Burada  $Sd = V$  sahənin malik olduğu həcmdir. Onda

$$W = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2 V}{2} \quad (93.5)$$

alırıq. Bu elektrostatik sahənin enerji düsturudur.

## § 94. PONDEMOTOR QÜVVƏLƏR

Elektrik sahəsində dielektrik və naqillərə qüvvələr təsir edir. Bu qüvvələri pondemotor, yəni çəkisi olan cisimlərə təsir edən, qüvvələr adlandırırlar.

Fərz edək ki, yüklənmiş və polyarlaşmış cisimlər sisteminin  $W$  enerjisi hər-hansı  $X$  parametridən (məsələn, cisimlərdən birinin ölçüləri və ya koordinatlarından) asılıdır. Onda sistemdə təsir edən  $F_x$  qüvvəsi

$$dA = F_x dX$$

işini görür. Bu iş sistemin potensial enerjisinin azalması hesabına ( $-dW$ ) görülür, yəni

$$F_x dX = -dW$$

olur. Buradan

$$F_x = -\frac{dW}{dX} \quad (94.1)$$

alırıq.

Lövhələrinin sahəsi  $S$  və arasındakı məsafəsi  $X$  olan kondensatora baxaq. Bu kondensatorun enerjisi

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{q^2}{2\epsilon\epsilon_0 S} \cdot X \quad (94.2)$$

bərabərdir.

Burada (94.1) ifadəsini nəzərə alıb diferensiaslama apararaq qüvvənin ifadəsini tapırıq

$$F_x = -\frac{dW}{dX} = -\frac{q^2}{2\epsilon\epsilon_0 S} \quad (94.3).$$

Burada mənfəi işarəsi lövhələr arasındakı məsafə artdıqca qüvvənin azalmasını göstərir. Başqa sözlə qüvvə  $X$  - in artmasının əksinə yönəlib, yəni bu cazibə qüvvəsidir.

## XVI FƏSİL

### *SABİT ELEKTRİK CƏRƏYANI*

#### **§ 95. ELEKTRİK CƏRƏYANI VƏ ONUN YARANMA ŞƏRTLƏRİ. CƏRƏYAN ŞİDDƏTİ**

Elektrik cərəyanı sərbəst elektrik yüklərinin istiqamətlənmiş hərəkəti nəticəsində yaranır. Cisimdə elektrik cərəyanının yaranması üçün:

1. həmin cisimdə sərbəst elektrik yüklərinin və 2. enerjisi bu elektrik yüklərinin yerdəyişməsinə sərf olunan elektrik sahəsinin olması gərəkdir.

Təcrübələr göstərir ki, metallarda sərbəst yüklər elektronlardır. Təbiətdəki elektronların hamısı eyni olduğundan, onların elektrik sahə təsirindən metal boyu hərəkəti metalın quruluşunu dəyişmir. Cərəyan axarkən metalda bir elektronlar digərləri ilə əvəz olunur və metalın özülü olan kristal qəfəs dəyişməz qalır cərəyanın axmasında iştirak etmir.

Cərəyanın əsas xarakteristikası cərəyan şiddətidir ( $I$ ).  $dt$  zaman fasiləsində naqilin en kəsiyindən keçən yükün miqdarı  $dq$  olarsa, cərəyan şiddəti belə təyin olunur

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (95.1)$$

Yəni hər hansı səthdən keçən cərəyan şiddəti vahid zamanda  $o$  səthdən keçən elektrik yüklərinin miqdarı ilə ölçülən kəmiyyətdir. Cərəyan şiddətinin vahidi amper ( $1A$ ) qəbul edilmişdir:  $1A = 1 Kl/s$ .

$\frac{dq}{dt} = \text{const}$  olarsa cərəyan sabit cərəyan adlanır və  $I = \frac{q}{t}$  olur

Elektrik cərəyanını qiymət və istiqamətə xarakterizə etmək üçün cərəyan sıxlığını öyrənmək lazım gəlir. Perpendikulyar qoyulmuş vahid səthdən vahid zamanda keçən yükün miqdarına bərabər olan kəmiyyətə cərəyan sıxlığı deyilir

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}} \quad (95.2)$$

Cərəyan sıxlığı vektorial kəmiyyətdir, istiqaməti müsbət yüklərin nizamlı hərəkəti ilə eynidir və ölçü vahidi  $\frac{A}{m^2}$  -dir.

Vektor şəklində cərəyan sıxlığı

$$\vec{j} = en\vec{v}_+ \quad \text{və ya} \quad \vec{j} = qn\vec{v}_+ \quad (95.3)$$

kimi yazılır. Burada  $n$ -sərbəst yüklərin konsentrasiyası,  $v_+$  - sərbəst yüklərin istiqamətlənmiş sürətidir,  $q > 0$  olduqda cərəyan sıxlığı vektoru yüklərin sürətinin əksi istiqamətdə yönəlmiş olur. Elektrik yüklərin hərəkətinə mühit əkstəsir (müqavimət) göstərir. Ona görə bircins maddədə elektrik sahəsinin intensivliyi sabit olduğu halda elektrik yükləri intensivliklə mütənasib olan sabit sürətlə hərəkət edirlər:

$$\vec{v} = \mu \vec{E} \quad (95.4),$$

burada  $\mu$  - intensivliyi  $E = 1 \frac{V}{m}$  olan sahənin təsirindən yüklərin əldə etdiyi sürətə bərabər yükdaşıyıcıların yürüklüyü adlanan mütənasiblik əmsəlidir. Yürüklük yükdaşıyıcıların təbiətindən, sıxlığından və maddənin halından asılıdır. Ən böyük yürüklük sərbəst yüklərdə olur. Cərəyan şiddəti zamandan asılı olaraq dəyişərsə  $\left(\frac{dq}{dt} \neq const\right)$  belə cərəyan dəyişən cərəyan adlanır.

elektronlar metalın kristal qəfəsi daxilində qalaraq (əks halda kristal parçalanardı) xaotik istilik hərəkətində iştirak edirlər.

Elektron qaz metalın kristal qəfəsi ilə (ionlarla) istilik tarazlığında olur və ona görə də hər bir elektronun kinetik enerjisi biratomlu qaz molekulunun enerjisi qədər olur, yəni

$$\frac{mv_{or.kv}^2}{2} = \frac{3}{2}kT$$

Burada  $m$ - elektronun kütləsi,  $v_{or.kv}^2$ - onun orta kvadratik sürəti,  $T$  isə mütləq temperaturdur.

$$v_{or.kv} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$$

Otaq temperaturunda ( $T=300K$ )  $v_{or.kv} \sim 10^5 \frac{m}{s}$  olur. Elektronların belə ( $v_{or.kv}$ ) böyük sürətə malik olmasına baxmayaraq, hərəkət xaotik olduğundan onlar elektrik cərəyanı yaratmırlar.

Cərəyan yaratmaq üçün metal daxilində elektrik sahəsi yaradıb, elektronlara əlavə istiqamətlənmiş sürət ( $v_{or.ist}$ ) vermək lazımdır. Bu zaman cərəyan sıxlığı

$$j = env_{or.ist} \quad (96.1)$$

olacaqdır. Burada  $n = \frac{\rho}{\mu} N_A$  - valentliyi bir olan metalın sərbəst elektronlarının konsentrasiyası,  $\rho$  - metalın sıxlığı,  $\mu$  - atom çəkisi,  $N_A$  - Avoqadro ədədidir.

Digər tərəfdən  $j = \sigma E$  ifadəsindən də istifadə etsək, sahə intensivliyi  $E = 100 \frac{V}{m}$  olduqda  $v_{or.ist} = 0,1 \frac{m}{s}$  alınır.

Metallarda atomların xarici elektron orbitlərinin kəsişməsi

daxilində olan elektronlar istilik hərəkətində iştirak edirlər. Ona görə klassik yaxınlaşmada sərbəst elektronlara üç sərbəstlik dərəcəsi olan "elektron qaz" kimi baxırlar.

"Elektron qaz" metalın kristal qəfəsi ilə istilik tarazlığında olur. Ona görə hər bir sərbəst elektronun kinetik enerjisi bir atomlu qaz molekulunun enerjisinə bərabər olur

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2}kT$$

burada  $m$  - elektronun kütləsi,  $k = 1.38 \cdot 10^{23} \text{ C/K}$ .

Buradan elektronun orta kvadratik sürəti ifadəsi alınır

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

Otaq temperaturunda ( $T = 300 \text{ K}$ ),  $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{C}}{\text{K}}$ ,  $m = 9.11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$  olduğundan elektronun istilik hərəkətinin orta sürəti üçün  $v \cong 10^5 \text{ m/s}$  alınır. Elektronların belə böyük sürətə malik olmasına baxmayaraq onların hərəkəti nizamsız olduğundan elektrik cərəyanı yaranmır.

Metal keçiricidə elektronların nizamlı hərəkəti xarici elektrik sahəsinin təsirindən yaranır. Klassik elektron nəzəriyyəsinə görə cərəyan şiddəti

$$I = e n v_{or.ist.} S \quad (96.2)$$

bərabərdir. Burada  $S$  - naqilin en kəsiyi,  $n v_{or.ist.} S$  - vahid zamanda naqilin en kəsiyindən keçən elektronların sayıdır.

## § 97. ELEKTRON NƏZƏRİYYƏSİNƏ ƏSASƏN OM QANUNUNUN İZAHİ

Fərz edək ki,  $l$  uzunluqlu qapalı dövrənin naqildə  $E$



istişamətlənmiş ( $v_{ist}$ ) sürət alaraq kristallik qəfəsin ionları arasında bir zərbədən digərinə qədər  $a = \frac{F}{m}$  təcili ilə hərəkət edir və sürətləri  $v_{ist.min} = 0$  –dan  $v_{ist.max} = a\tau$  -dək dəyişir. Burada  $\tau$ -elektronun sərbəst qaçış məsafəsini ( $\lambda$ ) gətirdiyi zamandır.

$$a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m} \quad (97.1)$$

Deməli

$$v_{ist.or} = \frac{0 + a\tau}{2} = \frac{a\tau}{2} = \frac{eE\tau}{2m}$$

burada  $\tau = \frac{\lambda}{v_{or.kv}}$  olduğundan

$$v_{ist.or} = \frac{eE\lambda}{2v_{or.kv}m} \quad (97.2)$$

alırıq.

Cərəyan sıxlığının  $j = env_{or.ist}$  ifadəsində (97.2)-ni nəzərə alaraq

$$j = \frac{e^2 n E \lambda}{2 v_{or.kv} \cdot m} \quad (97.3)$$

olar. Burada  $\frac{e^2 n \lambda}{2 n v_{or.kv}} = \sigma$  sabit temperaturda verilmiş naqıl üçün sabit kəmiyyətdir və naqılın xüsusi keçiriciliyi adlanır. Onda

$$j = \sigma E$$

və ya vektor şəklində

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (97.4)$$

yaza bilərik. Bu Om qanununun diferensial formasıdır. Burada

$\sigma = \frac{1}{\rho}$ ,  $\rho$  - xüsusi müqavimətdir.

Om qanunu ifadəsində

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{l}$$

$$\frac{I}{S} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{l}$$

və ya

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\rho \frac{l}{S}}$$

alırıq. Burada  $\rho \frac{l}{S} = R$  naqilin müqaviməti olduğundan

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R}$$

olur. Buradan

$$R = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{I}$$

İlk baxışda elə gəlir ki, əgər cərəyanı  $n$  dəfə artırıbsaq müqavimət də  $n$  dəfə azalar, halbuki Om qanununa görə  $I$ -ni  $n$  dəfə artırmaq üçün  $(\varphi_1 - \varphi_2)$ -ni də  $n$  dəfə artırmaq lazımdır. Ona görə də cərəyan şiddətinin dəyişməsi müqaviməti dəyişdirə bilməz, yəni

$$\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{l} = const.$$

## § 98. MÜQAVİMƏTİN TEMPERATURDAN ASILILIĞI

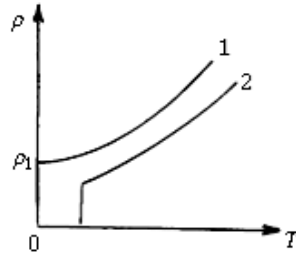
Maddənin elektrik cərəyanı keçirməsi qabiliyyəti onun xüsusi müqaviməti  $\rho$  yaxud keçiriciliyi  $\sigma$  ilə xarakterizə edilir. Onların qiyməti maddənin kimyəvi təbiəti və olduğu şəraitdən (məsələn temperaturdan) asılıdır. Metalların əksəriyyəti üçün xüsusi müqavimətin temperaturdan asılılığı xəttidir

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t) = \rho_0 \alpha T \quad (98.1),$$

burada  $\rho_0 = 0^\circ\text{C}$  - də xüsusi müqavimət,  $t$  – selsi şkalası ilə

Aşağı temperaturalarda bu qanununa uyğunluqdan kənar çıxımlar müşahidə olunur (şəkil 92).

Əksər hallarda temperaturun azalması ilə metalların müqaviməti azalır və mütləq sıfır yaxınlığında artıq dəyişmir və qalıq müqavimətinə ( $\rho_1$ ) bərabər olur (əyri 1). Onun qiyməti metalın təmizliyi və onda qalıq mexaniki gərginliklərin olmasından asılıdır. Mütləq təmiz ideal kristal quruluşa malik metallarda mütləq sıfırda  $\rho = 0$  olur.



Şəkil 92

Bəzi metallarda (əyri 2) temperaturun mütləq safıra yaxın qiymətlərində (bir neçə Kelvində) keçiricinin müqaviməti kəskin olaraq sıfıradək azalır. Bu temperatura böhran temperaturu ( $T_b$ ), hadisəyə isə ifrat keçiricilik deyilir.

## § 99. METALLARIN İSTİLİK KEÇİRİCİLİYİ İLƏ ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİ ARASINDA ƏLAQƏ. VİDEMAN-FRANS QANUNU

Elektron qazın yüksək konsentrasiyası və elektronların böyük yürüklüyü keçiricilərdə dielektriklərlə müqayisədə elektrik yükünün daha asan ötürülməsi (metalların yüksək elektrik keçiriciliyini) və enerjinin intensiv ötürülməsini (metalların yüksək istilik keçiriciliyini) təmin edir.

Fərz edək ki, metallarda istilik keçiriciliyi əsasən sərbəst elektronlar vasitəsi ilə baş verir. Onda metalların istilik keçirmə əmsalını qazların kinetik nəzəriyyəsinə görə hesablamaq olar.

Bir elektronun orta enerjisi

$$\omega = nW = \frac{3}{2}nkT$$

Deməli elektron qazın vahid həcmnin istilik tutumu

$$C_V = \frac{d\omega}{dT} = \frac{3}{2}nk$$

olacaqdır.

Bir elektronun istilik tutumu isə

$$C_e = \frac{3}{2}k \quad (99.2)$$

Molekulyar fizika kursundan məlumdur ki, qazın istilikkeçirmə əmsalı

$$\chi = \frac{1}{3}\lambda v_{or.kv}nC_e$$

bərabərdir. Bu ifadəni elektrik keçiriciliyi

$$\sigma = \frac{e^2n\lambda}{2mv_{or.kv}}$$

ifadəsinə bölək

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{1}{3} \cdot \frac{\lambda v n C_e}{e^2 n \lambda} 2 m v_{or.kv} = \frac{2}{3} \cdot \frac{v_{or.kv} C_e m v^2}{e^2} = \frac{4}{3} \cdot \frac{W C_e}{e^2}$$

burada (99.1) və (99.2)-ni nəzərə alaraq ( $W = mv^2/2$ )

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{4}{3e^2} \cdot \frac{3}{2}kT \cdot \frac{3}{2}k = 3 \frac{k^2}{e^2} T \quad (99.3).$$

Bu Videman-Frans qanununun riyazi ifadəsidir.

Beləliklə metalların istilikkeçirmə əmsalının xüsusi elektrik keçiriciliyinə olan nisbəti, metalın növündən asılı olmayıb, ancaq mütləq temperaturdan asılıdır.

## § 100. COUL-LENS QANUNUNUN ELEKTRON NƏZƏRİYYƏSİNƏ ƏSASƏN İZAHİ

Elektronun orta kinetik enerjisi metal qəfəsini təşkil edən

başlayaraq elektronlar elektrik sahəsində aldığı enerjilərini qəfəsə verə bilər. Elektronlar sahənin təsirindən əlavə istiqamətlənmiş sürət alaraq müəyyən enerji alır, və toqquşma zamanı bu enerjini metal qəfəsə verərək qəfəsin enerjisini artırır, metal qızır.

Sərbəst yolun sonunda toqquşmadan əvvəl elektronun sürəti

$$v = \frac{e\lambda E}{mv_{or.kv}}$$

olduğundan hər bir elektronun toqquşmadan əvvəlki kinetik enerjisi

$$W_1 = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2\lambda^2 E^2}{mv_{or.kv}^2}$$

olar.

Elektronların konsentrasiyası  $n$ , elektronun bir saniyədəki toqquşmalarının sayı  $z$  olarsa, cərəyanın vahid həcmdə, vahid zamanda ayırdığı istilik enerjisi

$$W = nzW_1; \quad \left(z = \frac{v_{or.kv}}{\lambda}\right)$$

$$W = \frac{1}{2}z \cdot \frac{ne^2\lambda^2 E^2}{mv_{or.kv}^2} = \frac{ne^2\lambda}{2mv_{or.kv}} E^2 \quad (100.1)$$

Burada

$$\frac{n^2 e^2 \lambda}{2mv_{or.kv}} = \sigma \quad (100.2)$$

naqilin xüsusi elektrik keçiriciliyidir.

Onda alırıq

$$W = \sigma E^2 \quad (100.3)$$

Yəni cərəyanın, naqilin vahid həcmdə, vahid zamanda ayırdığı istilik miqdarı sahə intensivliyinin kvadratı ilə düz mütənasibdir.

Bu Coul Lens qanununun differensial şəklidir.

$$W_0 = W \cdot V \cdot t = Q$$

$V = Sl$ -naqilin həcmi və  $W = \sigma E^2$  olduğundan

$$Q = Sl\sigma E^2 t$$

olur. Burada

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{l} = \frac{IR}{l}$$

və

$$\sigma = \frac{1}{\rho}$$

olduğuna görə

$$Q = I^2 R t \quad (100.4)$$

alırıq. Bu Coul-Lens qanununun riyazi ifadəsidir.

### **§ 101. OM QANUNUNUN İNTEQRAL ŞƏKLİ. POTENSİALLAR FƏRQİ. ELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİ. GƏRGİNLİK**

Kulon qüvvələri elektrik yüklərini naqildə elə paylayır ki, naqildə elektrik sahəsi yox olur və bütün nöqtələrin potensialları bərabərləşir. Ona görə Kulon qüvvələri elektrik cərəyanının yaranması səbəbi ola bilməzlər.

Sabit elektrik cərəyanının yaranması üçün naqildə intensivlik sıfırdan fərqli və sabit ( $\vec{E} = const$ ) olmalıdır, dövrlər qapalı olmalıdır ki, Kulon qüvvələrindən əlavə sərbəst yüklərə kənar qüvvələrdə (elektrostatik təbiəti olmayan) təsir etsin. Kənar qüvvələrin qapalı yolda gördüyü iş sıfıra bərabər deyil, və onu dövrəyə qalvanik element (batareya), akkumulyator, elektrik generatoru və s. qoşmaqla əldə etmək olar. Elektrik hərəkət qüvvəsi (e.h.q.) mənbəyi daxilində kənar qüvvələr Kulon qüvvə-

Naqıl daxilində cərəyan axanda onun istənilən nöqtəsi üçün

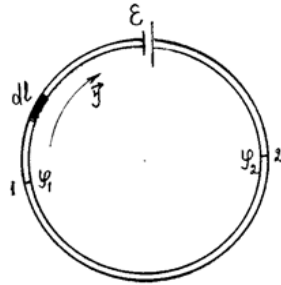
$$\vec{E} = \vec{E}_{kul} + \vec{E}_{kənar}$$

olur.

Onda Om qanunu belə yazılar

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = \sigma (\vec{E}_{kul} + \vec{E}_{kənar}) \quad (101.1)$$

Fərz edək ki, qapalı dövrənin 1-2 hissəsində e.h.q. mənbəyi qoşulub (şəkil 93). Xəyali olaraq dövrənin elə kiçik  $dl$  hissəsini götürək ki, orada naqılın en kəsiyini sabit ( $S \approx const$ ) hesab etmək olsun və cərəyan sıxlığı vektoru naqılın en kəsiyinə perpendikulyar olmasını qəbul edək, yəni  $\vec{j} \perp \vec{S}$ . Onda



Şəkil 93

$$\frac{I}{S} = \sigma (E_{kul} + E_{kənar}) \quad (101.2)$$

olur.

Bu ifadəni  $\rho dl = \frac{dl}{\sigma}$  - ya vuraq

$$I \frac{\rho dl}{S} = E_{kul} dl + E_{kənar} dl$$

və 1-2 yolu üzrə inteqrallasaq

$$I \int_1^2 \frac{\rho dl}{S} = \int_1^2 E_{kul} dl + \int_1^2 E_{kənar} dl \quad (101.3)$$

alırıq. Burada

$$\int_1^2 \frac{\rho dl}{S} = R_{12}$$

ifadəsi dövrənin 1-2 hissənin tam müqavimətidir

ifadəsi cərəyan mənbəyinin e.h.q. dir və qiymətə kənar qüvvələrin müsbət vahid yükün dövrənin 1-2 hissəsində yerdəyişməsi üzrə gördüyü işə bərabərdir,

$$\int_1^2 E_{kul} dl = \varphi_1 - \varphi_2$$

ifadəsi 1-2 kəsikləri arasındakı potensiallar fərqi-dir.

$$U_{1-2} = \int_1^2 (E_{kul} + E_{kənar}) dl = \int_1^2 Edl$$

ifadəsi gərginlik adlanır. Gərginlik qiymətə Kulon və kənar qüvvələrin vahid müsbət yükün dövrənin 1-2 hissəsində yerdəyişməsi zamanı gördüyü işə bərabərdir.

Beləliklə

$$U_{12} = (\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12}$$

və ya

$$IR_{12} = (\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12} = U_{12} \quad (101.4).$$

alırıq.

Bu ifadəni belə də yazmaq olar

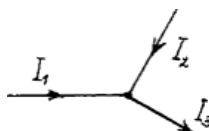
$$I = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12}}{R_{12}} \quad (101.5)$$

(101.3), (101.4) və (101.5) ifadələri Om qanununun inteqral şəklini ifadə edir.

## § 102. KİRXHOF QAYDALARI

Kirxhof qaydaları budaqlanmış dövrlərin hesablanması sadələşdirir.

*I qayda:* budaqlanma nöqtəsində sabit cərəyanların cəbri cəmi sıfıra bərabərdir





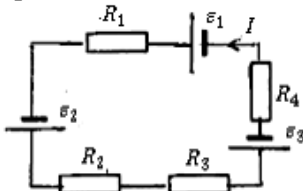
$$\sum_i I_i = 0 \quad (102.1)$$

*II qayda:* Om qanunundan belə çıxır ki, qapalı dövrdə  
 $\varepsilon = IR + Ir$

olur (şəkil 95). Yəni e.h.q. bütün gərginlik düşüülərinin cəminə bərabərdir. Dövrəyə bir neçə mənbə qoşularsa onların mürəkkəb birləşməsində konturun hər hansı düyün nöqtəsindən başlayaraq cərəyan bütün kontur boyu dolanır. Bu zaman cərəyan mənfı qütbədən müsbət qütbə keçdikdə e.h.q. müsbət, müsbətdən mənfıyə keçdikdə isə e.h.q. mənfı işarəli götürülür.

$$\sum_i \varepsilon_i = \sum_i I_i R_i \quad (102.2)$$

Mürəkkəb şəbəkələrdə, hər hansı qapalı konturda, budaqların



Şəkil 95

cərəyan şiddətlərinin onların müqavimətlərinə hasilinin cəbri cəmi konturda iştirak edən e.h.q. -nin cəbri cəminə bərabərdir.

### § 103. METALLARIN KLASSİK ELEKTRON NƏZƏRİYYƏSİNİN ÇƏTİNLİKLƏRİ

Metalların klassik elektron nəzəriyyəsi Om və Coul-Lens qanunlarını izah etsə də, Videman-Frans qanununu ancaq keyfiyyətcə izah edə bilmişdir. Beləliklə metalların klassik elektron nəzəriyyəsinin bəzi çətinlikləri üzə çıxdı. Onların bəzilərini nəzərdən keçirək.

1. Lorens tərəfindən aparılan daha dəqiq nəzəri hesablamalar Videman-Frans qanununun  $\left(\frac{\chi}{\sigma} = 3 \frac{k^2}{\sigma^2} T\right)$  düsturunda

2. Klassik elektron nəzəriyyəsinə görə metalın molyar istilik tutumu kristal qəfəsin molyar istilik tutumu və biratomlu ideal qazın xassələrinə malik olan elektron qazın molyar istilik tutumlarının cəminə bərabərdir

$$C_{metal} = C_a + C_e .$$

Bir mol birvalentli metala baxaq. O, dayanıqlı tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqs edən  $N_0 = 6.025 \cdot 10^{26}$  sayda ionlardan ibarətdir. Bərk cismin rəqsi hərəkəti ilə əlaqədar olan bərk cismin atom istilik tutumu

$$C_a = 25 \frac{C}{mol \cdot K},$$

elektron qazın istilik tutumu isə

$$C_e = \frac{3}{2} k N_0 = \frac{3}{2} R = 12.5 \frac{C}{mol \cdot K}$$

bərabərdir.

Beləliklə klassik elektron nəzəriyyəsinə görə bir valentli metalların istilik tutumu

$$C_{metal} = C_a + C_e = 37.5 \frac{C}{mol \cdot K}$$

olmalıdır.

Ancaq təcrübə göstərir ki, metalların istilik tutumu, bərk dielektriklərdə olduğu kimi,  $25 C/(mol \cdot K)$  - ə yaxındır. Başqa sözlə metallarda elektron qaz praktiki olaraq istilik tutumuna malik deyil. Bu isə gözlənilməz və başa düşülməyən bir haldır.

3. Klassik elektron nəzəriyyəsi müqavimətin temperaturdan ( $R = R_0(1 + \alpha t)$ ) asılılığını izah edə bilmirdi.

Elektrik keçiriciliyinin  $\sigma = \frac{e^2 n \lambda}{2 m v}$  düsturundan, orta

Yəni elektrik keçiriciliyi həqiqətdə temperaturun kvadrat kökü ilə yox, onun tərs qiyməti ilə mütənasibdir.

Göstərilən ziddiyətlər, XX əsrin əvvəllərində elektronun xassələri məlum olmadığından onları klassik elektron nəzəriyyəsinə nəzərə alınmamasından irəli gəlir.

Bu xassələr sonralar atomun quruluşunu öyrənərkən müəyyən olundu. 1924- cü ildə yeni nəzəriyyə - kvant (dalğa) mexanikası yaradıldı və Videman-Frans qanunu kvant mexanikası qanunları ilə izah olundu.

## § 104. OM QANUNUNUN TƏTBİQ OLUNMA HÜDUDLARI

Müəyyən şəraitdə Om qanunundan kənar çıxıntılar müşahidə olunur.

1. Om qanununun ( $j = \sigma E$ ) ödənməsi üçün  $\sigma = const$  olmalıdır, yəni  $q_+ n_+ v_+ + q_- n_- v_- = const (n_+ = const, n_- = const)$  olmalıdır. Həqiqətdə isə belə olmur.

2. Güclü elektrik sahələrində Om qanunu ödənmir. Güclü elektrik sahəsi elə sahələrə deyirlər ki, sərbəst qaçış məsafəsində elektronun sürəti xaosik hərəkət sürəti qədər olsun ( $v = v_{or.kv}$ ) (metallarda  $E \sim 2 \cdot 10^8 \frac{V}{m}$ ). Ona görə metallarda belə sürət mümkün deyil, metal bu halda ani olaraq buxara çevrilirdi.

3. Ionlaşmış qazlarda Om qanunu ödənmir. Aşağı təzyiqlərdə sərbəst qaçış müddətində elektronun əldə etdiyi kinetik enerji, hətta zəyif sahələrdə, istilik hərəkəti enerjisi ( $kT$ ) ilə təqribən eyni olur. Ona görə zəyif sahələrdə Om qanunundan kənar çıxıntılar müşahidə olunur. Sahənin gərginliyi artdıqda

cərəyan da artmış olur. Ərginliyin sonrakı artması qazda boşalmaya gətirir.

**4.** Om qanunun kəskin pozulmaları yarımkeçirici-yarımkeçirici və ya yarımkeçirici-metal kontaktlarda, yəni qeyri xətti kontaktlarda ( $\vec{j}$  və  $\vec{E}$  asılılığı xətti deyil), baş verir. Onlar bir tərəfli keçiriciliyə də malik ola bilərlər. Qeyri xətti keçiricilərin praktiki əhəmiyyəti çox böyükdür.

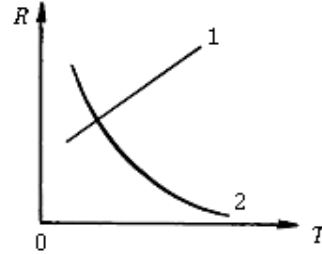
## XVII FƏSİL

### MÜXTƏLİF MADDƏ VƏ MÜHİTLƏRDƏ ELEKTRİK CƏRƏYANI

#### § 105. YARIMKEÇİRİCİLƏRİN KEÇİRİCİLİYİ

Yarımqeçiricilərin elektrik keçiriciliyi metallara nisbətən çox az, dielektriklərə nisbətən çox olub bunlar arasında olur. Yarımqeçiricilər metal və dielektriklərə nisbətən təbiətdə daha çox yayılıb (məs:*B, Si, Ge, As, Te, In, Se*, bir çox birləşmələr (III-V; II-VI; III- VI ) və ərintilər)

Yarımqeçiricilərin müqaviməti temperatur artdıqca azalır, onların xüsusi müqavimətləri  $10^{-5} \div 10^{10} \text{ Om}\cdot\text{m}$  intervalında olur və aşqarlardan, şüalanma və s. kimi xarici faktorlardan asılıdır. Şəkil 96 - da



Şəkil 96

müqayisə üçün metal (əyri 1) və yarımqeçiricilərin (əyri 2) müqavimətinin temperatur asılılığı verilmişdir.

Aşağı temperaturda yarımqeçiricilər dielektriklərə, yüksək temperaturda isə metallara çevrilir.

Yarımqeçiricilərdə elektrik keçirmə kənar atomların, yəni aşqarlar hesabına olarsa, buna aşqar keçiricilik deyilir. Təmiz yarımqeçiricilərin elektrik keçiriciliyi isə məxsusi keçiricilik adlanır.

*Ge*<sup>32</sup> elementinin xarici orbitində 4 elektron var (4 valentlidir). Elektrik keçirmədə yalnız valent elektronlar iştirak edə bilər.

enerji verib həmin rabitəni qırmaq və elektronu sərbəst hala gətirmək lazımdır. Bu enerjini elektronlar istilik hərəkəti sayəsində ala bilər. Xarici elektrik sayəsində elektrik cərəyanı yaranır. Bu keçiricilik elektron keçiriciliyi adlanır.

Elektron atomdan xaric olduqda onun yeri boş qalır, ona şərti olaraq deşik deyilir. Qonşu atomdan elektron qoparaq bu deşiyi doldura bilər, bu zaman qonşu atomun özündə də deşik yaranır. Bu qayda ilə deşiklər bir atomdan başqasına yerini dəyişir və elektrik keçirmədə iştirak edir.

Məxsusi keçiricilikdə həm elektronlar həm də deşiklər iştirak etdiyindən

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT}} \quad (105.1)$$

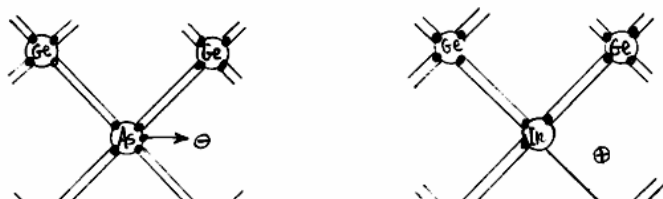
$$\sigma = enU_- + epU_+ = en(U_- + U_+)$$

Məxsusi keçiricilik oblastında sərbəst elektronların sayı ( $n$ ) deşiklərin sayına ( $p$ ) bərabər olur ( $n = p$ ).

Otaq temperaturunda elektrik keçirməsi yarımkəçirici daxilində olan kənar atomların (aşqarların) hesabına olur. Aşqar atomları kristal daxilində atomlararası boşluqda və yaxud atomların yerində yerləşə bilər, yəni əsas atomu əvəz edə bilər.

$Sb$ ,  $As$  - V qrup elementləridir ( $Ge = As$ )  $Ge$  - IV qrup elementidir (şəkil 97a).

$As$ - 5 valentlidir, o  $Ge$  atomunun yerində 4 valent elektronu qonşu



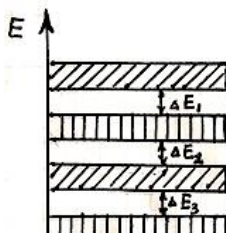
4 *Ge* atomu ilə əlaqə yaradacaq, 5-ci elektron isə heç bir atomla əlaqə yaratmayıb artıq qalır, və istilik hərəkəti sayəsində bu elektron aşqar otaq temperaturunda çox asanlıqla ayrılacaq. Belə kristallarda əsas yükdaşıyıcılar sərbəst elektronlardır və onların sayı aşqar atomların sayı qədərdir. Belə yarımkeçiricilər *n*-tip (neqatip-ingiliscə) yarımkeçirici adlanırlar. Belə elektron verən, aşqara donör aşqar deyilirlər.

*Ge*- IV qrup elementidir (*Ge + In*); *In*- III qrup elementidir (şəkil 97b).

*In* atomu 4-cü qonşu atomla əlaqə yarada bilməyəcəkdir. 4-cü qonşu atomda əlaqə yaratmaq üçün həmin aşqar atomu qonşu *Ge* atomundan elektron qəbul edir və onda elektronu itirdiyindən dəşik yaranır. Bu dəşiyi qonşu atomun elektronu tutur və dəşik hərəkət etmiş olur. Belə yarım keçiricilərə *p* -tip (pozitiv-ingiliscə) yarım keçirici deyilir, keçiriciliyə isə dəşik keçiricilik deyirlər. Aşqar isə akseptor adlanır.

## § 106. ZONA NƏZƏRİYYƏSİ HAQQINDA ƏSAS MƏLUMAT

Kvant nəzəriyyəsinə görə elektronlar həm bir-birləri həm də başqa zərrəciklərlə qarşılıqlı təsirdədirlər və elektronun enerjisi müəyyən diskret qiymətlər alır (şəkil 98). Başqa sözlə, elektron atom daxilində müəyyən enerji səviyyələrində yerləşə bilər. Həmin enerji səviyyələri arasında, atom daxilində digər elektron yerləşə bilməz. Enerji səviyyələri getdikcə bir-birinə yaxınlaşır.







Elektronun elektronla dolu zonada yerləşdiyini dedikdə, həmin elektronun öz atomu ilə bağlı olduğunu və ona görə də keçiricilikdə iştirak edə bilmədiyini nəzərdə tuturuq.

Əgər elektron keçirici zonadadırsa, deməli elektron atomu tərk edib sərbəst elektron olmuşdur. Atom, molekul və bərk cisim daxilindəki bu elektronlar Pauli prinsipinə tabe olmalıdır.

Zonalar haqda ümumi məlumat alandan sonra bəzi çətinlikləri aradan qaldırmaq mümkün olmuşdur. Metallarda elektronların ancaq yuxarı səviyyələrə keçənləri həm keçiricilikdə, həm də istilik keçirmədə iştirak edə bilər.

Bu elektronların sayı sərbəst elektronların sayından çox az olduğundan elektronun payına düşən istilik miqdarı qəfəsdəki sərbəst elektronların payına düşən istilik miqdarından qat-qat az olur. Ona görə də metalların atom istilik tutumu  $37.5 \frac{kC}{kq-atom \cdot K}$  yox  $25 \frac{kC}{kq-atom \cdot K}$  olmuşdur.

Zonalar nəzəriyyəsindən aydın olur ki, keçiricilik təkcə valent elektronların sayından yox, həm də boş enerji səviyyələrinin sayından da asılıdır.

Metalların keçiriciliyi elektronların konsentrasiyası ilə yox, keçirici zonadakı yuxarı boş səviyyələrin sayının valent zonadakı elektronların sayına olan nisbəti ilə müəyyən edilir.

Mütləq sifir temperaturu yaxınlığında metalda keçirici zonada lazımı miqdarda elektronlar olduğu halda, yarımkəçiricilərdə belə elektronlar olmur.

Temperaturun artması ilə metalda sərbəst elektronların konsentrasiyası dəyişmirsə ( $n = const$ ), yarımkəçiricilərdə dolu zonanın keçirici zonaya keçən elektronların sayı artdığından onun

Yarımkəçiricilərin keçiriciliyi elektron ( $n$ -mənfi) və “deşik” ( $P$ -müsbət) keçiriciliyindən ibarətdir.

Temperatur mütləq sifira yaxınlaşanda ( $T \rightarrow 0$ ) yarımkəçirici və dielektriklərin keçiricilikləri sıfıra bərabər olur. Bununlada onlar metallardan fərqlənir.

Videman-Frans qanununda istilikkeçirmə əmsalı ( $\chi$ ) sabit götürülmüşdür. Kvant mexanikasında bu tənliyə gətirib çıxarır, amma başqa yolla. Məlumdur ki, metalın xüsusi keçiriciliyi

$$\sigma = \frac{e^2 n \lambda}{2m v_{or.kv}}$$

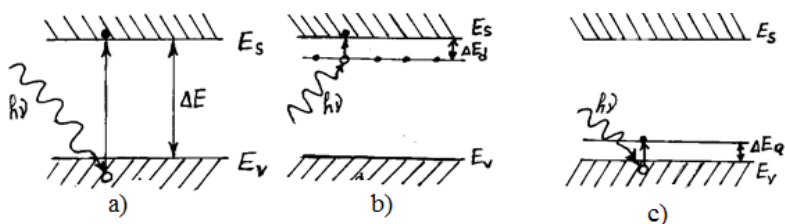
bərabərdir. Burada  $v_{or.kv}$ - elektronun istilik hərəkəti sürətidir.

Kvant mexanikasında da  $\sigma$  üçün həmin düstur alınır. Lakin düsturda  $v_{or.kv}$  əvəzinə  $v_F$  temperaturdan asılı olmayan sürət - Fermi sürəti götürülür. Bu da xüsusi keçiriciliyin temperaturdan asılı olmadığına gətirib çıxarır. Ona görə də müqavəmət temperaturdan asılı olur.

## § 107. YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ FOTOKEÇİRİCİLİK

Elektromaqnit şüalanmasının təsirindən yarımkəçiricilərin elektrik keçiriciliyi artması yarımkəçiricilərin fotokeçiriciliyi adlanır və maddənin xassələrindən, həm də ondakı aşqarlardan asılıdır. Birinci halda yarımkəçiricinin məxsusi udma tezliyinə uyğun olan foton udulduqda, yəni fotonun  $h\nu$  enerjisi qadağan olunmuş zonanın  $\Delta E$  enindən kiçik olmadıqda (yəni  $h\nu \geq \Delta E$  olduqda) elektron valent zonasından keçirici zonaya keçir (şəkil 100a). Bunun nəticəsində keçirici zonada əlavə elektronlar, valent zonada isədeşiklər yaranır, beləliklə elektron vədeşiklərlə

fotonun enerjisi  $h\nu \geq \Delta E_a$  aşqar atomların aktivləş-mə enerjisindən kiçik olmamalıdır. Işıq aşqar mərkəzləri tərəfindən udularsa  $n$ -tip yarımqeçiricilərdə elektronlar donor səviyyədən keçirici zonaya keçirlər. Bunun nəticəsində elektron keçiricilikli olan fotoqeçiricilik yaranır (şəkil 100b).  $p$ -tip yarımqeçiricilərdə isə elektronlar valent zonadan akseptor səviyyəsinə keçir və nəticədə deşik keçiricilikli olan fotoqeçiricilik yaranır (şəkil 100 c).



Şəkil 100

Fotoqeçiriciliyin yarandığı maksimum dalğa uzunluğu (fotoeffektin qırmızı sərhəddi) məxsusi yarımqeçiricilər üçün  $\lambda_q = \frac{ch}{\Delta E}$  kimi, aşqar yarımqeçiricilər üçün  $\lambda_q = \frac{ch}{\Delta E_a}$  kimi təyin edilir. Müəyyən olunmuşdur ki, təmiz yarımqeçiricilər üçün  $\lambda_q$  spektrin görünən hissəsində, aşqar yarımqeçiricilər üçün  $\lambda_q$  infraqırmızı oblastında olur.

## § 108. QAZLARDA ELEKTRİK CƏRƏYANI

Qazlar normal şəraitdə neytral atom və molekulardan ibarətdir və ona görə də onlar izolyatordurlar. Qazların elektrik keçiriciliyi onların ionlaşması nəticəsində yaranır (neytral atom və molekulalar müsbət ionlara çevrilirlər və sərbəst elektronlar

İonlaşdırıcı zərrəciyin kinetik enerjisi

$$\frac{mv^2}{2} \geq A_i \left(1 + \frac{m}{M}\right) \quad (108.1)$$

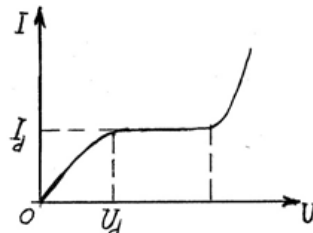
bərabər (burada  $A_i$  - ionlaşma işi,  $v$  - zərrəciyin sürəti,  $m$  - zərrəciyin kütləsi,  $M$  - atomun kütləsidir) olduqda biratomlu qazın elektron və ionlarla zərbə ionlaşması baş verir. Zərbə ionlaşmasının baş verməsi üçün, birvalentli ionlar daha böyük sürətləndirici potensiallar fərqi keçməlidir nəinki elektronlar.

Molekul və ya atomdan bir elektronu qoparmaq üçün görülən işə ionlaşma işi ( $A_i$ ) deyilir. Əksər qazlar üçün ionlaşma işinin qiyməti  $5eV$ -dan  $25eV$ -dək olur.

Qazda ionlaşma ilə yanaşı rekombinasiya (neytral atom və ya molekulların yenidən yaranması) hadisəsi də baş verir. Nəticədə qiyməti ionlaşdırıcının gücündən asılı olan, müəyyən ion konsentrasiya ilə xarakterizə edilən dayanıqlı bir hal qərarlaşır. İonlaşdırıcının gücü onun saniyədə  $1sm^3$  -da yaratdığı ion cütlərinin sayı ilə xarakterizə edilir.

İonlanmış qazı elektrik sahəsində yerləşdirdikdə onda elektrik cərəyanı axmağa başlayur. Xarici ionlaşdırıcının təsiri nəticəsində qazda yaranan cərəyana qeyri- müstəqil qaz boşalması deyilir.

Cərəyanın elektrik sahəsinin gərginliyindən asılılığına  $I(U)$  baxaq (şəkil 101).



Şəkil 101

1. Gərginlik az olduqda Om qanunu ödəyir, yəni  $j \sim E$  olur və cərəyan sıxlığı üçün yazıla bilər ki,

ionların yürüklüyüdür (sahə intensivliyi  $E = 1$  olduqda müsbət və mənfi ionların hərəkət sürəti).

2. Gərginliyin sonrakı artmasında Om qanunu pozulur və  $I$  cərəyan şiddətinin artması tədricən azalaraq gərginliyin müəyyən  $U_d$  qiymətində dayanır və bir müddət sabit qalır (yəni  $I = \text{const}$  olur). Bu cərəyana doyma cərəyanı deyilir.

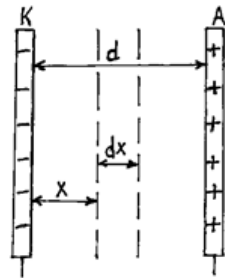
Vahid zamanda yaranan ionların hamısı cərəyanın yaranmasında iştirak edir və

$$I_d = qnV \quad (108.2)$$

doyma cərəyanını yaradır. Burada  $V$ - ionlaşma baş verdiyi, yəni elektrodlar arasındakı həcm,  $q$ - ionun yükü,  $n$ - ionların konsentrasiyasıdır.

3. Gərginliyin artırılması davam etdirilərsə onun müəyyən qiymətindən başlayaraq elektronlar sərbəst qaçış məsafəsində qaz molekulunu ionlaşdırması üçün kifayət qədər enerji əldə edirlər və bunun nəticəsində çoxlu sayda molekullar ionlaşmış olur, nəticədə cərəyan kəskin artır. Əgər bu hala qədər ionlaşdırıcının təsiri kəsilməklə elektrik cərəyanı da kəsilirdisə, bundan sonra ionlaşdırıcının rolu itmiş olacaqdır. Ionlaşdırıcının təsiri olmadan baş verən boşalmaya müstəqil boşalma deyilir. Bu halda qeyri-müstəqil boşalma müstəqil boşalmaya çevrilir.

Müstəqil keçiricilikdə yaranan cərəyan şiddətini təyin edək. Fərz edək ki (şəkil 102), bir-birinə paralel iki müstəvi elektrodlar ( $K$  – katod,  $A$  – anod) arasında cərəyan əmələ gəlir və



Şəkil 102

Onda  $dx$  yolunda elektronların zərbələri nəticəsində

$$dn = \alpha n dx \quad \text{və ya} \quad \frac{dn}{n} = \alpha dx$$

sayda yeni elektronlar əmələ gəlir. Burada  $\alpha$  - ionlaşma əmsalıdır.

Bu ifadəni inteqrallayaq

$$\int \frac{dn}{n} = \int \alpha dx$$
$$\ln n = \alpha x + C.$$

$x = 0$  ( $n = n_0$ ) şərtindən  $C$  sabitini tapırıq

$$C = \ln n_0.$$

Onda

$$\ln n = \alpha x + \ln n_0$$
$$\ln \frac{n}{n_0} = \alpha x$$

və ya

$$n = n_0 e^{\alpha x}.$$

Elektrodlar arasındakı məsafə  $l$  olarsa anoda çatan elektronların sayı

$$n = n_0 e^{\alpha l} \quad (108.3)$$

olar.

Bu ifadənin hər iki tərəfini bir ionun  $q$  yükünə vursaq

$$nq = n_0 q e^{\alpha l}$$

və ya

$$I = I_0 e^{\alpha l}$$

alırıq. Burada  $nq = I$  və  $n_0 q = I_0$ .

Bu ifadədən görünür ki, müstəqil boşalmadaqı cərəyan

Aşağı təzyiqdə ( $P = 13 Pa$ ) və elektrik sahənin yüksək gərginliyində ( $80 V/m$  - ə yaxın) qazlarda *alovsuz boşalma* müşahidə olunur. Alovşuz boşalmadan gündüz işıqlanma lampaları və işıqlı reklam yazılarında istifadə olunur.

Atmosfer təzyiqi tərtibində təzyiqlərdə və böyük intensivli elektrik sahələrində ( $E \approx 3 \cdot 10^6 V/m$ ) qazlarda *qığılıcılı boşalma* yaranır. Qığılıcılı boşalma zamanı (məsələn, atmosferdə bulud və Yer, bulud ilə bulud arasında yaranan ildirim) səs əmələ gəlir. Qığılıcım boşalmadan metalların qaynağı üçün və daxılı yanma mühərriklərində, yanacaq qarışığını yandırmaq üçün istifadə olunur.

Bir-birinə yaxın yerləşən elektrodlar (kömür və ya metal) arasında elektrik sahənin aşağı gərginliyində ( $E \approx 60V$  - a yaxın) *qövs boşalması* yaranır. Qövs boşalma həm kiçik ( $P \sim 1000 Pa$ ), həm də böyük təzyiqlərdə ( $P \sim 1000 atm$ ) baş verə bilər.

Normal və daha yüksək təzyiqlərdə qeyri-bircins elektrik sahələrdə nazik elektrodlar yaxınlığında qaz zəif bənövşəyi rəngdə işıldaıdır. Buna *tac şəkilli boşalma* deyilir. İldırımötürənin işləməsi tac şəkilli boşalmaya əsaslanır.

## **§ 109. VAKUUMDA ELEKTRİK CƏRƏYANI. TERMOELEKTRON EMİSSİYA HADİSƏSİ**

Metalda elektronun səthdən çıxmasına mane olan qüvvələrə qarşı görülən işə elektronun xaricə çıxış işi deyilir. Bu qüvvələr elektronla metalın ion qüvvəsi arasında cazibə və metalı tərk etmiş elektronların səthə yaxın olan elektronlar arasındakı dəfətmə qüvvələridir.

Metaldan tərk edən elektron metalın səthində iki müxtəlif

işini görür.

Metali tərk edib vakuuma keçmək üçün elektronun görməli olduğu minimum işə çıxış işı deyilir ( $A$ ). Metallarda çıxış işı bir neçə elektron-volt təşkil edir və metalın növündən, onun səthinin vəziyyətindən asılı olub temperaturdan asılı deyil.

Közərmiş metalların elektron buraxmasına termoelektron emissiya deyilir.

$$W = A = -\frac{3}{2}kT \quad (109.2)$$

(109.1) və (109.2)-dən alırıq ki, metalın temperaturu

$$T = \frac{2e\Delta\varphi}{3K} \quad (109.3)$$

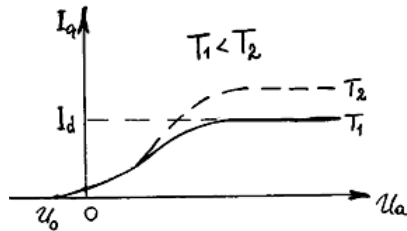
bərabər olduqda həmin metaldakı sərbəst elektronlar öz kinetik enerjiləri hesabına metali tərk edə bilər.

Termoelektron emissiya hadisəsindən elektron lampalar və başqa elektron cihazlarda istifadə edilir.

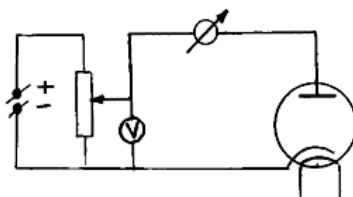
Diodda termoelektrik cərəyanı anod gərginliyindən

( $U_a$ ), katodun ölçüsündən, formasından, çıxış işindən ( $A$ ) və temperaturundan asılıdır.

Anod gərginliyi sıfıra bərabər olduqda ( $U_a = 0$ ) közərmiş katod ətrafında elektron buludu əmələ gəlir (şəkil 103). Anod gərginliyi



Şəkil 104





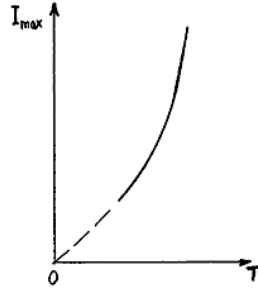
artmağı dayanır və  $I_a = I_d = const$  olur. Bu ( $I_d$ ) cərəyana doyma cərəyanı deyilir. Bu andan katod buraxdığı bütün elektronlar cərəyanda iştirak edir. Buna görə də, cərəyan maksimal qiymətini alır və  $I_d = const$  olur.

Anod cərəyanının gərginlikdən asılılığı  $I_a(U_a)$  qrafikində (şəkil 104) bu asılılıq kiçik gərginliklərdə doyma halınadək Om qanununa tabe olmur və aşağıdakı qanunla dəyişir

$$I_a = BU_a^{3/2} \quad (109.4)$$

burada  $B$  əmsali elektrodların forması və ölçülərindən asılıdır. Bu ifadə Boquslavski-Lenqmür düsturu və ya ikidə üç ( $3/2$ ) qanunu adlanır.

Katodun temperaturu artdıqca ondan xaric olunan elektronların sayı artır, ona görə də doyma cərəyanı da artır.



Şəkil 105

Doyma cərəyanı şiddətinin katodun temperaturundan asılılığı (şəkil 105) Riçardson-Deşman düsturu ilə ifadə olunur

$$I_{max} = CST^2 e^{-A/(kT)} \quad (109.5)$$

burada  $S$  - katodun sahəsi,  $T$  - katodun temperaturu,  $A$  - elektronların katoddan çıxış işi,  $k$  - Bolsman sabiti,  $C$  - bütün metalar üçün eyni olan emissiya sabitidir ( $C = 6.02 \cdot 10^5 \frac{A}{m^2 \cdot K^2}$ ).

Anod gərginliyinin mənfi qiymətində dövrədən kiçik anod cərəyanı keçir. Bu onunla əlaqədardır ki, bəzi termoelektronlar öz kinetik enerjisi hesabına anoda çətir və çox kiçik anod cərəyanı yaradırlar. Bu anod cərəyanını nəzərə almırlar.

Elektrik xassələrinə görə vakuum dielektrikdir, çünki

## § 110. PLAZMA. DEBAY RADİUSU

Plazma yüksək dərəcədə ionlaşmış qaza deyirlər. Plazmaya maddənin xüsusi aqreقات halı kimi baxılır. Bütövlükdə götürəndə plazma kvazineytralardır, yəni onun yüklərinin cəbri cəmi sıfırdır ( $\sum q_i = 0$ ). Yük daşıyıcılarının yüksək konsentrasiyası olduğundan plazma yüksək elektrik keçiriciliyinə malikdir. Plazma elektronlar, müxtəlif ionlar, atom nüvələri və neytral atomlardan ibarətdir.

Plazmanın ionlaşma dərəcəsi ( $\alpha$ ) ionlaşmış zərrəciklərin  $n$  konsentrasiyasının zərrəciklərin tam  $n_0$  konsentrasiyasına nisbətinin faizlə ifadəsinə deyilir. Plazmanın ionlaşması dərəcəsinə görə ( $\alpha$ ) aşağıdakı növlərə bölürlər:

- zəif ionlaşmış ( $\alpha \sim 0 \div 1\%$ );
- ionlaşmış ( $\alpha \sim$  bir neçə faiz təşkil edir);
- tam ionlaşmış ( $\alpha \approx 100\%$ ).

Təbii şəraitdə plazma ionosferada, Yer in nüvəsində, Günəşdə, isti ulduzlarda, şimşək kanalında və s. olur. Laboratoriya şəraitində plazmanı qazlarda elektrik boşalması (qövs boşalması və s.) köməyi, lazer şüalarının maddənin kiçik həcmində fokuslaşması və s. ilə əldə edirlər.

Plazmada eyni zamanda iki proses baş verir - ionlaşma və rekombinasiya (elektron və ionların birləşərək neytral atom yaratması). Ona görə plazmanın mövcud olması eneryi sərfi ilə əlaqədardır. Temperatur  $T \sim 10^4 K$  olduqda praktiki olaraq bütün maddələr plazma halında olur.

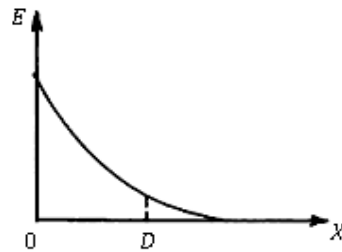
Temperaturu  $T \sim 10^4 \div 10^5 K$  olan plazmaya soyuq və ya aşağı temperaturlu plazma deyirlər. Temperaturu  $T \sim 10^8 K$  olan

a.) yaranması prosesi baş verir. Qaynar plazma idarə olunan termonüvə reaksiyaları əldə etmək məqsədi ilə öyrənilir.

Müasir dövrdə plazma fizikası fizikanın ən mühüm və ən vacib məsələlərindən biri hesab olunur. Plazmadan istifadə etməklə istilik enerjisini birbaşa elektrik enerjisinə çevirmək kimi yeni problem meydana çıxmışdır.

Plazmanın yüklü zərrəcikləri arasında elektrostatik qüvvələr, yüklü ilə neytral zərrəciklər arasında kvant təbiətli qüvvələr təsir edir.

Plazma adi yüklü zərrəciklər toplusundan  $L \gg D$  şərti ilə müəyyən olunan zərrəciklərin minimal sıxlığı ilə fərqlənir ( $L$  - yüklü zərrəciklər sisteminin xətti ölçüləri,  $D$  - plazma üçün xarakteristik olan və ekranlaşmanın Debay radiusu adlanan kəmiyyətdir). Qaus sistemində



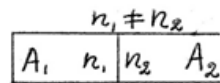
Şəkil 106

$$D = \sqrt{\sum \frac{kT_i}{4\pi e_i^2 n_i}} \quad (110.1)$$

burada  $e$ ,  $n$ ,  $T$ - uyğun olaraq zərrəciklərin yükü, konsentrasiyası və temperaturudur.  $D$  - sahənin plazmaya nüfuz etməsinin effektiv dərinliyini göstərir. Plazmaya daxil edilmiş kənar elektrik yükünün sahəsi praktiki olaraq Debay məsafəsində (şəkil 106) təsir edir və daha böyük məsafədə onun təsiri kəskin olaraq sıfıradək azalır. Bu azalma onunla izah edilir ki, plazmaya daxil edilmiş kənar elektrik yükü ionlarla əhatə olunur, onlar da bu

## § 111. KONTAKT POTENSİALLAR FƏRQİ. VOLTA QANUNU

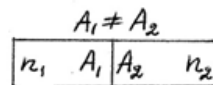
Fərz edək ki sərbəst elektronların konsentrasiyaları  $n_1$  və  $n_2$ , elektronlarının çıxış işi  $A_1$  və  $A_2$  olan eyni temperaturlu iki neytral metal çubuq bir-birinə toxunur (şəkil 107). İstilik hərəkətində olan



Şəkil 107

sərbəst elektronlar bir metaldan digərinə diffuziya edəcəkdir. Toxunan metallardakı elektron qazının konsentrasiyası eyni olmadığından ( $n_1 \neq n_2$ ), bir metaldan digərinə keçən elektronların sayı əks istiqamətdə keçənlərin sayından fərqli olacaqdır. Bunun nəticəsində bir metalda elektron çatışmamazlığı, digər metalda isə elektron artıqlığı əmələ gələcəkdir. Bu da metallardan birinin müsbət, digərinin isə mənfi yüklə yüklənməsi deməkdir.

Bundan başqa  $A_1 \neq A_2$  olduğundan (şəkil 108) bir metaldan digərinə elektron asanlıqla keçə bildiyi halda, əks istiqamətdə çətinliklə keçəcək və bunun nəticəsində metallardan birində sərbəst elektronların sayı artacaq, digərində isə əksinə, azalmış olacaqdır.



Şəkil 108

Bu da metallardan birinin müsbət, digərinin isə mənfi yüklə yüklənməsi deməkdir.

Beləliklə elektronların diffuziyası ilə elektronların çıxış işlərinin müxtəlifliyi nəticəsində toxunan metallar arasında kontakt potensialları fərqi adlanan müəyyən potensial fərqi əmələ gəlir ( $\varphi_1 - \varphi_2$ ).

$$\Delta W = A_1 - A_2 + e(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (111.1)$$

Metaldakı elektron qazı özünü cazibə sahəsində olan qaz molekulları kimi apardığından Bolsman qanununa görə yazmaq olar:

$$n_2 = n_1 \cdot e^{-\frac{\Delta W}{kT}} \quad (111.2)$$

Buradan

$$\Delta W = kT \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (111.3)$$

(111.1) və (111.3) ifadələrindən alınır:

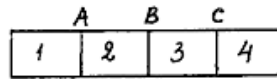
$$kT \ln \frac{n_1}{n_2} = A_1 - A_2 + e(\varphi_1 - \varphi_2)$$

$$(\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (111.4)$$

Burada  $\frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}$  - diffuziya payına düşən,  $\frac{A_2 - A_1}{e}$  isə elektronun çıxış işinin müxtəlifliyi nəticəsində əmələ gəlmiş kontakt potensiallar fərqidir.

Metal üçün  $\frac{A_2 - A_1}{e} \sim 2 - 3V$ ,  $\frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \approx 0.03V$  olur.

A. Volta təcrübələri müəyyən etmişdir ki, ardıcıl düzülmüş metal çubuqların potensiallar fərqi kənar çubuqların ayrılıqda toxunarkən verdiyi potensiallar fərqi kimi olur. Başqa sözlə, bu halda aralıqda olan çubuqlar heç bir rol oynamır.



Şəkil 109

a) Fərz edək ki, 1-2-3-4 metal çubuqlar ardıcıl qoşulmuşdur (şəkil 109) və A, B və C kontaktların temperaturları eynidir ( $T_A = T_B = T_C$ ).

$$U_{23} = \frac{A_3 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_3}$$

$$U_{34} = \frac{A_4 - A_3}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_3}{n_4}$$

Onda ardıcıl birləşmənin potensiallar fərqi

$$U_{12} + U_{23} + U_{34} = \frac{A_4 - A_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_4} \quad (111.5)$$

olacaqdır.

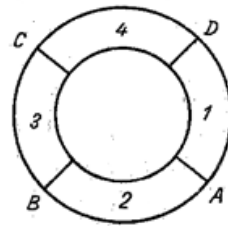
**b)** Fərz edək ki, 1-2-3-4 metal çubuqlar qapalı dövrə təşkil edirlər (şəkil 110) və  $A$ ,  $B$ ,  $C$  və  $D$  kon-taktların temperaturları eynidir ( $T_A = T_B = T_C = T_D$ ).

$A, B, C$  və  $D$  nöqtələrindəki kontakt potensiallar fərqinə baxaq

$$U_{23} = \frac{A_3 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_3}$$

$$U_{34} = \frac{A_4 - A_3}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_3}{n_4}$$

$$U_{41} = \frac{A_1 - A_4}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_4}{n_1}$$



Şəkil 110

Bir neçə metal çubuqdan təşkil

edilmiş qapalı dövrdəki kontakt potensiallar fərqi cəmi, kontaktların temperaturları eyni olduğundan, sıfıra bərabər olur, yəni

$$\varepsilon = U_{12} + U_{23} + U_{34} + U_{41} = 0 \quad (111.6).$$

## § 112. ZEYEBEK EFFEKTI

1 və 2 çubuqlarından yaradılmış qapalı dövrdəki  $A$  və  $B$  nöqtələrinin temperaturları ( $T_A$  və  $T_B$ )  $T_A > T_B$  olduğunu fərz edək

sıfıra bərabər deyil və həmin dövrdə müəyyən e.h.q. əmələ gəlmiş olur.

$$\begin{aligned}
 U_{12} &= \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \\
 U_{21} &= \frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} \\
 \varepsilon &= \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT_A}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} + \frac{kT_B}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} \\
 \varepsilon &= (T_A - T_B) \cdot \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (112.1)
 \end{aligned}$$

Burada  $\frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} = \alpha$ -verilmiş iki metal üçün sabit bir kəmiyyətdir.

Onda

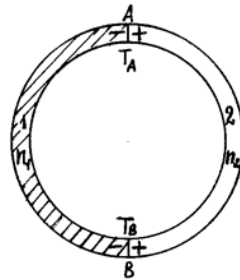
$$\varepsilon = \alpha(T_A - T_B) \quad (112.2)$$

Bu hadisəyə Zeyebek effekti də deyirlər.

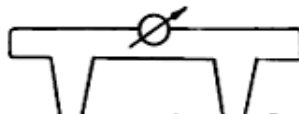
Bir neçə metaldan təşkil olunmuş qapalı dövrdə kontakt nöqtələrin temperaturlarının fərqli olması nəticəsində e.h.q əmələ gəlməsinə termoelektrik hadisəsi və əmələ gəlmiş e.h.q-nə termoelektrik hərəkət qüvvəsi deyilir. Termoelektrik hərəkət qüvvəsini adətən, potensiometrlə ölçürlər.

Ucları lehirlənmiş iki müxtəlif metaldan olan naqillərdən ibarət sis-temə termocüt deyilir.

Lehirlənmiş hissəni qızdırdıqda onda termoelektrik hərəkət qüvvəsi



Şəkil 111



ardıcıl birləşdirməklə, termocütlərin  $A$  və  $B$  lehim hissəsini icində su olan müxtəlif qablara yerləşdirib qalvanometrlə termoelektrik hərəkət qüvvəsinin qiymətini ölçməklə, qablardakı suyun temperatur fərqini təyin etmək olar.

Termocütlə həm yüksək, həm də aşağı temperaturları kifayət qədər dəqiq ölçmək olur.

Termoelektrik hərəkət qüvvəsinin qiyməti termocütü təşkil edən maddələrin növündən asılıdır. Müxtəlif maddələrdən hazırlanmış termocütlərin temperatur fərqi 1 dərəcə olduqda əmələ gətirdikləri termoelektrik hərəkət qüvvəsinin qiyməti müxtəlif olur (məsələn: mis-konstantan termocütü üçün  $\varepsilon = 41 \cdot 10^{-6}V$ , tellur-bismut termocütü üçün  $\varepsilon = 500 \cdot 10^{-6}V$ ).

Termocütdən həm də elektrik mənbəyi kimi istifadə etmək olur. Elektrik enerjisi istilik enerjisi hesabına yarandığına görə termocütün f.i.ə. istilik maşınlarındakı kimi olur

$$\eta = \frac{T_A - T_B}{T_A} \quad (112.3)$$

burada  $T_A$  - isti,  $T_B$  – soyuq lehimin mütləq temperaturudur.

### § 113. Peltje effekti

İki müxtəlif ( $n_1 \neq n_2$ ) metal çubuqdan yaradılmış dairəvi dövrəyə şəkil 113 - dəki kimi e.h.q mənbəyi qoşağ.  $A$  və  $B$  nöqtələrində cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq Coul istiliyi ilə yanaşı əlavə istilik ya ayrılır və ya udulmuş olur.  $A$  kontaktında elektron axını tormozlaşır, çünki onlar  $A$  kontaktındakı kontakt potensiallar fərqindən keçməlidirlər.  $B$  kontaktında, əksinə elektronlar sürətlənəcəkdir. Beləliklə  $A$  kontaktında ( $W_k$ ) elektronun kinetik enerjisi potensial enerjiyə çevrilir.  $B$



Bu hadisəyə elektrotermik effekt və ya Peltje effekti deyilir.

Ayrılan və ya udulan istilik miqdarı keçən elektrik miqdarı ilə düz mütənasibdir.

$$Q = \Pi q \quad (113.1)$$

burada  $\Pi$ - Peltje əmsalı,  $Q$ - Peltje istiliyidir.

$Q$ -nü təyin etmək üçün sürmə və bismutdan hazırlanmış çubuqları ardıcıl birləşdirib  $A$  və  $B$  kontaktlarını Dürar qablarına qoyurlar (şəkil 114). Qabların birində ayrılan istilik miqdarı

$$Q_1 = J^2 R t + Q$$

( $Q$ -Peltje istiliyidir), digərində isə ayrılan istilik miqdarı

$$Q_2 = J^2 R t - Q$$

bərabərdir. Bu təcrübədən Peltje istiliyini ( $Q$ ) hesablamaq mümkündür.

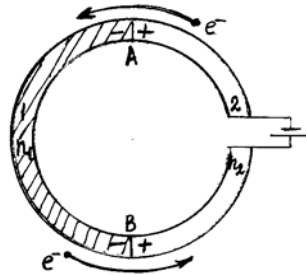
Qeyd etmişdik ki, elektron bir metaldan digərinə keçərkən öz potensial enerjisini

$$\Delta W = kT \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (113.2)$$

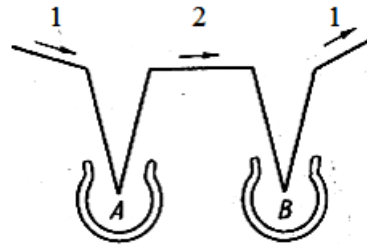
qədər dəyişir.

Toxunma nöqtəsində bir metaldan digərinə keçən elektronların sayı  $N$  olarsa, bu zaman onların potensial enerjiləri:

$$W = N \cdot \Delta W = N k T \ln \frac{n_1}{n_2} = N_e \frac{k T}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}$$



Şəkil 113



Şəkil 114

$$Q = Ne \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}$$

$Ne = q$  -toxunma nöqtələrindən keçən elektrik yükü olduğunu nəzərə alaraq

$$Q = q \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (113.3)$$

Bu ifadə  $\Pi = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}$ - Peltje əmsalı adlanır və çubuqların növü  $\left(\frac{n_1}{n_2}\right)$  və temperaturdan ( $T$ ) asılıdır. Deməli

$$Q = q\Pi = \Pi It$$

Peltje effekti və Coul istiliyinin fərqi baxaq. Coul istiliyi cərəyan şiddətinin kvadratı ilə mütənasib olub cərəyanın istiqamətindən asılı deyil. Peltje istiliyi isə cərəyan şiddətinin birinci dərəcəsi ilə mütənasibdir və cərəyanın istiqaməti dəyişdikdə işarəsini dəyişir. Coul istiliyi naqilin müqavimətindən asılıdır, Peltje istiliyi isə asılı deyil.

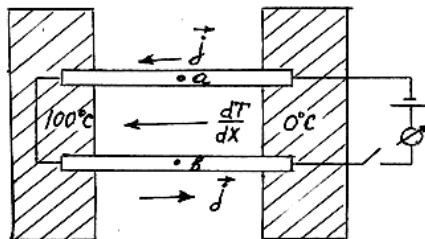
Peltje effekti yarımkeçiricilərdə metallara nisbətən daha qabarıq özünü göstərir. Yarımkeçirici soyuducuların iş prinsipi bu effekt üzərində qurulub.

## § 114. TOMSON EFFEKTİ

Tomson nəzəri olaraq belə bir nəticəyə gəlmişdir ki, hətta bircins naqildə də temperatur qradienti olarsa cərəyan axarkən istiqamətdən asılı olaraq istilik ayrılır və ya udulur. Bu istilik Coul istiliyi ilə toplanır.

Fərz edək ki (şəkil 115), eyni metaldan hazırlanmış iki çubuq elektrik dövrəsinə qoşulub və onun uyğun uclarının

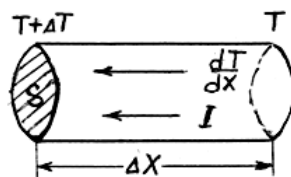
Əgər cərəyan keçənə qədər çubuq üzərindəki  $a$  və  $b$  nöqtələrinin temperaturu eyni olubsa, cərəyan keçəndən sonra bu nöqtələrdən birinin temperaturu yüksələcək, digərinin isə azalmış olacaq. Həmin nöqtələrdə temperaturun dəyişməsi Peltze effektində olduğu kimi, əlavə istiliyin ayrılması və ya udulması nəticəsindədir. Buna Tomson effekti və ya elektrotermik effekt deyilir.



Şəkil 115

Metalın bir tərəfi qızdırılıb, digər tərəfi soyudulduqda elektronların diffuziyası nəticəsində metalda müəyyən potensiallar fərqi əmələ gəlir. Elektronlar yüksək potensiallı olan nöqtələrdən aşağı potensiallı olan nöqtələrə axarkən əlavə iş görülür və bunun nəticəsində də əlavə istilik ayrılır.

Əgər Peltze effektində istilik udulub və ayrılması metalların müxtəlif növ olması ilə əlaqədar idisə, Tomson effektində bu, bircinsli metalın qızdırılması ilə əlaqədardır. Tomson effekti mahiyyət etibararı ilə müəyyən dərəcədə Peltze effektini yada salmış olur.



Şəkil 116

Təcrübə göstərmişdir ki (şəkil 116), Tomson istiliyi, yəni metalın vahid həcmində, vahid zamanda ayrılan və ya udulan istilik  $\left(\frac{Q}{t \cdot V}\right)$  temperatur qradienti  $\left(\frac{dT}{dx}\right)$ , cərəyan sıxlığı ( $j$ ) və metalın növündən asılıdır. Yəni

$$V = S \cdot \Delta x, jS = I \text{ və } \frac{dT}{dx} \Delta x = \Delta T$$

olduğundan alırıq

$$Q = t\tau \cdot S \cdot \Delta x \frac{dT}{dx} j$$
$$Q = \tau \Delta T \cdot Jt \quad (114.2).$$

(114.1) ifadəsi Tomson effektinin differensial, (114.2) ifadəsi isə integral formasıdır. Burada  $\tau$  -Tomson əmsalıdır.

Tomson əmsalı çox kiçik kəmiyyətdir. Məsələn: bismut üçün otaq temperaturunda  $\tau \approx 10^{-5} \frac{V}{K}$  olur.

## XVIII FƏSİL

### *ELEKTROMAQNƏTİZM*

#### § 115. MAQNİT SAHƏSİ

Sabit maqnitlərin maqnit xassələri, onların dəmir cisimləri özünə cəkmək qabiliyyəti hələ qədim yunanlara məlum idi. Yer in maqnit xassəsindən istifadə edərək Çinlilər 3000 il əvvəl kompası yaratmışlar. 1600-cü ildə Gilbert sabit maqnitləri hərtərəfli tədqiq etmiş və söyləmişdir: maqnitin iki qütbü var; qütblər metal cisimləri maksimal qüvvə ilə cəzb edir; qütblər arasında neytral zona var ki, metal cisimləri cəzb etmir; eyni adlı qütblər bir-birini dəf edir, müxtəlif adlı qütblər isə bir-birini cəzb edirlər; maqnitin qütblərini ayırmaq mümkün deyil. XVIII əsrdə şimşəyin dəmir cisimləri maqnitləşdirilməsi aşkar olundu. 1820-ci ildə Ersted cərəyanlı naqilin maqnit əqrəbinə təsirini aşkar etdi. Həmin vaxtlar Amper eyni istiqamətli cərəyanlı naqillərin bir-birini cəzb, əks istiqamətli cərəyanlı naqillərin bir-birini itələməyini müəyyən etdi.

Bütün bu və digər təcrübi faktlar göstərir ki, elektrik cərəyanlarını əhatə edən maqnit fəzada maqnit sahəsi adlanan xüsusi növ sahə əmələ gəlir. Maqnit sahəsi bu sahəyə gətirilən cərəyanlı naqillərə, maqnit əqrəblərinə və s. təsir edən qüvvələrlə aşkara çıxarılır.

Maqnit sahəsi həm maddə daxilində həm də boşluqda (vakuumda) ola bilər. Maqnit sahəsi yalnız hərəkət edən yüklü zərrəciklər tərəfindən yaradılır və başqa yüklü zərrəciklər bu maqnit sahəsində mexaniki təsirə məruz qalırlar.

toxunan istiqamətdədir. Bu xətlərin istiqaməti maqnit əqrəbinin cənub (mənfi) qütbündən şimal (müsbət) qütbünə yönəlir.

Maqnit qüvvə xətləri həmişə qapalıdırlar (onu yaradan cərəyanlı naqili əhatə edir), yəni, nə başlanğıc nə qurtaracağı var. Çünki təbiətdə maqnit yükləri mövcud deyil.

Elektrik sahəsi üçün olduğu kimi maqnit sahəsi üçün də superpozisiya prinsipi doğrudur

$$\vec{B} = \sum_i \vec{B}_i.$$

## § 116. MAQNİT SAHƏSİNİN İNDUKSİYASI

Maqnit sahəsi üçün sınaq yükü rolunu düzxətli cərəyanlı naqil oynayır. O cərəyan adlanır. Cərəyan elementi cərəyan istiqamətində yönələn vektordur. Onun ədədi qiyməti ( $Id\vec{l}$ ) -ə bərabərdir ( $d\vec{l}$ -cərəyan elementinin uzunluğudur).

Çoxsaylı təcrübələr aşağıdakı nəticələri verir.

1. Maqnit sahəsində cərəyan elementinə təsir edən qüvvə bu cərəyan elementinin qiyməti ilə düz mütənasibdir

$$dF \sim Idl.$$

2. Bu qüvvənin istiqaməti həmişə cərəyan elementinə perpendikulyardır

$$d\vec{F} \perp Id\vec{l}$$

3. Bu qüvvə cərəyan elementinin fəzadakı vəziyyətindən asılıdır. Maqnit sahəsinin hər nöqtəsində iki əks istiqamət vardır. Bu istiqamətlər hər-hansı nöqtədə maqnit əqrəbinin oxu ilə üst-üstə düşdükdə  $dF = 0$  olur. Əgər bu vəziyyətdən cərəyan elementini  $90^\circ$  döndərmiş olsaq  $dF = (dF)_{max}$  olur.

4. qalır və cərəyan elementindən asılı olmayıb verilmiş nöqtədə yalnız maqnit sahəsinin xassələri ilə müəyyən olunur.

$$\frac{dF_{max}}{Idl}$$

nisbəti sabit olduğundan, onu maqnit sahəsinin qüvvə xarakteristikası kimi qəbul edirlər. Bu maqnit sahəsinin induksiyası adlanır və  $B$  hərfi ilə işarə edilir.

$$B = \frac{dF_{max}}{Idl} \quad (116.1)$$

Maqnit sahəsinin induksiyası tesla ( $Tl$ ) ilə ölçülür

$$1Tl = 1N/(A \cdot m)$$

Maqnit induksiyası vektorial kəmiyyətdir ( $\vec{B}$ ), elektrik sahəsinin intensivliyinin ( $\vec{E}$ ) analoqudur. Belə ki, maqnit sahəsinin induksiyası sahənin qüvvə xarakteristikasıdır. Maqnit induksiya-sının istiqaməti olaraq maqnit əqrəbinin şimal qütbünün istiqaməti götürülür.

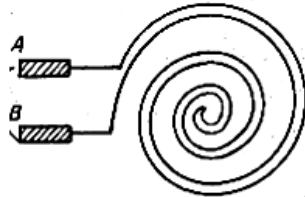
Cərəyan elementi maqnit induksiyasına perpendikulyar olub, onunla  $\alpha$  bucağı təşkil edərsə cərəyan elementinə təsir edən qüvvə

$$F = F_{max} \sin \alpha$$

olar.

Maqnit induksiyasını cərəyan elementi vasitəsi ilə ölçmək böyük texniki çətinliklərlə bağlıdır. Cərəyan elementi yalnız maqnit sahəsinin xarakteristikası üçün yararır.

Texnikada maqnit induksiyasını ölçmək üçün (şəkil 117) güclü maqnit sahələrində bismutun ( $Bi$ ) müqavimətinin dəyişməsi istifadə olunur ( $\Delta B = 0.1Tl$  olduqda  $\Delta R_{Bi} \sim 5\%$  olur).



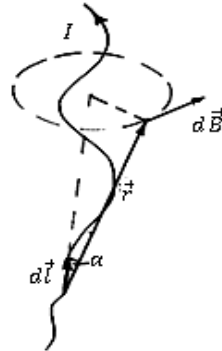
Şəkil 117

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu} \quad (116.2)$$

Burada  $\mu_0$ -maqnit sabiti,  $\mu_0$ -isə mühitin maqnit qavrayıcılığı adlanır.

## § 117. CƏRƏYANIN MAQNİT SAHƏSİNİN İNDUKSIYASI. BİO-SAVAR-LAPLAS QANUNU

Bio və Savarın təcrübələri əsasında Laplas belə bir nəticəyə gəlmişdir ki, cərəyanlı naqillərin hər-hansı nöqtədə yaratdığı maqnit induksiya ayrı-ayrı elementlərin həmin nöqtədə yaratdığı maqnit induksiyalarının həndəsi cəminə bərabər olur. Naqilin hər-hansı  $dl$  elementinin (şəkil 118) yaratdığı sahə induksiya ( $dB$ ) həmin  $dl$  elementinin uzunluğu, ondan keçən cərəyan şiddəti ( $I$ ), baxılan nöqtəyə çəkilmiş radius-vektorun ( $\vec{r}$ )  $dl$  elementi ilə əmələ gətirdiyi bucağın sinusu ilə düz, radius vektorunun kvadratı ilə tərs mütənəsibdir



Şəkil 118

$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I dl \sin\alpha}{r^2} \quad (117.1)$$

Bu ifadə Bio-Savar-Laplas qanununun skalyar şəklidir. O, vektor şəklində belə yazılır

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I [d\vec{l}; \vec{r}]}{r^3} \quad (117.2)$$

Bio-Savar-Laplas qanunu  $I d\vec{l}$  cərəyan elementinin vəkumda



Maqnit induksiyası vektorunun  $d\vec{B}$  istiqaməti burğu qaydası ilə müəyyən edilir ( $d\vec{B} \perp Id\vec{l}$ ;  $d\vec{B} \perp \vec{r}$ ).

Maqnit sahəsi, maqnit induksiyasından ( $\vec{B}$ ) əlavə maqnit sahə intensivliyi ( $\vec{H}$ ) ilə də xarakterizə edilir. Onlar arasında aşağıdakı münasibət var

$$H = \frac{B}{\mu_0\mu}.$$

Bircinsli izotrop mühitlərdə elektrik cərəyanının yaratdığı maqnit sahəsinin intensivliyi mühitin növündən asılı olmur. Elə buna görə də maqnit sahəsinə maqnit induksiyası ilə xarakterizə edirlər. Bio-Savar-Laplas qanununa görə bircinsli mühitlər üçün maqnit sahəsinin intensivliyi

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{I[d\vec{l}; \vec{r}]}{r^3} \quad (117.3)$$

kimi təyin olunur.

## § 118. MAQNİT SAHƏSİNİN CƏRƏYANLI NAQİLƏ TƏSİRİ. AMPER QÜVVƏSİ

Cərəyanlı naqil ətrafında maqnit sahəsi əmələ gəlir. Bu naqil xarici maqnit sahəsində yerləşdirildikdə hər iki maqnit sahəsi qarşılıqlı təsirdə olur. Xarici maqnit sahəsi cərəyanlı naqilə müəyyən qüvvə ilə təsir edəcəkdir. Bu qüvvəyə Amper qüvvəsi ( $F_A$ ) deyilir.

Bircins ( $\vec{B} = const$ ) maqnit sahəsinə  $Id\vec{l}$  cərəyan elementinə təsir edən qüvvəni ( $\vec{F}_A$ ) tapaq.

Əgər cərəyan elementi ( $\vec{B}$ ) maqnit induksiyası vektoruna

olar.

Tərifə görə

$$B = \frac{F_{max}}{Idl} = \frac{F_A}{Idl \sin \varphi}.$$

Buradan

$$F_A = BIdl \cdot \sin \varphi \quad (118.1)$$

alınır. Bu ifadə maqnit sahəsinin cərəyanlı naqilə təsir qüvvəsini göstərir və Amper qüvvəsi adlanır.

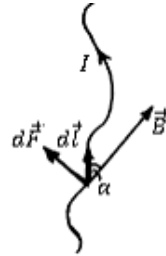
Amper qüvvəsinin ( $F_A$ ) istiqamətini sol əl qaydası ilə müəyyən edirlər (şəkil 119)

$$\vec{F}_A \perp \vec{B} \perp Id\vec{l}.$$

Vektor şəklində Amper qüvvəsinin ifadəsi belə yazılır

$$\vec{F}_A = I[d\vec{l}; \vec{B}] \quad (118.2)$$

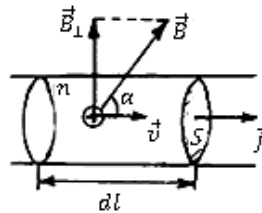
(118.1) və (118.2) ifadələrindən istifadə edərək maqnit sahəsinin istənilən formalı cərəyanlı naqilə təsir qüvvəsini hesablamaq olar.



Şəkil 119

## § 119. MAQNİT SAHƏSİNİN HƏRƏKƏT EDƏN YÜKLÜ ZƏRRƏCİYƏ TƏSİRİ. LORENS QÜVVƏSİ

Elektrik cərəyanı yüklü zərrəciklər seli olduğundan, demək olar ki, hərəkət edən yüklü zərrəciklərə də maqnit sahəsi təsir edəcəkdir. Maqnit sahəsinin hərəkət edən yüklü zərrəciyə təsir qüvvəsinə Lorens qüvvəsi deyirlər. Cərəyan elementində ( $Id\vec{l}$ ) olan yüklü zərrəciklərin sayı  $N$  olarsa (şəkil 120),



Şəkil 120

$$F_L = \frac{BqnSdl\sin\varphi}{N}$$

Burada  $Sdl = V$ - həcmidir və  $Sdl \cdot n = N$  bərabərdir. Onda

$$F_L = qvB\sin\varphi \quad (119.1)$$

Lorens qüvvəsinin istiqaməti sol əl qaydası ilə təyin edilir

$\vec{F}_L \perp \vec{v} \perp \vec{B}$ .  $\vec{F}_L \perp \vec{v}$  olduğundan (şəkil 121) Lorens qüvvəsi iş görmür və sərbəst zərrəciyin kinetik enerjisini dəyişmir. Yüklü zərrəciyin bircins maqnit sahəsində ( $\vec{B} = const$ ) hərəkəti zamanı maqnit sahəsi yalnız onun sürətinin istiqamətini (ədədi qiymətini yox), dəyişə bilər.

Vektor şəkildə Lorens qüvvəsinin ifadəsi belə yazılır

$$\vec{F}_L = q[\vec{v}; \vec{B}] \quad (112.2)$$

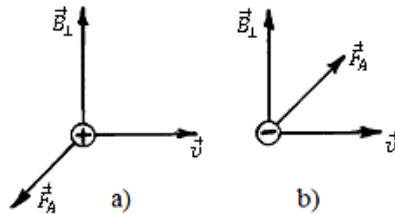
Yüklü zərrəciyin hərəkəti eyni zamanda həm maqnit ( $\vec{B}$ ) həm elektrik ( $\vec{E}$ ) sahələrində baş verərsə

$$F_L = qE + qvB\sin\varphi$$

və ya vektor şəklində

$$\vec{F}_L = q\vec{E} + q[\vec{v}; \vec{B}] \quad (119.3).$$

Lorens düsturu vasitəsi ilə bir sıra elektrodinamik, maqnit və optik hadisələr izah olunur.



Şəkil 121

## § 120. DÜZXƏTLİ CƏRƏYANLI NAQİLİN MAQNİT SAHƏSİ

Sonsuz uzun cərəyanlı naqilin (şəkil 122) hər hansı  $C$  nöqtəsində yaratdığı maqnit sahəsinin induksiyasını hesablamaq üçün  $Idl$  cərəyan elementinin  $C$  nöqtəsində yaratdığı maqnit induk-

$\Delta ACD$ -dən  $l = r_0 \operatorname{ctg} \alpha$  alırıq. Onda

$$dl = -\frac{r_0}{\sin^2 \alpha} d\alpha$$

olur.  $\sin \alpha = \frac{r_0}{r}$  -dən  $r = \frac{r_0}{\sin \alpha}$  alınır.

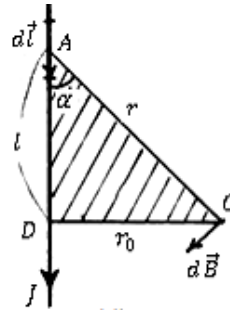
Deməli

Bu ifadə  $I dl$  cərəyan elementinin  $C$  nöqtəsində yaratdığı maqnit sahəsinin induksiyasıdır.

Sonsuz uzun cərəyanlı naqilin  $C$  nöqtəsində yaratdığı maqnit induksiyası

$$B = \int_{\pi}^0 dB = -\frac{\mu_0 \cdot \mu \cdot I}{4\pi r_0} \int_{\pi}^0 \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu_0 \cdot \mu \cdot I}{2\pi r_0} \quad (120.2)$$

bərabərdir.



Şəkil 122

## § 121. DAİRƏVİ CƏRƏYANIN MƏRKƏZİNDƏ ƏMƏLƏ GƏLMİŞ MAQNİT SAHƏSİNİN İNDUKSİYASI

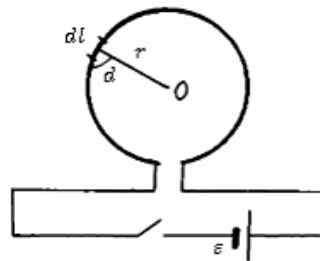
Dairəvi  $r$  radiuslu cərəyanlı naqilin (şəkil 123) dairənin mərkəzində yaratdığı maqnit induksiyasını hesablayaq.

$I dl$  cərəyan elementinin  $O$  nöqtəsində yaratdığı maqnit induksiyasını Bio-Savar-Laplas qanununa görə

$$dB = \frac{\mu \mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I dl}{r^2}$$

$\alpha = 90^\circ$  olduğundan  $\sin \alpha = 1$ .

Onda



Şəkil 123

## § 122. DAİRƏVİ CƏRƏYANIN OXU İSTİQAMƏTİNDƏ YARANMIŞ MAQNİT SAHƏSİNİN İNDUKSİYASI

Dairəvi cərəyanın oxu üzərində yerləşən  $A$  nöqtəsində (şəkil 124) maqnit sahəsinin induksiyasını hesablayaq. Bundan ötrü konturda diametral iki əks istiqamətdə yerləşən  $Idl$  eyni cərəyan elementi ayırıq.

Şaquli toplananlar qiymətcə eyni, istiqamətcə əks olduğundan elementar induksiyaları toplayarkən  $dB_{\varphi}$  şaquli toplananların cəmi sıfır olar və yekun induksiya  $dB_{ü}$  üfiqitoplananların cəbri cəminə, yəni

$$B = \oint dB_{ü}$$

bərabər olacaqdır.

Şəkildən görünür

ki,

$$dB_{ü} = dB \cos \theta = \frac{R}{r} dB.$$

$\alpha = 90^\circ$  olduğundan  $\sin \alpha = 1$  olur. Onda Bio-Savar-Laplas qanununa görə

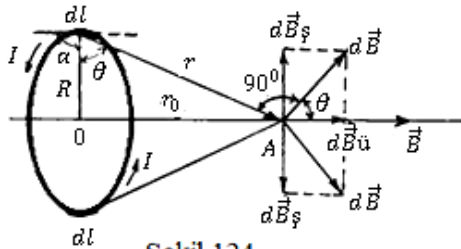
$$dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl}{r^2}.$$

Deməli

$$dB_{ü} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{IRdl}{r^3}.$$

Onda

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot IR \int \frac{2\pi R}{r^3} = \frac{\mu\mu_0 IR^2}{2r^3}$$



$$B = \frac{\mu\mu_0 IR^2}{2(R^2 + r_0^2)^{3/2}} \quad (122.2)$$

alırıq. Bu ifadə dairəvi cərəyanın oxu istiqamətində yaranmış maqnit sahəsinin induksiyasını ifadə edir. Ondan  $r_0 = 0$  olduqda dairəvi cərəyanın mərkəzində yaranmış maqnit sahəsinin induksiyası üçün alırıq

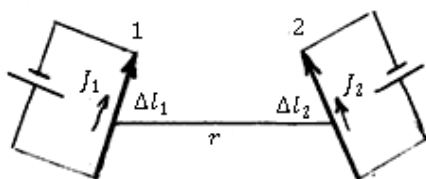
$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{2R}.$$

Eyniliklə Bio-Savar-Laplas qanunundan istifadə etməklə solenoidin oxu istiqamətində, toroidin mərkəzində və s. maqnit sahəsinin induksiyasını hesablamaq olar.

### § 123. CƏRƏYANLI NAQİLLƏRİN QARŞILIQLI TƏSİR QÜVVƏSİ

Amper təcrübələrlə müəyyən etmişdir ki, cərəyanlı naqillər arasındakı qarşılıqlı təsir qüvvəsi naqillərdəki cərəyan şiddətləri və naqillərin uzunluqları ilə düz, cərəyan elementləri arasındakı məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasibdir.

Şəkil 125 - də təsvir olunmuş 1 və 2 cərəyan elementləri üçün



Şəkil 125

$$\Delta F_{12} \sim \frac{I_1 I_2 \Delta l_1 \Delta l_2}{r^2} \quad (123.1)$$

Sonrakı tədqiqatlar göstərdi ki,  $\Delta F$  qüvvəsi cərəyan



elementlərinin nisbi vəziyyətindən asılıdır.

$$\Delta F_{12} \sim \sin \alpha \cdot \sin \beta \quad (123.2)$$

burada  $\alpha$  -  $\vec{r}_{12}$  və  $I\vec{\Delta l}_1$  vektorları arasındakı,  $\beta$  isə  $\vec{B}$  və  $I\vec{\Delta l}_2$  vektorları arasındakı bucaqdır.

Maqnit induksiyası vektorunun ( $\vec{B}$ ) istiqaməti burğu qaydası ilə müəyyən olunur. Bu zaman dəstək  $\Delta l_1$ -dən  $r_{12}$ -i istiqamətində, burğu isə  $\vec{B}$  istiqamətində olur.

(123.1) və (123.2) ifadələrindən cərəyanlı naqillərin qarşılıqlı təsir qüvvəsinin

$$\Delta F_{12} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I_1 I_2 \Delta l_1 \Delta l_2 \sin \alpha \sin \beta}{r_{12}^2} \quad (123.3)$$

olduğunu alırıq.

## **§ 124. MAQNİT SAHƏSİNİN BURULĞANLILIĞI. VAKUUMDA MAQNİT SAHƏSİ ÜÇÜN TAM CƏRƏYAN QANUNU**

Maqnit sahəsinin qüvvə xətləri kəsilməzdir, yəni onların başlanğıcı və sonu yoxdur. Belə sahələrə burulğanlı sahələr deyirlər. Maqnit sahənin elektrik sahəsindən olan əsas fərqi bundan ibarətdir.

Təbiətdə elektrik yüklərinə oxşar, maqnit yükləri yoxdur, ona görə maqnit cərəyanı da olmur.

Cərəyanlı düz naqilə baxaq (şəkil 127).

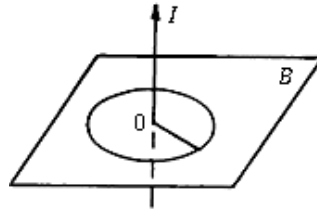
$$B \sim \frac{I}{r}$$

olduğundan, maqnit induksiya xəttinin ( $2\pi r$ ) uzunluğunun maqnit induksiyasına ( $B$ ) hasili cərəyan şiddəti ilə müəyyən olunan sabitdir və

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

Bu ifadəni belə şəkildə də yazmaq olar

$$\oint_l \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \vec{I}$$



Şəkil 127

Burada inteqrallama konturu induksiya xətti ilə üst-üstə düşür.

Amma bu olmayada bilər. Kontur cərəyanı əhatə etməlidir, o ixtiyari ola bilər. Bundan başqa kontur bir neçə cərəyanı da əhatə edə bilər. Belə olan halda

$$\oint_l \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_n \vec{I}_n \quad (124.1)$$

Bu ifadədəki qapalı kontur üzrə inteqral

$$\oint_l \vec{B} d\vec{l}$$

maqnit sahəsinin burulğanlılığı adlanır. (124.1) ifadəsi isə vakuumda maqnit sahəsi üçün tam cərəyan qanunu adlanır: sabit elektrik cərəyanının maqnit sahəsinin burulğanlılığı bu konturun əhatə etdiyi cərəyanların cəmi ilə mütənasibdir.

## § 125. MAQNİT SAHƏSİNDƏ CƏRƏYANLI NAQİLİN HƏRƏKƏTİ ZAMANI GÖRÜLƏN İŞ

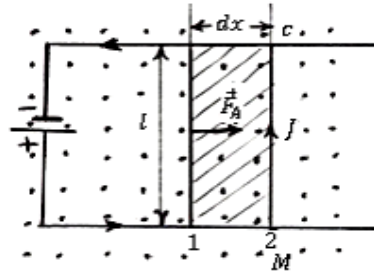
Maqnit sahəsində olan cərəyanlı naqilə sahə müəyyən qüvvə ilə təsir etdiyindən həmin naqili hərəkət etdirərkən iş



Fərz edək ki (şəkil 128), maqnit sahəsindəki naqillər üzərinə  $l$  uzunluqlu  $MC$  naqili qoyulmuşdur. Bu halda elektrik dövrəsi qapandığından  $MC$  naqilindən cərəyan keçir və ona görə də maqnit sahəsi həmin naqilə Amper qüvvəsi ilə təsir edir

$$F_A = BIl \quad B \perp dx$$

Bu qüvvənin təsiri altında naqil 1 vəziyyətindən 2 vəziyyətinə gəlmiş olarsa



Şəkil 128

görülən iş.

$$dA = F_A \cdot dx = BIl dx = BIdS$$

Burada  $dS = l dx$  naqilin cızdığı sahədir.  $BdS = d\phi - dS$  səthindən keçən maqnit induksiya seli adlanır. Onda

$$dA = Id\phi \quad (125.1).$$

Əgər naqil ( $l$ ) maqnit sahəsi ilə  $(\vec{B})\alpha$  bucağı əmələ gətirərsə naqilə  $\vec{B}$ -in normal toplananı təsir edər:

$$B_n = B \sin \alpha .$$

Onda

$$dA = IB_n dS = Id\phi,$$

burada  $d\phi$  cərəyanlı konturun əvvəlki (1 vəziyyəti) və sonrakı (2 vəziyyəti) halda olarkən maqnit selinin dəyişməsidir və  $dS = l \cdot dx$ .

## § 126. MAQNİT SELİ. MAQNİT SAHƏSİ ÜÇÜN QAUSS TEOREMİ

Maqnit induksiyası vektoruna perpendikulyar olan  $S$  sahəyə baxaq (şəkil 129).

$$\phi_B = BS \quad (126.1)$$

ifadəsi  $\vec{B}$  vektorunun sahəsi  $S$  olan səthdən keçən maqnit selidir. Əgər  $S$  sahəli səth  $\alpha$  bucağı qədər dönərsə

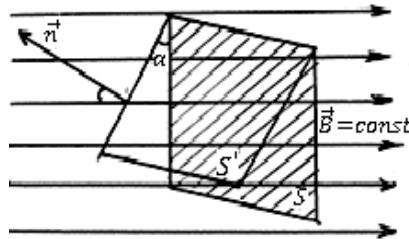
$$\phi_B = BS'$$

olar. Burada  $S' = S \cos \alpha$  olduğundan

$$\phi_B = BS \cos \alpha$$

olur.

Maqnit seli skalyar kəmiyyətdir və veberlə ( $Vb$ ) ölçülür



Şəkil 129

$$1Vb = 1Tl \cdot m^2.$$

Maqnit induksiyası ( $\vec{B}$ ) vektoru hər hansı bir nöqtədə maqnit selini xarakterizə edirsə, maqnit seli ( $\phi$ ) maqnit sahəsini verilmiş səthdə xarakterizə edir.

Maqnit sahəsi qeyri-bircins olarsa və səth müstəvi olmazsa, səthi elə kiçik elementar sahələrə ( $dS$ ) bölürlər ki, səthi müstəvi, sahəni isə bircins hesab etmək olsun. Onda

$$d\phi_B = B_n dS$$

burada  $B_n$  -  $\vec{B}$  vektorunun  $\vec{n}$  istiqamətinə proyeksiyasıdır.

Bütün səthdən keçən tam maqnit seli

bərabərdir.

Təbiətdə maqnit yükləri olmadığından,  $\vec{B}$  vektoru xətləri qapalı olurlar. Buna görə istənilən qapalı səthdən keçən  $\vec{B}$  vektorunun seli (maqnit seli) sıfıra bərabər olmalıdır

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0 \quad (126.3)$$

Bu maqnit induksiya vektoru üçün Qauss teoremidir.

## § 127. HƏRƏKƏT EDƏN YÜKÜN MAQNİT SAHƏSİ

Bildiyimiz kimi ixtiyari formalı cərəyanlı naqıl öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır. Digər tərəfdən məlumdur ki, elektrik cərəyanı yüklü zərrəciklərin nizamlı hərəkətidir. Bu baxımdan metallarda elektrik cərəyanının təbiəti sərbəst elektronlarla, elektrolitlərdə ionlarla və qaz boşalmasında isə ion və elektronlarla müəyyən edilir. Bu deyilənlərdən belə nəticəyə gəlmək olur ki, hərəkət edən hər bir yüklü zərrəcik öz ətrafında maqnit sahəsi yaradır. İndi isə belə sahənin necə təyin edildiyini araşdıraq.

Bildiyimiz kimi cərəyan elementinin  $r$  məsafəsində yaratdığı maqnit sahəsinin induksiyası Bio-Savar-Laplas qanununa görə aşağıdakı şəkildə təyin edilməlidir:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl}{r^2} \sin\alpha \quad (127.1)$$

Bircins naqillərdə sabit cərəyanın şiddəti onun sıxlığı ilə

$$I = j S$$

münasibəti ilə bağlıdır. Burada  $S$ - naqilin en kəsiyinin sahəsidir.

Cərəyanın sıxlığı:

olur. Burada  $q$ - naqildəv sürəti ilə nizamlı hərəkət edən zərrəciyin yükü,  $n_0$ - naqilin vahid həcmdəki yüklü zərrəciklərinin sayıdır.

Bu ifadədən istifadə edib,  $Idl$  hasilini qiymətləndirsək, alarıq

$$Idl = q S dl \cdot n_0 v = q v dn \quad (127.3)$$

Burada  $dn = S \cdot dl \cdot n_0$ - naqilin  $S \cdot dl$  həcmində yerləşən yüklü zərrəciklərin tam sayıdır.

(127.3) ifadəsini (127.1)-də yazaraq,  $\vec{B}$  induksiya vektorunun istiqaməti zərrəciyin hərəkət sürətinə ( $\vec{v}$ ) və  $\vec{r}$ - radius-vektora perpendikulyar olması şərtini nəzərə alıb

$$dB = \frac{\mu_0 q v dn}{4\pi r^2} \sin\alpha \quad (127.4)$$

ifadəsini alırıq.

Bir yüklü zərrəciyin ətrafında yaranan maqnit sahəsi üçün yazsaq

$$B = \frac{dB}{dn} = \frac{\mu_0 q \cdot v}{4\pi r^2}$$

və ya

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^3} [\vec{v}; \vec{r}] \quad (127.5)$$

olduğunu alırıq.

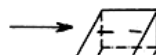
Analoji olaraq bunu sahənin intensivliyi üçün də yazı bilərik

$$H = \frac{B}{\mu_0} = \frac{1}{4\pi} \frac{qv}{r^2}$$

və ya

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^3} [\vec{v}; \vec{r}] \quad (127.6)$$

## § 128. HOLL EFFEKTİ



perpendikulyar olaraq yerləşdirdikdə (şəkil 130), Lorens qüvvəsi təsirindən sərbəst elektronların axını yuxarı meyl etdiyindən yuxarı til mənfi, eyni zamanda da aşağı til isə müsbət yüklənəcək. Nəticədə yuxarı və aşağı tillər arasında potensiallar fərqi yaranır. Bu potensiallar fərqinə eninə potensiallar fərqi deyirlər

$$U_H = \varphi_1 - \varphi_2.$$

Hər bir elektrona

$$F_L = eBv$$

Lorens qüvvəsi təsir edir və  $\vec{B}$ -vektoruna perpendikulyar olan  $E_B$  elektrik sahəsi yaranır. Bu sahənin elektrona göstərdiyi təsir qüvvəsi

$$F_E = eE_B$$

olduğu məlumdur (Kulon qüvvəsi). Baxılan şərait üçün  $F_L = F_E$  olmalıdır.

Onda

$$eBv = eE_B$$

olar.

Tillər arasındakı məsafə  $l$  olduğundan həmin tillər arasında əmələ gəlmiş potensiallar fərqi

$$U_H = E_B \cdot L = Bvl \quad (128.1)$$

olur.

Cərəyan şiddəti  $I = jS = envS$  olduğundan

$$v = \frac{I}{enS} = \frac{j}{en} \quad (128.2)$$

alırıq. Onda

$$U_H = \frac{Blj}{en} \quad (128.3)$$

Burada  $\frac{1}{en}$  ifadəsinə Holl əmsalı deyirlər.



$$\varepsilon_i = -L \frac{dI}{dt}$$

olduğundan

$$dA = LI dI$$

olur. Bu cərəyan şiddəti  $dI$  qədər dəyişərkən görülən işdir.

Cərəyan şiddəti sıfırdan  $I_0$  - dək dəyişərsə görülən iş

$$A = L \int_0^{I_0} I dI = \frac{I_0^2 L}{2} \quad (122.1)$$

olacaqdır.

Cərəyanın maqnit sahəsinin enerjisi görülən iş qədər artdığından, bu iş  $\left(\frac{I_0^2 L}{2}\right)$  elə maqnit sahəsinin enerjisi olar.

Deməli maqnit sahəsinin enerjisi

$$W = \frac{I_0^2 L}{2}$$

olur.

Elektrik konturu solenoid olarsa

$$L = \mu\mu_0 n^2 V$$

$$W = \mu\mu_0 \frac{n^2 I_0^2 V}{2}$$

olar.

Sonsuz uzun solenoidin maqnit induksiyası

$$B = \mu\mu_0 nI$$

olduğundan

$$nI = \frac{B}{\mu\mu_0} = \frac{\mu\mu_0 H}{\mu\mu_0} = H$$

$$W = \frac{B^2 V}{2} = \frac{1}{2} \mu\mu_0 H^2 V \quad (122.2)$$

$$W_0 = \frac{W}{V} = \frac{HB}{2} \quad (122.3)$$

bərabər olur.

## XIX FƏSİL

### *MAQNİTLƏR. MADDƏ DAXİLİNDƏ MAQNİT SAHƏSİ*

#### **§ 130. MADDƏNİN MAQNİTLƏNMƏSİ. MAQNİTLƏNMƏ VEKTORU**



ikinci maqnit sahəsi yaradan mənbəyə çevrilir. Bu səbəbdən də yekun maqnit sahəsi vakuumdakından fərqli olur. Xarici maqnit sahəsinin hesabına maqnitlənən mühit və ya maddə maqnetik adlanır.

Maqnetiklərin maqnitlənməsinə səbəb hər bir maddə daxilində mövcud olan dairəvi cərəyanlardır. Atom daxilində nüvə ətrafında orbit üzrə hərəkət edən , elektronların nizamlı hərəkətinə Amper fərziyyəsinə görə dairəvi cərəyan və ya molekulyar cərəyan kimi baxmaq olar.

Maqnetik maqnitlənməyibsə o öz ətrafında maqnit sahəsi yaratmır. Dairəvi cərəyanlar nizamsız yönəldiyindən, onların yaratdığı yekun sahə sıfıra bərabər olur.

Maqnetik maqnitlənibsə, onun dairəvi cərəyanları əsasən eyni istiqamətli olurlar və maddənin atom və molekullarının maqnit momentlərinin vektorial cəmi sifirdən fərqli olur

$$\vec{P}_m = \mu_0 IS \vec{n},$$

burada  $\mu_0$  - maqnit sabiti,  $I$  - dairəvi cərəyanın şiddəti,  $S$ - dairəvi cərəyan səthinin sahəsi,  $\vec{n}$  -dairəvi cərəyan səthinə çəkilmiş perpendikulyardır.

Maqnetikin xarici maqnit sahəsinin maqnitlənməsini maqnitlənmə vektoru ilə xarakterizə edirlər

$$\vec{J} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \sum_i \vec{P}_{mi} \cdot \frac{1}{\Delta V} \quad (130.1)$$

Maqnitlənmə vektoru maqnetikin vahid həcmnin maqnit momentinə deyilir.

Maqnit sahəsinin əsas qüvvə xarakteristikası  $\vec{B}$  induksiya vektorudur. Maqnit sahəsinin intensivliyi  $\vec{H}$  maddənin

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_{dax}.$$

Maqnetikin daxilindəki maqnit sahəsi  $\vec{B}_{dax} = \mu_0 \vec{I}$ , maqnitlənmə vektoru isə  $\vec{J} = \chi \vec{H}$  şəklində təyin edilir. Onda  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{I} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi \vec{H} = \mu_0 \vec{H} (1 + \chi) = \mu \mu_0 \vec{H}$  (130.2) olur.

Burada  $\mu = 1 + \chi$  - maqnetikin maqnit nüfuzluğu,  $\chi$  - maqnit qavrayıcılığıdır.

Əgər  $\chi < 0$ ,  $\mu < 1$ , və  $\vec{B}_0$  ilə  $\vec{B}_{dax}$  bir-birinə əks istiqamətdə olarsa, belə maqnetik diamaqnetik;  $\chi > 0$ ,  $\mu > 1$ , və  $\vec{B}_0$  ilə  $\vec{B}_{dax}$  bir-birinə paralel olarsa, belə maqnetik paramaqnetik və  $\chi \gg 0$ ,  $\mu \gg 1$  və  $\vec{B}_0$  ilə  $\vec{B}_{dax}$  bir-birinə paralel olarsa, belə maqnetik ferromaqnetik adlanır.

### § 131. ATOM VƏ MOLEKULLARIN MAQNİT MOMENTİ

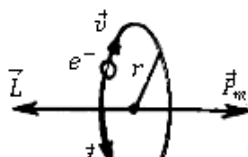
Orbit üzrə hərəkət edən elektron, elektrik yükü ilə bərabər həm də kütlə daşdığından təkcə maqnit momentinə malik olmayıb, həm də mexaniki hərəkət momentinə də malik olacaqdır. Elektronun bu momentləri arasındakı olan əlaqəni araşdıraq.

Fərz edək ki, elektron dairəvi ( $r$  radiuslu) orbit üzrə bir saniyədə  $\nu$  dövr edir (şəkil 133). Onda elektronun dairəvi cərəyanı  $I = e\nu$ , maqnit momenti isə

$$P_m = \mu_0 I S = \mu_0 e \nu S$$

kimi olar. Burada  $S$ -orbitin sahəsidir.

Orbit üzrə elektron saat əqrəbi istiqamətində fırlandıqda uyğun cərəyanın istiqaməti saat əqrəbinin əksi istiqamətində olacaqdır.



bərabərdir. Burada  $\omega = 2\pi\nu$ - elektronun bucaq sürətidir.

Elektronun hərəkət miqdarı momenti  $\vec{L}$  vektoru maqnit momenti  $\vec{P}_m$  vektorunun əksinə yönəlidir.

Buradan alırıq

$$\frac{P_m}{L} = -\frac{\mu_0 e v S}{2 m v S} = -\frac{1}{2} \mu_0 \frac{e}{m} \quad (131.1)$$

bu nisbət hiromaqnit nisbət adlanır. Vektor şəklində

$$\frac{\vec{P}_m}{\vec{L}} = -\vec{I} \quad (131.2)$$

yaza bilərik. Burada mənfi işarəsi  $\vec{P}_m$  və  $\vec{L}$  vektorlarının əks istiqamətlərdə yönəldiklərini göstərir.

Bu ifadənin dairəvi orbit üçün çıxarıldığına baxmayaraq, onun elliptik orbit üçün də ödənildiyini göstərmək olar.

İndi fərz edək ki, orbit üzrə fırlanan elektron xarici maqnit sahəsində yerləşmişdir. Maqnit sahəsində dairəvi cərəyana cüt qüvvə təsir etdiyindən elektronun orbiti presesiyaya uğrayacaq, daha doğrusu elektron əlavə fırlanma hərəkəti qazanacaqdır ki, bunun nəticəsində də  $\vec{L}$  vektoru  $\vec{B}$  vektorunun ətrafında  $\Omega$  bucaq sürəti ilə fırlanaraq konus yaradacaqdır.

$$\Omega = \frac{\mu_0 e}{2m} H = \frac{e}{2m} B \quad (131.3)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, presessiyanın ( $\Omega$ ) sürəti onun fəzadakı istiqamətindən, daha doğrusu  $\vec{B}$  və  $\vec{L}$  vektorları arasındakı bucaqdan asılı deyil.

Beləliklə orbit üzrə hərəkət edən elektrona maqnit sahəsi təsir edərək onun əvvəlki hərəkətinin üzərinə xarici maqnit sahəsi istiqamətində bərabər fırlanma hərəkəti əlavə edir. Bu

proton və neytronların (yəni nüvənin) maqnit momenti çox-çox kiçik olduğundan bəzi məsələlərin həllində nəzərə alınmır.

Molekulların maqnit momenti onun tərkibindəki elektronlarının maqnit momentlərinin cəmindən ibarətdir.

Atom və molekulların maqnit momentlərini ilk dəfə təcrübi olaraq Ştern və Herlax təyin etmişlər.

### §132. DİA- VƏ PARA-MAQNETİKLƏR

Diamaqnetiklər üçün (*Bi, Ag, Cu, su, benzol* və s.) maqnit qavrayıcılığı  $\chi < 0$ , maqnit nüfuzluğu  $\mu < 1$  və maqnitlənmə vektoru maqnitləndirici sahənin əksinə yönəlir. Diamaqnetiklərdə sahə vakuumdakından bir qədər azdır ( $B < B_0$ ).

Xarici maqnit sahəsində atom daxilindəki ixtiyari elektronun Larmor prosessiyası meydana çıxır və elektronun hərəkətinə əlavə edilən fırlanma bucaq sürətinin  $\Omega$  vektoru xarici sahə istiqamətində yönəlir.

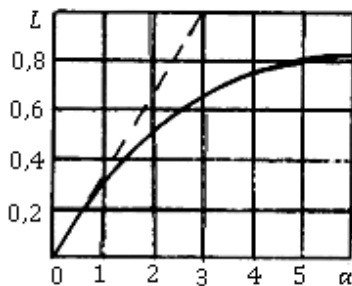
Orbit üzrə baş verən bu əlavə fırlanma hərəkəti müəyyən qədər əlavə cərəyana və buna uyğun maqnit momentinə uyğun gəlir. Beləliklə diamaqnetiklərə xas olan xüsusiyyətlər Larmor prosesiyasına əsasən izah edilir.

Maqnit sahəsində yerləşən diamaqnetiklərin halı, elektrik sahəsində yerləşən qeyri- polyar dielektriklərin və ya molekulların halından asılı sürətdə fərqlənir. Qeyri-polyar dielektrik sahə istiqamətində polyarlaşır. Belə ki, həmin dielektrikdən yüngül çəkili çubuq hazırlayıb, bircins elektrik sahəsində müəyyən dayaqdan assaq, onda çubuq oxunun sahəyə paralel istiqamətdə döndüyünü müşahidə edirik. Həmin çubuq qeyri-bircins elektrik sahəsində yerləşdirilərsə sahənin güclü hissəsindən çubuğun cazibə

görürük. Paramaqnit maddələrdə (azot, hava, oksigen, ebonit, *Al*, *Pt* və s.) maqnit qavrayıcılığı müsbət ( $\chi > 0$ ) maqnit nüfuzluğu isə vahiddən böyükdür ( $\mu > 1$ ), başqa sözlə, paramaqnit maddələrin atom və molekullarının maqnit momentlərinin vektorial cəmi sıfırdan fərqli olduğundan, maddə bütövlüklə müəyyən qədər  $P_m$  maqnit momentinə malik olur. Paramaqnit maddələrə azot oksidi, oksigen, hava, alüminiumu misal döstərmək olar.

Fərz edək ki, paramaqnit maddə xarici maqnit sahəsində yerləşir. Bu sahədə paramaqnit atomların nizamsız istiqamətlənmiş maqnit momentləri sahə istiqamətində düzüləcək və yekun maqnit momenti sıfırdan fərqli olacaqdır. Uyğun olaraq maqnitlənmə vektoru maqnit sahəsinin induksiya vektoru istiqamətində yönələcəkdir.

Paramaqnetiklərin temperaturunu artırıdınca, atomların maqnit momentlərinin nizamlı düzülüşi, atomların istilik hərəkətinin intensivləşməsi nəticəsində müəyyən qədər pozulur. Deməli paramaqnetiklərin maqnit qavrayıcılığı temperatur artıdınca azalır. Beləliklə paramaqnetiklərin maqnitlənməsi polyar dielektriklərin polyarlaşmasına bənzəyir. Yeganə fərq ondadır ki, polyar dielektriklərin polyarlaşmasında əsas yeri atomların elektrik momentləri, paramaqnetiklərin maqnitlənməsində isə əsas yeri



Şəkil 134

atomun maqnit momentindən ( $P_m$ ) həm də maqnit sahəsinin induksiyasından ( $\vec{B}$ ) asılıdır.

Bununla yanaşı olaraq atom  $kT$  kəmiyyəti ilə müəyyənləşən istilik hərəkətinin də təsirinə məruz qalır. Müəyyən edilmişdir ki, bir- birinə əks təsir göstərən bu iki amil aşağıdakı münasibətlə verilir

$$\alpha = \frac{P_m \mu_0 H}{kT} = \frac{P_m B}{kT} \quad (132.1).$$

Lanjeven paramaqnetik maqnitlənməsinin  $\alpha$  parametrlərindən asılılığını almışdır:

$$J = f(\alpha) = n_0 P_m L(\alpha) \quad (132.2)$$

Burada  $L(\alpha)$  - klassik Lanjeven funksiyasıdır,  $n_0$  – konsentrasiyadır. Şəkil 134-ki qrafikdən görünür ki,  $\alpha < 1$  olduqda  $L(\alpha)$  funksiyası xətti artır.

Hesablamalar göstərir ki, otaq temperaturunda və çox güclü olmayan maqnit sahəsində  $P_m H \ll kT$  şərti ödənilir və  $L(\alpha) = \frac{2}{3}$  götürülür.

Onda (132.2) ifadəsi, daha doğrusu paramaqnetiklər üçün maqnitlənmə vektoru bu şəkildə olur

$$\vec{J} = \frac{\mu_0 n_0 P_m^2}{3kT} \vec{H} = \chi \vec{H} \quad (132.3),$$

burada  $\chi = \frac{\mu_0 n_0 P_m^2}{3kT}$  - paramaqnetikin maqnit qavrayıcılığıdır. Maqnit qavrayıcılığının  $\chi$  temperatur asılılığı Küri qanununa əsasən dəyişir

$$\chi = \frac{c}{T} \quad (132.4),$$

Adi temperaturda paramaqnetiklərin maqnit qavrayıcılığı  $\chi \sim 10^{-3} \div 10^{-5}$  olur.

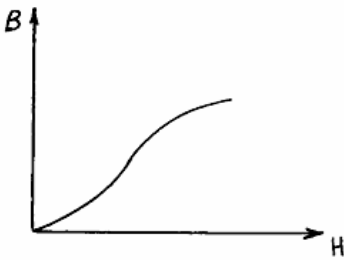
Lanjevenin bu nəzəriyyəsi metalın elektron qazına tətbiq edilə bilməz.

Maddənin dia və paramaqnetiklərə bölünməsi onların yekun maqnit momentlərindən asılıdır. Belə ki, atomların maqnit momentləri böyükdürsə, onda maddə paramaqnetik sinfinə, atomların maqnit momentləri kiçikdirsə və ya sıfırıdırsa, maddə diamaqnetik sinfinə daxildir.

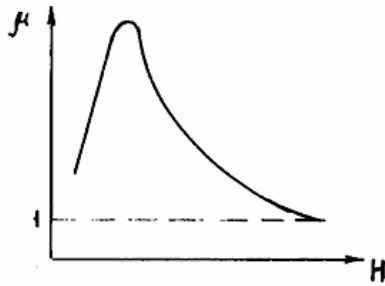
### § 133. FERROMAQNETİKLƏR. HİSTEREZİS

Ferromaqnetiklər yüksək dərəcədə maqnitlənən maddələrdir (*Fe, Ni, Co, Gd*, bəzi ərintilər və s.), onlar üçün  $\chi \gg 0$  ( $10^3 \div 10^5$ ) olur. Onlar maqnit sahəsində güclü maqnitlənməyə məruz qalırlar; özlərində maqnit selini toplayırlar; kiçik uzunsov formalı cisimlər (*Fe* oxantısı) xarici maqnit cisim daxil edilərsə, induksiya xətləri boyunca düzülürlər. Əgər maqnit sahəyə qalın divarlı içi boş ferromaqnit cisim daxil edilərsə, induksiya xətləri, onun içərisində elə cəmlənib toplanırlar ki, cismin daxilinə keçmirlər (maqnit ekranlaşma). Müəyyən edilmişdir ki, ferromaqnetik maddəsində ölçüləri  $10^{-2} \div 10^{-3} \text{ sm}$  olan elə hissələr (domenlər) mövcuddur ki, onlar hətta xarici sahə olmadıqda da güclü maqnitlənməyə malikdir. Domenlər xaotik paylandığından adi halda cisim öz maqnit xassəsini aşkar etmir, yəni domenlərin maqnit momentləri xaotik yönəldiyindən bir-birini kompensasiya edir. Xarici maqnit sahəsində domenlərin maqnit momentləri sahə boyunca istiqamətlənir və nəticədə cisim maqnitlənmiş olur.

Ferromaqnetiklərin maqnitlənməsinin bir sıra xüsusiyyətləri



Şəkil 135



Şəkil 136

zəifləyir və nəhayət dayanır.  $B$  və  $H$  -in qiymətlərini bilərək ferromaqnetikin maqnitlənməsini təyin etmək olar

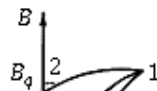
$$J = B - \mu_0 H. \quad (133.1)$$

Bu ifadə  $\vec{J}$  - maqnitlənmə vektorunun sahə intensivliyindən asılılığı göstərir ki, intensivlik artdıqca induksiya ( $\vec{B}$ ) vektoru kimi maqnitlənmə vektoru da əvvəlcə artır, sonra isə doyma halına ( $\vec{J}_{doy}$ ) yaxınlaşır (şəkil 135).

Təcrübə göstərir ki,  $B = f(H)$  asılılığındakı qeyri-xətliliyə bir səbəb də  $\mu = f(H)$  asılılığıdır ( $\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$ ) intensivlik ( $H$ ) artdıqca maqnit nüfuzluğu əvvəlcə artaraq maksimuma çatır, sonra isə qüvvətli sahələrdə azalaraq vahidə yaxınlaşır (şəkil 136).

Maqnit qavrayıcılığı da intensivlik ( $H$ ) artdıqca, əvvəl maksimum qiymətinədək artır, sonra isə azalaraq sifıra yaxınlaşır.

Ferromaqnit maddələr üçün histerezis hadisəsi mövcuddur (şəkil 137). Əgər ferromaqnit cismi doyma halına qədər maqnitləndirib (1-2 əyrisi) sonra  $H$  - 1 azaltsaq  $B$ -də azalacaqdır, ancaq  $B$  -nin azalması 1-2 əyrisi üzrə





$B_q$  müşahidə olunur. Bu da onunla əlaqədardır ki, xarici maqnit sahəsinin təsiri kəsildikdən sonra da domenlərin müəyyən hissəsində maqnit momentlərin əvvəlki istiqaməti saxlanılır.  $B$ -in daha da azalması üçün maqnitləndirici  $H$  sahəsinin istiqamətini əksinə dəyişmək lazımdır. Hər hansı müəyyən  $H \approx H_k$  qiymətdə  $B$  maqnitlənmə yox olur.  $H_k$  kəmiyyəti koersitiv (ləngidən) qüvvə adlanır. Əks istiqamətli  $H$  sahəsinin daha çox artması zamanı maddənin əks işarəli maqnitlənməsi yenidən doyma halına çata bilər (3 nöqtəsi). Əks istiqamətli ( $-H$ ) sahəni sıfıradək azaldıb və yenidən düz istiqamətdə artırısaq qapalı əyri alır. Bu əyriyə histerezis ilgəyi deyilir.

Histerezis ilgəyinin forma və sahəsi ferromaqnetikin tərkibindən asılıdır.

Koersitiv qüvvə ferromaqnetikin maqnitlənməsini saxlamaq xassəsini (qalıq maqnetizmini) xarakterizə edir və maqnit nüfuzluğu ilə yanaşı onun bu və ya digər praktiki məqsədlər üçün yararlığını təyin edir.

Temperatur artdıqca ferromaqnetikin maqnitlənmə qabiliyyəti azalır və Kюри temperaturu ( $T_k$ ) adlanan temperaturdan ferromaqnetik öz maqnitlənmə xassəsini itirir ( $Co$  üçün  $T_k = 150^\circ C$ ;  $Fe$  üçün  $T_k = 770^\circ C$ ;  $Ni$  üçün  $T_k = 360^\circ C$ ;  $Gd$  üçün  $T_k = 17^\circ C$ ).

Kюри temperaturundan yuxarı temperaturlarda ferromaqnetik paramaqnetikə çevrilir. Belə paramaqnetiklərin maqnit qavrayıcılığını temperaturdan asılılığı Kюри - Veys qanununa görə təyin edilir.

$$\chi = \frac{c}{T - T_k} \quad (133.2)$$

Ferromaqnit cisimlərə böyük zərbə ilə təsir etdikdə onun maqnitlənməsini yox etmək olur. Ferromaqnetikin maqnitlənməsi zamanı onun forması ilə həcmi dəyişir. Ferromaqnit cisimlərin maqnitlənmə zamanı ölçülərinin dəyişməsinə maqnitostriksiya deyilir. Bu ölçülərin dəyişməsi o qədər də böyük olmur, və cismin uzunluğundan, maqnit sahəsinin intensivliyindən, cismin təbiətindən asılıdır.

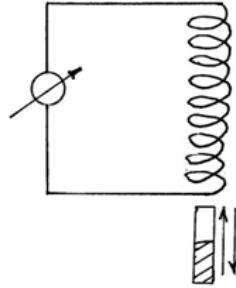
## XX FƏSİL

### *ELEKTROMAQNİT İNDUKSİYASI*

#### § 134. FARADEY TƏCRÜBƏSİ. LENS QAYDASI

Faradey belə nəticəyə gəlmişdir ki, naqili “kəsən” maqnit seli dəyişərsə yaxud naqıl dəyişən maqnit sahəsində olarsa, həmin naqıldə induksiya e.h.q. yaranır, naqıl qapalı olduqda isə induksiya cərəyanı yaranmır. Bu zaman maqnit selinin hansı üsulla dəyişməsi mühüm əhəmiyyət kəsb etmir.

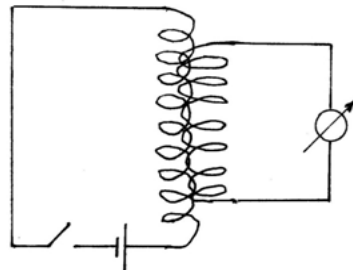
Qalvanometrlə qapanmış solenoidin içərisində (şəkil 138) çubuq şəkilli sabit maqnitə hərəkət etdirdikdə solenoidin sargılarını kəsən maqnit induksiya seli dəyişir. Bunun nəticəsində onda yaranan induksiya cərəyanını qalvanometr qeyd edir.



Şəkil 138

Dövrə qapandıqda (solenoidin maqnit sahəsi yaranarkən) və açıldıqda (solenoidin maqnit sahəsi yox olarkən) qalvanometr induksiya cərəyanının yarandığını göstərir (şəkil 139).

Təcrübələr göstərir ki, maqnit induksiya selinin dəyişmə sürəti böyük olduqca əmələ gələn induksiya e.h.q. də çox olur.



Şəkil 139

maqnit induksiya selinin əksinə yönəlsin. Başqa sözlə desək Lens qaydasına görə induksiya cərəyanının istiqaməti həmişə elə yönəlir ki, o induksiyanı doğuran səbəbə əks təsir göstərir. Məsələn: induksiya seli artdıqca ( $\Delta\phi > 0$ )  $\varepsilon_i < 0$  olur, yəni sahənin qüvvə xətləri boyunca baxdıqda  $\varepsilon_i$  induksiya e.h.q. saat əqrəbinin əksinə yönəlir. İnduksiya seli azalarsa ( $\Delta\phi < 0$ )  $\varepsilon_i > 0$  olar, yəni yuxarıdakı şərt daxilində  $\varepsilon_i$  induksiya e.h.q. saat əqrəbi istiqamətində təsir edir.

### § 135. İNDUKSİYA CƏRƏYANININ E.H.Q.-nin TƏYİNİ. FARADEY QANUNU

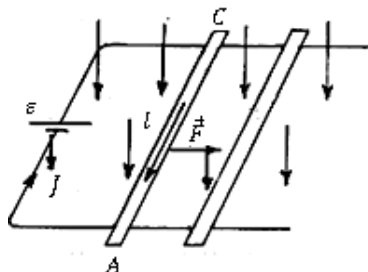
İnduksiya e.h.q. ilə maqnit selinin dəyişmə sürəti arasında riyazi ifadəni tapmaq üçün belə bir misala baxaq. Fərz edək ki, (şəkil 140) uzunluğu  $l$  olan mütəhərrik  $AC$  hissəli kontura e.h.q.  $\varepsilon$  olan mənbə qoşulmuşdur və bu konturda  $I$  cərəyanı yaradır.

$dt$  müddətində konturdan  $dq = Idt$  yükü keçir və mənbə  $\varepsilon \cdot Idt$  işini görür. Kontur maqnit sahəsində deyilsə, onda bu iş tam  $I^2Rdt$  Coul- Lens istiliyinin ayrılmasına sərf olunur, yəni

$$\varepsilon \cdot Idt = I^2Rdt$$

Buradan  $I = \frac{\varepsilon}{R}$ , olar.  $R$  -

bütün konturun, mənbənin daxili müqaviməti də daxil olmaqla, ümumi müqavimətdir. İndi fərz edək ki, baxdığımız kontur ona perpendikulyar yönəlmiş bir cins maqnit sahəsindədir, yəni  $\vec{B}$  maqnit induksiyası ilə  $l$  uzunluqlu



Şəkil 140

baxdığımız kontur yerini dəyişir, yəni  $\vec{F}$  qüvvəsi maqnit sahəsində iş görür. Bu işi hesablayaq.

Amper qüvvəsinin ( $F = BIl$ ) təsirindən  $AC$  mütəhərrik hissə hərəkət edərək yerini  $dx$  qədər dəyişdikdə görülmən iş

$$dA = Fdx = BIl dx$$

olar. Burada  $l dx = dS$  olduğundan

$$dA = BIdS$$

alırıq. Burada  $d\phi = BdS - dS$  səthindən keçən maqnit selinin dəyişməsidir.

Onda

$$dA = Id\phi$$

alırıq.

Hər-hansı  $dt$  zaman ərzində cərəyanın tam işi  $\varepsilon Idt$  olub bir hissəsi Coul istiliyinə ( $I^2 R dt$ ), digər hissəsi isə naqıl maqnit sahəsində hərəkət etdikdə görülmən  $Id\phi$  işinə sərf olunur, yəni

$$\varepsilon Idt = I^2 R dt + Id\phi.$$

Bu ifadənin hər iki tərəfini  $IRdt$ -ə bölək

$$\frac{\varepsilon}{R} = I + \frac{d\phi}{Rdt}$$

olar. Buradan

$$I = \frac{\varepsilon - \frac{d\phi}{dt}}{R} \quad (135.1)$$

olduğunu alırıq. Bu Om qanununun ifadəsidir.

Burada  $\varepsilon$  e.h.q.-dən əlavə bir e.h.q.-si də var ki, bu da naqılın maqnit sahəsində hərəkəti nəticəsində meydana çıxmışdır və

$$\varepsilon_i = - \frac{d\phi}{dt} \quad (135.2)$$

bərabərdir. Bu ifadəyə Faradey qanunu deyilir.

Mənfi işarəsi, induksiya cərəyanının əsas cərəyanın əksinə yönəldiyini göstərir (Lens qaydası tələb etdiyi kimi).

### § 136. İNDUKSIYA ZAMANI KONTURDA AXAN ELEKTRİK YÜKÜ. MAQNİT SAHƏSİNİN İNTENSİVLİYİNİN ÖLÇÜLMƏSİ

Konturda yaranan induksiya cərəyanının e.h.q.-in  $\varepsilon_i = -\frac{d\phi}{dt}$  ifadəsini, müqaviməti  $R$  olan kontur üçün cərəyan şiddətinin  $I = \frac{\varepsilon_i}{R}$  ifadəsində nəzərə alaraq

$$I = \frac{d\phi}{dt} = -\frac{1}{R} \frac{d\phi}{dt}$$

Bu ifadəni  $dq = Idt$  ifadəsində nəzərə alaraq

$$dq = Idt = -\frac{d\phi}{R}$$

olduğunu alırıq.

Bu konturda  $dt$  zaman müddətində axan elektrik yükünün miqdarıdır. Konturdakı maqnit induksiya seli  $\phi_1$ -dən  $\phi_2$ -dək dəyişərkən axan elektrik yükünün miqdarı isə

$$q = -\frac{1}{R} \int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi = \frac{1}{R} (\phi_1 - \phi_2) \quad (136.1)$$

olar.

Deməli konturda maqnit induksiya seli dəyişərkən axan elektrik yükünün miqdarı konturun müqaviməti və maqnit induksiya selinin dəyişməsindən asılıdır.

Bismut, sürmə və tellurun xüsusi müqavimətləri maqnit sahəsinin təsiri ilə dəyişir. Bundan maqnit sahəsinin intensivliyini təyin etmək üçün istifadə edilir.

Bismutun müqaviməti maqnit induksiyasının hər  $\Delta B = 0.1 \text{ Tl}$



yerləşdirib müqavimətinin nisbi dəyişməsini ölçüb maqnit sahəsinin  $H$  intensivliyini təyin etmək olar.

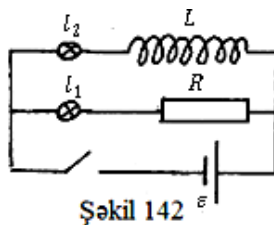
Bundan ötrü (şəkil 141) qoşa spiral şəklində nazik bismut məftilini iki slüdə lövhə arasında parafin içərisində yerləşdirirlər. Bismut məftillərinin ucları elektrod rolunu oynayan  $A$  və  $B$  mis çubuqlarına birləşdirilir. Bismut məftilinin müqavimətini ölçməklə sahə intensivliyini hesablamaq olur.

### § 137. ÖZ - ÖZÜNƏ İNDUKSİYA. DÖVRƏNİN AÇILMASI VƏ QAPANMASI ZAMANI YARANAN EKSTRA CƏRƏYANLAR

Cərəyan şiddətinin istənilən dəyişməsi zamanı onun yaratdığı maqnit induksiya seli də dəyişir. Konturu kəsən bu maqnit induksiya selinin dəyişməsi konturda induksiya e.h.q. yaradır və o da öz nisbətində konturda əlavə cərəyan (ekstra cərəyanı) əmələ gətirir. Bu hadisə öz- özünə induksiya hadisəsi adlanır.

Buna oxşar hadisəni dövrəni qapadıqda və ya açıqda da müşahidə etmək olar. Dövrədə cərəyan şiddəti dəyişdikdə eyni zamanda maqnit seli də dəyişəcəkdir. Bu zaman Lens qaydasına əsasən əsas cərəyanın əksinə yönələn və ya onunla üst- üstə düşən induksiya cərəyanı meydana çıxır. Buna da açılma və ya qapanma zamanı meydana çıxan ekstra cərəyanlar deyilir.

Şəkil 142 - də təsvir olunmuş dövrəyə baxaq.



Şəkil 142

Dövrə qapanan kimi, yəni onda cərəyan yaranan anda  $L$

budağında cərəyanın qiyməti öz-özünə induksiya hadisəsinə görə tədricən artır.

Dövrəni açdıqca isə  $L$  sarğacında əmələ gələn öz-özünə induksiya cərəyanı  $R$  omik müqaviməti qoşulan budağa axır və buna görə də hər iki lampa bir müddət eyni parlaqlıqla yanır və sonradan sönmür.

Sarğacı kəsən maqnit seli, sarğacdən keçən cərəyan şiddəti ilə düz mütənasibdir

$$\phi = LI.$$

Burada  $L$  -öz- özünə induksiya əmsalı olub sarğacın induktivliyi adlanır. Onda öz- özünə induksiya e.h.q. üçün alırıq

$$\varepsilon_i = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d}{dt}(LI) = -L\frac{dI}{dt} - I\frac{dL}{dt}$$

$L$  induktivliyi sabit qalarsa, (məsələn: dəmir içliyi olmayan solenoid)  $\frac{dL}{dt} = 0$  olur və

$$\varepsilon_i = L\frac{dI}{dt}$$

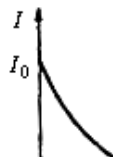
olur.

Hər bir naqıl müəyyən induktivliyə malikdir. Onun qiyməti naqilin forma və ölçülərindən asılıdır. Düz naqilin induktivliyi nisbətən çox az olur. Bir neçə sarğıdan ibarət olan spiral şəkilli naqilin induktivliyi isə daha çox olur.

Mənbəni dövrədən açdıqda dövrədə cərəyan azalır və öz-özünə induksiya e.h.q. yaranır

$$\varepsilon_i = -L\frac{dI}{dt}$$

Digər tərəfdən Om qanununa görə  $\varepsilon = IR$ . Onda





$dt$  zaman ərzində cərəyan  $I_0$ -dan  $I$ - dək azalarsa bu ifadəni inteqrallayıb alırıq

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = - \int_0^t \frac{R}{L} dt$$

$$\ln \frac{I}{I_0} = - \frac{R}{L} t$$

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{R}{L} t} \quad (137.1)$$

Bu ifadə dövrənin açılması zaman meydana çıxan ekstra cərəyanın eksponensial qanunu ilə azalmasını göstərir (şəkil 143).

Burada cərəyanın azalma sürəti  $\tau = \frac{L}{R}$  kəmiyyəti ilə xarakterizə olunur,  $\tau$ - dövrənin zaman sabiti yaxud relaksasiya müddəti adlanır. Bunu da nəzərə alsaq onda yuxarıdakı ifadəni

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (137.2)$$

kimi yazı bilərik.

Dövrəni yenidən qapadıqda mənbənin  $\varepsilon$  e.h.q. ilə yanaşı  $\varepsilon_i$  öz-özünə induksiya e.h.q. də təsir edəcəkdir. Ona görə Om qanununa əsasən yazı bilərik

$$\varepsilon + \varepsilon_i = \varepsilon - L \frac{dI}{dt}$$

Digər tərəfdən

$$\varepsilon + \varepsilon_i = IR.$$

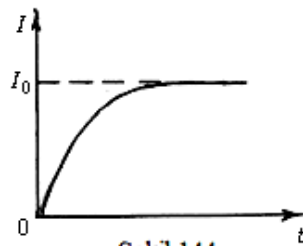
Onda

$$IR = \varepsilon - L \frac{dI}{dt}$$

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L} I = \frac{\varepsilon}{L}$$

Bu qeyri bircins xətti differensial tənliyin həlli

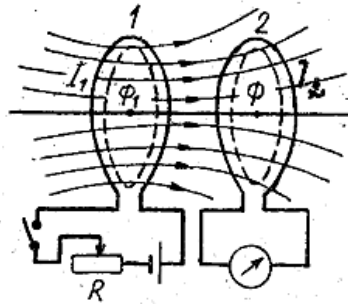
$$I = I_0 \left( 1 + e^{-\frac{R}{L} t} \right) \quad (137.3)$$



Şəkil 144

### § 138. QARŞILIQLI İNDUKSIYA

Hər hansı konturda cərəyan şiddəti dəyişdikdə həmin cərəyanın yaratdığı dəyişən maqnit sahəsi qonşu konturda (yəni onunla əlaqədə olan konturda) induksiya e.h.q.- in yaranmasına səbəb olur. Bu hadisə qarşılıqlı induksiya hadisəsi adlanır.



Şəkil 145

Şəkil 145 – dəki kontura baxaq. 1 konturunda reostat vasitəsi ilə konturdakı  $I_1$  cərəyan şiddətini dəyişmək olar.  $K$  açarını qapadıqda 1 konturundan  $I_1$  cərəyanı keçəcək və onun ətrafında maqnit sahəsi yaradacaqdır. Bu maqnit sahəsinin induksiya xətlərinin bir hissəsi 1 konturundan müəyyən məsafədə yerləşən 2 konturunu kəsəcəkdir. 1 konturunda  $I_1$  cərəyanının yaratdığı  $\phi_2$  maqnit seli 2 konturunu kəsəcək ( $\phi_2 \sim I_1$ ):

$$\phi_2 = L_{21}I_1$$

burada  $L_{21}$  - mütənəsiblik əmsalıdır.

$I_1$  cərəyanı dəyişdikdə,  $\phi_2$  maqnit seli də dəyişəcək və 2- ci dövrdə e.h.q.-si yaradacaqdır:

$$\varepsilon_2 = -\frac{d\phi_2}{dt} = -L_{21}\frac{dI_1}{dt} \quad (138.1).$$

2 konturunda yaranan  $I_2$ cərəyanı 1 konturunda onu kəsən  $\phi_1$  maqnit seli yaradacaq.  $\phi_1$  maqnit seli  $I_2$  ilə mütənəsibdir:

$$\phi_1 = L_{12}I_2.$$

$I_2$  cərəyanı dəyişdikdə, 1 konturunda e.h.q. yaradacaqdır:

Qarşılıqlı induksiya əmsalının qiyməti yalnız konturun formasından, ölçüsündən, konturların qarşılıqlı yerləşmə vəziyyətindən və ətraf mühitin maqnit nüfuzluğundan asılıdır və induktivlik vahidi ilə, yəni Henri ( $H_n$ ) ilə ölçülür.

### § 139. MAQNİT SAHƏSİNİN ENERJİSİ

Məlumdur ki induktivliyi  $L$  olan konturda cərəyan sıfırdan hər hansı bir  $I$  qiymətinə qədər artdıqda, konturda öz- özünə  $\varepsilon_i$  induksiya e.h.q.-si yaradır. Verilən anda cərəyan şiddəti  $I$ -ə bərabər olduqda öz- özünə induksiya e.h.q.-in yaratdığı güc  $I\varepsilon_i$  bərabər olur.  $dt$  zaman müddəti ərzində görülən iş maqnit sahəsinin enerjisinə bərabərdir:

$$dA = dW = I\varepsilon_i dt = -I \frac{dI}{dt} L dt = -LI dI$$

Bu ifadəni integrallayaq

$$W = A = - \int_I^0 LI dI = \frac{LI^2}{2}$$

Bu  $I$  cərəyanı axan və  $L$  induktivliyə malik olan konturun maqnit sahəsinin enerjisidir. Maqnit sahəsinin enerjisini sahəni xarakterizə edən kəmiyyətlərlə ifadə edək.

Fərz edək ki, baxdığımız elektrik konturu sonsuz uzun (çox uzun) solenoiddir. Onda

$$L = \mu\mu_0 n^2 V \quad H = nI, \quad \left( I = \frac{H}{n} \right)$$

olduğundan solenoid daxilindəki maqnit sahəsinin enerjisi

$$W = \frac{1}{2} \mu\mu_0 n^2 I^2 V = \frac{1}{2} \mu\mu_0 H^2 V \quad (139.1)$$

burada  $V$ - solenoidin həcmidir.

## XXI FƏSİL

### DƏYİŞƏN CƏRƏYAN

#### § 140. DƏYİŞƏN CƏRƏYANIN DÖVRƏSİNDƏ MÜQAVİMƏT. KVAZİSTASİONAR CƏRƏYANLAR

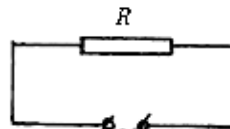
Sabit cərəyan üçün olan Om və Kirxhof qanunları dəyişən cərəyan və gərginliyin ani qiymətləri üçün də ödənilə bilər, bu şərtlə ki, onların dəyişməsi zəif olsun. Məlumdur ki, cərəyan ötürülməsi elektrik dövrə boyunca işıq sürətinə bərabər sürətlə yayılır. Əgər elektrik cərəyanının ötürülməsi prosesində  $\tau = \frac{l}{c}$  zamanında elektrik dövrəsinin ən uzaq nöqtəsinə verilsə və bu zaman ərzində cərəyanın şiddəti çox zəif dəyişərsə, onda cərəyanın ani qiyməti dövrənin bütün en kəsiyi boyunca demək olar ki, dəyişməz qalacaq. Bu şərti ödəyən cərəyan kvazistasionar cərəyan adlanır. Belə kvazistasionar cərəyanın ani qiyməti üçün Om və Kirxhof qanunları ödənilir.

Dəyişən cərəyan dövrəsinə  $R$  müqaviməti qoşulduqda (şəkil 146) müqavimətdən axan (kvazistasionarlıq şərti ödənməklə) cərəyan Om qanununa əsasən

$$I = \frac{U}{R} = \frac{U_0}{R} \cos \omega t = I_0 \cos \omega t$$

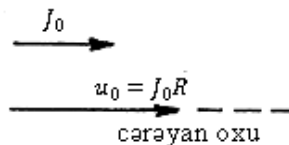
olar.

Burada  $I_0 = \frac{U_0}{R}$  - cərəyanın amplitud (maksimal) qiymətidir.



$$u = u_0 \cdot \cos \omega t$$

Şəkil 146



Şəkil 147

Hər hansı bir istiqaməti seçib, onu cərəyan oxu adlandırıb (şəkil 147) bu istiqamət boyunca cərəyan vektorun  $I_0$  uzunluğunu qeyd edək. Cərəyan və gərginlik eyni fazada rəqs etdiklərindən  $U_0 = I_0 R$  gərginlik vektoru da cərəyan oxu istiqamətində yönələcək.

Cərəyan və gərginlik vektorları çoxluğu verilmiş dövrənin vektor diaqramını yaradır.

## § 141. DƏYİŞƏN CƏRƏYAN DÖVRƏSİNDƏ İNDUKTİVLİK

İnduktivliyə malik dəyişən cərəyan dövrəsinə baxaq (şəkil 148). Dövrədə axan dəyişən cərəyan induktiv sargıacda öz-özünə induksiya e.h.q. yaradacaq:

$$\varepsilon_i = -L \frac{di}{dt}$$

Baxdığımız dövrə hissəsində Om qanununu tətbiq edək:

$$IR = U + \varepsilon$$

Bu dövrə hissəsində  $R = 0$  olduğundan

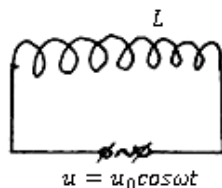
$$U = u_0 \cos \omega t \quad \text{və} \quad \varepsilon = \varepsilon_i$$

olur. Onda gərginlik dövrədəki öz- özünə induksiya e.h.q.-ni tarazlaşdırır

$$U_0 \cos \omega t - L \frac{dI}{dt} = 0$$

$$L \frac{dI}{dt} = U_0 \cos \omega t \quad (141.1)$$

Burada



Şəkil 148

Bu ifadə  $L$  induktivlikdəki sarğacın uclarındakı gərginlik düşgüsüdür. Görürük ki, gərginlik cərəyanın tam qiyməti ilə deyil, onun dəyişməsi ilə mütənasibdir.

(141.1) ifadəsindən alırıq

$$dI = \frac{U_0}{L} \cos \omega t dt.$$

Bu ifadəni inteqrallayaq

$$I = \frac{U_0}{\omega L} \sin \omega t + \text{const.}$$

Cərəyan dəyişən olduğundan ( $\text{const} = 0$ )

$$I = \frac{U_0}{\omega L} \sin \omega t = I_0 \cos \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \right) \quad (141.3)$$

burada

$$I_0 = \frac{U_0}{\omega L} \quad (141.4)$$

(141.3) və (141.4) ifadələrin müqayisəsindən görürük ki, bu halda müqavimət rolunu  $X_L = \omega L$  ifadəsi oynayır. Bu ifadəni induktiv müqavimət adlandırırlar, onun vahidi  $Om$  dur ( $1Om = 1Hn/s$ ). Burada  $X_L \sim \omega$ , yəni induktivlik sabit cərəyana ( $\omega = 0$ ) müqavimət göstərmir.

(141.4) ifadəsindən  $U_0 = I_0 \omega L$ - ni (134.1)- də yerinə yazaq

$$L \frac{dI}{dt} = \omega L I_0 \cos \omega t$$

İnduktivlikdəki gərginlik düşgüsü üçün alırıq

$$U_L = \omega L I_0 \cos \omega t = \omega L I_0 \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right) \quad (141.5)$$

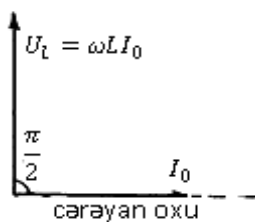
Deməli gərginlikdə cərəyan kimi sinus qanunu ilə dəyişir. Yəganə fərq odur ki, (141.3) və (141.5) ifadələrinə əsasən gərginlik rəqsləri cərəyan rəqslərini fazaca  $\pi/2$  qədər qabaqlayır. Vektor diaqramında bu nəticə səkil 149 - də göstərilmişdir.

bərabər olan anda olur. Özü də cosinusun özündən onun törəməsinin maksimumu periodun  $\frac{1}{4}$  qədər tez alınır (şəkil 150).

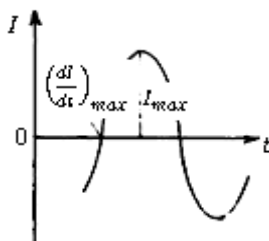
Bu o deməkdir ki, gərginlik ən böyük qiymətinə, cərəyan sıfırdan keçdikdə malik olur.

## § 142. DƏYİŞƏN CƏRƏYAN DÖVRƏSİNDƏ TUTUM

Dəyişən cərəyan dövrəsində  $C$  tutumlu kondensatorun qoşulduğu halda (şəkil 151) aktiv müqavimət və induktiv

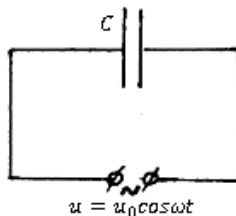


Şəkil 149



Şəkil 150

müqavimət nəzərə alınmadığını qəbul edək. Kondensatorun arasıkəsilmədən dolub boşalmasından dövrədə dəyişən cərəyan axacaq. Dövrə hissəsindəki aktiv müqavimət ( $R$ ) nəzərə alınmadığından kondensatordakı gərginlik düşgüsünü  $U_c = \frac{q}{c}$  xarici  $U = U_0 \cos \omega t$  gərginliyə bərabər hesab edə bilərik



Şəkil 151

$$U_c = \frac{q}{c} = U_0 \cos \omega t \quad (142.1).$$

Buradan

$$q = U_0 C \cos \omega t$$

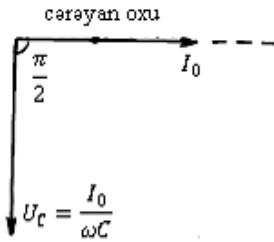
$$= I_0 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \quad (142.2)$$

Burada

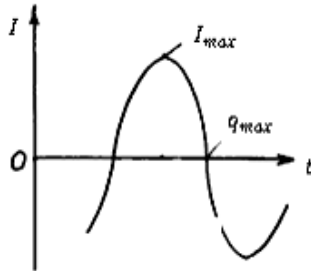
$$I_0 = U_0 C \omega = \frac{U_0}{\left(\frac{1}{\omega C}\right)} \quad (142.3).$$

$X_c = 1/\omega C$  - ifadəsi tutum müqaviməti adlanır, onun da vahidi  $Om$ -dur ( $1Om = 1 s/F$ ).

Sabit cərəyan üçün  $\omega = 0$  və  $X_c = \infty$ , olur yəni, sabit cərəyan kondensatordan axa bilməz. Dəyişən cərəyan ( $\omega \neq 0$ ) isə kondensatordan axa bilər və cərəyanın müqaviməti onun tezliyi ( $\omega$ ) və kondensatorun ( $C$ ) tutumu ilə tərs mütənasib dəyişir.



Şəkil 152



Şəkil 153

(142.3) ifadəsindən  $U_0 = \frac{I_0}{\omega C}$  - ni (142.1)-də nəzərə alaraq

$$U_c = \frac{I_0}{\omega C} \cos \omega t$$

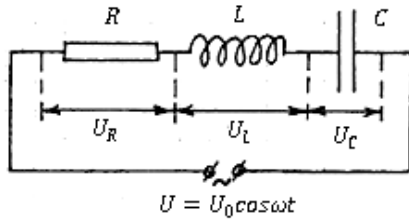
və (135.2) ifadəsi ilə müqayisə edək.

Görünür ki, tutumdakı gərginlik düşgüsü  $U_c$  fazaca ondakı cərəyandan  $\pi/2$  qədər geri qalır. Bu vektor diaqramında şəkil 152-də təsvir edilmişdir. Geri qalmanın səbəbi ondadır ki, cərəyan bir istiqamətdə axanda kondensatorun yükü artır. Cərəyan şiddəti maksimumundan keçir (şəkil 153) və əzələməyə başlayır, yük isə



### § 143. DƏYİŞƏN CƏRƏYAN DÖVRƏSİ ÜÇÜN OM QANUNU

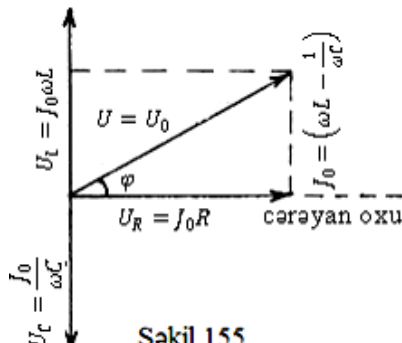
Aktiv müqaviməti  $R$  olan naqıl,  $L$  induktivlikli sarğac və  $C$  tutumlu kondensatordan ibarət dəyişən cərəyan dövrəsinə baxaq (şəkil 154). Dövrədəki gərginlik  $U = U_0 \cos \omega t$  kimi dəyişərsə, gərginliyin tezliyinə bərabər tezlikli dəyişən cərəyan yaranacaq. Bu dəyişən cərəyanın amplitudu və fazası dövrədəki  $R$  aktiv müqavimət,  $L$  induktivlik və  $C$  tutumun qiymətləri ilə təyin olunur.



Şəkil 154

Bu cərəyan aktiv müqavimətdə amplitud qiyməti  $U_R = I_0 R$  olan gərginlik düşgüsü yaradır ki, onun fazası cərəyanın fazası ilə eynidir. Ona görə vektor diaqramında  $U_R$  vektoru cərəyan oxu istiqamətində olacaq (şəkil 155).

Sarğacdakı gərginlik düşgüsünün amplitud qiyməti  $U_L = \omega L I_0$  olacaqdır və o, cərəyanı fazaca  $\pi/2$  qədər qabaqla-



Tutumdakı gərginlik düşgüsünün  $U_C = \frac{I_0}{\omega C}$  amplitud qiyməti cərəyandan fazaca  $\pi/2$  qədər geri qalır, yəni cərəyan oxuna nəzərən saat əqrəbi istiqamətində  $\pi/2$  bucağı qədər dönmüş olacaqdır.

$U_R, U_L, U_C$  gərginlik düşgülərinin cəmi dövrəyə qoşulmuş  $U$  gərginliyinə bərabər olmalıdır. Ona görə  $U_R, U_L, U_C$  vektorlarını toplasaq cərəyan oxu ilə  $\varphi$  bucağı əmələ gətirən  $U_0$  vektoru alırıq.

Şəkildən görünür ki,  $\varphi$  bucağının tangensi üçün yaza bilərik

$$tg\varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} \quad (143.1).$$

Burada  $\varphi$  - gərginliklə ( $U$ ) cərəyan şiddəti ( $I$ ) arasındakı fazalar fərqi.

Şəkildəki düzbucaqlı üçbucaqdan alırıq ki,

$$(I_0 R)^2 + \left( I_0 \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \right)^2 = U_0^2.$$

Buradan

$$I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} \quad (143.2)$$

Bu dəyişən cərəyan üçün Om qanununun riyazi ifadəsidir.

Beləliklə dövrəyə qoşulan gərginlik  $U = U_0 \cos \omega t$  olarsa dövrədəki cərəyan  $I = I_0 \cos(\omega t - \varphi)$  olacaq. Burada  $\varphi$  və  $I_0$  (143.1) və (143.2) ifadələri ilə təyin edilir.

(143.2) ifadəsinin məxrəcindəki

$$\sqrt{R^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}$$

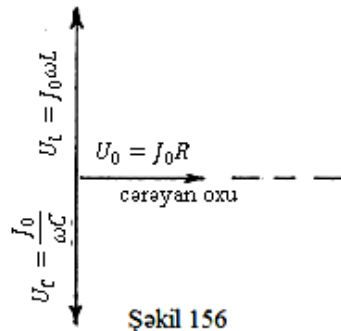
$X = x_L - X_C = \omega L - \frac{1}{\omega C}$  - dövrənin reaktiv müqavimətidir.

Əgər  $\omega L > \frac{1}{\omega C}$  (yəni  $X_L > X_C$ ) olarsa, cərəyan fazaca gərginlikdən geri qalır (yəni faza sürüşməsi  $\varphi > 0$  olur).

Əgər  $\omega L < \frac{1}{\omega C}$  (yəni  $X_L < X_C$ ) olarsa, cərəyan fazaca gərginliyini qabaqlayır (yəni faza sürüşməsi  $\varphi < 0$  olur).

Əgər  $\omega L = \frac{1}{\omega C}$  (yəni  $X_L = X_C$ ) olarsa, gərginlik və cərəyan rəqsləri eyni fazada baş verir (yəni faza sürüşməsi  $\varphi = 0$  olur).

Bu şərti ödəyən tezlikdə  $\omega_{rez} = 1/\sqrt{LC}$  dövrənin tam müqaviməti verilmiş  $R, L$  və  $C$  qiymətlərində ən kiçik və buna uyğun cərəyan isə ən böyük qiymətə malik olur. Bu zaman aktiv müqavimətdəki gərginlik döşgüsü dövrəyə daxil edilmiş xarici gərginliyə bərabər olur. Induktiv və tutum müqavimətlərindəki gərginlik düşgüləri amplitudca eyni olub, fəzaca bir-birinin əksinə yönəlir. Bu hadisəyə uyğun gərginlik rezonans gərginliyi, tezlik isə rezonans tezliyi adlanır. Rezonans gərginliyi üçün vektor diaqramı şəkil 156 –kı kimi olur



Şəkil 156

$$U_L = I_0 \omega L \quad \text{və} \quad U_C = \frac{I_0}{\omega C}$$

ifadələrində rezonans tezliyini  $\omega_{rez} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  yazsaq alırıq ki,

$$U_{Lrez} = U_{Crez} = I_0 \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{U_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

## § 144. DƏYİŞƏN CƏRƏYAN DÖVRƏSİNDƏ İŞ VƏ GÜC. CƏRƏYAN VƏ GƏRGİNLİYİN EFFEKTİV QIYMƏTİ

Dəyişən cərəyan dövrəsi yalnız aktiv müqavimətdən ibarətdirsə, onda cərəyan və gərginlik rəqsləri arasındakı fazalar sürüşməsi sıfıra bərabərdir ( $\varphi = 0$ ) və  $U = U_0 \cos \omega t$ ;  $I = I_0 \cos \omega t$  olur.

Belə dövrdə cərəyanın gördüyü iş tamamilə istiliyə çevriləcəkdir.

Çox kiçik zaman intervalında dəyişən cərəyana sabit cərəyan kimi baxmaq mümkün olduğundan dəyişən cərəyanın ani gücü üçün yazı bilərik:

$$P = IU = I_0 U_0 \cos^2 \omega t$$

Əksər hallarda gücün ani qiyməti yox, onun bir tam period ərzindəki orta gücünü bilmək lazım gəlir.

Dəyişən cərəyanın kiçik zaman ərzində gördüyü elementar iş

$$dA = P dt = I_0 U_0 \cos^2 \omega t dt$$

kimidir.

Onda bir period ərzində görülən iş belə olar:

$$A_T = I_0 U_0 \int_0^T \cos^2 \omega t dt = I_0 U_0 \frac{T}{2\pi} \int_0^T \cos^2 \frac{2\pi t}{T} d\left(\frac{2\pi t}{T}\right)$$

$$A_T = I_0 U_0 \frac{T}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2 \varphi d\varphi = I_0 U_0 \frac{T}{2\pi} \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} (\cos 2\varphi + 1) d\varphi =$$

$$= I_0 U_0 \frac{T}{2\pi} \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \cos^2 \varphi d\varphi - I_0 U_0 \frac{T}{2\pi} \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi =$$

və ya  $\cos^2\omega t$  - nin orta qiyməti  $1/2$  olduğundan dəyişən cərəyanın orta gücü üçün alırıq

$$\bar{P} = \frac{A}{T} = \frac{I_0 U_0}{2} = \frac{U_0^2}{2R} = \frac{I_0^2 R}{2} \quad (144.2)$$

Dəyişən cərəyan dövrəsi üçün alınmış gücün bu ifadəsini sabit cərəyanın gücü üçün olan

$$P = I_{ef} U_{ef} = \frac{U_{ef}^2}{R} = I_{ef}^2 R$$

ifadə ilə müqayisə etsək

$$I_{ef} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}; \quad U_{ef} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} \quad (144.3)$$

yazırıq. Bu dəyişən cərəyanın və gərginliyin effektiv qiymətləri adlanır. Onda orta güc belə təyin olunur

$$\bar{P} = I_{ef} \cdot U_{ef} = \frac{U_{ef}^2}{R} = I_{ef}^2 R \quad (144.4)$$

Dövrədə reaktiv müqavimət olduqda  $I_0$  və  $U_0$  arasında olan faza sürüşməsi  $\varphi$ , dövrədə yaranan gücün azalmasına səbəb olur. Bu halda orta güc belə təyin olunur:

$$\bar{P} = I_{ef} \cdot U_{ef} \cos\varphi \quad (144.5)$$

Burada  $\cos\varphi$  vuruğu elektrik dövrəsində güc əmsalı adlanır.

Dövrədə yalnız reaktiv müqavimət olduqda ( $R = 0$ )  $\cos\varphi = 0$  olur və  $\bar{P} = 0$  olur. Bu halda birinci  $1/4T$  ərzində enerji xarici dövrədən daxil olub, sonrakı  $1/4T$  ərzində isə geri qayıdırdı (ani güc  $2\omega$  tezliyi ilə dəyişir). Bu isə mümkün deyil, deməli,  $\cos\varphi$  həmişə sıfıra bərabər olur.

## XXII FƏSİL

### MAKSVEL NƏZƏRİYYƏSİ

#### § 145. BURULĞANLI ELEKTRİK SAHƏSİ

Elektromağnit induksiya hadisələrini öyrənərkən müşahidə edirik ki, maqnit sahəsinin istənilən dəyişməsi qapalı keçiricidə e.h.q. yaradır və nəticədə induksiya cərəyanı yaranır.

Digər tərəfdən məlumdur ki, istənilən dövrdə e.h.q. yalnız o halda yaranır ki, sərbəst yüklərə kənar qüvvələr təsir etmiş olsun.

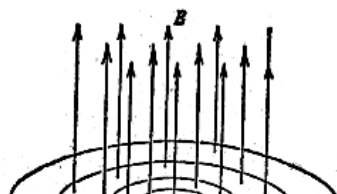
Bəs bu halda kənar qüvvələrin yaranma təbiəti necədir?

Təcrübələr göstərir ki, induksiya e.h.q. keçiricinin növündən və onun halından asılı deyil. Bu onu göstərir ki, kənar qüvvələrin yaranması keçiricinin maqnit sahəsində xassələrinin dəyişməsi ilə deyil, maqnit sahənin özü ilə əlaqədardır.

Maksvel belə bir nəticəyə gəlmişdir ki, induksiya e.h.q.-in yaranma səbəbi elektrik sahənin yaranmasındadır. Keçiricilər isə yalnız bu sahəni aşkara çıxaran cihaz kimi özünü göstərirlər. Elektrik sahəsinin təsirindən keçiricidəki sərbəst elektronlar hərəkətə gəlir və keçirici qapalı olarsa onda induksiya cərəyanı yaranır.

Bu hadisənin məxsusiyəti ondadır ki, yaranan elektrik sahəsi elektrostatik sahə deyil.

Elektrostatik sahənin qüvvə xətləri qapalı olmur, onların başlanğıcı və sonu olur və buna görə qapalı konturda elektrostatik sahənin



e.h.q.-in yaranmasına səbəb ola bilməz.

Bunun əksinə olaraq, elektromaqnit induksiya zamanı yaranan elektrik sahəsinin qüvvə xətləri qapalıdır (şəkil 157), yəni bu elektrik sahəsi burulğanlı elektrik sahəsidir. Belə elektrik sahəsi sərbəst elektronları qapalı trayektoriyalarla hərəkət etdirir və e.h.q.-in yaranmasına gətirir. Bu halda kənar qüvvə olaraq burulğanlı elektrik sahəsi meydana çıxır. Burulğanlı elektrik sahəsində qapalı konturda  $A \neq 0$  və  $E = 0$ .  $E$  -nin qiyməti (istənilən nöqtələr arasında) həm bu nöqtənin vəziyyətindən (elektrostatik sahədə olduğu kimi), həm də bu nöqtələri birləşdirən keçiricinin (konturun) formasından asılıdır.

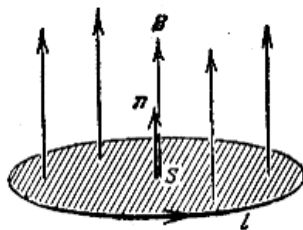
Beləliklə Maksvel öz nəzəriyyəsinin birinci müddəasına gəlmişdir: maqnit sahəsinin istənilən dəyişməsi burulğanlı elektrik sahəsinin yaranmasına səbəb olur.

Bu müddəanı kəmiyyətcə ifadə edək. Elektromaqnit induksiya qanununa görə induksiya e.h.q.

$$\varepsilon = -\frac{d\phi}{dt} \quad (145.1)$$

bərabərdir. Burada  $\phi$  –  $l$  konturu ilə hüdudlanmış  $S$  sahəsindən keçən maqnit selidir (şəkil 158):

$$\phi = \int B_n dS \quad (145.2).$$



Şəkil 158

Digər tərəfdən  $l$  konturundakı e.h.q. belə təyin edilir

$$\varepsilon = \frac{A_{kənar}}{q}$$

$$\vec{\varepsilon} = \oint \vec{E}_o d\vec{l} \quad (145.3). \vec{E}_o d\vec{l}$$

$$\frac{d\phi}{dt} = - \oint \vec{E}_e \cdot d\vec{l} \quad (145.4).$$

Burada (145.2) ifadəsini və  $d\vec{S} = dS \cdot \vec{n}$  olduğunu nəzərə alaraq

$$\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} = - \oint \vec{E}_e \cdot d\vec{l} \quad (145.5).$$

(145.4) və (145.5) ifadələri dəyişən maqnit sahəsi ( $\vec{B}$ ) ilə burulğanlı elektrik sahəsi ( $\vec{E}$ ) arasında əlaqəni ifadə edir, və Maksvel nəzəriyyəsinin əsas tənliklərindən biridir.

## **§ 146. BURULĞANLI CƏRƏYANLAR. FUKO CƏRƏYANLARI**

Dəyişən maqnit sahəsində olan bütöv naqildə (onun qatlarında) burulğanlı elektrik sahəsinin təsirindən qapalı (burulğanlı) induksiya cərəyanları yaranır. Bu cərəyanlara Fuko cərəyanları deyirlər. Fuko cərəyanlarının müstəviləri induksiya xətlərinə perpendikulyardır.

Bütöv və böyük keçiricilərdə Fuko cərəyanları çox böyük olur və keçiricinin qızmasına səbəb olurlar. Bu effekt induksiya sobalarında metalların əridilməsi üçün istifadə edilir. Amma Fuko cərəyanları transformator və elektrik maşınlarının içliyində enerji itgisinə (qızdırılmaya sərf edilir) gətirir. Bu itkiləri azaltmaq üçün içlikləri izolə edilmiş nazik lövhələrdən yığırlar (xüsusi elektrotexniki ferromaqnit poladdan hazırlanmış).

Fuko cərəyanları elektrolit və ionlaşmış qazlarda da yarana bilər.

Fuko cərəyanlarının enerjisi əsasən istiliyə çevrilir. Onlar bir halda zərərli olarsa, digər halda onları müəyyən məqsədlər üçün



maksimal əks təsir göstərsin. Bu səbəbdən güclü maqnit sahəsində yaxşı keçiricilər tormozlanmaya məruz qalırlar. Bu hal qalvanometr, seysmoqraf və s. ölçü cihazlarının əqrəblərinin dayanıqlığı üçün istifadə edilir.

### § 147. YERDƏYİŞMƏ CƏRƏYANI

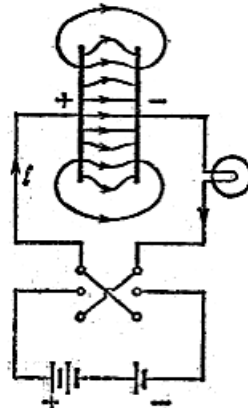
Müxtəlif elektromaqnit hadisələrini təhlil edərək Maksvel belə bir nəticəyə gəlmişdir ki, elektrik sahəsinin istənilən dəyişməsi də burulğanlı maqnit sahəsinə yaraşdır. Bu Maksvel nəzəriyyəsinin ikinci müddəasıdır.

Hər bir elektrik cərəyanının ayrılmaz əlaməti maqnit sahəsi olduğuna görə Maksvel dəyişən elektrik sahəsinə yerdəyişmə cərəyanı adlandırmışdır ki, sərbəst yüklərin hərəkəti ilə yaranan keçirici cərəyanından fərqləndirmək mümkün olsun.

Yerdəyişmə cərəyanını aşağıdakı təcrübədə izah etmək olar. Şəkil 159 - k1

kimi, qapalı olmayan (kondensator) konturdan sabit cərəyan axmır və lampa közərmir. Qoşulmanın ilk anlarında kondensator yükləndikdə dövredə qısamüddətli cərəyan yaranır, sonra isə yox olur. Bu hal lampanın qısa müddətli közərib sönməsi ilə müşahidə olunur.

Mənbənin qütblərini dəyişdirdikdə kondensatorun yenidən yüklənməsi nəticəsində dövredə yenə qısa müddətli əks istiqamətdə cərəyan yaranır. Sonra lampa yenə də sönmür. Hər dəfə



Şəkil 159

Dövrəni dəyişən cərəyan mənbəyinə qoşduqda cərəyanın istiqaməti dəyişəndə lampanın közərmələrinin arası kəsilməsi görsənməyəcək və lampə sönməyəcək.

Görürük ki, sabit cərəyandan fərqli olaraq qapalı olmayan (açıq) dövrədə dəyişən cərəyan axa bilir. Bu zaman kondensatorun köynəkləri dəyişən elektrik sahəsi və ya yerdəyişmə cərəyanı ilə qapanır. Başqa sözlə, Maksvelə görə açıq konturun (kondensatorun) maqnit sahəsi elədir ki, sanki kontur qapalıdır. Bu dəyişən elektrik sahəsi ilə onun yaratdığı maqnit sahəsi arasındakı əlaqəni müəyyən etməyə imkan verir.

Kondensatordakı elektrostatik induksiya ( $D$ ) yüklərin səthi sıxlığına ( $\sigma$ ) bərabərdir.

Onda hər köynəkdəki tam yük

$$D = \sigma$$

$$q = S\sigma = SD$$

bərabər olacaq. Burada  $S$  - bir köynəyin sahəsidir.

Əgər  $dt$  zaman ərzində kondensatorun yükü  $dq$  qədər dəyişərsə, naqildəki elektrik cərəyanı:

$$I_y = \frac{dq}{dt} = \frac{d(SD)}{dt} = S \frac{dD}{dt} \quad (147.1).$$

Deməli kondensatorun dəyişən elektrik sahəsi, şiddəti  $I_y = S \frac{dD}{dt}$  olan cərəyanın yaratdığı qədər maqnit sahəsi yaradır. Bu cərəyana yerdəyişmə cərəyanı deyirlər və  $I_y$  işarə edirlər.

Yerdəyişmə cərəyanının sıxlığı

$$\vec{J}_y = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (147.2)$$

bərabərdir.

Ümumi halda elektrik sahəsi qeyri-bircins (dəyişən) olduqda, yəni elektrik sahəsi həm zamandan, həm də koordinatlardan asılı olduqda yerdəyişmə cərəyanının sıxlığı

$$\vec{J}_y = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (147.3)$$

olur.

Naqıl daxilində dəyişən cərəyanla yanaşı dəyişən elektrik sahəsi də mövcud olduğundan, naqıldən həm keçirici cərəyanı, həm də yerdəyişmə cərəyanı axır. Maqnit sahəsi isə bu cərəyanların cəmi ilə, yəni tam cərəyanla, müəyyən edilir.

Tam cərəyanın sıxlığı

$$\vec{J}_{tam} = \vec{J} + \vec{J}_y = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (147.4)$$

bərabərdir.

Metallarda (yəni keçiricilik ( $\sigma$ ) böyük olanda) aşağı tezliklərdə  $\vec{J}_y$  kiçikdir ( $\vec{J}_y \ll \vec{J}$ ) və  $\vec{J}_{tam} = \vec{J}$  olur.

Dielektriklərdə (yəni keçiricilik ( $\sigma$ ) kiçik olanda) yüksək tezliklərdə  $\vec{J}_y$  böyükdür ( $\vec{J}_y \gg \vec{J}$ ) və  $\vec{J}_{tam} = \vec{J}_y = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ .

Beləliklə ümumi halda cərəyanlar dəyişərkən maqnit sahəsi tam cərəyanla müəyyən olur. Açıq konturda naqilin uclarında yalnız keçirici cərəyanı kəsilir. Dielektrikdə isə naqilin uclarında yerdəyişmə cərəyanı olur ki, o da keçirici cərəyanları tamamlayır (qapayır).

## **§ 148. MAKSVEL TƏNLİKLƏRİNİN İNTEQRAL FORMASI**

Maqnit sahəsi üçün tam cərəyan qanununda

$$\vec{I} = \int \left( \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}$$

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \int \left( \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S} \quad (148.1)$$

alarıq. Bu ifadə Maksvelin ikinci tənliyi adlanır. O, keçirici və yerdəyişmə cərəyanları ilə onları doğuran maqnit sahəsi arasında əlaqəni müəyyən edir.

Dəyişən maqnit sahəsi ( $\vec{B}$ ) ilə burulğanlı elektrik sahəsi ( $\vec{E}$ ) arasındakı əlaqə ifadəsini yazaq

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} \quad (148.2)$$

Bu ifadə Maksvelin birinci tənliyi adlanır. O, mahiyət etibarı ilə elektromaqnit induksiya qanununu ifadə edir.

Elektrik sahəsi üçün Qauss teoremi

$$\oint \vec{D} d\vec{S} = \int \rho dV = q \quad (148.3)$$

göstərir ki,  $\vec{D}$  vektorunun mənbəyi kənar elektrik yükləridir. Bu Maksvelin üçüncü tənliyidir.

Maqnit sahəsi üçün Qauss teoremi

$$\oint \vec{D} d\vec{S} = 0 \quad (148.4)$$

göstərir ki, maqnit yükləri mövcud deyil. Bu Maksvelin dördüncü tənliyidir.

(148.1), (148.2), (148.3) və (148.4) ifadələri inteqral formasında Maksvel tənliklərini təşkil edir.

## § 149. MAKSVEL TƏNLİKLƏRİNİN DİFERENSİAL FORMASI

Bunun üçün bəzi analizlərlə tanış olaq.

$$\vec{i} \cdot \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \cdot \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \cdot \frac{\partial}{\partial z} = \vec{\nabla}$$

ifadəsinə Nabl operatoru deyilir,  $\vec{\nabla}$  və ya  $\nabla$  işarə edilir. Burada  $\vec{i}$ ,  $\vec{j}$  və  $\vec{k}$  uyğun olaraq  $x, y$  və  $z$  oxları istiqamətində yönələn vahid vektorlardır.

Nabl operatorunun hər hansı vektora vektorial hasilinə bu vektorun rotoru deyilir və *rot* işarə edilir

$$[\vec{\nabla}; \vec{A}] = \text{rot} \vec{A} = \vec{i} \cdot \frac{\partial A_x}{\partial x} + \vec{j} \cdot \frac{\partial A_y}{\partial y} + \vec{k} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial z}.$$

Nabl operatorunun hər hansı vektora skalyar hasilinə bu vektorun divergensiyası deyilir və *div* işarə edilir

$$(\vec{\nabla}; \vec{A}) = \text{div} \vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

Bu anlayışlardan istifadə edərək Maksvel tənliklərini aşağıdakı kimi yazmaq

$$[\vec{\nabla} \vec{E}] = \text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (149.1)$$

$$[\vec{\nabla} \vec{H}] = \text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (149.2)$$

$$[\vec{\nabla} \vec{D}] = \text{div} \vec{D} = \rho \quad (149.3)$$

$$(\vec{\nabla} \vec{B}) = \text{div} \vec{B} = 0 \quad (149.4)$$

(149.1), (149.2), (149.3) və (149.4) ifadələri Maksvel tənliklərinin differensial formasıdır.

Maksvel tənliklərini mühitin elektrik və maqnit xassələrini əks etdirən maddi tənliklərlə tamamlayırlar. İzotrop, qeyri-seqnetoelektrik və qeyri-feromaqnit mühitlər və Om qanununa tabe olan makrocərəyanlar üçün bu maddi tənliklər aşağıdakı şəkildədirlər

## § 150. MAKSVEL NƏZƏRİYYƏSİNİN ƏHƏMİYYƏTİ

Maksvel nəzəriyyəsinin elektrik və maqnit hadisələr haqqında biliklərin inkişafında böyük rolu olmuşdur.

Maksvel nəzəriyyəsi elektrostatika və elektromaqnetizmin əsas qanunlarının ümumiləşməsidir. Onda elektrodinamikanın əsas məsələsi həll edilir:

Maksvel nəzəriyyəsi həm məlum olan təcrübi faktları izah etdi, həm də yeni və vacib hadisələri nəzəri olaraq aşkar etdi, hansılar ki, sonralar təcrübi təsdiqini tapmışlar.

Bu nəzəriyyədə yenilik olaraq Maksvel tərəfindən yerdəyişmə cərəyanının daxil edilməsi olmuşdur. Bu Maksvelə nəzəri olaraq elektromaqnit dalğalarının mövcudluğunu deməyə imkan vermişdir. Bu nəzəriyyə əsasında Maksvel elektromaqnit dalğalarının xassələrini öyrənərkən işığın elektromaqnit nəzəriyyəsini də yaratmışdır. Elektromaqnit dalğaları sonralar təcrübədə də əldə edilmişdir.

Elektromaqnetizmdə Maksvel tənliklərinin əhəmiyyəti mexanikada Nyuton qanunlarının əhəmiyyəti kimidir.

Maksvel nəzəriyyəsinin inkişafı olaraq sonralar Lorensin klassik elektron nəzəriyyəsinin yaranması olmuşdur.

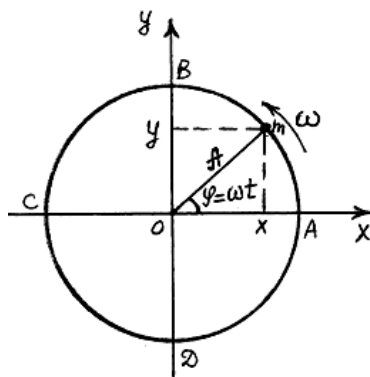
## XXIII FƏSİL

### RƏQSLƏR

#### § 151. HARMONİK RƏQSLƏR

Təkrarlanması ilə xarakterizə olunan hərəkətlərə rəqsi hərəkət deyilir. Eyni zaman fasilələrində rəqsi hərəkət eyni sayda təkrar olunarsa, belə rəqs dövrü yaxud periodik rəqs adlanır. Periodik rəqslər içərisində xüsusi yer tutanı harmonik rəqslərdir. Dövrü rəqslərin hamısı period  $T$  ( $[T] = s$ ), amplitud  $A$  ( $[A] = m$ ) və tezliklə  $\nu$  ( $[\nu] = s^{-1} = Hz$ ) xarakterizə olunurlar.

Əgər rəqsi hərəkət sinus (və ya cosinus) qanununa uyğun baş verirsə, belə rəqsə harmonik rəqsi hərəkət deyilir. Belə rəqslərin hərəkət tənlikləri



Şəkil 160

$$\left. \begin{aligned} x &= A \sin(\omega t + \varphi_0) \\ y &= A \cos(\omega t + \varphi_0) \end{aligned} \right\} \quad (151.1)$$

kimidir. Burada  $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$  - saniyədəki rəqslərin sayıdır və dairəvi tezlik adlanır,  $\varphi = \omega t + \varphi_0$  - rəqslərin fazası,  $\varphi_0$  - başlanğıc faza,  $A$  - amplitud – dövrü dəyişən kəmiyyətin maksimal ədədi qiymətidir ( $x$  və ya  $y$ ).

Harmonik rəqsə misal olaraq, çevrə boyunca hər hansı  $m$  kütləli nöqtənin bərabər sürətli hərəkətinin  $BD$  diametri üzərindəki proyeksiyasının hərəkətini gətirmək olar (şəkil 160).

$$= \frac{2\pi A}{T} \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (151.2)$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2} = -A\omega^2 \sin(\omega t + \varphi_0) = -\omega^2 x = -\frac{4\pi^2}{T^2} x \quad (151.3)$$

Burada mənfəi işarəsi təcilin yerdəyişmənin əksi istiqamətində olmasını göstərir. Təcil vektoru həmişə tarazlıq vəziyyətinə doğru yönəlir.

İndi nöqtənin hansı qüvvə təsirindən rəqs etdiyini tapaq. Nyutonun II-ci qanununa görə

$$F = ma .$$

Burada  $a = -\omega^2 x$  olduğunu nəzərə alıb  $k = m\omega^2$  işarə edək

$$F = -m\omega^2 x = -kx .$$

Bu qüvvə elastiklik qüvvəsi kimi, həmişə tarazlıq vəziyyətinə doğru yönəlir. Belə xassəli qüvvəyə, yəni təbiətə qeyri-elastiki olub  $F = -kx$  şərtini ödəyən qüvvəyə kvazi-elastiki qüvvə deyilir. Cismə elastiki və ya kvazi-elastiki qüvvə təsir edərsə, o harmonik rəqsi hərəkət edəcəkdir.

(151.1), (151.2) və (151.3) düsturlarından görünür ki, harmonik rəqsi hərəkət, hərəkətin sürəti, təcili və fazası ilə xarakterizə edilir.

Rəqs edən nöqtə tarazlıq vəziyyətindən keçəndə onun sürəti ən böyük, təcili isə ən kiçik qiymət alır. Harmonik rəqsə misal olaraq rəqqasın hərəkətini göstərmək olar.

## § 152. RƏQQASLAR (YAYLI, RİYAZİ, FİZİKİ)

### 1. Yaylı rəqqas.



qüvvəsi təsirindən cisim rəqs edəcək. Bu rəqsin periodunu tapaq.

Nyutonun II-ci qanununa görə

$$F = ma = -m\omega_2 x \quad (152.2).$$

(152.1) və (152.2) ifadələrindən  $k = m\omega^2$

olduğu alınır. Burada  $\omega = \frac{2\pi}{T}$  olduğundan  $k =$

$m \frac{4\pi^2}{T^2}$  alınır. Buradan yaylı rəqqasın periodu

üçün

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (152.3)$$

alınır.

**2. Riyazi rəqqas** - uzanmayan çəkisiz nazik sapdan asılmış maddi nöqtəyə deyilir (şəkil 162).

Tarazlıq vəziyyətində maddi nöqtənin çəkisi  $\vec{P} = m\vec{g}$  ilə sapın dartı qüvvəsi tarazlaşır. Maddi nöqtə hər-hansı  $\alpha$  bucağı qədər meyl edildikdə bu tarazlıq pozulur.

$\vec{P}$  vektorunu  $\vec{P}_1$  və  $\vec{P}_2$  toplananlarına ayıraq.  $\vec{P}_2$  sapın dartı qüvvəsi ilə tarazlaşır,  $\vec{P}_1$  isə rəqqası tarazlıq vəziyyətinə qaytaracaq.

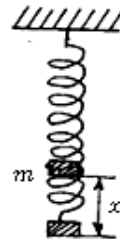
$$\vec{P} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2$$

$$P_1 = P \sin \alpha$$

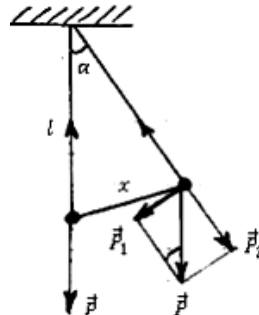
$\alpha$  bucağı kiçik olduqda  $\alpha \approx \frac{x}{l}$  olur.

Deməli

$$P_1 = -\frac{mg}{l} x \quad (152.4)$$



Şəkil 161



Şəkil 162

Mənfi işarəsi  $\vec{P}_1$  vektorunun yerdəyişmənin əksinə yönəldiyini göstərir. Bu ifadədən görünür ki, kiçik meyl bucaqlarında

ilə müqayisə etsək

$$P_1 = F$$

$$\frac{mg}{l} x = m\omega^2 x$$

$$\frac{g}{l} = \omega^2$$

alırıq.

Digər tərəfdən

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

Onda

$$\frac{4\pi^2}{T^2} = \frac{g}{l}$$

və ya

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (152.5)$$

Harmonik rəqsdə  $T$  periodu amplitud və kütlədən asılı deyil.

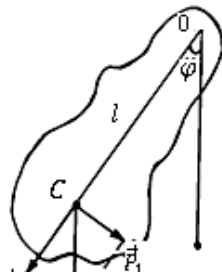
**3. Fiziki rəqqas-** ağırlıq mərkəzindən kənarında olan hər – hansı bir nöqtədən asılmış cismə deyirlər (şəkil 163).

Fırlanma oxundan ( $O$  nöqtəsi) ağırlıq mərkəzinə ( $C$  nöqtəsi) qədər olan məsafəni  $l$  işarə edək. Cismi (fiziki rəqqası) kiçik  $\alpha$  bucağı qədər meyl etdirib sərbəst buraxaq. Meyl bucağı  $\varphi$  olduqda  $\vec{P}$  ağırlıq qüvvəsini  $\vec{P}_1$  və  $\vec{P}_2$  toplananlara ayıraq

$$\vec{P} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2.$$

$\vec{P}_1$  yerdəyişmənin əksinə yönəldiyindən və  $\varphi$  meyl bucağı kiçik olduğundan ( $\sin\varphi \approx \varphi$ )

$$P_1 = -P\sin\varphi \approx -P\varphi$$



$$M = P_1 l$$

bərabərdir. Onda bucaq təcili

$$\varepsilon = \frac{M}{I} = \frac{P_1 l}{I} = -\frac{Pl}{I} \varphi \quad (152.6)$$

kimidir. Burada  $I$ - rəqqasın ətalət momentidir.

Beləliklə bucaq təcili  $\varphi$  bucaq yoluna mütənasibdir. Ona görə də kiçik meyl bucaqlarında ( $\varphi$ ) fiziki rəqqasın rəqslərini harmonik hesab etmək olar.

Bu rəqsin periodunu tapaq. Bucaq təcili (152.6) ifadəsini xətti təcil

$$a = -\omega^2 x = -\frac{4\pi^2}{T^2} x$$

ifadəsi ilə müqayisə etsək period üçün

$$\frac{4\pi^2}{T^2} = \frac{Pl}{I} = \frac{mgl}{I}$$

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}} \quad (152.7)$$

alırıq.

Verilmiş rəqqasın periodu ilə eyni periodu olan riyazi rəqqasın uzunluğuna bu fiziki rəqqasın gətirilmiş uzunluğu deyilir.

(152.5) və (152.7)-in müqayisəsindən alırıq ki, fiziki rəqqasın gətirilmiş uzunluğu

$$L = \frac{I}{ml} \quad (152.8)$$

və periodu

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}}$$

## §153. HARMONİK RƏQSİ HƏRƏKƏT EDƏN CİSMİN ENERJİSİ

Harmonik rəqsi hərəkət edən maddi nöqtənin kinetik ( $W_k$ ) və potensial ( $W_p$ ) enerjiləri dövrü olaraq qarşılıqlı bir-birinə çevrilirlər.

Potensial enerji kvazi-elastiki qüvvənin  $x$  yolunda gördüyü işlə ölçülür

$$W_p = A = \frac{1}{2} F \cdot x = \frac{kx^2}{2} \quad (153.1)$$

Bu halda potensial əyri şəkil 164 - də olduğu kimi parabola şəklindədir. Potensial enerjinin  $W_p$  maksimal qiymətləri dönmə ( $x = \pm A$ ) nöqtələrində olur ( $W_{p_{max}} = W$ ). Məyletmə  $x$  artdıqca kinetik enerji  $W_k$  azalır, potensial enerji isə  $W_p$  artır.

Kütləsi  $m$  olan maddi nöqtənin kinetik enerjisi

$$W_k = \frac{mv^2}{2}$$

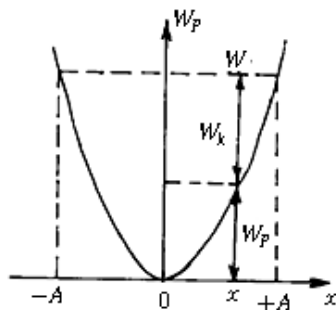
olduğundan rəqs edən cismin tam enerjisi

bərabərdir.

Burada  $k = m\omega^2$ ;  $x =$

$A \sin(\omega t + \varphi_0)$  və  $v = A\omega \cos(\omega t + \varphi_0)$  ifadələrini yerinə yazaq

$$W = \frac{m}{2} A^2 \omega^2 \cos^2(\omega t + \varphi_0) + \frac{m\omega^2}{2} A^2 \sin^2(\omega t + \varphi_0) = \frac{m\omega^2 A^2}{2} (\cos^2(\omega t + \varphi_0) + \sin^2(\omega t + \varphi_0)) = \frac{m\omega^2 A^2}{2} \quad (153.2)$$



Şəkil 164

Harmonik rəqsi hərəkət edən cismin (və ya maddi nöqtənin) tam enerjisi onun kütləsi, amplitudunun və tezliyinin kvadratı ilə düz mütənasibdir.

Harmonik rəqs edən cismin potensial enerjisi  $W_p$  artanda, onun kinetik enerjisi  $W_k$  azalır, ona görə də, onun tam enerjisi sabit qalır. Enerji itgisi olmadıqda rəqslər harmonik olaraq qalırlar.

## § 154. RƏQSLƏRİN TOPLANMASI. DÖYÜNMƏ

Maddi nöqtə eyni zamanda bir neçə rəqsi hərəkətdə iştirak edə bilər. Harmonik rəqslərin toplanması nəticəsində daha da mürəkkəb rəqs yaranır. Bu yaranan rəqsin xarakteri toplanan rəqslərin fazaları, tezlikləri, amplitudları və istiqamətlərinin münasibətindən asılıdır.

Harmonik rəqslərin toplanmasının sadə hallarına baxaq.

### *Eyni istiqamətdə olan rəqslərin toplanması.*

1. Rəqslərin tezlik və fazaları eyni, amplitudları isə müxtəlif olan hala baxaq.

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega, \quad \varphi_1 = \varphi_2 = \varphi = \omega t, \quad A_1 \neq A_2$$

$$x_1 = A_1 \sin \omega t, \quad x_2 = A_2 \sin \omega t$$

$$x = x_1 + x_2 = (A_1 + A_2) \sin \omega t = A \sin \omega t \quad (154.1)$$

alınan harmonik rəqsin amplitudu toplanan rəqslərin amplitudları cəminə bərabərdir.

2. Rəqslərin tezlik və amplitudları eyni, fazaları isə müxtəlif olan hala baxaq.

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega, \quad A_1 = A_2 = A, \quad \varphi_1 \neq \varphi_2$$

$$x_1 = A \sin \omega t, \quad x_2 = A \sin(\omega t + \theta)$$

$$\begin{aligned}
&= 2A \sin \frac{\omega t + \omega t + \theta}{2} \cdot \cos \frac{\omega t - \omega t - \theta}{2} = \\
&= 2A \sin \left( \omega t + \frac{\theta}{2} \right) \cdot \cos \frac{\theta}{2} = B \sin \left( \omega t + \frac{\theta}{2} \right) \quad (154.2)
\end{aligned}$$

Burada  $B = 2A \cos \frac{\theta}{2}$  amplituddur.

$$B \leq 2A$$

$\theta = 2\pi$  olduqda  $A=B$  olur.

Alınan harmonik rəqs həmin tezlikli 2 dəfə az olan fazalar fərqi ilə baş verir.

**3.** Rəqslərin amplitudları eyni, tezlikləri isə cüzi fərqlənən hala baxaq.

$$\begin{aligned}
A_1 &= A_2 = A, \quad \omega_1 \approx \omega_2 \\
x_1 &= A \sin \omega_1 t, \quad x_2 = A \sin \omega_2 t \\
x &= x_1 + x_2 = A \sin \omega_1 t + A \sin \omega_2 t = \\
&= 2A \sin \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t \cdot \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \quad (154.3)
\end{aligned}$$

Alınan rəqs harmonik olmur. Amma şərtə görə  $\omega_1 \approx \omega_2$ , yəni  $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \ll \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$  olduğundan alınan rəqsi təxmini olaraq harmonik hesab etmək olar. Bu rəqsin periodu

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{4\pi}{\omega_1 + \omega_2}$$

amplitudu

$$2A \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t$$

olur və amplitud zamana görə çox az dəyişir. Amplitudun dəyişməsinin tezliyi  $\omega = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$  çox az dəyişdiyindən amplitudun dəyişmə periodu

$$T' = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{4\pi}{\omega_1 - \omega_2} \quad (154.4)$$

**Bir–birinə perpendikulyar istiqamətdə olan rəqslərin  
toplanması.**

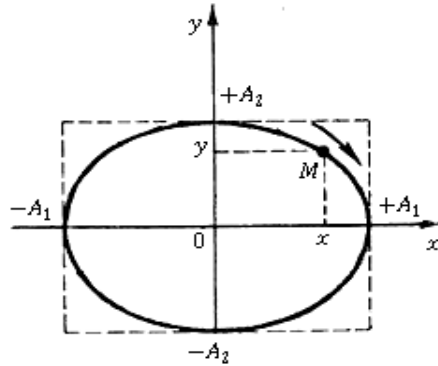
1. Tezlikləri və fazaları eyni, amplitudları isə müxtəlif olan hala baxaq (şəkil 165).

$$\begin{aligned} \omega_1 = \omega_2 = \omega, \quad \varphi_1 = \varphi_2 = \varphi = \omega t, \quad A_1 \neq A_2 \\ x = A_1 \sin \omega t; \quad y = A_2 \sin \omega t \\ \frac{x}{y} = \frac{A_1}{A_2}; \quad \text{və ya} \quad y = \frac{A_2}{A_1} x. \end{aligned}$$

Bu düz xətt tənliyidir. Deməli əvəzləyici rəqs düz xətt üzrə baş verəcək. Bu düz xətt tarazlıq vəziyyətindən birinci toplanan rəqsin istiqamətinə  $\alpha$  bucağı altında keçir

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{A_2}{A_1}$$

Yekun (əvəzləyici) yerdəyişmə



Şəkil 165

$$S = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \cdot \sin \omega t = A \sin \omega t$$

olacaqdır.

Əvəzləyici rəqsin amplitudu

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \quad (154.5)$$

bərabərdir.

2. Tezlikləri eyni, fazalar fərqi  $\pi/2$  bərabər və amplitudları müxtəlif olan hala baxaq.

$$\frac{x^2}{A_1^2} = \sin^2 \omega t; \quad \frac{y^2}{A_2^2} = \cos^2 \omega t \quad (154.6)$$

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1 \quad (154.7).$$

Bu ellipsin tənliyidir.

Əvəzləyici hərəkət yarımoxları toplanan rəqslərin amplitudlarına bərabər olan, ellips üzrə baş verir. (154.6) ifadələrindən görünür ki, başlanğıc zaman anında ( $t = 0$ ),  $x = 0$  və  $y = A_2$  olur. Zaman keçdikcə  $x$  artır və  $y$  azalır. Deməli hərəkət saat əqrəbi istiqamətdə olur.

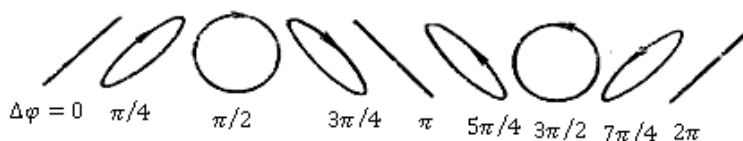
Fazalar fərqi  $3/2 \cdot \pi$  olduqda, cisim bu ellips üzrə saat əqrəbinin əksi istiqamətində olar. Fazalar fərqi dəyişdikdə ellipsin forma və yerləşməsi dəyişir.

$A_1 = A_2 = A$  olduqda (147.7) ellips tənliyi çevrə tənliyinə çevrilir

$$x^2 + y^2 = A^2,$$

yəni cisim çevrə üzrə hərəkət edəcək.

Toplanan rəqslərin periodlarının, amplitudlarının və başlanğıc fazalarının nisbətindən asılı olaraq Lissaju fiqurları adlanan daha mürəkkəb şəkilli trayektoriyalar alınır (şəkil 166).



Şəkil 166



İdeal halda, yəni sürtünmə ( $F_{\text{sür}} = 0$ ) olmadıqda sərbəst rəqslərə məxsusi rəqslər deyirlər.

### 1. Sərbəst rəqslər.

Nyutonun II qanununda

$$F = ma,$$

$$F_{el} = m\omega^2 x = -kx$$

kvazi-elastiki qüvvəni nəzərə alaraq:

$$F = F_{el}$$

$$ma = -kx$$

və ya

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + kx = 0.$$

Burada  $k = m\omega_0^2$  olduğundan

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0$$

və ya

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0 \quad (155.1)$$

alırıq. Bu sərbəst harmonik rəqslərin tənliyidir. Burada

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (155.2)$$

rəqslərin məxsusi tezliyidir.

(155.1) tənliyinin həlli

$$x = A_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (155.3)$$

kimidir.

Sərbəst harmonik rəqslərin periodu

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (155.4)$$

## 2. Sönən rəqslər.

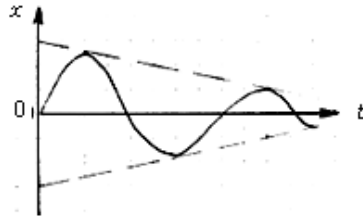
İstənilən real rəqsi hərəkətdə sürtünmə olduğundan ( $F_{sür} \neq 0$ ) rəqslərin amplitudu azalır və rəqslər sönürlər (şəkil 167).

Məlumdur ki, kiçik sürətlərdə  $F_{sür} \sim -v$  olur, yəni Burada  $b$  sürtünmə əmsəlidir ( $b = const$ ).

Bu halda rəqsi hərəkətin tənliyi belədir

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F + F_{sur}$$

burada  $F = -kx$ - qaytarıcı qüvvədir. Onda alırıq



Şəkil 167

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx \quad (155.5)$$

burada  $k = m\omega_0^2$  olduğundan

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + m\omega_0^2 x = 0$$

və ya

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{b}{m} \frac{dx}{dt} + \frac{k}{m} x = 0 \quad (155.6)$$

olur. Burada  $m$ - rəqs edən nöqtənin kütləsidir.

(155.6) tənliyinin həlli belədir

$$x = A_0 e^{-\frac{b}{2m}t} \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (155.7).$$

Burada dairəvi tezlik

$$\omega = \sqrt{\frac{R}{m} - \frac{b^2}{4m^2}} \quad (155.8)$$

bərabərdir.

(155.8) və (155.2) ifadələrini müqayisə edək.

Əksər hallarda

$$\frac{k}{m} > \frac{b^2}{4m^2}$$

və  $\omega$  ilə  $\omega_0$  az fərqlənirlər.

$$A = A_0 e^{-\frac{b}{2m}t} \quad (155.9)$$

ifadəsi sönən rəqslərin  $t$  anındakı amplitududur.

Əgər  $t$  və  $t + T$  anlarındakı amplitudlar uyğun olaraq  $A(t)$  və  $A(t + T)$  olarsa

$$\frac{A(t)}{A(t + T)} = e^{\frac{b}{2m}T} = \text{const}$$

olur. Bu ifadə sönmənin dekrementi adlanır, onun loqarifmi isə sönmənin loqarifmik dekrementi adlanır,  $\delta$  işarə edilir və sönən rəqsin amplitudunun dəyişməsi yeyinliyini xarakterizə edir.

$$\delta = \ln e^{\frac{b}{2m}T} = \frac{b}{2m}T \quad (155.10)$$

### 3. Məcburi rəqslər.

Rəqslərin sönməməsi üçün rəqs edən cismə periodik dəyişən qüvvə təsir etməlidir. Belə rəqslərə məcburi rəqslər deyilir məcburi qüvvə  $F = F_0 \sin \omega t$  olarsa, müəyyən müddətdən sonra cisim  $\omega$  tezliyi ilə məcburedici qüvvənin təsiri altında rəqs edəcəkdir.

Bu halda Nyutonun II qanunu belə yazılar

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F_{el} + F_{sur} + F_0 \sin \omega t$$

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx - b \frac{dx}{dt} + F_0 \sin \omega t$$

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx = F_0 \sin \omega t \quad (155.11)$$

Bu tənliyinin həlli

$$x = A \sin(\omega t + \psi) \quad (155.12)$$

kimidir. Burada məcburi rəqslərin amplitudu

$$A = \frac{F_0}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2) + \frac{b^2}{m^2} \omega^2}} \quad (155.13)$$

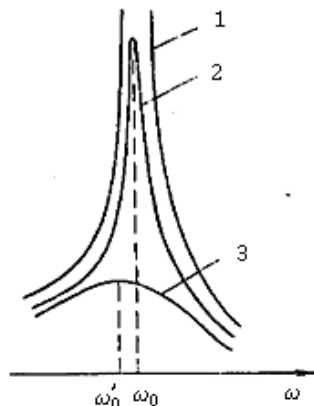
bərabərdir.

$$tg\psi = -\frac{b}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)}} \quad (155.14)$$

məcburi rəqslərin fazasıdır.

(155.13) ifadəsindən görünür ki,  $\omega \rightarrow \omega_0$  olduqda məcburi rəqslərin amplitudu kəskin artır (şəkil 168). Sürtünmə qüvvəsi olma-dıqda ( $b = 0$ )  $\omega \rightarrow \omega_0$  olduqda amplitud maksimal olur, və  $\infty$ -a qədər artır.

Bu hadisəyə, yəni məcbureddici qüvvənin tezliyinin ( $\omega$ ) məxsusi rəqslərin tezliyinə ( $\omega_0$ ) yaxınlaşdıq-da amplitudun kəskin (sıçrayışla) artması hadisəsinə rezonans deyilir. Rezonans zamanı sistemin enerjisi maksimal olur, çünki  $W \sim A^2$ .



Şəkil 168

Rezonans hadisəsini bütün

rəqs edən sistemlərdə müşahidə etmək olar. Onun böyük praktiki əhəmiyyəti var və radiotexnika, texniki akustika, optik qurğularda geniş istifadə edilir.

Rezonansın ziyanlı təsirindən maşın və mexanizmlərin

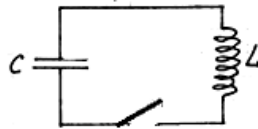
## § 156. RƏQS KONTURUNDA SƏRBƏST HARMONİK RƏQSLƏR

Elektrik və maqnit hadisələri bir-biri ilə sıx əlaqədirlər. Bu əlaqəni  $L$  induktivli sarğı və  $C$  tutumlu kondensatordan ibarət olan rəqs konturunda müşahidə etmək olar (şəkil 169).

Kondensator  $q$  yükü ilə yüklənibsə, onun elektrik sahəsinin enerjisi

$$W_{el} = \frac{q^2}{2C}$$

olacaqdır.



Şəkil 169

Açar ilə konturu qapasaq kondensator boşalmağa başlayacaq və dövrdə yaranmış cərəyan tədricən güclənəcəkdir. Kondensator tam boşalan anda cərəyan şiddəti maksimal qiymət alacaqdır. Bu anda kondensatorun sahə enerjisi ( $W_{el}$ ) tamamilə sarğacın maqnit sahəsinin enerjisinə çevriləcəkdir, yəni

$$W_{el} = W_{maq} = \frac{LI^2}{2} = \frac{q^2}{2C}$$

olacaqdır.

Bu andan başlayaraq cərəyan getdikcə zəifləyəcək, kondensator isə yüklənəcəkdir. Cərəyan azalaraq sıfıra bərabər olanda kondensatorun yükü əvvəlki qiymətini alacaq, sarğacın sahə enerjisi kondensatorun enerjisə çevriləcəkdir. Bundan sonra kondensator yenə boşalmağa başlayır, və proses təkrar olur.

Rəqs konturunda elektrik və maqnit sahələrinin enerjilərinin bir-birinə çevrilmələri, yaydan asılmış maddi nöqtənin rəqsləri zamanı kinetik və potensial enerjilərinin çevrilmələrinə oxşardır. Kondensatorun lövhələrinə yükün verilməsi, xarici qüvvələrin təsiri altında onların tarazlı vəziyyətindən çıxması, hər hansı

potensial enerjisi  $\frac{kx^2}{2}$  bərabərdir. Rəqs zamanı bu enerji  $\frac{mv^2}{2}$  kinetik enerjiyə çevriləcək və əksinə. Sonra proses təkrar olunur.

Beləliklə rəqs konturunda harmonik rəqslər əmələ gəlir və onların periodu

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (156.1)$$

kimidir. Bu Tomson düsturu adlanır.

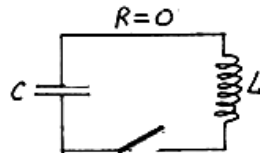
## § 157. SƏRBƏST, SÖNƏN VƏ MƏCBURİ HARMONİK ELEKTROMAQNİT RƏQSLƏRİN DİFFERENSİAL TƏNLIYI

Rəqs konturunda kondensatorun boşalma cərəyanı sargıda öz-özünə induksiya e.h.q. yaradır

$$\varepsilon_i = -L \frac{dI}{dt} \quad (157.1)$$

### 1. Sərbəst harmonik elektromaqnit rəqsləri.

Konturun müqaviməti sıfır olsun, yəni  $R=0$ . Belə konturda enerji itkisi olmur, və belə rəqs konturuna ideal kontur deyirlər (şəkil 170). Deməli belə konturda gərginlik düşgüsü yalnız kondensatorda olur.



Şəkil 170

$$\varepsilon_i = U = \frac{q}{C} \quad (150.2)$$

burada  $U$ - kondensatordakı gərginlikdir.

(150.1) və (150.2) ifadələrindən alırıq

$$-L \frac{dI}{dt} = \frac{q}{C}$$

və ya

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{q}{LC} = 0.$$

Burada  $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$  işarə etsək

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0 \quad (157.3)$$

alırıq. Bu harmonik elektromaqnit rəqslərin tənliyidir.

$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$  olduğundan elektromaqnit rəqslərin periodu üçün

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}$$

alırıq. Bu Tomson düsturu adlanır.

Konturun tam enerjisi dəyişmir ( $R=0$  olduğundan), yəni

$$W = \frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2} = \text{const}$$

olur.

Harmonik elektromaqnit rəqslərin (150.3) tənliyinin həlli

$$q = q_0 \sin(\omega_0 t + \varphi) \quad (157.4)$$

kimidir.

Kondensatordakı gərginlik düşgüsü

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C} \sin(\omega_0 t + \varphi) = U_0 \sin(\omega_0 t + \varphi) \quad (157.5)$$

konturdakı cərəyan şiddəti isə

$$\begin{aligned} I = \frac{dq}{dt} &= q_0 \omega \cos(\omega_0 t + \varphi) = I_0 \cos(\omega_0 t + \varphi) = \\ &= I_0 \sin\left(\omega_0 t + \varphi - \frac{\pi}{2}\right) \end{aligned} \quad (157.6)$$





$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C} e^{-\frac{R}{2L}t} \sin(\omega t + \varphi) = U_0 e^{-\frac{R}{2L}t} \sin(\omega t + \varphi)$$

$$I = \frac{dq}{dt} = q_0 e^{-\frac{R}{2L}t} \left[ -\frac{R}{2L} \sin(\omega t + \varphi) + \omega \cos(\omega t + \varphi) \right].$$

### 3. Məcburi elektromaqnit rəqsləri.

Real rəqs konturunu periodik dəyişən xarici ( $\varepsilon$ ) e.h.q. mənbəyinə qoşduqda (şəkil 173) konturda məcburi elektromaqnit rəqsləri yaranır.

Əgər  $\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$  olarsa məcburi elektromaqnit rəqslərinin tənliyi

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = \varepsilon_0 \sin \omega t \quad (157.9)$$

kimi olur. Bu tənliyin xüsusi həlli

$$q = q_0 \cos(\omega t + \psi) \quad (157.10)$$

kimidir. Burada

$$q_0 = \frac{U_0}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

$$tg \psi = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L}.$$

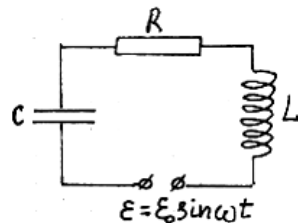
(157.10) ifadəsini  $C$  - yə bölməklə kondensatordakı gərginlik tapılır

$$U_C = \frac{q_0}{C} \cos(\omega t + \psi) = U_{C_0} \cos(\omega t + \psi),$$

burada

$$U_{C_0} = \frac{q_0}{C} = \frac{U_0}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

(157.10) ifadəsini zamana görə törəməsini tapmaqla konturdakı

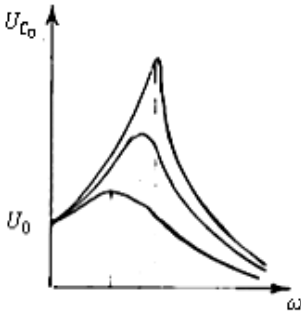


Şəkil 173

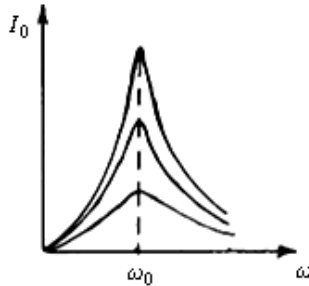
Kondensatordakı  $U_C$  gərginliyi və  $q$  yükü üçün rezonans tezliyi

$$\omega_q = \omega_U = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}} \leq \omega_0$$

kimidir.



Şəkil 174



Şəkil 175

$U_C$  üçün rezonans əyriləri (şəkil 174) mexaniki dalğalar üçün alınan rezonans əyriləri kimidir.  $\omega \rightarrow 0$  olduqda rezonans əyriləri  $U_{C_0} = U_0$  gərginliyinə yaxınlaşırlar. Konturun aktiv müqaviməti az və induktivliyi böyük olduqca (yəni  $\beta = \frac{R}{2L}$  nə qədər az olarsa) rezonans maksimumu daha böyük və ensiz (iti) olur.

Cərəyan şiddəti üçün rezonans əyrilərində (şəkil 175)  $I_0$  cərəyan şiddətinin amplitud qiymətinin maksimumu  $\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$  halında olur. Deməli cərəyan şiddəti üçün rezonans tezliyi konturun  $\omega_0$  məxsusi tezliyi ilə üst-üstə düşür. Rezonans əyrilərinin  $I_0$  oxundasıfırdan başlaması sabit gərginlikdə kondensator olan dövrədə qərarlaşmış cərəyanın ola bilməməsini göstərir.

## XXIV FƏSİL

### DALĞALAR

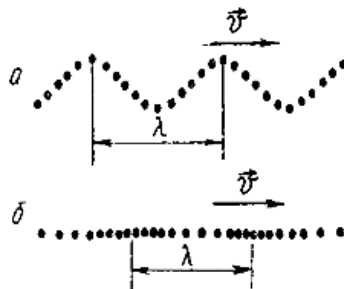
#### § 158. DALĞAVARI HƏRƏKƏT

Rəqs edən maddi nöqtənin, bütün hissəcikləri bir biri ilə əlaqədə olan elastiki mühitdə yerləşdikdə onun rəqsi mühitin ətrafındakı hissəciklərə də verilir. Axırıncılarda öz növbəsində qonşu hissəciklərə təsir edərək onları da rəqsi hərəkətə gətirir və s. Beləliklə, elastiki mühitin müəyyən bir yerində baş verən rəqs onun hər tərəfinə, bütün hissəcikləri əhatə etməklə, tədricən yayılan rəqslər mənbəyinə çevrilir.

Rəqsin elastiki mühitdə yayılmasına dalğa deyilir. Məsələn, suyun səthinə düşən daşın dəydiyi yer rəqs etməyə başlayır və bu rəqs suyun digər

hissəciklərinə də yayılır. Bu halda dalğanın sürəti ( $v$ ) mühitin hissəciklərinin ( $x$ ) hərəkəti istiqamətinə perpendikulyardır (şəkil 176a), belə dalğalara eninə dalğa deyirlər. Eninə dalğalar mayenin səthində, bərk cisimlərdə baş verir, elektromaqnit dalğaları da eninə dalğadır.

Elastiki mühitin hissəcikləri dalğanın yayılma istiqamətində baş verərsə belə dalğa uzununa dalğa adlanır (şəkil 176 b). Uzununa dalğalara misal olaraq səs, ultra səs, yer qatında zəlzələ zamanı yaranan dalğalar və s. göstərmək olar. uzununa dalğalar

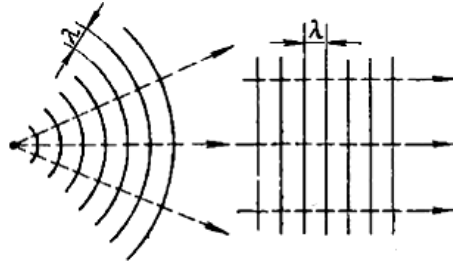


Şəkil 176

Rəqsin yayıldığı düz xətt istiqamətinə şüa deyilir. Müəyyən zaman anında rəqsin çatdığı nöqtələrin həndəsi yeri dalğa cəbhəsi adlanır. Eyni fazada rəqs edən nöqtələrin həndəsi yerinə dalğa səthi deyirlər.

Dalğa səthləri müstəvi olan dalğalara müstəvi dalğa, sferik olan dalğalara isə sferik dalğa deyilir (şəkil 177).

Nöqtəvi mənbədən böyük məsafədəki dalğa səthlərini müstəvi hesab etmək olar.



Şəkil 177

Rəqslər kimi dalğaların da xarakteristikaları:

- perioddur  $T$  (vahidi – s);
- amplituddur  $A$  (vahidi – m);
- tezlikdir  $\nu = \frac{1}{T}$ ; (vahidi –  $\frac{1}{s} = 1\text{Hz}$ ).

Bundan başqa dalğaları, rəqsin yayılma sürəti  $v$  ilə bağlı olan və dalğa uzunluğu adlanan  $\lambda$  kəmiyyəti ilə də xarakterizə edirlər.

Bir period müddətində dalğanın yayıldığı məsafəyə dalğa uzunluğu deyilir və  $\lambda$  ilə işarə edilir. Başqa sözlə dalğanın yayılma istiqamətində eyni fazada rəqs edən iki qonşu nöqtə arasındakı məsafəyə dalğa uzunluğu deyilir.

Dalğanın sürəti dedikdə onun hər hansı formasının yayılma sürəti – faza sürəti başa düşülür

$$\lambda = vT; \quad v = \frac{\lambda}{T} = \nu\lambda.$$

$$v = \sqrt{\frac{1}{k\rho}} \quad (158.1)$$

kimi hesablanır. Burada  $k$ - mühitin elastiklik əmsalı,  $\rho$ - mühitin sıxlığıdır. Bu ifadəni belə də yazmaq olar

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (158.2).$$

Burada  $E$ - mühitin Yunq moduludur.

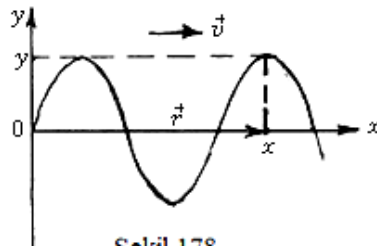
Eninə dalğaların yayılma sürəti mühitin  $N$  sürüşmə modulundan asılıdır

$$v = \sqrt{\frac{N}{\rho}} \quad (158.3)$$

## § 159. DALĞA TƏNLİYİ. FAZA SÜRƏTİ

Dalğanın mühidə yayılma prosesini riyazi olaraq dalğa tənliyi müəyyən edir və dalğanın ixtiyari nöqtəsinin hər bir andakı yerdəyişməsini təyin edir.

Eninə müstəvi dalğaya baxaq (şəkil 178). Mühitin nöq-tələri harmonik rəqs edərlərsə, bu rəqslərin mühidə yayılması monoxromatik dalğa adlanır.



Şəkil 178

Fərz edək ki,  $X$  oxu bo-yunca yayılan dalğa başlanğıc ( $t = 0$ ) anında  $x_0 = 0$  nöqtəsindədir. Onda  $t$  anında mühitin  $x_0 =$

Hər hansı  $x$  məsafəyə dalğa  $\tau = \frac{x}{v}$  zamandan sonra çatacaq.  $x$  nöqtəsindəki rəqslər,  $x_0 = 0$  nöqtəsindəki rəqslərdən fazaya görə geri qalırlar:

$$y = A \cos \omega(t - \tau) = A \cos \omega \left( t - \frac{x}{v} \right) \quad (159.2)$$

Burada  $\omega \left( t - \frac{x}{v} \right)$ - dalğanın fazasıdır.

Bu tənlik fəzanın istənilən nöqtəsinin ixtiyari zamandakı rəqslərini təsvir edir və müstəvi dalğanın tənliyi adlanır. Müstəvi dalğanın tənliyində

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

və

$$vT = \lambda$$

ifadələrini nəzərə alsaq

$$y = A \cos \left( \frac{2\pi}{T} t - \frac{2\pi}{Tv} x \right) = A \cos 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \quad (159.3)$$

alırıq.

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$  ifadəsi dalğa ədədi adlanır. Dalğa istiqamətində

yönələn və qiyməti  $\frac{2\pi}{\lambda}$ -ə bərabər olan vektora dalğa vektoru deyirlər və  $\vec{k}$  ilə işarə edirlər. İstiqaməti eyni olan iki vektorun skalyar hasilini bu vektorların ədədi qiymətlərinin hasilinə bərabər olduğundan

$$\frac{2k}{\lambda} x = \vec{k} \vec{r} \quad (159.4).$$

Burada  $|\vec{r}| = x$  və  $\vec{k} \vec{r} = k_x x + k_y y + k_z z$ .

(159.4) ifadəsini (159.3)-də nəzərə alsaq

$$y = Ae^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \quad (159.6)$$

(159.3), (159.5) və (159.6) tənlikləri zamana və dalğa uzunluğuna görə dövrüdürlər.

Fazanın hər hansı qiymətini sabit qəbul edək

$$\omega \left( t - \frac{x}{v} \right) = const$$

və onu differensiallayaq

$$\omega \left( dt - \frac{1}{v} dx \right) = 0.$$

Buradan

$$v_F = \frac{dx}{dt}$$

alırıq. Beləliklə dalğanın yayılma sürəti fazanın yerdəyişmə sürətidir. Ona görə də bu sürətə faza sürəti ( $v_F$ ) deyirlər.

Fazanın

$$\omega t - kx = const$$

qiymətini sabit götürüb

$$\omega dt = k dx = 0$$

alırıq. Buradan

$$v_F = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} \quad (159.7)$$

olur.

Faza sürəti monoxromatik dalğanı xarakterizə edir.

Sferik dalğalar üçün də müstəvi dalğalar üçün alınan tənliklər eynidir.

## § 160. DALĞAVARI HƏRƏKƏTİN TƏNLIYI

Dalğa tənliyindən istifadə edərək dalğanın yayılmasını təyin

$$y = A \cos \omega \left( t - \frac{x}{v} \right) \quad (160.1)$$

$x$ -ə və  $t$ -yə görə II tərtib diferensiallarını tapan

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = -\frac{A\omega^2}{v^2} \cos \omega \left( t - \frac{x}{v} \right)$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -A\omega^2 \cos \omega \left( t - \frac{x}{v} \right)$$

Bu iki ifadələrdən alırıq ki,

$$v^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \quad (160.2).$$

Bu ifadəyə dalğavari hərəkətin tənliyidir. Əgər baş verən proses bu tənliklə ifadə oluna bilirsə, bu göstərir ki, baxılan proses dalğavari hərəkətdir. (160.2) düsturu elektromaqnit sahəsi üçün də doğrudur.

Aydın ki, bu tənliyin həlli (160.1) ifadəsidir, yəni müstəvi dalğa tənliyidir.

## § 161. DALĞANIN ENERJİSİ

Dalğa mühitdə yayılarkən özü ilə enerji daşıyır. Mühitin hər bir nöqtəsində dalğanın enerjisi onun kinetik enerjisi ilə potensial enerjisinin cəmindən ibarətdir.

Sıxlığı  $\rho$  olan mühitdə  $v$  sürəti ilə yayılan uzununa monoxromatik dalğanın enerjisini hesablayaq.

$$x' = A \cos(\omega t - \vec{k}\vec{x})$$

Dalğa yayıldığı mühitin elə kiçik  $\Delta V$  həcminə baxaq ki, orada deformasiyanı və hissəciklərinin sürətlərini sabit hesab etmək mümkün olsun.  $\Delta V$  həcmindəki hissəciklərin ixtiyari zaman anında sürətini  $v'$  isarə edək.



$$\Delta W_k = \frac{\Delta m}{2} (v')^2 = \frac{\Delta m \cdot \rho}{2} A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - \vec{k}\vec{x}) \quad (161.2)$$

bərabərdir. Həmin həcmə potensial enerjisi isə

$$\Delta W_p = \frac{1}{2} E \varepsilon^2 \Delta V \quad (161.3)$$

kimidir. Burada ( $\varepsilon$ ) nisbi uzanma

$$\varepsilon = \frac{\partial x'}{\partial x} = -A k \sin(\omega t - kx) = -\frac{A \omega}{v} \sin(\omega t - kx)$$

bərabərdir ( $k = \frac{\omega}{v}$ ) və

$$E = \rho v^2$$

Yunq moduludur. Onda

$$\Delta W_p = \frac{\Delta V \cdot \rho}{2} A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx) \quad (161.4)$$

(161.2) və (161.4) ifadələrindən görünür ki,

$$\Delta W_k = \Delta W_p$$

Deməli tam enerji

$$W = \Delta W_k + \Delta W_p = \Delta V \cdot \rho \cdot A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx) \quad (161.5)$$

olacaq.

Bu ifadəni  $\Delta V$ -yə bölsək enerji sıxlığını alarıq

$$U = \frac{W}{\Delta V} = \rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx) \quad (161.6)$$

Buradan görünür ki, mühitin müxtəlif nöqtələrində baxılan zaman anında enerji sıxlığı müxtəlif olur. Eyni nöqtədə enerji sıxlığı zamana görə sinus kvadratı qanunu ilə dəyişir.

Mühitin hər bir nöqtəsində enerji sıxlığının orta qiyməti belədir:

$$\bar{U} = \rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx) = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \quad (161.7)$$

(161.6) və (161.7) ifadələrindən görünür ki, enerji sıxlığı və

Beləliklə dalğa yaranan mühit, rəqs mənbəyindən dalğanın müxtəlif nöqtələrinə çatdırılan, əlavə enerji ehtiyatına malikdir. Deməli dalğa özü ilə enerji daşıyır. Dalğanın vahid zamanda hər hansı səthdən daşdığı enerji enerji seli adlanır,  $\Phi$  ilə işarə olunur və vattla ( $Vt$ ) ölçülür.

Mühitin müxtəlif nöqtələrində enerji selinin müxtəlif intensivliyi ola bilər. Vahid zamanda enerjinin yayılma istiqamətinə perpendikulyar olan vahid səthdən daşınan enerji miqdarına enerji selinin sıxlığı deyilir,  $I$  işarə olunur,  $\frac{Vt}{m^2}$  - la ölçülür və

$$I = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S_{\perp}} = \frac{U\Delta V}{\Delta S_{\perp}} = \frac{Uv\Delta S_{\perp}}{\Delta S_{\perp}} = Uv \quad (161.8)$$

bərabərdir.

Faza sürətini ( $v$ ) dalğanın yayılması (enerjinin daşınması) istiqamətində yönələn vektor kimi qəbul edib yazıla bilər

$$\vec{I} = U\vec{v} = \rho A^2 \omega^2 \vec{v} \sin^2(\omega t - kx) \quad (161.9)$$

bu ifadəyə Poyntinq vektoru deyirlər.

Enerji selinin sıxlığının zamana görə orta qiyməti dalğanın ( $i$ ) intensivliyi adlanır

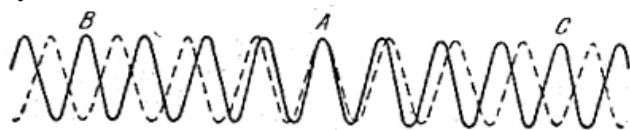
$$i = \bar{U}v \quad (161.10).$$

## § 162. DALĞA QRUPU. QRUP SÜRƏTİ. RELEY DÜSTURU. DALĞANIN DİSPERSİYASI

Real dalğalar monoxromatik olmurlar, çünki onların fəzada yayılması və yayılma zamanına görə hədudları olur. Belə dalğaları dalğa qrupu şəklində təsvir edirlər. Dalğa qrupuna daxil olan dalğaların impulsları bir-birinə yaxın olurlar və qrup şəklində

yayılkən onun forması dəyişir. Bu dəyişmə ayrı-ayrı monoxromatik komponentlərin faza sürətlərinin müxtəlifliyi səbəbindən baş verir.

Dalğa qrupunu xarakterizə etmək üçün tək faza sürətini bilmək kifayət etmir.



Şəkil 179

Dispersiya müşahidə olunduqda (yəni  $v(\lambda)$  və  $v(v)$  asılılığı olduqda) qrupun mərkəzinin (şəkil 179-da A nöqtəsi) yerdəyişmə sürəti qrup sürəti ( $u$ ) adlanır və

$$u = \frac{d\omega}{dk} \quad (162.1)$$

kimi təyin olunur.

Faza sürətinin

$$v = \frac{\omega}{k}$$

ifadəsindən

$$\omega = vk$$

alındığından, qrup sürəti üçün

$$u = \frac{d(vk)}{dk} = v + k \frac{dv}{dk} = v + k \frac{dv}{d\lambda} \cdot \frac{d\lambda}{dk}$$

ifadəsini alırıq.

Tərifə görə  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  və ya  $\lambda = \frac{2\pi}{k}$  olduğundan

$$\frac{d\lambda}{dk} = -\frac{2\pi}{k^2} = -\frac{\lambda}{k}$$

olur.

Beləliklə qrup sürətinin faza sürəti ilə əlaqəsini göstərən aşağıdakı ifadəni alırıq

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} \quad (162.2).$$

(162.2) ifadəsi Reley düsturu adlanır.

Reley düsturundan görünür ki,:

1. dispersiya olmadıqda, yəni  $\frac{dv}{d\lambda} = 0$  olduqda  $u = v$  olur.

Bu yalnız vakuumda və dispersiyası çox az olan mühitlərdə mümkündür;

2. normal dispersiyada, yəni  $\frac{dv}{d\lambda} > 0$  olduqda,  $u < v$ ;
3. anomal dispersiyada, yəni  $\frac{dv}{d\lambda} < 0$  olduqda,  $u > v$ .

Yalnız dalğa enerjisinin udulması az olan mühitdə qrup sürəti anlayışından istifadə etmək olar. Bu udulma kifayət qədər olduqda qrup sürəti anlayışı mənasını itirir (anomal dispersiya halında olduğu kimi). Beləliklə

İntensivliyinin maksimumu dalğa qrupunun mərkəzinə uyğun olduğundan dalğanın enerji daşıma sürəti qrup sürətinə bərabər olur.

## **§ 163. ELEKTROMAQNİT DALĞALARI. ELEKTROMAQNİT DALĞALARIN XASSƏLƏRİ**

Elektromaqnit dalğalarının mövcudluğunu Maksvel nəzəri olaraq öz nəzəriyyəsi əsasında isbat etmişdir. Yalnız sonralar elektromaqnit dalğaları praktikada əldə edilmişdir.

Elektromaqnit dalğaları hər hansı mühitdə, yaxud boşluqda yayılan və intensivlik vektorları ( $\vec{E}$  və  $\vec{H}$ ) hər hansı dövrü qanunla

Maksvel tənliklərindən riyazi çevrilmələr aparıldıqdan sonra elektromaqnit dalğalarının differensial tənlikləri alınır (dalğavari hərəkət tənlikləri)

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} &= \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} &= \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} \end{aligned} \right\} \quad (163.1)$$

Elektromaqnit dalğalarının hər hansı mühitdə yayılma sürəti üçün Maksvel belə düstur vermişdir

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \quad (163.2).$$

Vakuumda  $\varepsilon = 1$  və  $\mu = 1$  olur. Onda vakuumda elektromaqnit dalğalarının sürəti üçün

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{4\pi \cdot 10^{-7}}{4\pi \cdot 10^9}}} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} = c$$

alırıq.

Vakuumda elektromaqnit dalğalarının sürətinin işıq sürətinə bərabər olması faktının əsasında Maksvel işıq dalğalarının elektromaqnit təbiətli dalğalar olması fikrini irəli sürmüş və elektromaqnit dalğaları nəzəriyyəsini yaratmışdır. Elektromaqnit dalğaları mühitdə yayılarkən dalğanın yayılma istiqaməti ( $v$ ),  $\vec{E}$  və  $\vec{H}$  vektorlarına perpendikulyar müstəvilərdə olur ( $\vec{v} \perp \vec{E} \perp \vec{H}$ ). Yəni elektromaqnit dalğaları eninə dalğalardır.

Əgər  $x$  oxu dalğa səthlərinə perpendikulyar yönəlsə, müstəvi elektromaqnit dalğa üçün aşağıdakı dalğavari hərəkət tənliklərini alırıq

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2}$$

Burada  $\vec{E}$  və  $\vec{H}$  vektorlarının digər toplananları sifra bərabərdirlər. (163.3) və (163.4) tənliklərinin həlləri aşağıdakı kimidirlər

$$E_y = E_0 \cos(\omega t - kx + \alpha_1) \quad (163.5)$$

$$H_z = H_0 \cos(\omega t - kx + \alpha_2) \quad (163.6).$$

Burada  $\omega$  - dalğanın tezliyi,  $k = \frac{\omega}{v}$  - dalğa ədədi,  $\alpha_1$  və  $\alpha_2$  - koordinatı  $x = 0$  olan nöqtələrdə rəqslərin başlanğıc fazalardır.

Bu funksiyaları  $H_z$  və  $E_y$  toplananlarını əlaqələndirən

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = -\mu\mu_0 \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = -\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}$$

tənliklərində yerinə yazsaq

$$kE_0 \sin(\omega t - kx + \alpha_1) = \mu\mu_0 \omega H_0 \sin(\omega t - kx + \alpha_1)$$

$$kH_0 \sin(\omega t - kx + \alpha_2) = \varepsilon\varepsilon_0 \omega E_0 \sin(\omega t - kx + \alpha_2)$$

alırıq. Bu tənliklərin ödənməsi üçün  $\alpha_1 = \alpha_2$  olmalıdır və

$$kE_0 = \mu\mu_0 \omega H_0$$

$$\varepsilon\varepsilon_0 \omega E_0 = kH_0$$

bərabərlikləri ödənməlidirlər.

Bu bərabərlikləri tərəf-tərəfə vuraraq

$$\varepsilon\varepsilon_0 E_0^2 = \mu\mu_0 H_0^2$$

alırıq.

Beləliklə keçirici olmayan mühidə elektrik və maqnit vektorların rəqsləri eyni fazada ( $\alpha_1 = \alpha_2$ ) baş verir və onların amplitudları

$$E_0 \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H_0 \sqrt{\mu\mu_0} \quad (163.7)$$

ifadəsi ilə əlaqələndirlər.

$$\frac{E_0}{H_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \sqrt{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 4\pi \cdot 910^{-9}} =$$

$$= \sqrt{(4\pi)^2 \cdot 900} = 120\pi \approx 377$$

olduğunu alırıq. Buna görə optik hadisələri izah edərkən çox vaxt yalnız  $\vec{E}$  elektrik vektoru haqda danışırlar.

(163.5) və (163.6) ifadələrində

$$E_y \vec{j} = \vec{E} \quad \text{və} \quad H_z \vec{k} = \vec{H}$$

nəzərə alıb və  $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$  qəbul edib

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kx) \quad (163.8)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \cos(\omega t - kx) \quad (163.9)$$

vektor şəklində müstəvi elektromaqnit dalğa tənliklərini alırıq.

Bunları nəzərə alıb Maksvel tənliklərini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar

$$\operatorname{div} \vec{E} = \nabla \vec{E} = -i(\vec{k} \vec{E}) = 0$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = \nabla \vec{H} = -i(\vec{k} \vec{H}) = 0$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = [\nabla; \vec{E}] = -i[\vec{k}; \vec{E}] = -\frac{\mu}{c} i\omega \vec{H}$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = [\nabla; \vec{H}] = -i[\vec{k}; \vec{H}] = -\frac{\varepsilon}{c} i\omega \vec{E}.$$

Beləliklə

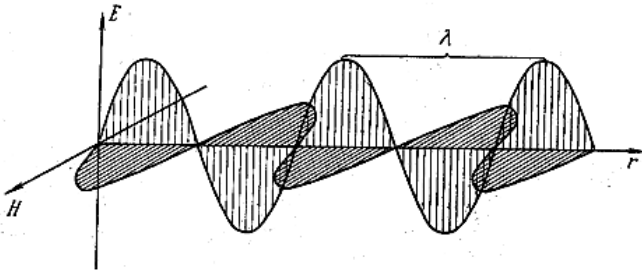
$$(\vec{k} \vec{E}) = 0$$

$$(\vec{k} \vec{H}) = 0$$

$$[\vec{k}; \vec{E}] = -\frac{\varepsilon}{c} i\omega \vec{E}$$

$$[\vec{k}; \vec{H}] = -\frac{\mu}{c} i\omega \vec{H}$$

Vektorların skalyar hasilinin sıfıra bərabər olması onların bir-birinə perpendikulyar olması deməkdir. Deməli  $\vec{k} \perp \vec{E}$  və  $\vec{k} \perp$



Şəkil 180

$\vec{H}$ , yəni  $\vec{E} \perp \vec{H}$  olur (şəkil 180). Bu isə elektromaqnit dalğaların eninə olması deməkdir (yəni  $\vec{v} \perp \vec{E} \perp \vec{H}$ ).

## § 164. ELEKTROMAQNİT DALĞALARIN ENERJİSİ

Elektromaqnit dalğaların (qıçılıma, lampanın közərməsi və s. görə) aşkar edilməsinin mümkünlüyü bu dalğaların enerji daşdığına dəlalət edir.

Elektromaqnit sahənin enerjisi, elektrik və maqnit sahələrinin enerjisidir. Ona görə elektromaqnit sahənin enerji sıxlığı (yəni elektromaqnit sahənin vahid həcmnin enerjisi)

$$U = U_E + U_H = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} \quad (164.1)$$

bərabərdir.

Burada  $E_0\sqrt{\epsilon\epsilon_0} = H_0\sqrt{\mu\mu_0}$  ifadəsini nəzərə alsaq  $U_E = U_H$  alarıq. Ona görə (164.1) ifadəsi



şəklini alır. Bu dalğaların yayılma istiqamətinə perpendikulyar qoyulmuş vahid səthdən vahid zamanda daşınan enerjidir.

(164.1) ifadəsəni elektromaqnit dalğaların

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}}$$

sürətinə vursaq enerji selinin sıxlığı ifadəsini alarıq

$$I = Uv = EH \quad (164.3).$$

$\vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{v}$  olduğundan  $[\vec{E}\vec{H}]$  vektorunun istiqaməti enerji daşınması istiqaməti ilə eyni olur və bu vektorun modulu  $EH$  - a bərabərdir ( $\sin\alpha = 1$ ). Deməli, enerji selinin sıxlığı vektoru  $\vec{E}$  və  $\vec{H}$  vektorlarının vektorial hasilı kimi təsvir etmək olar

$$\vec{I} = [\vec{E}\vec{H}] \quad (164.4).$$

$\vec{I}$  vektoru Poyntinq vektoru adlanır.

## § 165. DALĞALARIN SUPERPOZİSİYA PRİNSİPI

Çox vaxt mühitdə eyni zamanda müxtəlif mənbələrdən çıxan dalğalar yayılaraq mühitin eyni bir nöqtəsindən keçir. Bu zaman dalğalar rəqslərin toplanması mövzusunda qaydalar üzrə toplanır, lakin bir birinin formasına təsir etmir. Başqa sözlə, dalğaların yayılmaları bir birindən asılı deyildir.

Müxtəlif dalğalar mühitin hər hansı nöqtəsində görüşdükdən sonra yenidən ayrılarkən onların hər biri elə yayılır ki, sanki dalğalar bir birinə heç rast gəlməmişlər. Deməli dalğalar üst üstə düşərək toplanır və bir-birinə təsir etmir. Təcrübədən alınan bu nəticəyə dalğaların superpozisiya prinsipi deyilir.

Məsələn: orkestrin ayrı-ayrı musiqi alətlərindən gələn səslər bir birinə mane olmur; suya atılmış iki daşın yaratdığı dalğalar bir

Koherent dalğalar konherent mənbələr tərəfindən yaranır. Koherent mənbələr arasındakı məsafə dalğanın uzunluğundan böyük olmalıdır ki, onlar bir birinə təsir etməsin.

### § 166. DALĞALARIN İNTERFERENSİYASI

Eyni tezlikli və sabit fazalar fərqi olan (koherent) nöqtəvi  $S_1$  və  $S_2$  mənbələrindən yayılan dalğalara baxaq (şəkil 181). Bu koherent mənbələrdən uyğun olaraq  $r_1$  və  $r_2$  məsafələrdə olan hər hansı  $M$  nöqtəsində yekun rəqsləri tapaq.

$$\begin{aligned} y_1 &= A_1 \cos(\omega t - kr_1) \\ y_2 &= A_2 \cos(\omega t - kr_2) \end{aligned} \quad (166.1)$$

$M$  nöqtəsində əvəzedici rəqsin amplitudu

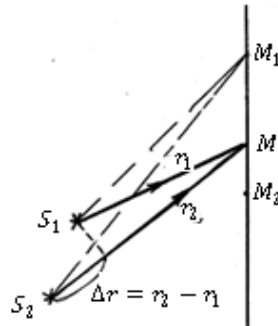
$$A = A_1 + A_2 = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\varphi} \quad (166.2)$$

fazalar fərqi isə

$$\Delta\varphi = k(r_2 - r_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r \quad (166.3)$$

bərabərdir. Burada  $\Delta r = r_2 - r_1$  dalğaların yollar fərqi adlanır.

(166.2) və (166.3) ifadələrindən görürük ki, əvəzedici rəqsin amplitudu toplanan rəqslərin fazalar fərqiindən asılıdır. Yəni müxtəlif ( $M_1$ ,  $M_2$  və digər) nöqtələrdə  $\Delta r$  dəyişdiyindən əvəzedici rəqsin amplitudu fərqlənəcəkdir.



Şəkil 181

1. Əgər dalğaların yollar fərqi  $\Delta r = n\lambda$  olarsa ( $n = 0, +1, +2, \dots$ ),

olur və  $A = A_1 + A_2 = \max$ , yəni rəqslər toplanarkən bir birini gücləndirir. Buna maksimumluq şərti deyilir.

İntensivlik amplitudun kvadratı ilə düz mütənasib olduğundan ( $I \sim A^2$ )

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$$

alırıq.

1. Əgər dalğaların yollar fərqi  $\Delta r = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$  olarsa ( $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ),

$$\cos \Delta \varphi = \cos \frac{2\pi}{\lambda} (2n + 1) \frac{\lambda}{2} = \cos \pi (2n + 1) = -1$$

olur və  $A = A_1 - A_2 = \min$ , yəni rəqslər toplanarkən bir birini zəiflədir. Buna minimumluq şərti deyilir.

İntensivlik amplitudun kvadratı ilə mütənasib olduğu üçün

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$$

alırıq.

Beləliklə aydın olur ki,  $M$  nöqtəsində görüşən dalğaların yollar fərqi dalğa uzunluğunun tam mislilərinə bərabər olarsa onların toplanması nəticəsində rəqs güclənir və əvəzləyici rəqsin amplitudu maksimal olur. Əgər dalğaların yollar fərqi tək sayda yarım dalğa uzunluğuna bərabər olarsa  $M$  nöqtəsində yekun rəqs zəifləyir və amplitud minimal qiymətini alır. Dalğaların bu cür toplanmasına, yəni ekranın bir nöqtəsindən digərinə keçdikdə maksimum və minimumun ardıcılıqla əmələ gəlməsinə, dalğaların interferensiyası deyilir.

Əks istiqamətlərdə yayılan eyni ( $A_0$ ) amplitudlu iki müstəvi dalğaya baxaq

$$y_1 = A_0 \cos(\omega t - kx)$$

$$y_2 = A_0 \cos(\omega t + kx).$$

Bu dalğaları toplayaq

$$\begin{aligned} y &= y_1 + y_2 = A_0 \cos(\omega t - kx) + A_0 \cos(\omega t + kx) = \\ &= 2A_0 \cos \frac{\omega t - kx + \omega t + kx}{2} \cdot \cos \frac{\omega t - kx - \omega t - kx}{2} = \\ &= 2A_0 \cos \omega t \cdot \cos(-kx) = 2A_0 \cos kx \cdot \cos \omega t. \end{aligned}$$

Burada  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  olduğunu nəzərə alaraq

$$y = \left( 2A_0 \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \right) \cos \omega t \quad (167.1).$$

Bu durğun dalğa tənliyidir. Buradan görünür ki, amplitud  $x$ -dən asılıdır

$$A = \left| 2A_0 \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \right|.$$

Durğun dalğaların hər nöqtəsindəki rəqslərin tezliyi qarşılaşan dalğaların tezliyinə bərabərdir.

$$1. \quad 2\pi \frac{x}{\lambda} = n\pi, \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \dots \dots) \quad (167.2)$$

olan nöqtələrdə amplitud maksimal olur, yəni

$$A_{max} = 2A_0.$$

Bu nöqtələrə qarın nöqtələri və ya sadəcə qarınlar deyirlər.

Qarınların koordinatlarını (2) ifadəsindən tapmaq olar

$$X_{qarın} = n \frac{\lambda}{2}, \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \dots \dots) \quad (167.3)$$

$$2. \quad 2\pi \frac{x}{\lambda} = \left( n + \frac{1}{2} \right) \pi, \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \dots \dots) \quad (167.4)$$

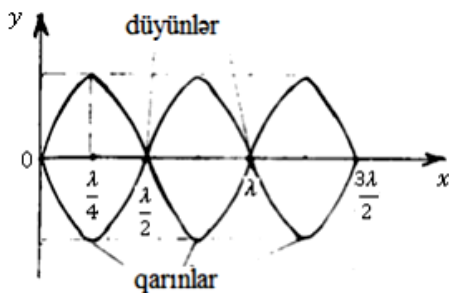
Bu nöqtələrə düyün nöqtələri və ya düyünlər deyirlər. Bu nöqtələrdə rəqslər baş vermir (şəkil 182).

Düyünlərin koordinatlarını (167.4) ifadəsindən tapmaq olar

$$X_{düyün} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{2}, \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (167.5)$$

(167.3) və (167.5)-dən qonşu qarınlar və düyünlər arasındakı məsafə  $\frac{\lambda}{2}$  olduğunu alırıq. Qarınla düyün arasındakı məsafə  $\frac{\lambda}{4}$  bərabərdir. Düyünlər və qarınlar həmişə eyni yerdə (nöqtədə) olurlar.

(167.1)-dən görünür ki, amplitud sıfır nöqtəsindən (qiymətindən) keçərkən işarəsi dəyişir, fazalar isə düyünün sağ və solunda  $\pi$  qədər fərqlənir, düyünün müxtəlif tərəflərindəki nöqtələr əks faza ilə rəqs edirlər.



Şəkil 182

Tərpənməz olduğundan durğun dalğa enerji daşımır.

Dürğun dalğalar ixtiyari dalğavari prosesdə əmələ gələ bilər. Adətən durğun dalğalar, dalğaların mühitin məhdud həcmliyində yayıldığı zaman baş verir. Məsələn: mexaniki rəqslər üçün ucları bərkidilmiş simdə, səs rəqsləri üçün müəyyən həcmli hava sütunlarından (nəfəsli musiqi alətlərində), elektromaqnit rəqsləri üçün rəqs generatorunu elektrodlarla birləşdirən məftillərdə, şaquli səthlərin yaxınlığında və s. durğun dalğalar alınır.

Dördüncü bölmə. **OPTİKA**

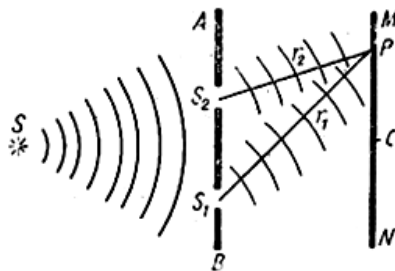
## **XXV FƏSİL**

### ***İŞİĞİN İNTERFFERENSİYASI***

#### **§ 168. İŞİĞİN İNTERFFERENSİYASI. İNTERFERENSİYA MƏNZƏRƏSİ**

Görüşən işıq dalğalarının bir birini gücləndirməsi və ya zəiflətməsi hadisəsinə işığın interferensiyası deyirlər. Interferensiya baş verməsi üçün görüşən işıq dalğaları koherent olmalıdır. Koherent elə dalğalara deyirlər ki, onların periodları (tezlikləri) eyni və fazalar fərqi sabit olsun.

Təbiətdə iki koherent işıq mənbəyi tapmaq mümkün deyil. Rəqslər koherent olmadıqda isə fazalar fərqi zaman keçdikcə sabit olmur. Koherent mənbələr almaq üçün süni yolla bir mənbəni iki mənbəyə çevirmək olur, bu zaman mənbələr koherent olur və görüşərkən dalğalar interferensiya edir.



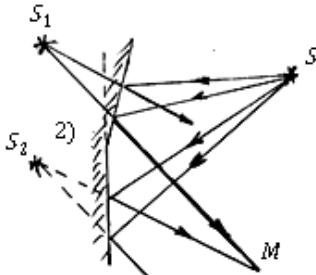
Şəkil 183

Bu məqsədlə müxtəlif üsullardan istifadə edirlər. Məsələn:

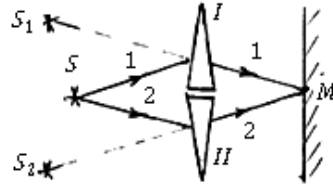
1. işıq mənbəyinin qarşısına, üzərindəki iki nöqtəvi yarıq açılmış  $AB$  ekranı qoymaqla (Yung üsulu) (şəkil 183); 2. Fresnel güzgüləri

Bu üsulların hamısında bir mənbədən ( $S$ ) gələn işıq ekranın  $M$  nöqtəsinə elə salınır ki, fərz etmək olur işıq  $M$  nöqtəsinə iki “müxtəlif” mənbədən düşür ( $S_1$  və  $S_2$  mövhumi mənbələrdən)

Fərz edək ki, eyni tezlikli iki işıq dalğası üst-üstə düşərək fəzanın hər hansı nöqtəsində eyni istiqamətli rəqslər yaradırlar.



Şəkil 184



Şəkil 185

$$A_1 \cos(\omega t + \alpha_1)$$

$$A_2 \cos(\omega t + \alpha_2)$$

Fəzanın bu nöqtəsində yaranan rəqslərin amplitudu belə olacaqdır:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta$$

$$\delta = \alpha_2 - \alpha_1$$

Əgər fazalar fərqi  $\delta = \text{const}$  olarsa, bu dalğalar koherent adlanırlar.

Əvəzləyici rəqslərin intensivliyi fəzanın bu nöqtəsində ( $I \sim A^2$  olduğundan)

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta$$

olacaqdır.

1. Əgər  $\cos \delta > 0$  olarsa,  $I > I_1 + I_2$  olur və intensivlik maksimal olur.

2. Əgər  $\cos \delta < 0$  olarsa,  $I < I_1 + I_2$  olur və intensivlik

maksimumları, başqalarında isə intensivlik minimumları yaranır. Bu hadisəyə işığın interferensiyası deyirlər.

Fərz edək ki (şəkil 186), işıq  $O$  nöqtəsində iki koherent dalğaya bölünür.  $P$  nöqtəsindəki birinci dalğa sındırma əmsalı  $n_1$  olan mühitdə  $S_1$  yolunu, ikinci dalğa isə sındırma əmsalı  $n_2$  olan mühitdə  $S_2$  yolunu gədir.

$O$  nöqtəsində faza  $\omega t$  olarsa birinci dalğa  $P$  nöqtəsində

$$A_1 \cos \omega \left( t - \frac{S_1}{v_1} \right)$$

rəqsini, ikinci dalğanın isə  $P$  nöqtəsində yaratdığı rəqs

$$A_2 \cos \omega \left( t - \frac{S_2}{v_2} \right)$$

olacaqdır. Burada  $v_1 = \frac{c}{n_1}$

və  $v_2 = \frac{c}{n_2}$  dalğaların faza sürətləridir.

Deməli dalğaların  $P$  nöqtəsində yaratdığı rəqslərin fazalar fərqi

$$\delta = \omega \left( \frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{\omega}{c} (n_1 S_2 - n_2 S_1)$$

olacaqdır. Burada

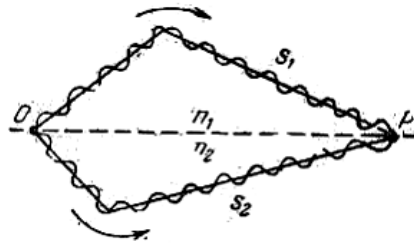
$$\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

( $\lambda_0$  işığın vakuumdakı dalğa uzunluğudur) olduğundan

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_2 S_2 - n_1 S_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \quad (168.1)$$

alırıq. Burada

$$\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1 = L_2 - L_1$$



Şəkil 186



$$\Delta = m\lambda_0, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (168.2)$$

olarsa, fazalar fərqi  $\delta = 2\pi m$  olur və  $P$  nöqtəsində rəqslər eyni faza ilə baş verəcək. Bu interferensiyanın maksimumluq şərtidir (çünki  $\cos 2\pi m = 1$ ).

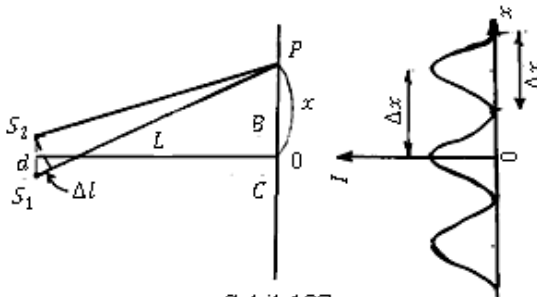
3. Əgər

$$\Delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda_0, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (168.3)$$

olarsa fazalar fərqi  $\delta = \pi(2m + 1)$  olur və  $P$  nöqtəsində rəqslər əks fazalarla baş verəcək. Bu interferensiyanın minimumluq şərtidir (çünki  $\cos(2m + 1)\pi = 0$ ).

İnterferensiya mənzərəsini müəyyən edək.

Fərz edək ki,  $S_1$  və  $S_2$  mənbələrin fazaları eynidir və onlar ekrana paralel müstəvidə yerləşmişlər. Hesabat başlanğıcı olaraq elə  $O$  nöqtəsini götürək ki,  $S_1$  və  $S_2$  mənbələri ona nəzərən simmetrik olsun. Hər hansı nöqtənin ekrandakı vəziyyətini  $X$  koordinatı ilə xarakterizə edəcəyik.



Şəkil 187

Şəkil 187 - dən görünür ki,

$$S_1^2 = L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2$$

$$S_2^2 - S_1^2 = (S_2 - S_1)(S_2 + S_1) = 2xd$$

İnterferensiya mənzərəsinin aydın olması üçün  $d \ll L$  (yəni  $x \ll L$ ) olmalıdır.

Deməli

$$S_2 + S_1 \approx 2L$$

$$S_2 - S_1 = \frac{2xd}{S_2 + S_1} = \frac{2xd}{2L} = \frac{xd}{L} \quad (168.4)$$

Bu ifadəni mühitin sındırma ( $n$ ) əmsalına vursaq optik yollar fərqi ( $\Delta$ )alarıq

$$\Delta = n \frac{xd}{L} \quad (168.5).$$

(161.5) ifadəsini (3)-də nəzərə alsaq intensivlik maksimumlarının koordinatlarını tapırıq

$$X_{max} = m \frac{L}{d} \lambda, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (161.6).$$

Burada  $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$  işığın ekranla mənbələr arasındakı mühitdəki dalğa uzunluğudur.

(168.5) ifadəsini (168.4)-də nəzərə alsaq intensivlik minimumlarının koordinatlarını alırıq

$$X_{min} = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{L}{d} \lambda, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (168.7).$$

(168.6) və (168.7) ifadələrindən görünür ki, intensivliyin iki qonşu maksimumları və iki qonşu minimumları arasındakı məsafə eyni olub, aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur

$$\Delta X = X_{min} - X_{max} = \frac{L}{d} \lambda \quad (168.8).$$

Qeyd edək ki, yalnız  $d \ll L$  olduğu halda interferensiya hadisəsi baş verir.

$$I = 2I_0(1 + \cos\delta) = 4I_0\cos^2\frac{\delta}{2}$$

olur.

(168.1) ifadəsinə görə  $\delta \sim \Delta$  olduğundan (168.5)-dən alınır ki,  $\delta \sim X$  olur. Deməli ekran boyu intensivlik  $\cos^2$  qanunu ilə dəyişir. Şəkildə monoxromatik işıq üçün  $I(X)$  asılılığı da göstərilib.

İnterferensiya hadisəsinin elm və texnikada geniş tətbiqi vardır. Maddənin sındırma əmsalını, dalğa uzunluğunu, cismin uzunluğunu təyin etmək üçün, həmçinin cismin səthinin nə dərəcədə hamarlığını yoxlamaq üçün bu hadisədən istifadə edirlər.

### § 169. NAZİK LÖVHƏLƏRDƏ İŞIĞIN İNTERFERENSİYASI

Qalınlığı  $d$  sındırma, əmsalı  $n$  olan və havada yerləşən müstəvi paralel şəffaf lövhə üzərinə paralel işıq dəstəsinin düşdüyünü fərz edək (şəkil 188).

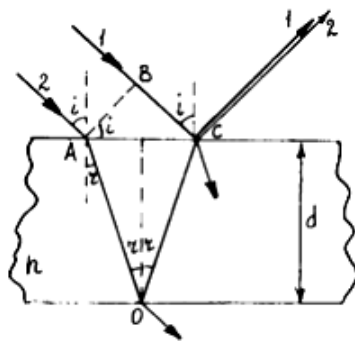
Şüaların biri lövhənin üst səthindən (şüa 1), sınımaya məruz qalan digəri isə lövhənin alt səthindən (şüa 2) qayır. C nöqtəsində görüşən 1 və 2 şüaların yollar fərqi

$$\Delta = nS_2 - S_1$$

bərabərdir.

Burada  $S_1 = BC$ ,  $S_2 = AO + OC$ .

Şəkildən görünür ki,



Şəkil 188

$$S_1 = 2d \cdot \tan r \cdot \sin i \quad \text{və} \quad S_2 = 2d$$

olur. Burada

$n \cdot \sin r = \sin i$  və  $n \cdot \cos r = \sqrt{n^2 - n^2 \sin^2 r} = \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$  olduğunu nəzərə alsaq

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \quad (169.1)$$

alırıq.

C nöqtəsində işıq şüası sındırma əmsalı  $n > 1$  olan mühitin (lövhənin) sərhəddindən qayıtdığından onun fazası  $\pi$  qədər dəyişir. O nöqtəsində isə lövhənin hava ilə sərhəddindən qayıtdığına görə dalğanın fazası dəyişmir. Ona görə 1 və 2 şüaların fazalar fərqi  $\pi$  -yə bərabər olacaq. Onda (162.1) ifadəsi belə yazılar

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} \quad (169.2).$$

Burada  $\lambda$  – işığın havadakı dalğa uzunluğudur.

Qalınlığı dalğa uzunluğu ilə müqayisə olunan lövhəyə nazik təbəqə deyirlər. Bu halda təbəqədən qayıdan şüaların qarşısında toplayıcı linza qoyurlar ki, onları bir nöqtəyə toplansın. Həmin nöqtədə intensivliyin maksimumluq şərtini (169.2) – də  $\Delta = \pm k\lambda$  - nı nəzərə alıb

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad (169.3),$$

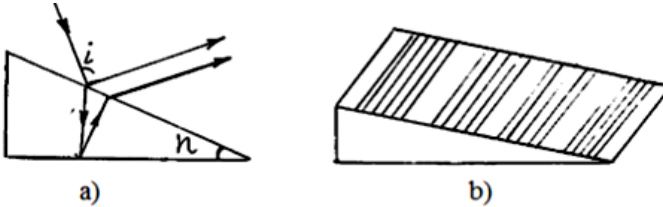
intensivliyin minimumluq şərtini isə (169.2) – də  $\Delta = \pm k\lambda$  - nı nəzərə alıb tapırıq

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = (k + 1)\lambda \quad (169.4).$$

Nazik təbəqə üzərində işıq düşdükdə lövhədən iki koherent şüa qaydır ki, bu da interferensiyanın yaranmasına şərait yaradır.

Sabun köpüyünün, su üzərində yağ təbəqəsinin, bəzi quşların

Nazik təbəqə şüşə lövhələri arasında əmələ gəlmiş paz şəklində olan hava təbəqəsi olduğunu fərz edək (şəkil 189). Bu bircins ( $n = const$ ) təbəqənin üzərinə monoxromatik ( $\lambda = const$ ) paralel ( $i = const$ ) işıq dəstəsi düşərsə onun müxtəlif yerlərində interferensiya şərtləri eyni olmayacaq. Qayıdan işıqda interferensiya mənzərəsi hər biri təbəqənin müəyyən bir qalınlığına uyğun olan işıqlı və qaranlıq zolaqlardan ibarət olacaq.



Şəkil 189

Şüalar lövhə üzərinə perpendikulyar istiqamətdə düşərsə,  $\cos r = 1$  olduğundan, yollar fərqi

$$\Delta = 2nd \pm \frac{\lambda}{2}$$

olar.

Əks olunan şüalar üçün güclənmə şərti

$$2nd \pm \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2},$$

zəyifləmə şərti isə

$$2nd \pm \frac{\lambda}{2} = (2k \pm 1) \frac{\lambda}{2} \text{ və ya } 2nd = k\lambda$$

olacaqdır.

Buradan belə məlum olur ki, interferensiya edən şüaların yollar fərqi ancaq lövhənin qalınlığından asılıdır. Pazın ucundan eyni məsafədəki yerlərdə hava təbəqəsinin qalınlığı eyni

Əgər hava təbəqəsinin qalınlığı  $\lambda/4$  qədər dəyişərsə, şüaların yollar fərqi  $\lambda/2$  dəyişər və işıqlı zolağın yerində qaranlıq zolaq olar. Bundan istifadə edərək təcrübədə kiçik yerdəyişmələri təyin etmək olur. Lupa vasitəsi ilə zolaqların dəyişməsinə daha dəqiq müəyyən etmək olur. Bu təbəqənin qalınlığının dəyiminə  $\lambda/20$  dəqiqliyi ilə ölçməyə imkan verir.

Alınan interferensiya mənzərəsi yollar fərqi dəyişməsinə çox həssasdır. Beləliklə xətti ölçülərin, sıxlığın, sındırma əmsalının, səthin hamarlığının və s. yüksək dəqiqliklə ölçülməsi bu prinsipə əsaslanır.

### § 171. EYNI MAİLLİLİYİN ZOLAQLARI

Qalınlığı eyni olan nazik lövhə (təbəqə) üzərinə düşən işıq şüalarının yollar fərqi yalnız düşmə bucağından asılı olmalıdır. Çünki

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i}.$$

Monoxromatik işığın düşmə bucağından asılı olaraq bir istiqamətdə düşən şüalar güclənərsə, digər bir istiqamətdə düşən şüalar zəifləyəcək.

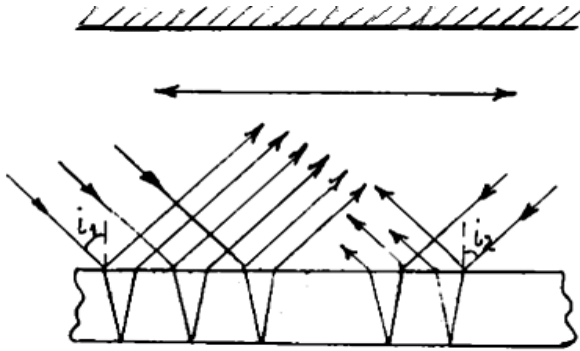
Bu halda əks olunan şüalar üçün maksimum şərti

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2},$$

Minimum şərti isə

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = k\lambda$$

olur.



Şəkil 190

Əmələ gəlmiş interferensiya zolaqlarına eyni mailliliyin zolaqları (əyriləri) deyilir (şəkil 190).

Optik cihazların linzaları üzərinə düşən şüaların az bir hissəsi olsa da əks olunur. Xüsusi ilə fotoaparata bu arzu olunmazdır. İnterferensiya hadisəsindən istifadə edərək əks olunan işığı azaltmaq mümkündür. Əks olunan şüaları azaltmaq üçün

linza üzərinə qalınlığı  $\frac{\lambda}{4}$  və sındırma əmsalı linzanınkindən az olan təbəqə çəkilir. Təbəqənin alt və üst səhələrindən əks olunan şüaların yollar fərqi  $\frac{\lambda}{2}$  olduğundan onlar bir-birini zəiflədərək

yox edir. Təbəqənin qalınlığından asılı olaraq, bu və ya digər rənglər (mavi rəngdən başqa) zəifləmiş olur. Ona görə fotoaparata obyektiv mavi rəngdə görünür.

## § 172. NYUTON HALQALARI

İnterferensiya mənzərəsi ən yaxşı müstəvi lövhə ilə böyük

qalınlığın zolaqları (interferensiya mənzərəsi) bir-birini əvəzləyən konsentrik işıqlı və qaranlıq halqaların ardıcılığından ibarətdir.

Halqaların eni radiusun artması ilə azalır.

Qayıtma zamanı yarımdalğanın itməsini nəzərə alsaq, qayıdan şüaların optik yollar fərqi

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2}$$

olacaqdır. Burada  $d$  - hava qatının qalınlığıdır.

Qaranlıq halqa üçün

$$2d + \frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$$

ödənilir. Burada  $d = \frac{k\lambda}{2}$ ,  $k = 1, 2, 3, \dots$  halqanın sıra nömrəsidir.

Şəkildən görünür ki,

$$R^2 = (R - d)^2 + r^2.$$

Burada  $r$  - Nyuton halqasının radiusudur. Hava qatının qalınlığı  $d$  çox kiçik olarsa

$$d \approx \frac{r^2}{2R} \quad \text{və ya} \quad \frac{r^2}{2R} = \frac{k\lambda}{2}$$

olur. Onda qayıdan işıqda qaranlıq Nyuton halqasının radiusu

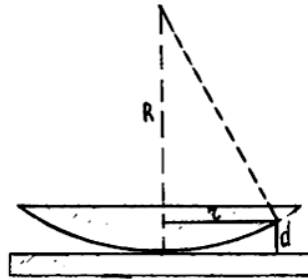
$$r = \sqrt{kR\lambda} \quad (172.1),$$

qayıdan işıqda işıqlı Nyuton halqasının radiusu isə

$$r = \sqrt{(2k - 1)R \frac{\lambda}{2}} \quad (172.2)$$

bərabərdir.

Düşən işıqda, işıqlı və qaranlıq halqalar yerini dəyisir.



Şəkil 191



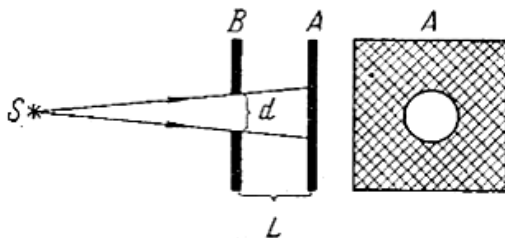
## XXVI FƏSİL

### *İŞIĞIN DİFRAKSİYASI*

#### § 173. İŞIĞIN DİFRAKSİYASI. HÜYGENS-FRENEL PRİNSİPI

İşiq mənbəyi qarşısında bir yarıq qoysaq, ekran üzərində bu yarığın işıqlı əksi alınır. İşiq düzxətli yayıldığından qaranlıqla işığın sərhəddini həndəsi yolla tapmaq olar (şəkil 192). Lakin yarığın enini kiçilt-

dikdə ( $d \ll L$ -dək) işıqla qaranlığın ekranda olan sərhəddi yayılır və ekranda bir birini əvəz edən işıqlı və qaranlıq halqalar alınır, onlar hətta həndəsi qaran-



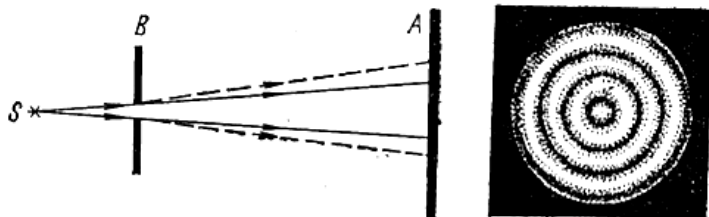
Şəkil 192

Difraksiya hadisəsi işığın dalğa təbiətli olmasını təsdiq edən hadisələrdən biridir.

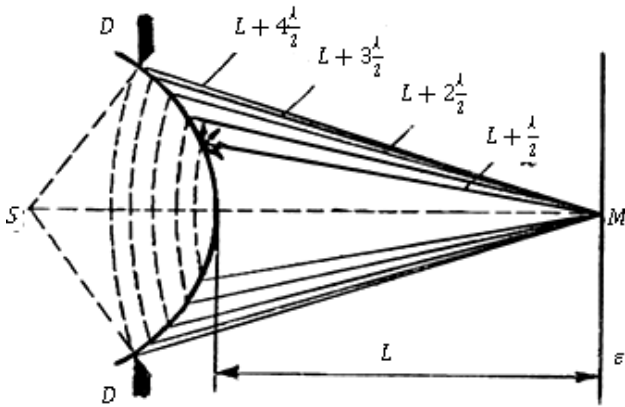
Hüyqens-Frenel prinsipinə görə dalğa səthi üzərində olan hər bir nöqtə yeni dalğa mənbəyinə çevrilib ətrafa elementar sferik dalğalar buraxır.

Tutaq ki (şəkil 193),  $S$  işıq mənbəyindən işıq  $B$  ekranda olan dairəvi yarıqdan keçərək  $A$  ekranına düşür. Huygens-Frenel prinsipinə görə yarığın hər bir nöqtəsi yeni dalğa mənbəyi olaraq özündən elementar dalğalar buraxır. Bu dalğalar koherent olduğundan interferensiya edəcəkdir.

Yarıqdan keçən dalğa səthini müəyyən hissələrə - Frenel zolaqlarına bölək (şəkil 194).



Şəkil 193



Şəkil 194

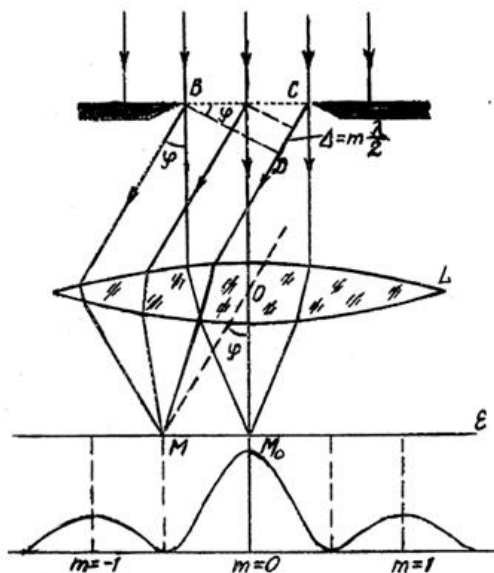
Frenel zolaqlarının sərhədi  $M$  nöqtəsindən  $L + \frac{\lambda}{2}$ ;  $L + 2\frac{\lambda}{2}$ ;  $L + 3\frac{\lambda}{2}$  və.s. məsafələrdədirlər.

Qonşu zolaqların uyğun nöqtələrindən  $M$  nöqtəsinə ikinci elementar dalğalar  $\lambda/2$  yollar fərqi ilə gəlirlər və interferensiya edərək bir birini söndürürlər. Ona görə  $M$  nöqtəsindəki işıqlanma, sıfıra bərabərdir.

$\mathbb{D}\mathbb{D}$  yarığında cüt sayda zonalar yerləşərsə  $M$  nöqtəsində interferensiya minimumu, tək sayda zonalar yerləşərsə  $M$  nöqtəsində interferensiya maksimumu alınır.  $M$  nöqtəsi ətrafında işıqlı və qaranlıq həlqələr yaranır.

Təbii şəraitdə difraksiya hadisəsinə yağışdan sonra havada olan su damcılarında (göy qurşağı), şaxtalı havada kiçik buz dənələri olduqda rast gəlmək olur.

## § 174. BİR YARIQDAN İŞIĞIN DİFRAKSİYASI



Şəkil 195

Fərz edək ki (şəkil 195), üzərində  $BC = a$  yarığı olan qeyri şəffaf ekran üzərinə paralel şüalar düşür.  $BC$  yarığı aralığındakı bütün nöqtələr, yeni dalğa mənbəyinə çevriləcək və hər tərəfə dalğalar göndərəcəklər. Bu dalğalar lindən keçərək ekran üzərində toplanacaq və həmin nöqtədə rast gəlmiş dalğalar interferensiya edəcəklər.

Beləliklə  $\varphi$  bucağı altında difraksiya edən şüalar  $M$  nöqtəsində toplanacaq.

$\varphi = 0$  olarsa bütün şüalar  $M_0$  nöqtəsində eyni fazada toplanacaqlar və bir-birini gücləndirəcəklər (ekranda işıqlı zolaq).

$$\Delta = a \sin \varphi$$

bərabərdir.

Ümumi halda bu yollar fərqində  $m$  sayda yarım dalğa yerləşir

$$a \sin \varphi = m \frac{\lambda}{2}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$m$  cüt olarsa ( $m = 2k$ ) difraksiyanın maksimumu,  $m$  tək olarsa ( $m = 2k + 1$ ) difraksiyanın minimumu alınar.

Bir yarıqdan difraksiyada minimum şərti

$$a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad (174.1),$$

maksimumu şərti isə

$$a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (174.2)$$

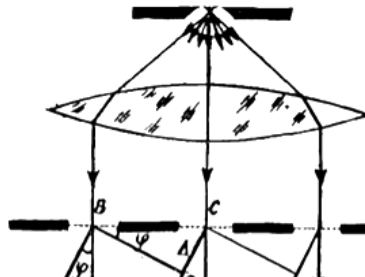
kimi olur.

Burada  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ - maksimumun və ya minimumun (difraksiya spektrinin) tərtibidir.

Difraksiya bucağı  $\varphi$  azaldıqca işıqlı zolaqların işıqlanması azalır.

## § 175. DİFRAKSİYA QƏFƏSİ

Difraksiya qəfəsi, bir birindən eyni məsafədə yerləşmiş eyni ölçülü paralel yarıqlar sistemidir. Şüşə



etmək olar. Bu halda cızıqların arası yarıq vəzifəsini görəcəkdir.

Difraksiya qəfəsində yarıqların eni  $a$ , yarıqlar arasındakı məsafə  $b$  olarsa,  $a + b = c$  qəfəs sabiti və ya qəfəs periodu adlanır.

Fərz edək ki, belə bir qəfəs üzərinə monoxromatik paralel şüalar düşür (şəkil 196). Difraksiya mənzərəsi-nin xarakterini müəyyən edərək işığın hər bir yarıqdan difraksiyası ilə yanaşı hər bir yarıqdan keçən işıq dəstələrinin interferensiyasını da nəzərə almaq lazımdır.

Difraksiya qəfəsindən keçərkən difraksiyaya uğramış şüalar, qarşısına qoyulmuş toplayıcı linzadan keçərək ekran üzərində toplanaraq interferensiya mənzərəsi yaradacaqdır. Müxtəlif bucaqlar altında difraksiya etmiş şüalar ekran üzərində müxtəlif nöqtələrdə işıqlı və qaranlıq zolaqlar yaradır. Bu interferensiya mənzərəsi həmin şüaların optik yollar fərqi ilə asılı olur.

Bir yarıq üçün olan minimum şərti həm də qəfəsin minimumluq şərtidir.

Qonşu yarıqlardan ekran üzərinə  $\varphi$  bucağı altında düşən şüaların yollar fərqi

$\Delta = c \sin \varphi$  bərabərdir. Burada  $\varphi$ - difraksiya bucağı adlanır.

$$c \sin \varphi = k \lambda, \quad (k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots) \quad (175.1)$$

şərtini ödəyən istiqamətlərdə, şüalar ekrana  $0, 2\pi, 4\pi \dots$  fazalar fərqi ilə gəlir və interferensiya edərək maksimumlar əmələ gətirir. Bu baş maksimumlar şərtidir və difraksiya qəfəsinin tənliyi adlanır. Burada  $k$ -baş maksimumların tərtibidir.

$\varphi = 0$  istiqaməti sıfırıncı tərtibli ( $k = 0$ ) mərkəzi maksimuma ( $A_0$  nöqtəsi) uyğundur. Bu mərkəzi maksimumdan ( $A_0$  nöqtəsi) simmetrik olaraq iki birinci tərtib ( $k = \pm 1$ )

$K$  böyüdükcə difraksiya maksimumlarının intensivliyi azalır.  $k \leq \frac{c}{\lambda}$  olur, deməli maksimumların sayının hüdudu var.

Minimumluq şərti yarıqların  $N$  sayından asılıdır. Yarıqların sayı  $N = 2$  olduqda,

$$c \cdot \sin\varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$$

olur. Yarıqların sayı  $N = 3$  olduqda,

$$c \cdot \sin\varphi = \pm \frac{\lambda}{3}; \pm 2 \frac{\lambda}{3}; \pm 4 \frac{\lambda}{3}; \pm 5 \frac{\lambda}{3}; \pm 7 \frac{\lambda}{3} \dots$$

olur.

Qonşu baş maksimumlar arasında iki əlavə minimum yerləşir. Yarıqlarının sayı  $N$  olan qəfəs üçün əlavə minimumluq şərti belədir

$$c \cdot \sin\varphi = \pm \frac{\lambda}{N}; \pm 2 \frac{\lambda}{N}; \dots; \pm (N - 1) \frac{\lambda}{N}; \pm (N + 1) \frac{\lambda}{N}; \dots$$

Qonşu maksimumlar arasında  $(N - 1)$  əlavə minimumlar yerləşir.

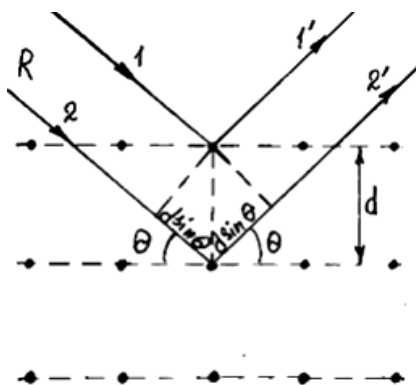
$K = M; 2N; 3N$ - qiymətində difraksiyanın əlavə minimumları əmələ gəlir.

$N$ -in böyük qiymətində ekrandakı maksimumlar ensizləşir və daha parlaq olur, əlavə minimumlar isə birləşərək vahid qaranlıq fon yaradırlar.

## § 176. RENTGEN ŞÜALARININ DİFRAKSİYASI. VULF-BREQQ DÜSTURU

Rentgen şüalarının dalğa uzunluğu çox qısa ( $\sim 10^{-10} \text{M}$ ) olduğundan onun difraksiyasını müşahidə etmək üçün difraksiya şərtlərini qəfəsə uyğunlaşdırmaq lazımdır. Müəyyən dalğa uzunluğunda

Ayrı-ayrı hissələri bircins olmayan mühidə müstəvi işıq dalğaları yayılırsa, difraksiya hadisəsi baş verir, işığın düzxətli yayılmasından kənaraçıxma müşahidə olunur. Məsələn, atmosferdə yağış damllarından işıq şüası keçərkən göy qurşağı alınır; buz kristallarından difraksiya Cünəş ətrafında dairələr əmələ gətirir; duman damllarından difraksiyada Ay ətrafında taclar əmələ gəlir və s. Elektromaqnit dalğaların dalğa uzunluğu işıq dalğa uzunluğundan daha qısa olduğundan onların difraksiyasını kristal qəfəslərindən də müşahidə etmək olar.



Şəkil 197

Kristal qəfəs daxilində atomlar paralel müstəvilər üzərində yerləşmiş olur. Fərz edək ki (şəkil 197), paralel rentgen şüa dəstəsi kristal qəfəsi üzərinə düşür və qəfəs atomların yaratdığı müstəvi (laylar) ilə  $\theta$  bucağı təşkil edir. Onda rentgen şüaları aralarındakı məsafə  $d$  olan iki qonşu paralel layların düyünlərindən əks olunan şüaların yollar fərqi

$$\delta = 2d \sin \theta$$

kimidir.

Əks olunan şüalar bir-birini gücləndirməsi (maksimum şərti) üçün

$$\delta = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda$$



şerti ödənilməlidir. Burada  $k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$  - maksimumun tərtibidir.

Bu ifadəyə Vulf-Breqq düsturu deyilir.

Rentgen şüalarının difraksiyası köməyi ilə:

1. naməlum kristal strukturundan difraksiya mənzərəsinə görə kristal qəfəsinin sabitini tapmaq olar (rentgenostruktur analiz);
2. məlum kristal strukturundan difraksiya mənzərəsinə görə rentgen şüalarının dalğa uzunluğunu təyin etmək olar (rentgen spektroskopiyası).

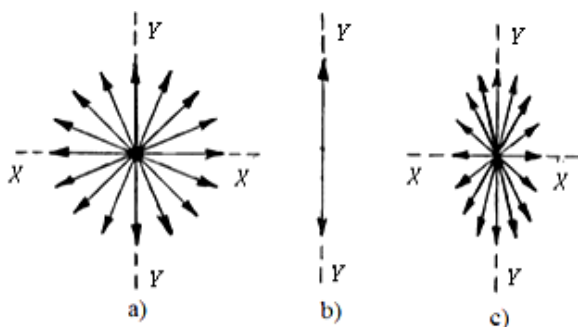
## XXVII FƏSİL

### İŞIĞIN POLYARLAŞMASI

#### § 177. İŞIĞIN POLYARLAŞMASI. MALYUS QANUNU

Difraksiya və interferensiya hadisələri həm eninə, həm də uzununa dalğalara xasdır. Bunlardan fərqli olaraq təbiətdə elə hadisə vardır ki, o yalnız eninə dalğalarda müşahidə olunur. Bu hadisə dalğanın polyarlaşmasıdır.

Maksvelin elektromaqnit nəzəriyyəsindən gördük ki, işıq eninə elektromaqnit dalğasıdır ( $\vec{v} \perp \vec{E} \perp \vec{H}$ ) və elektromaqnit dalğada  $\frac{E_0}{H_0} \approx 377$ , yəni optik hadisələrdə  $\vec{E}$  elektrik vektoru daha böyük rol oynayır. Elə buna görə də polyarlaşma hadisəsinin izahında həmişə elektrik vektorundan danışacağıq.



Şəkil 198

İşıq şüasını təşkil edən elektrik rəqsləri həmişə bir müstəvidə olarsa belə işıq polyarlaşmış adlanır. Adətən şüalanma cisminin bir atomunun şüalanma intensivliyi orta hesabla eyni olur. Ona

mış (şəkil 198 c) işıq adlanır (şaquli müstəvidə rəqslər üstünlük təşkil edir). Əgər elektrik rəqsləri bir müstəvidə olarsa (şəkil 198 b) işıq tam polyarlaşmış adlanır.

Təbii işıqdan fərqli olaraq polyarlaşmış işıq, şüanın intensivlik ( $E_0$ ) və rəngindən ( $\lambda$ ) başqa rəqs müstəvisinin vəziyyəti ilə də xarakterizə olunur. Məsələn: intensivlik və rəngi eyni olan  $b$  və  $c$  polyarlaşmış şüalar eyni deyildirlər. Ancaq gözlə bu şüaların fərqi görmək olmur. Ümumiyyətlə göz təbii və polyarlaşmış işığı fərqləndirmir.

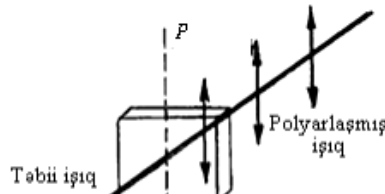
Təbii işığı polyarlaşmış işığa çevirmək üçün onu elektrik rəqsləri üçün anizotrop olan mühitdən keçirmək lazımdır. Təcrübə göstərir ki, təbii işığı bir sıra kristallardan buraxdıqda işıq polyarlaşır.

Belə kristallardan turmalin kristalını göstərmək olar. Təbii işıq optik oxla paralel kəsilmiş turmalin kristalından keçərkən tam polyarlaşır.

Hər bir kristalda elə bir istiqamət vardır ki, kristal qəfəsi təşkil edən atomlar (ionlar) bu istiqamətə nəzərən simmetrik yerləşir. Bu istiqamət kristalın optik oxu adlanır.

Bəzi kristallarda belə istiqamət iki olur, bu kristallara iki oxlu kristal deyilir. Turmalin bir oxlu kristaldır. Optik ox hər hansı bir xətt deyil, kristalda müəyyən istiqamətdir, bu istiqamətə paralel çəkilən düz xətlər optik ox adlanır.

Əgər turmalin lövhəsinin arxasında ikinci bir turmalin lövhəsi yerləşdirsək və ikinci lövhənin optik oxu birincinin optik oxuna



Əgər lövhələrinin optik oxları  $90^\circ$ -dən kiçik olan bir  $\alpha$  bucağı təşkil edərsə, onda işıq ikinci lövhədən keçəcəkdir. Lakin ikinci lövhədən keçən işıq rəqslərinin amplitudu bu lövhəyə düşən işığın amplitudundan az olacaqdır. Bu zaman birinci lövhə polarizator, ikinci lövhə isə analizator adlanır.

Polyarizator ( $P$ ) üzərinə düşən təbii işığın intensivliyi  $I_0 = I_{təbii}$ , polyariza-tordan keçən işığın intensivliyi  $I$  və polyarizatorla analizatorun optik oxları arasındakı bucaq  $\varphi$  olarsa

$$I = \frac{1}{2} I_0$$

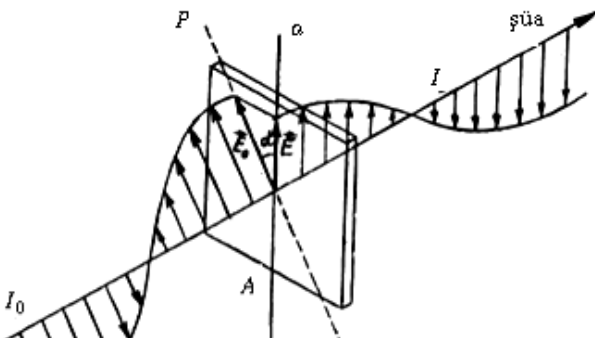
olur.

Analizatorun ( $A$ ) üzərinə qismən polyarlaşmış işıq düşərsə (şəkil 200), analizatorun şüa ətrafında fırlanması keçən işığın intensivliyini maksimal qiymətdən minimal qiymətədək dəyişir.

Analizator üzərinə tam polyarlaşmış işıq ( $E_0$ ) düşərsə ondan işığın

$$E = E_0 \cos \alpha \quad (177.1)$$

toplananı keçər. Burada  $\alpha$  düşən işığın rəqs müstəvisi ( $PP$ ) ilə analizatorun müstəvisi ( $aa$ ) arasındakı bucaqdır.



İşığın intensivliyi  $I \sim E^2$  olduğundan alarıq

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (177.2)$$

Burada  $I_0$  və  $I$  uyğun olaraq analizatora düşən və ondan keçən işığın intensivliyidir. Bu ifadəyə Malyus qanunu deyirlər.

Analizatoru şüa ətrafında fırladaraq onun elə vəziyyətini tapmaq olar ki, ondan işıq keçməsin ( $I = 0$ ). Bu işığın tam polyarlaşmış olduğunu göstərir.

Təbii  $I_0$  intensivlikli işıq polyarizator və analizatordan keçərsə, çıxan işığın intensivliyi ( $I$ )

$$I = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \alpha \quad (177.3)$$

olur.

Polyarizator və analizator müstəviləri paralel olarsa (yəni  $\alpha = 0$  olarsa) onlardan çıxan intensivlik maksimaldır və

$$I_{max} = \frac{1}{2} I_0$$

olur. Əgər  $\alpha = 90^\circ$  olarsa polyarizator və analizatordan keçən işığın intensivliyi minimal olur ( $I_{min} = 0$ ), yəni işıq keçmir.

Təbii işığı polyarlaşmış etmək üçün elə şərait yaratmaq lazımdır ki,  $\vec{E}$  vektorunun rəqsləri yalnız müəyyən bir istiqamətdə baş versin. Belə şərait təbii işığın elektrik rəqsləri üçün anizotrop olan mühitdən keçərkən yaranır. Ona görə təbii işığın kristaldan keçərkən polarlaşmasını gözləmək olar (çünki kristallara anizotrop luq xasdır). Təcrübə göstərir ki, bir çox təbii və süni kristallar onlardan keçən işığı polyarlaşdırırlar.

İşığın polyarlaşmasının fiziki mahiyyətinə baxaq. Maksvelin nəzəriyyəsinə görə işıq dalğasının dəyişən elektrik sahəsi kristalik

yerdəyişməsinə yaradır. Bu zaman polyarlaşma cərəyanı Coul istiliyi ayırır. Deməli kristalda işıq enerjisi istiliyə çevrilir .

Kristalın anizotrop olması zərrəciklərin mümkün yerdəyişməsinin, deməli polyarlaşma cərəyanının müxtəlif müstəvilərdə (kristalın qəfəsin) müxtəlif olmasına gətirir. Işıq dalğası zərrəciklərin kifayət qədər böyük mümkün yerdəyişməsi olan müstəvidə yayılırsa, güclü polyarlaşma cərəyanını yaradır və ona görə də işıq kristal tərəfindən tam udulur. Işıq dalğası zərrəciklərin az yerdəyişməsi olan müstəvidə yayılırsa, o kiçik polyarlaşma cərəyanı yaradır və işıq kristaldan keçərkən çox az udulmağa məruz qalır.

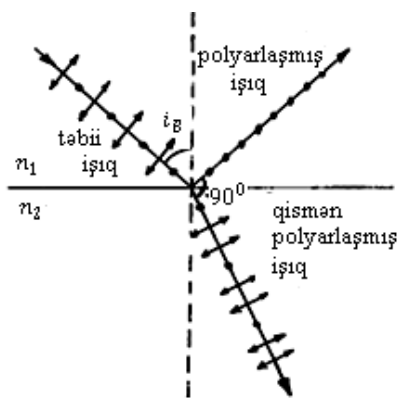
Beləliklə təbii işığın  $\vec{E}$  elektrik vektorunun müxtəlif müstəvilərdə olan rəqslərindən yalnız polyarlaşma cərəyanının minimumuna uyğun olan müstəvidə baş verən rəqslər keçir. Qalan rəqslər zəifləyirlər, çünki kristaldan yalnız onların bu oxa proyeksiyaları keçirlər. Nəticədə kristaldan keçən işığın elektrik rəqsləri yalnız müəyyən bir müstəvidə baş verirlər və bu zaman işıq polyarlaşmış olur.

## **§ 178. ƏKSOLMA VƏ SINMA ZAMANI İŞIĞIN POLYARLAŞMASI. BRÜSTER QANUNU**

Təbii işıq izotrop dielektrik mühitlərin səthindən əks olarkən, və yaxud sınırkən polyarlaşır (şəkil 201). Əks olan və sınıan şüalar bir-birinə perpendikulyar müstəvilərdə qismən polyarlaşır. Sınıan şüanın elektrik rəqsləri düşmə müstəvisində üstünlük təşkil edir. Polyarlaşma dərəcəsi düşmə ( $i$ ) bucağının qiymətindən asılıdır.

Düşmə bucağı

polyarlaşır. Sınan şüa isə qismən polyarlaşır, onda düşmə müstəvisinə paralel rəqslər çoxluq təşkil edir.  $i = i_B$  olduqda sınan şüa qayıdan şüaya perpendi-kulyar olur.

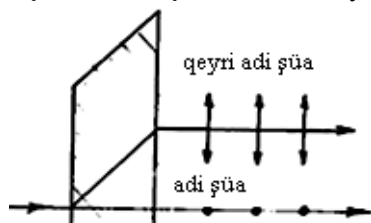


Şəkil 201

(178.1) ifadəsi Brüster qanunu adlanır. Tam polyarlaşma halında  $i_B$  bucağı Brüster bucağı adlanır. Qayıdan işığın polyarlaşması effekti havadan və ya kosmosdan dəniz səthində neft təbəqəsini aşkar etmək üçün istifadə edilir.

### § 179. İKİQAT ŞÜASINMA

1670-ci ildə Bartolominus müşahidə etmişdir ki, islandiya şpatından ( $CaCO_3$ ) keçən işıq şüası ikiləşir (şəkil 202). Bu hadisəyə ikiqat şüasınma deyirlər. İkiləşmiş şüalarda biri (qeyri-adi şüa) işığın sınma qanunlarına tabe olduğu halda



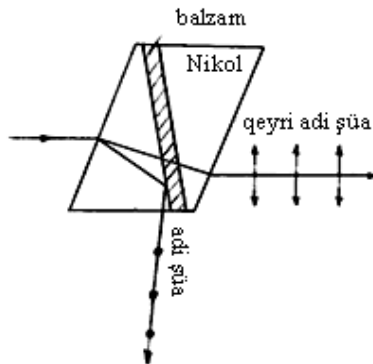
( $n_a$ ) düşmə bucağından asılı deyil. Qeyri-adi şüa üçün kristalın sınma əmsalı ( $n_{q/a}$ ) düşmə bucağından asılıdır.

$n_a > n_{q/a}$  olarsa kristal mənfi,  $n_a < n_{q/a}$  olarsa kristal müsbət adlanır.

Turmalin kristalında adi şüa qeyri adi şüaya nisbətən çox udulur və bir neçə millimetr qalınlıqda olduqda turmalin kristalı adi şüanı bütövlüklə udur, qeyri adi şüanı isə buraxır.

## § 180. NİKOL PRİZMASI

İslandiya şpatından çıxan adi və qeyri-adi şüaların hər ikisi polyarlaşmış olur. Amma onların arasındakı bucaq çox kiçik olduğundan onları ayırmaq çətindir. Onları bir birindən ayırsaq iki xətti polyarlaşmış işıq almış olarıq. Bu məqsədlə, işləmə prinsipi tam daxili qayıtmasına əsaslanan, Nikol prizmasından istifadə edirlər. Nikol prizması (və ya sadəcə Nikol) island şpatından kəsilmiş prizmanı müəyyən istiqamətdə kəsib və sonra Kanada balzamu ilə həmin yerdən yapışdırmaqla hazırlanır (şəkil 203).





İkiləşdikdən sonra balzam üzərinə düşən adi şüa tam daxili qayıdaraq şpatın yan səthindən kənara çıxır. Qeyri adi şüa isə azacıq sürüşərək düşmə istiqamətində prizmadan çıxır və tam polyarlaşmış işıq kimi istifadə edilir.

### § 181. SÜNİ ANİZOTROPLUQ. KERR EFFEKTİ

İkiqat şüa sınmanı şəffaf izotrop cisim və kub sistemə daxil olan kristallara müxtəlif üsullarla təsir etməklə yaratmaq olur. Bu hadisəyə süni anizotrop luq deyirlər. İzotrop cisimləri (məsələn: şüşəni) deformasiya etdikdə ikiqat şüa sınma hadisəsi yaranır, onu adi və qeyri-adi şüaların sındırma əmsalları arasındakı fərq xarakterizə edir. Təcrübələr göstərir ki,

$$n_{adi} - n_{q/adi} = kP$$

burada  $P$ - mexaniki gərginlik,  $k$ - cismin növündən asılı olan mütənəsblik əmsalındır.

1875-ci ildə Kerr göstərmişdir ki, mayelərə və amorf cisimlərə (sonralar 1930 ildə qazlarda da aşkar edildi) elektrik sahəsi ilə təsir etdikdə onlarda ikiqat şüasınma hadisəsi baş verir. Kerr təcrübələrlə müəyyən etmişdi ki, ikiqat şüa sınması zamanı

$$n_{adi} - n_{q/adi} = kE^2$$

olur. Burada  $E$ - elektrik sahəsinin intensivliyi,  $k$ - Kerr əmsalındır.

Buna Kerr effekti deyirlər.

Xarici elektrik sahəsində qaz və mayələrin polyar və ya polyarlaşmış molekulları müəyyən istiqamətdə düzülür, nəticədə maddə optik anizotrop olur.

## XXVIII FƏSİL

### *İŞIĞIN MADDƏ İLƏ QARŞILIQLI TƏSİRİ*

#### § 182. İŞIĞIN DİSPERSİYASI

Məlumdur ki, vakuumda işığın yayılma sürəti

$$c = \lambda_0 \nu_0 ,$$

istənilən mühitdə isə

$$v = \lambda \nu$$

Dalğa bir mühitdən digər mühitə keçəndə rəqs tezliyi dəyişmədiyindən, yəni  $\nu = \nu_0$  olduğundan,

$$n = \frac{c}{v} = \frac{\lambda_0}{\lambda}$$

olur.

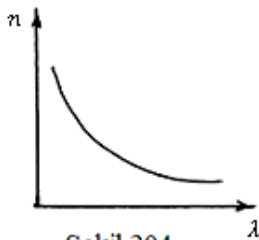
Maddənin sındırma əmsalının işığın dalğa uzunluğundan asılı olmasına işığın dispersiyası deyilir. Bu asılılığı  $n = f(\lambda_0)$  funksiyası ilə xarakterizə etmək olar (şəkil 204). Bu funksiyayı Koşi açmışdır. Koşiyə görə:

$$n = a + \frac{b}{\lambda_0^2} + \frac{c}{\lambda_0^4} + \dots$$

burada  $a, b$  və  $c$  hər maddə üçün təcrübi yolla müəyyən edilən sabit kəmiyyətlərdir. Burada əksər hallarda iki hədlə kifayətlənmək olur

$$n = a + \frac{b}{\lambda_0^2} .$$

Dalğa uzunluğunun artması ilə  $n$  sındırma əmsalı artan



Şəkil 204

Təcrübədə işığın dispersiyasını ilk dəfə Nyuton müşahidə etmişdir . Bu təcrübə haqqında məlumat orta məktəb kursunda verilir. Maddənin dispersiyası sındırma əmsalının dalğa uzunluğundan asılı olaraq hansı sürətlə dəyişməsinə göstərən fiziki kəmiyyətdir.

Qeyd etmişdik ki, vakuumda elektromaqnit dalğaları eyni sürətlə yayıldığı halda müxtəlif mühitlərdə bu sürət müxtəlif olur və

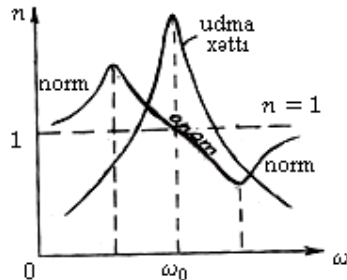
$$v^2 = \frac{c^2}{\varepsilon\mu} \cdot \frac{c}{v} = n$$

sındırma əmsalı olduğundan  $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$  olur. Şəffaf mühit üçün  $\mu \approx 1$  olduğundan  $n \approx \sqrt{\varepsilon}$  alırıq.

Bir sıra maddələr üçün  $n^2 = \varepsilon$  olduğu halda, su və spirt üçün  $\varepsilon > n^2$  olur. Məsələn: su üçün  $n = 1.33$  olduğu halda  $\varepsilon = 81$ -dir.

Maddə, şüaların bir qismini udarsa, udma oblastı və onun yaxınlığında uzun dalğalar qısa dalğalara nisbətən çox sınır (şəkil 205). Belə dispersiya anomal dispersiya adlanır. Anomal dispersiya metalın buxarında müşahidə olunur.

Maksvel nəzəriyyəsinə görə izahı çətin olan bu hadisəni elektron nəzəriyyəsi izah edə bilmişdir. Maksvel nəzəriyyəsində verilmiş mühit üçün  $\varepsilon = const$



Şəkil 205

olur, amma elektron nəzəriyyəsi  $\varepsilon$ -nün dəyişən olduğunu qəbul edir. Doğrudan da elektrik sahəsi sabit olduqda və  $v$  və  $\omega$  kiçik

dəyişən elektromaqnit sahəsi atom və molekullardakı elertronları rəqsi hərəkətə gətirir. Bu cür elektrik rəqsində olan dipollar elektrik rezonatoru adlanır. Dövrü dəyişən bu dipollar yeni elektromaqnit dalğaları yaradır. Yeni əmələ gəlmiş dalğalar düşən dalğalarla toplanır, və bu dalğalarda rəqslərin yayılma sürətləri, cisim üzərinə düşən ilk dalğaların yayılma sürətindən fərqli olur.

Mühitin dielektrik nüfuzluğunu dəyişməsinin elektron nəzəriyyəsinə görə izahına baxaq. Cisim üzərinə düşən işıq şüaları təsirindən atom polyarlaşır, bu da neytral atom daxilindəki elektronun tarazlıq vəziyyətindən çıxaraq, atomun dipola çevrilməsi deməkdir. Tarazlıq vəziyyətindən çıxmış belə bir elektron kvazielastiki qüvvə təsirindən müəyyən periodla xüsusi rəqs edəcək. Rəqs edən belə bir elektron rezonatorun rəqs fazası, atomun xüsusi periodu ilə periodik dəyişən xarici qüvvənin tezliyi fərqiindən asılı olacaqdır.

$$n^2 = \varepsilon = 1 + 4\pi \frac{ne^2}{m(v_0^2 - v^2)} \quad (182.1)$$

burada  $v_0$  - elektronun məxsusi rəqs tezliyi,  $v$  - düşən işığın tezliyidir.

Bu düstur Zelmeyer düsturu adlanır və  $n$  sındırma əmsalının işığın dalğa uzunluğundan asılılığını göstərir.

$v = 0$  olanda (182.1)-dən alınır ki,

$$n^2 = 1 + 4\pi \frac{n^2 e^2}{mv_0^2}.$$

(182.1) ifadəsində  $v$  tezliyi sıfırdan  $v_0$ -dək artdıqda ( $n > 1$  olub)  $n$  artır (normal dispersiya),  $v = v_0$  olanda isə  $n = \infty$  olur,  $v$  tezliyin sonrakı artması ilə ( $n < 1$  olub) yəni  $n$  artaraq yəhiddə

Bircins mühitdə işıq düz xətt boyunca, iki mühit sərhədində isə sınma qanununa uyğun olaraq yayılır, başqa sözlə desək, işığın səpilməsi baş verir.

Optik bircins ( $n = const$ ) mühitdə işıq bu mühitin molekullarını məcburi rəqs etdirir və elektronlar ikinci koherent dalğa buraxır. Belə mühitdə molekullar bərabər paylandığından işığın səpilməsi baş vermir. Işığın yayılma istiqamətindən başqa bütün istiqamətlərdə bu ikinci dalğalar interferensiya nəticəsində qarşılıqlı olaraq bir-birini söndürür.

Optik qeyri-bircins mühitdə sındırma əmsalı sabit olmayıb, mühitin hər bir nöqtəsində dəyişir. Işıq dalğaları mühitin qeyri-bircinsliklərində difraksiyaya uğrayaraq bütün istiqamətlərdə demək olar ki, bərabər intensivlikli difraksiya mənzərəsi verirlər. Mühitin qeyri-bircinsliklərində baş verən belə difraksiyaya işığın səpilməsi deyirlər. Belə mühitdə elektronların buraxdığı ikinci dalğalar koherent olmur və nəticədə işığın səpilməsi baş verir.

İkinci dalğalar ona görə koherent olmurlar ki, bu dalğalar bir-biri ilə əlaqəsi olmayan və mühitdə istilik hərəkəti sayəsində xaotik yerləşən bircins olmayan zərrəciklərdən səpilir. Bircins olmayan zərrəciklər tərəfindən buraxılan ikinci dalğalar arasında olan yollar fərqi də xaotik dəyişir.

Kəskin qeyri-bircinsliyə malik mühitlərə bulanıq mühit deyirlər. Məsələn, 1) *tüstü* -çox kiçik (elə kiçik ki, onların hərəkətinə ağırlıq qüvvəsi təsir etməsin) bərk cisim zərrəciklərinin qazla qarışığı; 2) *duman*-çox kiçik (elə kiçik ki, onların hərəkətinə ağırlıq qüvvəsi təsir etməsin)məye damcılarının qazla qarışığı; 3) *suspenziya* – mayədə üzən bərk cisim hissəcikləri əmələ gətirir; 4) *emulsiya* – bir mayenin çox

opal, südlü şüşə və s. kimi bərk (şüşə) cisimlər. Bulanıq mühitlərdə işığın səpələnməsinə Tindal effekti deyilir.

Aşağıdakı səpilmə növlərini nəzərdən keçirək.

1. işıq kiçik zərrəciklərdən ibarət qeyri bircins mühitdən keçdikdə səpilir. Kəskin qeyri bircinsliyi olan mühitə bulanıq mühit deyirlər ( $a = 0,5 \cdot 10^{-6} \div 10^{-6}m$ ) (tüstü, duman, suspenziya mayədə üzən bərk zərrəciklər, emulsiya- həll olunmayan mayenin damcılarının digər mayədə qarışığı, sədəf, opal, südlü şüşə və.s. kimi bərk cisimlər). Bulanıq mühitdə işığın səpilməsi Tindal effekti adlanır. Işıq dalğarı mühitin qeyri bircinsliklərində difraksiya edərək bütün istiqamətlərdə təxminən eyni intensivlikli difraksiya mənzərəsi yaradır (səpilir).
2. Işıq kimyəvi bircins olan mühitdə də (təmiz qazda) səpilir. Belə səpilmə molekulyar səpilmə adlanır. Belə mühitdə işığın səpilməsi səbəbi, mühitin sıxlığının xaos hərəkat nəticəsində olan fluktuasiyasıdır (təsadüfi dəyişmə). Səpilən işığın intensivliyi  $I$  düşən işığın  $\lambda$  dalğa uzunluğundan asılıdır. Əgər mühitin qeyri-bircinsliyi işığın  $\lambda$  dalğa uzunluğundan  $0.1\lambda$  qədər kiçik olarsa molekulyar səpilmə olur və səpilən işığın intensivliyi  $I \sim 1/\lambda^4$  olur. Bu Reley qanunudur

$$I = \frac{(n - 1)^2}{N \lambda^4}.$$

Burada  $N/v$  - molekulların konsentrasiyası,  $n$  - sındırma əmsəlidir. Bu qanuna görə göy işıq qırmızı işığa nisbətən 16 qəfə çox səpilir. Atmosferdə qısa dalğaların daha çox səpilməsi səmanı göy-mavi rəngdə olmasına səbəbdir. Səhər və axşam

sarı) udulmur və günəşlə səma sarı-qırmızı rəngdə olur.  $a \geq \lambda$  olarsa  $I \sim 1/\lambda^2$  olur.

- İşığın diffuzion səpilməsi. Əgər  $a \sim \lambda$  olarsa  $I \sim 1/\lambda^2$  olur.  $a$ -səthin nahamarlıqlarının ölçüsüdür. Diffuziya səpilməsin-də güzgü səpilmədən fərqli olaraq işıq hər tərəfə səpilir. Güzgü səpilmədə  $a < \lambda$  olmalıdır.

### § 184. İŞIĞIN UDULMASI. BUGER-LAMBERT-BER QANUNU

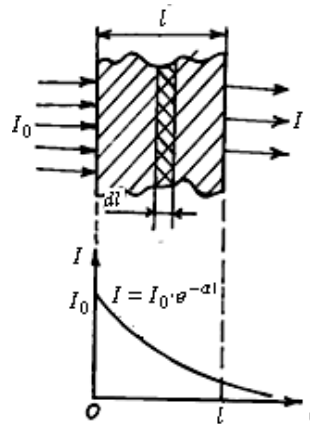
Cisim daxilindən keçən işıq dalğaları elektronların rəqsinə səbəb olur. Enerjinin bir hissəsi bu rəqs enerjisinə çevrilir. Rəqs edən bu elektronlar yenidən ikinci elektromaqnit dalğaları yaradır. Buna görə işığın maddədən keçməsi zamanı onun intensivliyi işığın uduması nəticəsində azalır.

Müxtəlif dalğa uzunluğun da işığın udulması da müxtəlif olur.

Fərz edək ki (şəkil 206),  $l$  qalınlıqlı cisim üzərinə düşən işığın intensivliyi  $I_0$ , çıxan işığın intensivliyi  $I$  olmuşdur. Cismin  $dl$  kiçik qalınlığında işığın intensivliyi  $dI$  qədər azalar

$$-dI = \alpha I dl$$

Burada  $\alpha$  maddənin növündən və dalğanın uzunluğundan ( $\lambda$ ) asılı olan udma əmsalıdır. İntensivliyin tam dəyişməsinə tapaq



Şəkil 206

$$\ln \frac{I}{I_0} = -\alpha l$$

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha l} \quad (184.1).$$

Bu düstur Buger-Lambert qanunu adlanır.

1852-ci ildə Ber göstərmişdir ki, şəffaf məhlullar üçün  $\alpha$  udma əmsalı məhlulun konsentrasiyasının çoxalması ilə düz mütənasib artır. Mütənasiblik əmsalını  $\beta$  işarə etsək yaza bilərik ki,

$$\alpha = \beta C.$$

Burada  $C$ - məhlulun qatılığıdır.

Kiçik ( $C$ ) konsentrasiyalarda  $\beta = const$  olur. Konsentrasiyanın böyük qiymətlərində  $\beta$  məhlula qatılan maddənin molekullarının növündən asılıdır.

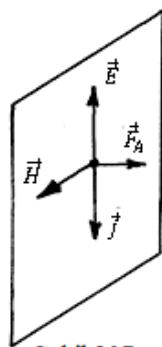
Məhlullar tərəfindən işığın udulması Buger-Lambert-Ber qanununa tabedir

$$I = I_0 e^{-\beta cl} \quad (184.2).$$

## § 185. İŞIĞIN TƏZYİQİ

İşığın müəyyən səthə təsir göstərməsi ideyasını Kepler söyləmişdir. Kepler komet quyruğunun əmələ gəlməsi və onun Günəşdən əks tərəfə böyüməsinə əsasən bu fikrə gəlmişdir. Məlumdur ki, işıq həm dalğa, həm də kvant xassəsinə malikdir. İşığın elektromaqnit və kvant nəzəriyyələrinə əsasən onun təzyiqini izah edək.

Maksvel işığın elektromaqnit nəzəriyyəsinə əsaslanaraq onun düşdüüyü səthə təzyiq



Səkil 207



verilmiş səthə normal istiqamətdə düşərsə (şəkil 207), işıq eninə dalğa olduğundan, onun  $\vec{H}$  vektoru və  $\vec{E}$  elektrik vektoru bu səth üzərində yerləşəcəkdir. Elektrik vektoru təsirindən sərbəst elektronlar onun əksinə yerdəyişmə edərək  $\vec{j}$  cərəyan sıxlığı yaradırlar. Işığın maqnit vektoru tərəfindən bu cərəyana Amper qüvvəsi ( $\vec{F}_A$ ) təsir edəcəkdir ki, o da səthin daxilinə doğru perpendikulyar istiqamətdə yönəlmiş olur ( $\vec{F}_A \perp \vec{j} \perp \vec{H}$ ). Buna görə də, işıq səthə  $\frac{F_A}{S}$  təzyiqi göstərir. Maksvel nəzəri olaraq bu təzyiqin qiyməti üçün aşağıdakı ifadəni almışdır

$$P = \omega(1 + \chi)\cos i \quad (185.1)$$

Burada  $\omega$  - düşən elektromaqnit dalğasının enerjisinin həcmi sıxlığı,  $\chi$ - əksolma əmsalı,  $i$ - dalğanın düşmə bucağıdır.

Güzgü səth üçün (yəni  $\chi = 1$  olduqda)

$$P = 2\omega \cos i \quad (185.2)$$

olduğundan

$$p = \omega \cos i$$

alırıq.

Işığın təzyiqini kvant nəzəriyyəsinə əsasən izah edək.

Bunun üçün əvvəlcə fotonun bəzi xassələri ilə tanış olaq. Foton işıq kvantına deyilir. Foton başqa zərrəciklər kimi kütləyə, enerjiyə və impulsa malikdir.

Fotonun enerjisi

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda},$$

kütləsi isə

$$m_F = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}$$

$$m_F = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

ifadəsindən  $v = c$  olanda  $m_F = \infty$  alınır. Amma bu fotonun kütləsi sonsuz deyil,  $m_0 = 0$  olanda mümkündür.

Fotonun impulsu

$$P_F = m_F c = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

ifadəsi ilə təyin edilir.

Foton impulsa malik olduğundan hər hansı cisimlə toqquşduqda onun impulsunu dəyişir. Cismin vahid səthinə, vahid zamanda düşən impulsların cəmi təzyiqlə bərabərdir.

Deməli işığın təzyiqinə səbəb, kvant təsəvvürünə əsasən fotonun impulsa malik olmasıdır.

Vahid zamanda vahid səthə düşən fotonların sayı  $N$  olarsa və fotonların hamısı udularsa təzyiqlə

$$P = \left(\frac{\varepsilon}{c}\right) N$$

olar. Əgər fotonların hamısı əks olunarsa təzyiqlə iki dəfə çox

$$P = 2\left(\frac{\varepsilon}{c}\right) N$$

olar. Əgər səthin əksolma əmsali  $\chi$  olarsa əks olan fotonların sayı  $n\chi$ , udulan fotonların sayı isə  $(1 - \chi)n$  nolar. Onda təzyiqlə aşağıdakı kimi olar

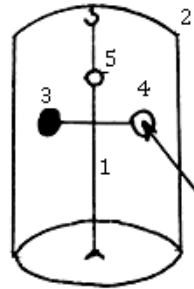
$$P = 2\frac{\varepsilon}{c}\chi N + \frac{\varepsilon}{c}(1 - \chi)N = (1 + \chi)\frac{\varepsilon}{c}N$$

Burada  $N = nc$  ( $n$ -konsentrasiyadır) olduğundan

$$P = (1 + \chi)\frac{\varepsilon}{c}nc = (1 + \chi)\varepsilon n = (1 + \chi)\omega \quad (185.3)$$

Maksvelin elektromaqnit nəzəriyyə sinin düzgünlüyünün təsdiqi üçün işığın təzyiqinin təcrübi təyininin böyük əhəmiyyəti vardır.

İlk dəfə 1900-cü ildə P. Lebedev təcrübi olaraq işığın təzyiqini təyin etmişdir. Bu təcrübə belədir (şəkil 208). Daxilində havası seyrəkləşmiş balonun (2) içərisində nazik məftildən yüngül lövhələr asılmışdır. Lövhələrin birinin səthi qaraldılmış (3), digərininki isə parıldayan (güzgü) halda saxlanılmışdır (4). Lövhələr üzərinə növbə ilə işıq salmaqla onları asıldıqları nazik (1) məftil ətrafında fırlanma hərəkətinə gətirirlər. Güzgüdən (5) əks olan şüalar vasitəsi ilə məftilin burulma dərəcəsini təyin etməklə işığın lövhələrə təzyiqi hesablanırdı.



Şəkil 208

Təcrübələrin nəticələri belədir:

1. Güzgülü lövhəyə təzyiq hisli lövhəyə olan təzyiqdən iki dəfə böyükdür.

2. Təyin olunan təzyiq qiyməti 20% dəqiqliklə Maksvelin nəzəri hesabladığı təzyiqlə üst-üstə düşür.

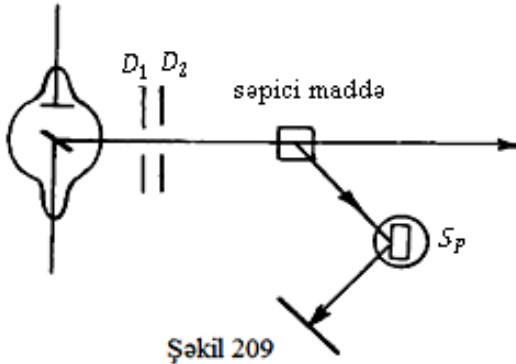
İşıq təzyiqi çox kiçikdir

$$P \sim 10^{-7} \div 10^{-6} Pa .$$

## § 186. RENTGEN ŞÜALARININ MADDƏ İLƏ QARŞILIQLI TƏSİRİ. KOMPTON EFFEKTİ

Elektromaqnit təbiətli rentgen şüalarında fotonların enerjisindən və maddənin ionlaşma enerjisindən asılı olaraq aşağıdakı sənilmələr baş verir

qopara bilmir ( $h\nu < A$ , fotonun enerjisi ionlaşma enerjisindən az olduğundan). Bu zaman foton ancaq öz istiqamətini dəyişir.



Səpilən rentgen şüalarının nə dalğa uzunluğu, nə də tezliyi dəyişmir, ancaq istiqaməti dəyişir. Belə səpilmə koherent səpilmə adlanır. Koherent səpilmənin bioloji təsiri olmur.

2. Qeyri-koherent səpilmə (Kompton effekti), ( $h\nu \gg A$ ).

Kompton 1923-cü ildə sərt rentgen şüalarının yüngül atom (*Li, Be, C* və.s.) tərəfindən səpilməsi zamanı səpilən dalğa tərkibində uzunluğu düşən dalğa uzunluğundan böyük olan dalğalar da təsadüf etmişdir. Bu Kompton effektidir.

Sərt ( $h\nu \gg A$ ) monoxromatik rentgen şüaları  $D_1$  və  $D_2$  diafraqmalardan keçərək səpici maddə üzərinə (kömür, parafın) düşür (şəkil 209). Səpilən rentgen şüaları  $S_p$  spektroqrafla tədqiq qeyd edilir.

Təcrübə göstərmişdir ki, cisim üzərinə  $\lambda$  uzunluqlu monoxromatik rentgen şüaları düşdükdə səpilən şüalar içərisində  $\lambda$  uzunluqlu dalğalarla yanaşı  $\lambda' (\lambda' > \lambda)$  uzunluqlu dalğalarada

yalnız səpilmənin istiqamətindən asılı olmaqla

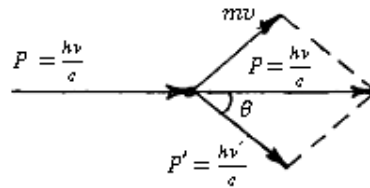
$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2k\sin^2\frac{\theta}{2} \quad (186.1)$$

kimi təyin edilir. Burada  $\theta$ - səpilmə bucağı,  $k = 0.241A$ - Kompton sabitidir ( $\theta = 90^\circ$  olduqda  $\Delta\lambda = k$ ).

Kompton effekti işığın kvant nəzəriyyəsi əsasında izah olunmuşdur və işığın kvant təbiətli olmasına daha bir təcrübi təsdiq olmuşdur.

Səpilməyə rentgen fotonlarının sərbəst elektronlarla elastiki toqquşması kimi baxaq. Elastiki toqquşmada foton bütövlüklə enerjisini elektrona verə bilməz, əks halda impulsun və enerjinin saxlanması qanunları pozulardı. Atomları ilə zəif ( $h\nu \gg A$ ) əlaqəli olan elektronları sərbəst hesab etmək olar ki, foton enerjisinin  $A$ -ya bərabər hissəsini elektrona toqquşma zamanı verə bilsin.

Fərz edək ki (şəkil 210), sükünətdə olan  $m_0$ kütləli elektrona  $h\nu$  enerjili rentgen kvantı düşür. Elastiki toqquşma nəticəsində elektron  $mv$  impulsu əldə edir və  $\theta$  bucağı altında  $h\nu'$  enerjili foton səpilir.



Şəkil 210

Enerji və impulsun saxlanması qanunlarına görə

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2 \quad (186.2)$$

$$(mv)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu'\cos\theta \quad (186.3)$$

(186.2) ifadəsindən  $(mc^2)^2$  - i tapan

$$m^2 v^2 c^2 = h^2 v^2 + h^2 v'^2 + 2h^2 v v' \cos\theta \quad (186.5).$$

(186.1) ifadəsini (186.5)-də nəzərə alıb, müəyyən sadələşmə aparaq

$$m^2 c^2 (c^2 - v^2) = m_0^2 c^4 - 2h^2 v v' (1 - \cos\theta) + 2hm_0 c^2 (v - v') \quad (186.6).$$

$$m = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0 c}{\sqrt{c^2 - v^2}} \text{ - dan alırıq}$$

$$m^2 (c^2 - v^2) = m_0^2 c^2$$

və ya

$$m^2 c^2 (c^2 - v^2) = m_0^2 c^4 \quad (186.7).$$

(186.6) və (186.7)-dən alırıq

$$2h^2 v v' (1 - \cos\theta) = 2hm_0 c^2 (v - v')$$

$$h v v' (1 - \cos\theta) = m_0 c^2 (v - v').$$

Burada  $v = \frac{c}{\lambda}$ ; və  $v' = \frac{c}{\lambda'}$  olduğundan

$$v - v' = \Delta v = \frac{c}{\lambda} - \frac{c}{\lambda'} = \frac{c \Delta \lambda}{\lambda \lambda'}$$

alırıq. Burada  $\Delta \lambda = \lambda' - \lambda$ . Onda

$$\frac{hc^2}{\lambda \lambda'} (1 - \cos\theta) = m_0 c^2 \frac{c \Delta \lambda}{\lambda \lambda'}$$

və ya

$$\Delta \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\theta) \frac{2h}{m_0 c} \sin \frac{\theta}{2} \quad (186.8)$$

alırıq.

(179.8) ifadəsi və təcrübədən alınan (186.1) düsturu eynidir. Həqiqətən də, sabitlərin qiymətlərini yerinə yazıb

$$(h = 60625 \cdot 10^{-34} \text{ C}; m_0 = 911 \cdot 10^{-31} \text{ kg}; c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/s})$$

$$\frac{h}{m_0 c} = \frac{6.625 \cdot 10^{-34}}{9.11 \cdot 10^{-31} \cdot 3 \cdot 10^8} = 0.02426 \text{ \AA}$$

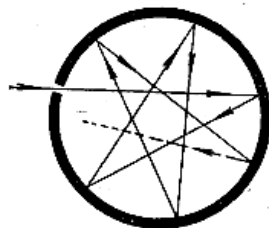
alır. Bu kəmiyyət  $k = \frac{h}{m_0 c}$  Kompton sabitidir.

## XXIX FƏSİL

### *İstilik şüalanması*

#### § 187. İSTİLİK ŞÜALANMASI. MÜTLƏQ QARA CİSİM

Elektromaqnit şüalanmanı maddənin atom və molekullarındakı yüklərin rəqsləri yaradır. Məsələn: atom və molekulların rəqsi və fırlanma hərəkətləri infraqırmızı şüalanma yaradır; elektronların atom daxilində müəyyən yerdəyişməsi görünən və ultrabənövşəyi şüalanma yaradır; sərbəst elektronların tormozlanması rentgen şüalanması yaradır və s.



Şəkil 211

Cismin şüalanması enerji itgisi ilə müşayət olunur. Uzunmüddətli şüalanmanı təmin etmək üçün enerji itkisinin yerini doldurmaq lazımdır. Şüalanma müxtəlif enerjilər hesabına ola bilər. Təbiətdə ən geniş yayılmış olan közərmiş cisimlərin şüalanmasıdır. Közərmiş cisimlərin şüalanmasına istilik şüalanması deyilir. İstilik şüalanması digər şüalanmalardan fərqli olaraq, müəyyən şərtlər daxilində tarazlıqda olan şüalanmadır. Məsələn: elektromaqnit dalğaları keçirməyən və daxili səthi qaytarıcı (güzgü) olan qapalı bir həcmdə (şəkil 211) olan müəyyən temperaturu cismin şüalandırdığı elektromaqnit dalğaları qapalı səthin daxili divarlarından qayıdaraq yenidən həmin cismin üzərinə düşəcəkdir və müəyyən zamandan sonra vahid zamanda cismin şüalandırdığı və udduğu enerjinin miqdarı bərabər



Istilik şüalanmasının intensivliyi və spektral tərkibi cismin temperaturu, kimyəvi tərkibi və onun aqreقات halından asılıdır. Cisimlərin istilik şüalanması şüaburaxma və şüaudma qabiliyyəti kimi iki kəmiyyətlə xarakterizə olunur.

Cismin vahid səthindən vahid zamanda və tezliyi ( $\nu; \nu + d\nu$ ) intervalında buraxılan şüa enerjisinin miqdarına ( $dW$ ) cismin şüaburaxma qabiliyyəti  $E(\nu; T)$  deyilir

$$E(\nu; T) = \frac{dW}{d\nu} \quad (187.1).$$

Şüaburaxma qabiliyyətinin ölçü vahidi  $C/m^2$ - dır.

Optik şüalanma oblastında elektromaqnit dalğaların enerji seli sadəcə olaraq işıq seli ( $W$ ) adlanır. Cisim üzərinə düşən işıq enerjisinin bir hissəsini udur və istilik enerjisinə çevirir, bir hissəsini əks etdirir və bir hissəsinidə keçirir.

Udulan işıq enerjisinin  $dW^{ud}$  düşən işıq enerjisinə  $dW^{düş}$  olan nisbətində cismin verilmiş tezlik ( $\nu; \nu + d\nu$ ) intervalında şüaudma qabiliyyəti  $A(\nu; T)$  deyilir:

$$A(\nu; T) = \frac{dW^{ud}}{dW^{düş}} \quad (187.2)$$

İstənilən temperaturda üzərinə düşən bütün uzunluqlu elektromaqnit dalğalarını udan (yəni ixtiyari tezlik və temperaturda  $A(\nu; T) = 1$  olan) cisimlərə mütləq qara cisim deyilir.

Təbiətdə mütləq qara cisim yoxdur, ancaq udma xassəsinə gümrə ona yaxın cisimlər vardır. His, qara məxmər və s. cisimlər üçün  $A(\nu, T) \approx 1$  hesab etmək olar. Bu maddələrin güclü udma qabiliyyəti onların məsaməliliyi ilə izah edilir. Onların üzərinə şüalanma düşdükdə məsamələrdə şoxsaylı əksolmalar baş verir.

Udma qabiliyyəti bütün tezliklər üçün eyni olub maddənin temperaturu və səthinin vəziyyətindən asılı olan cisimlərə bəz cəsim deyilir.

1985-ci ildə Vin və Lümmer mütləq qara cismin modelini təklif etmişlər. İçəri divarları ideal əksətdirən boşluqda olan dəşiyə mütləq qara cisim kimi baxmaq olar. Dəşiyin diametri boşluğun diametrinin 0.1 hissəsindən kiçik olmalıdır. Nəticədə praktiki olaraq boşluqdan heç bir şüa çıxmır. Bu səbəbdən işıqlı günəşli havada pəncərədən baxanda otağın içərisi görsənir (pəncərə qara görsənir), gözün bəbəyi qara görsənir.

İstilik şüalanması probleminin həlli, işığın kvant nəzəriyyəsinin yaranmasında xüsusi rolu olduğuna görə istilik şüalanması qanunlarına baxmaq məqsədə uyğundur.

## § 188. KİRXHOF QANUNU

Prevo qaydasına görə (1809) əgər iki cismin şüaudması müxtəlifdirsə, onların şüaburaxması da müxtəlif olmalıdır. Prevo qaydası keyfiyyətə təcrübələrlə təsdiq edilmişdir. Müşahidələr göstərir ki, eyni temperaturda şəffaf çubuğun şüalanması rəngli şubuğun şüalanmasından zəif olur.

Prevo qaydasını kəmiyyətə 1959-cu ildə Kirxhof müəyyən etmişdir. Kirxhof qanununa görə, eyni temperatur və eyni tezlikdə cisimlərin şüaburaxma qabiliyyətinin şüaudma qabiliyyətinə olan nisbəti bütün cisimlər üçün eynidir

$$\frac{E(v; T)}{A(v; T)} = f(v; T) \quad (188.1)$$

$f(v; T)$ - cismin təbiətindən asılı deyil və Kirxhof funksiyası adlanır

$$\frac{E(v; T)}{A(v; T)} = \frac{\varepsilon(v; T)}{1} = f(v; T)$$

yəni

$$\varepsilon(v; T) = f(v; T)$$

bərabərdir.

Deməli Kirxhof funksiyası  $f(v; T)$  mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyətidir. Beləliklə, Kirxhof qanununu belə də yazmaq olar

$$\frac{E(v; T)}{A(v; T)} = \varepsilon(v; T) \quad (188.2)$$

Burada  $\varepsilon(v; T)$ - universal kəmiyyətdir (funksiyadır) və onun tezlik ( $v$ ) və temperaturdan ( $T$ ) asılılığını müəyyən etmək istilik şüalanması nəzəriyyəsinin əsas məsələlərindəndir.

Kirxhof qanunundan çıxan nəticələr:

1. hər hansı cismin şüaudma qabiliyyəti  $A(v; T) \leq 1$  olduğundan bütün cisimlərin şüaburaxma qabiliyyəti qara cisminkindən azdır

$$E(v; T) \leq \varepsilon(v; T);$$

2. mütləq qara cisim üçün Kirxhof qanunundan belə nəticə çıxır ki, müəyyən temperaturda cisim hansı tezlikdə şüa buraxırsa həmin tezlikli şüaları da uda bilər;

3. mütləq qara cisim hansı tezlikli şüaları udmursa, həmin tezlikli şüaları buraxmır

$$A(v; T) = 0 \quad \varepsilon(v; T) = 0.$$

## § 189. MÜTLƏQ QARA CİSMİN ŞÜALANMA QANUNLARI

Mütləq qara cismin şüalanma qabiliyyətini iki qanunla

Stefan təcrübələrinin nəticələri əsasında belə bir nəticəyə gəlmişlər ki, mütləq qara cismin inteqral (yəni bütün tezliklərə görə toplanmış) şüalanması, mütləq temperaturun dördüncü dərəcəsi ilə düz mütənasibdir

$$E(T) = \int_0^{\infty} E(\nu; T) d\nu = \sigma T^4 \quad (189.1),$$

Burada  $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \frac{Vt}{m^2 \cdot K^4}$  mütləq qara cismin  $1m^2$  səthindən  $1K$  temperaturda şüalandırdığı enerji olub, Stefan-Bolsman sabiti adlanır.

Sonralar Bolsman nəzəri olaraq termodinamiki qanunlar əsasında isbat etdi ki, mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyəti mütləq temperaturun dördüncü dərəcəsi ilə düz mütənasibdir, yəni

$$\varepsilon(T) = \sigma T^4 \quad (189.2).$$

Bu Stefan-Bolsman qanunudur.

## **2. Mütləq qara cisim spektrində enerjinin paylanması.**

### ***Vin qanunu.***

Termodinamika və elektrodinamika qanunlarına əsaslanaraq Vin mütləq qara cismin şüa buraxma qabiliyyətinin tezlik və temperaturdan asılılığını müəyyən etmişdir.

Vinin qanununa görə, mütləq qara cisimlərin şüalanma qabiliyyəti tezliyin üçüncü dərəcəsi ilə düz mütənasibdir və  $\nu/T$  nisbətinin funksiyasıdır

$$\varepsilon(\nu, T) = \alpha \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right)$$

və ya

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{c^4}{\lambda^5} F\left(\frac{c}{\lambda T}\right) \quad (189.3),$$

Vin qanunun  $\varepsilon(\nu, T)$ - in tezlikdən asılılığının aşkar şəklini verməməsinə baxmayaraq, ondan bir sıra vacib nəticələr çıxır.

1) *Vinin yerdəyişmə qaydası*: mütləq qara cismin şüa buraxma qabiliyyətinin maksimumuna uyğun olan dalğa uzunluğu (minimal tezliyi)  $\lambda_{max}$  mütləq temperaturla tərs mütənasibdir

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T} \quad (189.4).$$

Burada  $b = 0.002898 \text{ m} \cdot \text{K}$  temperaturdan asılı deyil və Vin sabiti adlanır.

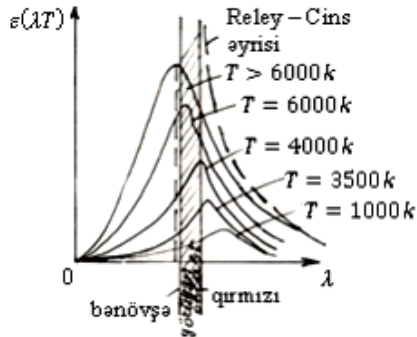
Vin mütləq qara cismin şüalanma spektrində enerjinin dalğa uzunluğuna (tezliyə) görə paylanmasını müxtəlif temperaturlar üçün

təcrübi olaraq öyrənmişdir (şəkil 212). Temperatur yüksəldik-cə mütləq qara cismin şüalanma enerjisinin maksimum qiyməti qısa dalğa tərəfə yerini dəyişir.  $\lambda_{max}$  belə yerini dəyişməsinə görə bu asılılığa Vinin yerdəyişmə qaydası deyirlər.

2) Maksimal şüalanma qabiliyyəti mütləq temperaturun beşinci dərəcəsi ilə düz mütənasibdir

$$\varepsilon_{max} = \frac{c^4}{\lambda_{max}^5} F\left(\frac{c}{\lambda_{max}} T\right) = \frac{c^4}{b^5} T^5 F\left(\frac{c}{b}\right) = aT^5 \quad (182.5),$$

burada  $a = \frac{c^4}{b^5} F\left(\frac{c}{b}\right)$  sabit kəmiyyətdir.



Şəkil 212

$\varepsilon(\nu, T)$  funksiyasını aşkar ifadəsini tapmağa cəhd etmişlər və aşağıdakı düsturu vermişlər

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \quad (190.1).$$

Bu Reley-Cins qanunu da adlanır. Bu düstur yalnız böyük dalğa uzunluqlarında (kiçik tezliklərdə) və yüksək temperaturlarda təcrübə ilə üst-üstə düşür (şəkil 212). Bundan başqa buradan Stefan-Bolsman qanunu almaq cəhti “ultrabənövşəyi fəlakət” adlanan ziddiyətə (absurda) gətirir

$$\varepsilon(T) = \int_0^{\infty} \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT d\nu = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty !$$

Yəni, belə çıxır ki, cisim və onun şüalanması arasında tarazlıq yalnız mütləq sıfır temperaturunda qərarlaşacaq (məsələn, Yer kürəsinin temperaturu mütləq sıfır olanacan, o enerji şüalandırmalıdır). Bu da təcrübə nəticələrlə ziddiyətə gətirir. Təcrübələr  $\varepsilon(T)$ -in müəyyən bir qiymətə malik olduğunu göstərir yəni, tarazlıq sıfırdan fərqli istənilən temperaturda ola bilər. Bu ziddiyət “ultrabənövşəyi fəlakət” adı almışdır.

Reley-Cins düsturu şüalanma nəzəriyyəsinin inkişafında böyük rol oynamışdır – o, klassik fizikanın prinsiplərini bütün aydınlıqla aşkara çıxardı.

## § 191. PLANK DÜSTURU

Yuxarıda göstərilən,  $\varepsilon(\nu, T)$  Kirxhof funksiyasının aşkar ifadəsinin təyin edilməsində yaranan ziddiyətləri aradan 1900-cü ildə M.Plank götürmüşdür. Plank öz düsturunu çıxararkən işığın fasiləsiz olaraq şüalanmasını qəbul edən klassik fizikanın əsas

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}.$$

Burada mütənasiblik əmsalı olan  $h = 6.625 \cdot 10^{-34} \text{C} \cdot \text{s}$  və Plank sabiti adlandırılmışdır.

Yuxarıda deyilənlərə əsaslanaraq mütləq qaracismin şüaburaxma qabiliyyəti üçün Plank aşağıdakı ifadəni almışdır:

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (191.1)$$

Bu Plank düsturudur. Plank düsturu istənilən  $\nu$  (tezlik) və  $T$  (temperatur) üçün ödənildiyindən, ondan xüsusi hal kimi istilik şüalanması üçün məlum olan bütün qanunlar alınmalıdır.

### 1. Stefan-Bolsman qanununun çıxarılışı.

$$\begin{aligned} \varepsilon(T) &= \int_0^{\infty} \varepsilon(\nu, T) d\nu = \frac{2\pi h}{c^2} \int_0^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \\ &= \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 \int_0^{\infty} \frac{\left(\frac{h\nu}{kT}\right)^3 d\left(\frac{h\nu}{kT}\right)}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \end{aligned}$$

$\frac{h\nu}{kT} = x$  işarə edək mütləq qara cismin şüaburaxma qabiliyyəti üçün

$$\varepsilon(T) = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \sigma T^4$$

alırıq. Burada

$$\sigma = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}$$

bərabərdir.

$$\int_0^{\infty} x^3 dx = \frac{\pi^4}{15}$$

olur.

Beləliklə biz Stefan-Bolsman qanununu çıxardıq və  $\sigma$  sabitinin ifadəsini aldıq.

### 2. Vinin yerdəyişmə qanununun çıxarılışı.

Maksvel şüaburaxma qabiliyyətinə uyğun olan dalğa uzunluğunu tapaq. Bundan ötrü Plank düsturunu differensiallayaq və sıfıra bərabərləşdirək

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{c}{\lambda^2} \varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

$$\frac{d\varepsilon(\lambda, T)}{d\lambda} = \frac{2\pi hc^2 \left( \frac{hc}{kT\lambda_{max}} \cdot e^{\frac{hc}{kT\lambda_{max}}} - 5 \left( e^{\frac{hc}{kT\lambda_{max}}} - 1 \right) \right)}{\lambda_{max}^6 \left( e^{\frac{hc}{kT\lambda_{max}}} - 1 \right)^2} = 0.$$

Burada  $\frac{hc}{kT\lambda_{max}} = x$  işarə etsək

$$xe^x - 5e^x + 5 = 0$$

alarıq. Bu transendent tənliyin yeganə həlli  $x = 4.965$  bərabərdir.

Beləliklə

$$\frac{hc}{kT\lambda_{max}} = 4.965 \quad \text{və} \quad \lambda_{max}T = \frac{hc}{4.965 \cdot K} = b.$$

Bu Vin qanunudur.

### 3. Reley-Cins qanununun çıxarılışı.

Kiçik tezliklər və yüksək temperaturlarda, yəni  $h\nu \ll kT$  olduqda,  $e^{\frac{h\nu}{kT}}$  - ni sıraya ayırırıb, birinci iki hədlə kifayətlənək

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} = 1 + \frac{h\nu}{kT} + \left( \frac{h\nu^2}{kT} \right) + \dots \approx 1 + \frac{h\nu}{kT}.$$

Belə olan halda

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{kT} = \frac{2\pi\nu^2}{kT}.$$



**Beşinci bölmə**  
**KVANT MEXANİKASI, ATOM VƏ**  
**NÜVƏ FİZİKASI ELEMENTLƏRİ**

**XXX FƏSİL**  
***KVANT MEXANİKASININ ELEMENTLƏRİ***

**§ 192. DE-BROYL DALĞASI. DEVISSON VƏ CERMER**  
**TƏCRÜBƏSİ**

1924-cü ildə fransız fiziki Lui de-Broyl belə bir fərziyyə irəli sürmüşdür ki, optik hadisələrdə özünü biruzə verən işığın ikili xassəsi analogi olaraq şüalanma və maddi zərrəciklərin xassələri arasında da mövcuddur. Başqa sözlə korpuskulyar dalğa dualizmi materiyanın universal və fundamental xassəsidir. Deməli istənilən hərəkəti edən maddə zərrəciyi (məsələn: foton) həm korpuskulyar (kvant) həm də dalğa xassəsinə malik olmalıdır.

Foton impulsu

$$P_F = m_F c = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

bərabərdir. Buradan

$$\lambda = \frac{h}{m_F c} = \frac{h}{P_F}$$

alırıq.

De-Broyl göstərmişdir ki, bu ifadə təkəcə fotona aid olmayıb, elektron və başqa zərrəciklər üçün də doğrudur.

De-Broylun hipotezinə görə impulsu  $mv$  olan istənilən zərrəcik dalğa təbiətinə malik olur və ona uyğun dalğa uzunluğu

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (192.1)$$

həddindən artıq kiçik olmasıdır. Məsələn,  $m = 1mq = 10^{-6}kq$  kütləli  $v = 1 \frac{m}{s}$  sürəti ilə hərəkət edən zərrəcik üçün De-Broyl dalğası

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6.625 \cdot 10^{34}}{10^{-6} \cdot 1} m = 6.625 \cdot 10^{-28} m$$

bərabərdir.

Dalğanın belə kiçik qiymətlərində dalğa xassələrini aşkar etmək (məsələn, difraksiya vasitəsi ilə) mümkün deyil, çünki periodu  $10^{-28}m$  olan strukturu tapmaq mümkün olmur. Ancaq çox kiçik kütləli mikrozərrəciklərin de-Broyl dalğasının qiyməti kristal qəfəsinin perioduna yaxın ola bilər. Belə halda mikrozərrəciklərin dalğa xassələri özünü kristallarda difraksiyası ilə büruzə verir.

Məlumdur ki,  $m$  kütləli  $v$  sürəti ilə hərəkət edən zərrəciyin kinetik enerjisi

$$W_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{P^2}{2m}$$

bərabərdir. Buradan impuls üçün

$$P = \sqrt{2mW_k}$$

ifadəsini alırıq. Onda de-Broyl dalğasını zərrəciyin kinetik enerjisi ilə ifadə etmək olur

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mW_k}} \quad (192.2).$$

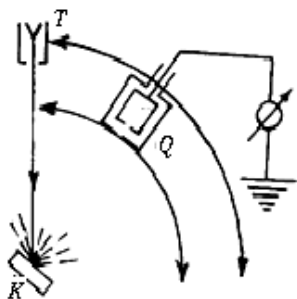
Kütləsi  $m$  elektrik yükü  $q$  olan zərrəcik elektrik sahəsində  $U$  potensial fərqini keçdikdə

$$W_k = qU$$

kinetik enerjisi əldə edir və (185.2) düsturunu

De-Broyl dalğasını istənilən zərrəciyə tətbiq etmək olur. Bu hipotez sonralar elektron və neytronların difraksiyası kimi, bir çox təcrübələrlə təstiq olunmuşdur. De-Broylun hipotezi sonralar kvant fizikasının yaranmasında istifadə edilmişdir.

De-Broyl hipotezinin ilk təcrübi təstiqi Devisson və Cermer (1927) təcrübələri olmuşdur. Bu təcrübələrdə (şəkil 213) közərmiş teldən (T) çıxan elektronlar vakuum şəraitində elektrik sahəsində sürətləndirilir və ensiz elektron dəstəsi şəklində kristal (K) üzərinə düşür. Kristal səthindən əks olunmuş bu elektronları xüsusi qəbuledici (ionlaşma kamerası) (Q) ilə tutulur və qalvanometrle cərəyan şüddətini ölçməklə (I) onunla sürətləndirici (U) potensial arasında asılılığı öyrənilirdi. Kristalı fırlatmaqla elektron dəstəsinin düşmə bucağını dəyişmək olurdu. Qəbuledici (Q) qövslə hərəkət edərək müxtəlif bucaqlar altında əks olunan elektronları tuturdu.



Şəkil 213



Şəkil 214

Elektronların bucağa görə paylanması diaqramında (şəkil 214) aydın dövrü yerləşən maksimumlar aşkar olunmuşdur. Deməli elektronların kristalın qəfəsində difraksiyası baş vermişdir. Bu maksimumların vəziyyətini Vulf-Breqq düsturuna

### § 193. HEYZENBERQİN QEYRİ-MÜƏYYƏNLİK PRİNSİPİ

Gördük ki, elektron bir halda (məsələn, Vilson kamerasında) özünü zərrəcik kimi, digər halda isə, kristal səthindən əks olunduqda dalğa kimi aparır.

Lakin, bu o demək deyildir ki, elektronda zərrəciklərə xas olan bütün əlamətləri və ya dalğaya aid bütün əlamətləri axtarmaq lazımdır. Zərrəciyin belə ikili təbiəti sayəsində zərrəciyin hərəkəti klassik fizika qanunları ilə izah edilə bilmir. Klassik mexanika qanunlarına görə zərrəciyin istənilən anda fəzada müəyyən yeri (koordinatları) və müəyyən impulsu (sürəti) olmalıdır. Hər bir kooprdonatın qiymətinə zərrəciyin impulsunun dəqiq qiyməti uyğundur.

Dalğa xassələrinə malik mikrozzərrəciklərə klassik mexanika anlayışlarının tətbiqi çox vaxt mənasız olur. Məsələn: dalğanın koordinatı anlayışının fiziki mənası olmadığından, kvant mexanikasında zərrəciyin trayektoriyası anlayışında mənasızdır. Kvant mexanikasında zərrəciyin koordinatları və impulsunun təyin edilməsində prinsipial qeyri-dəqiqliklər mövcuddur. Bu mikrozzərrəciyin qeyri-klassik təbiəti ilə əlaqədardır.

Koordinat və impulsun anlayışlarının mikrozzərrəciyə tətbiq olunmasının dəqiqlik dərəcəsini Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik münasibətləri göstərir.

Koordinatların müəyyən edilməsindəki qeyri-dəqiqlik ( $\Delta x$ ) impulsun müəyyən edilməsindəki qeyri-dəqiqliklə ( $\Delta P_x$ ) əlaqəsi aşağıdakı münasibətlə verilir

$$\Delta x \cdot \Delta P_x \geq \frac{h}{4\pi}$$

İmpuls (kordinat) böyük dəqiqliklə təyin olunarsa, yəni  $\Delta P_x \rightarrow 0$  ( $\Delta x \rightarrow 0$ ) olarsa koordinatın (impulsun) təyin olunmasında buraxılan xəta daha böyük olar, yəni  $\Delta x \rightarrow \infty$  ( $\Delta P_x \rightarrow \infty$ ).

İmpuls və enerjinin əlaqəsi düsturundan

$$W = \frac{mv^2}{2} = \frac{Pv}{2} = \frac{P_x}{2t}$$

enerji və zaman üçün qeyri-müəyyənlik münasibəti almaq olar

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq \frac{h}{2\pi} \quad (193.2)$$

Burada  $\Delta W$ - hər hansı səviyyənin enerjisi,  $\Delta t$ - isə zərrəciyin bu səviyyədə olma müddətidir. Hər hansı bir səviyyədə zərrəciyin enerjisi ( $W$ ) o zaman çox dəqiq təyin oluna bilər ki, (yəni  $\Delta W \rightarrow \infty$ ) zərrəcik bu səviyyədə uzun müddət qala bilsin ( $\Delta t \rightarrow \infty$ ).

Mikrozərrəciyin həm koordinatının, həm də sürətinin (impulsunun) hər ikisinin eyni zamanda dəqiq təyin oluna bilməməsi ölçmə cihazlarının səhfi nəticəsində yaranmayıb, bu xassə zərrəciyin özünün təbiətinə məxsus olan hadisədir.

Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik prinsipi klassik fizika anlayışlarının mikroaləmə tətbiq olunmasının sərhəddini müəyyən edir.

## § 194. DALĞA FUNKSIYASI VƏ ONUN STATİSTİK MƏNASI

Zərrəciklərin dalğa təbiəti haqqında De-Broyl ideyasına əsasən 1925-1926-cı illərdə Heyzenberq, Şredinger və başqa alimlər tərəfindən elementar zərrəciklərin (molekul, atom, ion, elektron və.s.) hərəkət qanunlarını öyrənən yeni fiziki nəzəriyyə kvant mexanikası yaradılmışdır.

olduğundan zərrəciyin fəzada vəziyyətini (koordinatlarını) və zərrəciyin trayektoriyasını dəqiq olaraq göstərmək mümkün deyildir. Kvant mexanikasında zərrəciyin koordinatı və trayektoriyası öz mənasını itirir, amma kütlə, impuls, impuls momenti məvhumları qalır.

Kvant fizikasında zərrəciyin vəziyyəti xüsusi bir dalğa funksiyası  $\psi$  (psi funksiya) ilə xarakterizə olunur. Dalğa funksiyası koordinat və zamanın funksiyasıdır  $\psi(x, y, z, t)$ .  $\psi$  funksiyası zərrəciyin koordinatının hər hansı qiymətinin ehtimalını tapmağa imkan verir. Bu funksiya zərrəciyin obyektiv vəziyyətini xarakterizə edir.

Fəzanın kiçik həcm elementində  $dV = dx dy dz$  zərrəciyin olma ehtimalı  $dW = |\psi|^2 dV$  bərabərdir. Buradan:

$$|\psi|^2 = \frac{dW}{dV}.$$

Deməli  $\psi$  funksiyası modulunun kvadratı ehtimalın sıxlığına, yəni zərrəciyin vahid həcimdə olma ehtimalına bərabərdir.  $\psi = 0$  olan nöqtələrdə elektron (zərrəcik) yoxdur deməkdir.

$\psi$  kompleks funksiya olduğundan onun özünün yox,  $(|\psi|^2)$  kvadratının fiziki mənası var.

Hər hansı bir  $V$  həcimdə zərrəciyin olması üçün

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dV = 1 \quad (194.1)$$

olmalıdır. Buna normallaşma şərti deyirlər.

## § 195. ŞREDİNGER TƏNLIYI

Xarici şəraiti nəzərə almaqla, mikrozərrəciyin vəziyyətini xarakterizə edən  $\psi$  funksiyasını tapmaq üçün kvant mexanikasının əsas tənliyini həll etmək lazımdır.

Klassik mexanikada Nyutonun hərəkət tənliyi olduğu kimi, Şredinger tənliyi də çıxarılmır, o digər təbiətli dalğaların tənliyi ilə analogiya əsasında postulat şəklində verilir. Şredinger tənliyinin doğruluğunu onun verdiyi nəticələrin (atom və nüvə fizikasında) təcrübə ilə üst-üstə düşməsi isbat edir.

Uzunluğu  $\lambda$  periodu  $T$  olub  $X$  oxu üzrə yayılan monoxromatik dalğaya baxaq. Bunun üçün müstəvi dalğanın differensial tənliyini yazaq

$$v^2 \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}.$$

Burada  $v = \frac{\lambda}{T}$  olduğundan

$$\frac{\lambda^2}{T^2} \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \quad (195.1)$$

alırıq.

İndi (195.1) dalğa tənliyi ilə elektronun hərəkəti arasındakı əlaqəyə baxaq.

Fərz edək ki, hər hansı bir funksiya ( $\psi = \psi(x, y, z, t)$ ) harmonik qanun üzrə dəyişir, yəni

$$\psi = \psi_0 \sin \frac{2\pi}{T} t \quad (195.2).$$

Bu halda (195.1) tənliyini belə yazmaq olar

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \frac{\lambda^2}{T^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \quad (195.3).$$

Əgər dalğa üç ölçülü fəzada yayılırsa

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \frac{\lambda^2}{T^2} (\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2})$$

$$\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right) = \Delta\psi$$

ifadəsi Laplas operatoru olduğundan yazı bilərik

$$\Delta\psi - \frac{T^2}{\lambda^2} \cdot \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = 0.$$

Burada (188.2) ifadəsini nəzərə alsaq

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi^2}{T^2} \psi_0 \sin \frac{2\pi}{T} t = -\frac{4\pi^2}{T^2} \psi$$

olur və ona görə də

$$\Delta\psi + \frac{4\pi^2}{T^2} \psi = 0 \quad (195.4).$$

Tam enerji  $E$ , potensial enerji  $U$  ( $U = U(x, y, z, t)$ ) olarsa zərrəcinin kinetik enerjisi

$$\frac{1}{2}mv^2 = E - U$$

və ya

$$m^2v^2 = 2m(E - U)$$

olar. Onda de Broyl dalğası

$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

olduğundan

$$\lambda^2 = \frac{h^2}{m^2v^2} = \frac{h^2}{2m(E - U)}$$

alırıq.

Bu ifadəni (195.4)-də yerinə yazsaq

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2}(E - U)\psi = 0 \quad (195.5)$$

$\frac{h}{2\pi} = \hbar$  işarə etsək, bu ifadədən alırıq



Bu da potensialı  $U$  olan elektronun hərəkətini ümumi şəkildə təsvir edən Şredinger tənliyidir. Bu tənliyə bəzən stasionar hallar üçün Şredinger tənliyi də deyirlər.

Şredinger tənliyinin ümumi şəkildə həlli yoxdur. Ona görə hazırda bu tənlik təqribi yollarla bir sıra ardıcıl sadələşdirmələr (yaxınlaşmalar) qəbul etməklə həll edilir.

Sərbəst elektron üçün  $U = 0$  və

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0 \quad (195.7)$$

olur.

## XXXI FƏSİL

### *ATOM FİZİKASI ELEMENTLƏRİ*

#### **§ 196. REZERFORD TƏCRÜBƏSİ. HİDROGEN ATOMU**

Kütlənin atomun daxilində paylanmasını tədqiq etmək üçün Rezerford 1906-cı ildə  $\alpha$ -zərrəciklərlə atomları zondlayaraq ( $\alpha$ -zərrəciyin nazik təbəqəyə düşməsi ilə) belə bir nəticəyə gəlmişlər.

1. Atomun bütün müsbət yükü və kütləsi toplanmış nüvə onun mərkəzində yerləşir.

2. Nüvə  $10^{-14}$  tərtibli diametrə malikdir və bu təxminən 10000 dəfə atomun öz ölçülərindən ( $\sim 10^{-10}m$ ) azdır.

3. Atom bütövlükdə neytraldır, onun elektronlarının sayı nüvənin yükü kimi elementin dövrü sistemdəki sıra nömrəsinə bərabərdir və yüngül olan elektronlar böyük kütləli nüvə ətrafında qapalı orbitlərlə hərəkət edir.

Başqa təcrübələr göstərmişdir ki, atom dayanıqlı və hər bir elementin atomu özünə xas olan xətti spektr verir. Atomun Rezerford modelinin inkişafında hidrogen atomunun xətti spektrinin tədqiqi xüsusi rol oynamışdır. Ona görə əvvəlcə hidrogen atomunun xətti spektrini nəzərdən keçirək.

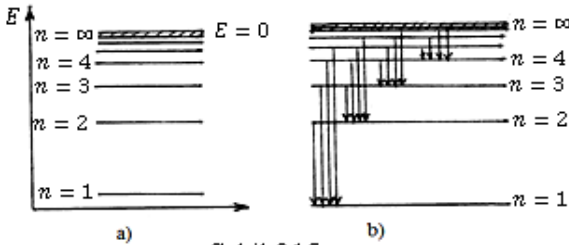
Közərməş bərk cisimlər bütöv spektr verir, işıqlanan qaz və buxarların spektrləri xətti və zolaqlı olur. Atom xətti, molekul zolaqlı spektr verir.

Hidrogen atomunun xətti spektrini Balmer müşahidə etmişdir. O müəyyən etmişdir ki, hidrogen atomunun xətti spektrində spektral xətlər, spektrin bənövşəyi hissəsinə tərəf, getdikcə bir birinə yaxınlaşır və parlaqlıqları azalır. Spektrin

Hidrogen atomunun xətti spektrində müşahidə olunan bütün xətlərin tezliyi aşağıdakı ifadə ilə müəyyən olunur (Balmer düsturu ilə)

$$v = Rc \left( \frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (189.1)$$

Burada  $c$ - vakuumda işıq sürəti,  $R$ - Ridberq sabiti,  $n > k$ - baş kvant ədədləridir və ( $n = k + 1, k + 2, k + 3 \dots$ ).



Şəkil 215

Şəkil 215– də hidrogen atomunda enerji səviyyələrin sxemi (a) və onun xətti spektrindəki xətlərin yaranması sxemi (b) verilmişdir.

$k$ -ları eyni olan xətlər qrupuna seriya deyilir.

Layman seriyası ( $k = 1$ ) üçün:  $v = Rc \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 2, 3 \dots$

Balmer seriyası ( $k = 2$ ) üçün:  $v = Rc \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 3, 4 \dots$

Paşen seriyası ( $k = 3$ ) üçün:  $v = Rc \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right); n = 4, 5 \dots$

almır.

Sonralar Breket ( $k = 4$ ), Pfund ( $k = 5$ ) və Hemfri ( $k = 6$ ) spektral seriyaları aşkar edilmişdir.

$$v = z^2 R \left( \frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (196.2)$$

Burada  $z$ -elementin dövrü cədvəldəki sıra nömrəsidir.

$k$ -nın hər bir qiymətinə maksimal tezlikli ( $n = \infty$ ) seriyanın sərhədi uyğundur. Bu sərhədə term ( $T_n$ ) deyilir.

Hidrogen üçün  $T_n = \frac{R}{n^2}$ , hidrogenəbənzər atom üçün  $T_n = \frac{z^2 R}{n^2}$  olur.

### § 197. BOR POSTULATLARI

Hidrogen atomunun spektri və enerji səviyyələri ilk dəfə Borun postulatları köməyi ilə izah edillmişlər. Bu postulatlar aşağıdakılardır.

1. Atomda elə dairəvi orbitlər var ki, həmin orbitlər üzrə hərəkət edən elektronlar enerji şüalandırmır. Bu cür orbitlər stasionar orbitlər adlanır.

2. Stasionar orbitlər üzrə hərəkət edən elektronun ( $L$ ) impuls momenti  $\frac{h}{2\pi}$ -nin tam mislinə bərabər olur, yəni

$$L = mv_n r_n = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar; \quad (n = 1, 2, 3 \dots) \quad (197.1)$$

burada  $m$ - elektronun kütləsi,  $v_n$ - onun  $n$ -ci orbitdəki sürəti,  $n$  dairəvi orbitin sırasıdır,  $r_n$ -  $n$ -ci dairəvi orbitin radiusu,  $h = 6.625 \cdot 10^{-34} \text{C} \cdot \text{s}$ - Plank sabitidir.

$n$  tam ədədi elektronun dairəvi orbitin uzunluğunda yerləşən de-Broyl dalğalarının sayına bərabərdir

$$\frac{2\pi r}{\lambda} = \frac{2\pi r m v}{h} = n; \quad \left( \lambda = \frac{h}{m v} \right)$$

3. Elektron bir stasionar orbitdən digərinə keçərkən o

$W_n$  və  $W_k$  -  $n$  və  $k$  saylı orbitlərində elektronun enerjisidir. Əgər  $W_n > W_k$  olarsa, şüalanma baş verir. Əgər  $W_n < W_k$  olarsa, udma baş verir.

## § 198. HİDROGEN ATOMU ÜÇÜN ELEMENTAR BOR NƏZƏRİYYƏSİ

Hidrogen atomunun ( $z = 1$ ) bir elektronu var. Elektronun  $r$  radiuslu orbit üzrə hərəkəti zamanı ona nüvə tərəfindən təsir edən Kulon qüvvəsi

$$F_{kul} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2},$$

mərkəzəqaçma qüvvəsi

$$F_{m,q} = \frac{mv^2}{r}$$

rolunu döür. Yəni  $F_{kul} = F_{m,q}$  olduğundan

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r} \quad (198.1)$$

alırıq. Buradan

$$mv^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (198.2)$$

alırıq.

Elektronun nüvə ilə qarşılıqlı təsir nəticəsində malik olduğu potensial enerjisi

$$W_p = -F_{kul} \cdot r = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot r = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (198.3)$$

bərabərdir. Burada mənfi işarəsi onu göstərir ki, elektron sahə qüvvələri təsirindən hərəkət edərsə onun potensial enerjisi azalar.

$$W_k = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} \quad (198.4).$$

(198.3) və (198.4)-dən elektronun tam enerjisini tapmaq olar

$$W = W_k + W_p = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{2e^2}{8\pi\epsilon_0 r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (198.5).$$

Buna görə elektronun nüvəyə nisbətən maqnit momenti

$$mvr = n \frac{h}{2\pi}; \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$$

Elektronun dairəvi orbitində tam sayda dalğa uzunluqları ( $\lambda$ ) yerləşməlidir, yəni  $2\pi r = n\lambda$  olur. Burada de-Broyla görə

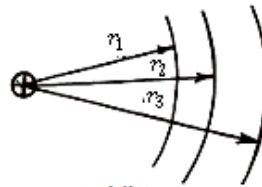
$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

olduğunu nəzərə alaraq

$$2\pi r = n \frac{h}{mv}$$

və ya

$$mvr = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar.$$



Şəkil 216

Bu kvantlanma qaydasıdır. Buradan alırıq

$$v = \frac{n\hbar}{mr} \quad (198.6).$$

(198.6) ifadəsini (198.2)-də yerinə yazaraq

$$m \frac{n^2 \hbar^2}{m^2 r^2} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

Buradan

$$r = 4\pi\epsilon_0 \frac{\hbar^2 n^2}{me^2} \quad (198.7).$$

Bu ifadədən görünür ki,  $n$  ədədi dəyişdikcə Bor orbitinin radiusu dəyişir. Dəyişməsi elektronun orbitinin

(198.7)-ni (198.5)-də nəzərə alaraq

$$W = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{me^4}{2n^2\hbar^2} \quad (198.8)$$

Bu ifadə elektronun  $n$ -ci orbitdəki enerjisini ifadə edir.

Borun II postulatına görə

$$h\nu = W_n - W_k$$

və ya

$$\nu = \frac{W_n}{h} - \frac{W_k}{h} = \frac{W_n}{2\pi\hbar} - \frac{W_k}{2\pi\hbar}.$$

Burada (191.8) ifadəsini nəzərə aldıqda Balmerin empirik düsturunu alırıq

$$\nu = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) = Rc \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (198.9)$$

Burada  $Rc = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{me^4}{4\pi\hbar^3}$ ,  $R = 1.097 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{m}}$  – Ridberq

sabitidir.

Gördüyümüz kimi Bor nəzəriyyəsi təcrübi faktları bütövlüklə izah edir.

Bor nəzəriyyəsinin əsasını təşkil edən enerjinin diskretliyini təcrübədə aşkara çıxaran Frank və Hers olmuşdur.

## § 199. FRANK VƏ HERS TƏCRÜBƏSİ

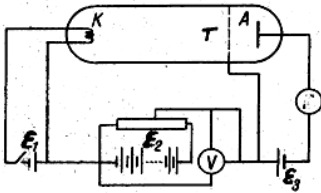
Seyrəkləşmiş civə buxarı ilə dolu üç elektrodlu boruda cərəyan şiddətinin sürətləndirici potensialdan asılılığını öyrənmək məqsədi ilə şəkil 217-də təsvir olunmuş qurğudan istifadə edilmişdir.

Közərmə katodundan çıxan elektronlar katod ilə tor arasında

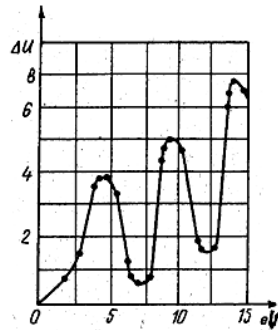
$$\frac{mv^2}{2} = e(\varphi_1 - \varphi_2)$$

Bu elektron civə buxarının atomları ilə toqquşarkən ya enerjisini civə atomuna verəcək, sürəti azalacaq və ya toqquşma elastiki olarsa, elektron enerjisini saxlayacaqdır. Birinci halda tormozlayıcı sahə elektronun anod üzərinə düşməsinə mane olacaqdır, ikinci halda isə mane ola bilməyəcəkdir.

Borun I postulatına görə civə buxarının atomları istənilən miqdarda enerji uda bilməz. Civə buxarının atomları ilə toqquşma zamanı elektron elə miqdarda enerji (4.86 eV) verməlidir ki, atomun bir enerji səviyyəsindən digər enerji səviyyəsinə



Şəkil 217



Şəkil 218

keçməsinə kifayət etmiş olsun (şəkil 218). Civə buxarının atomları üçün bu enerji 4.86 eV olduğundan katodla tor arasında potensial fərqi 1 · 4.86 eV ; 2 · 4.86 eV ; 3 · 4.86 eV ;... olan hallarda elektronla atomların zərbəsi qeyri-elastiki olacaq və anod cərəyanı kəskin olaraq azalacaqdır. Qrafikdə Frank-Hers təcrübəsində alınan volt-ampere xarakteristikası verilmişdir.



artıq enerjisini ( $W_n - W_k$ ) monoxromatik dalğa şəklində şüalandırıldığından yazmaq olar

$$E_n - E_k = h\nu = 4.86eV$$

Buradan  $\lambda = \frac{hc}{E_n - E_k} = 2537 \text{ \AA}$ . Bu da təcrübədən alınan qiymətə çox yaxın bir ədəddir.

## § 200. KVANT ƏDƏDLƏRİ

Atomda hər bir elektronun vəziyyəti dörd kvant ədədi ilə xarakterizə olunur. Bu kvant ədədləri bunlardır:  $n$  - baş kvant ədədi,  $l$  - orbital kvant ədədi,  $m_l$  - maqnit kvant ədədi və  $S$ -spin kvant ədədi.

**1.  $n$  -baş kvant ədədi** atomda elektronların enerji səviyyələrini, yəni elektronun nüvədən uzaqlaşma məsafəsini müəyyən edir.  $n$ -in qiyməti artdırca atomda elektronların nüvə ilə əlaqə enerjisi azalır.

*Baş kvant ədədi:*  $n = 1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$  qiymətləri ala bilər.

Atomda  $n$ -i eyni olan elektroinlar atomda elektron örtüyü (təbəqəsi və ya qabığı) əmələ gətirir.  $n$ -in hər qiymətinə uyğun enerji səviyyələri  $K, L, M, N, O, P$  və.s. ilə göstərilir.

**2.  $l$ -orbital (əlavə,azimutal) kvant ədədi** elektronun impuls momentini xarakterizə edir və orbitin dartılma dərəcəsini müəyyən edir.

$$l = 1, 2, 3, \dots \dots \dots (n - 1)$$

və

$$L_l = \hbar\sqrt{l(l + 1)} \quad (200.1)$$

$$\frac{b}{a} = \frac{l+1}{n},$$

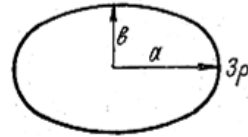
burada  $n$ - baş kvant ədədi,  $l$ - orbital kvant ədədidir.

Məsələn: hidrogen atomunun əsas orbiti üçün  $n = 1$  onda  $l = (n - 1) = 0$  olur və  $\frac{b}{a} = 1$  bərabərdir, yəni orbit çevrə forma-sındadır;

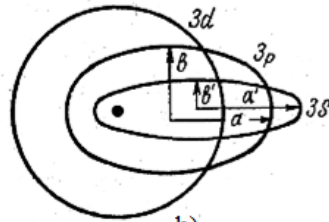
$n = 3$   $l = 0$  vəziyyəti  $3s$  səviyyəsinə uyğundur,  $\frac{b}{a} = \frac{1}{3}$  bərabərdir, yəni orbit ən çox dartılmış olur;

$n = 3$  və  $l = 0$  vəziyyəti  $3p$  səviyyəsinə uyğundur,  $\frac{b}{a} = \frac{2}{3}$  bərabər olması orbitin az dartıldığını göstərir;

$n = 3$  və  $l = 2$  vəziyyəti  $3d$  səviyyəsinə uyğundur,  $\frac{b}{a} = 1$  olur, bu da orbitin çevrə olduğunu göstərir.



a)



b)

Şəkil 219

Elektron müəyyən elektron örtüyü adlanan səviyyədə yerləşdikdə, orbital kvant ədədinə ( $l$ ) uyğun yarım səviyyələr uyğun gəlir. Bu yarım səviyyələr belə işarə olunurlar:

*Orbital kvant ədədi:*  $l = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

*Yarım səviyyələr:*  $s, p, d, f, g \dots$

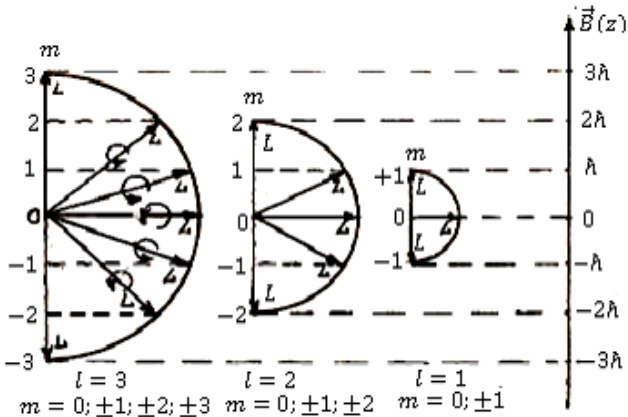
Hər bir elektron örtüyündə olan layların sayı ( $n$ ) baş kvant ədədinə bərabərdir. Məsələn:

$n = 3$  ( $M$  səviyyəsi)  $3p$  və  $3d$  yarım səviyyələrindən ibarətdir və s.

**3.  $m$  - maqnit kvant ədədi** xarici maqnit sahəsində elektronun orbitinin istiqamətlənməsini müəyyən edir. Başqa sözlə melektronun orbital impuls momentini ( $\vec{L}_e$ ) və onunla bağlı olan orbital maqnit momentinin fəzadakı vəziyyətini müəyyən edir.  $m$  cəmi  $(2l + 1)$  qiymət ala bilər.

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \dots \dots \dots \pm l$$

Xarici sahənin ( $\vec{B}$ ) təsirindən atomda elektron  $(2l + 1)$  sayda orbitlər üzrə hərəkət edə bilər (şəkil 220). Xarici maqnit sahəsində orbitlər elə istiqamətdə yönəlməlidir ki, həmin orbitlər



Şəkil 220

üzrə hərəkət edən elektronun impuls momentini ( $L_e$ ) sahə istiqamətində ( $\vec{B}$ ) olan  $ox(z)$  üzərindəki proyeksiyası  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ -nin tam misillərinə bərabər olsun, yəni impuls momentini də sahə istiqamətində kvantlanır:

**4.S-spin kvant ədədi** elektronun spin vektorunun hansı istiqamətdə yönələ biləcəyini müəyyən edir. Elektronu öz oxu ətrafında fırlandıqından, o məxsusi impuls momentinə  $\vec{L}_s$  malik olur. Qeyri müəyyənlik prinsipinə görə  $\vec{L}_e$  vektorunun fəzada müəyyən (konkret) vəziyyəti ola bilməz - o həmişə Z oxu ətrafında fırlanır ( $\theta$  bucaqlı konus əmələ gətirir) (şəkil 221)

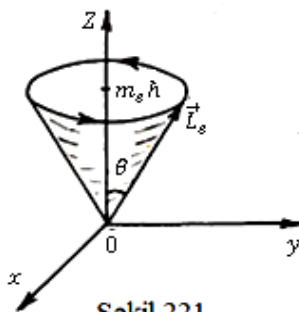
$$\vec{L}_s = \hbar\sqrt{S(S+1)} \quad (193.2)$$

Təcrübi olaraq Ştern və Herlax müəyyən etmişlər ki, elektronun spini  $\pm \frac{1}{2\hbar}$  bərabərdir. Digər tərəfdən elektronun spini, spin kvant ədədinin  $\hbar$ -a hasilinə bərabərdir ( $S\hbar$ ). Buradan aydın olur ki, spin kvant ədədi ancaq iki qiymət ala bilər:

$$S = \pm \frac{1}{2}.$$

Bu simvolik olaraq  $\uparrow\downarrow$  kimi göstərilir.

Spin elektronun yükü və kütləsi kimi elektronun ayrılmaz xassəsidir.



Şəkil 221

## § 201. PAULİ PRİNSİPİ. ATOMDA ELEKTRON ÖRTÜKLƏRİN QURULUŞU

Atom fizikasının ilk nailiyyətlərindən biri bütün atomların neytrallığını təmin edən elektronların nüvə ətrafında yerləşməsini müəyyənəndirməkdən ibarət olmuşdur. Atomun elektronları nüvə ətrafında müəyyən energetik səviyyələr üzrə fırlanır.

Energetik səviyyədə yerləşmiş hər bir elektronun bəli dəyəri

Hər bir elektron örtüyünün laylarda ( $s, p, d, f, g, h$ ) olan elektronlarının sayı

$$N = \sum_{l=0}^{l=n-1} 2(2l + 1) = 2n^2$$

düsturu ilə təyin olunur. Məsələn:  $s$  layında ( $l = 0$ ) ancaq iki elektron ola bilər ki, bunlarda spinin işarəsi ilə bir birindən fərqlənməlidirlər;  $p$  layında ( $l = 1$ ), 6 elektron ola bilər, bunlar üç maqnit ədədi ilə fərqlənir və bunların hər birinin spini də müxtəlif olmalıdır;  $d$  layında ( $l = 2$ ), 10 elektron ola bilər və i. a.

Hər bir layda olan elektronların sayı işarə olan həflərin qüvvəti kimi göstərilir.

Elektronların atomda elektron təbəqələri arasında paylanması Pauli prinsipi və enerjinin minimum prinsipinə tabedir. Elektron hallarının enerjisi əsasən  $n$  və  $l$  kvant ədədləri ilə müəyyən olunur. Atomun bir haldan digərinə keçməsi kvant ədədlərinin dəyişməsi və elektron təbəqəsinin dəyişməsi ilə müşayiət olunur.

1.  $H$  atomunda  $K$  səviyyəsində 1 elektron ( $1s$ ) var.
2.  $He$  atomunda  $K$  örtüyündə 2 elektron (fərq spinlə  $\uparrow\downarrow$ ) olur ( $1s^2$ ).
3.  $Li - 1s^2 2s^2$  atomunda  $K$  örtüyündə 2 elektron (fərq spinlə  $\uparrow\downarrow$ )( $1s^2$ ) və  $L$  örtüyündə 1 elektron ( $2s^1$ ) olur.

.....  
 .....

$$55. Cs - 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6 6s$$

Kimyevi element	Örtük													
	K n=1	L n=2		M n=3			N n=4				O n=5			
	<i>1s</i>	<i>2s</i>	<i>2p</i>	<i>3s</i>	<i>3p</i>	<i>3d</i>	<i>4s</i>	<i>4p</i>	<i>4d</i>	<i>4f</i>	<i>5s</i>	<i>5p</i>	<i>5d</i>	<i>5f</i>
3 Li	2	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
4 Be	2	2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
5 B	2	2	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
6 C	2	2	2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
7 N	2	2	3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
8 O	2	2	4	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
9 F	2	2	5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
10 Ne	2	2	6	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
11 Na	2	2	6	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
12 Mg	2	2	6	2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
13 Al	2	2	6	2	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-
14 Si	2	2	6	2	2	-	-	-	-	-	-	-	-	-
19 K	2	2	6	2	6	-	1	-	-	-	-	-	-	-
20 Ca	2	2	6	2	6	-	2	-	-	-	-	-	-	-
22 Ti	2	2	6	2	6	2	2	-	-	-	-	-	-	-
28 Ni	2	2	6	2	6	8	2	-	-	-	-	-	-	-
32 Ge	2	2	6	2	6	10	2	2	-	-	-	-	-	-
50 Se	2	2	6	2	6	10	2	6	10	-	2	2	-	-
52 Te	2	2	6	2	6	10	2	6	10	-	2	4	-	-

## XXXII FƏSİL

### NÜVƏ FİZİKASI ELEMENTLƏRİ

#### § 202. ATOM NÜVƏSİNİN QURULUŞU. PROTON VƏ NEYTRON. İZOTOPLAR. NÜVƏ DAXİLİNDƏKİ ÇEVİRMƏLƏR

1932-ci ildə, neytronun kəşfindən sonra, D.İvanenko və V.Heyzenberq atom nüvəsinin modelini vermişlər. Hər bir atomun nüvəsi iki növ zərrəciklərdən- proton ( $p$ ) və neytronlardan ( $n$ ) ibarətdir. Proton və neytrona birlikdə *nuklon* deyirlər.

• Proton ( $p$ ) müsbət yüklü ( $q_p = +e = +1.6 \cdot 10^{-19} Kl$ ) zərrəcikdir, onun yükü bir elementar elektrik yükünə, kütləsi isə  $m_p \approx 1a. k. v = 1836m_e$  bərabərdir. Proton hidrogen atomunun nüvəsidir.

• Neytron ( $n$ ) yüksüz zərrəcikdir, onun kütləsi təxminən protonun kütləsinə bərabərdir.

Atomun nüvəsinə xarakterizə edən əsas kəmiyyətlər yük ədədi  $Z$  və kütlə ədədi  $A$ -dır.

•  $Z$  yük ədədi nüvəyə daxil olan protonların sayını göstərməklə bərabər nüvənin yükünü xarakterizə edir (nüvənin yükü  $+Z$  -dir) və elementin dövrü cədvəldəki sıra nömrəsini göstərir.

•  $A$  kütlə ədədi nüvədəki bütün nuklonların sayına bərabərdir. Kütlə ədədi elementin atom çəkisinin tam hissəsinə bərabərdir.

Nüvəni  ${}_Z X^A$  və ya  $X_Z^A$  kimi işarə edirlər. Nüvədəki protonların sayı  $Z$ , neytronların sayı  $N = A - Z$  bərabərdir.

çox ağır hidrogen və ya tritium (bu radioaktivdir). Oksigenin üç stabil izotopu var ( ${}^8\text{O}^{16}$ ;  ${}^8\text{O}^{17}$ ;  ${}^8\text{O}^{18}$ ), kütlə ədədi eyni, yük ədədləri müxtəlif olan nüvələrə isə *izobar* deyirlər ( ${}_{18}\text{A}^{40}$  və  ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ -izobardırlar).

Neytronların sayı eyni olan nüvələrə *izoton* deyirlər (məsələn:  ${}^6\text{C}^{13}$  və  ${}^7\text{N}^{14}$ ).

Z və A eyni olan, yarım parçalanma periodları müxtəlif olan nüvələrə *izomer* deyirlər. Məsələn:  ${}_{35}\text{Br}^{80}$  iki izomeri var; birinin  $T_{1/2} = 18$  dəq, digərinin

$$T_{1/2} = 4,4 \text{ st}$$

Nüvələrin radiusu çox kiçikdir.

$$r_{\text{nüvə}} \approx 1.3\sqrt[3]{A} \cdot 10^{-13} \text{ sm} = 1.3\sqrt{A} \text{ Fermi}$$

$$1 \text{ Fermi} = 10^{-13} \text{ sm}$$

$$r_{\text{hidrogen}} \approx 1.3 \cdot 10^{-13} \text{ sm} \quad r_{\text{uran}} \approx 7.5 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$$

Deməli nüvənin həcmi onun kütləsi ilə mütənasibdir (yəni nuklonların sayı ilə).

Neytronların sayının protonların sayına  $N/Z$  olan nisbət 1-dən 16-dək dəyişir. Nüvədəki əlavə neytronlar nüvəni möhkəmlədir, onlar protonların kulon itələməsini kompensasiya edərək nüvənin dayanıqlığını təmin edirlər.

Ancaq  $N/Z$  nisbəti enerji baxımından sərfəli olmazsa nüvə dayanıqsız olur və parçalanaraq dayanıqlı sistemlər yaradır.

Nüvənin spini onu təşkil edən nuklonların spinlərinin vektorial cəminə bərabərdir.

$$p, n \text{ və } e \text{ spin momentləri eynidir və } \frac{\hbar}{2} \text{ -ə bərabərdir,}$$

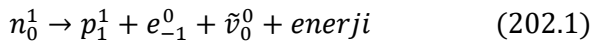


Nüvənin bu modeli əsasında Pauli  $\beta$ -parçalanmasını izah etmişdir.  $\beta$ -parçalanmada nüvədən elektrondan başqa, yüksüz çox kiçik kütləli digər bir zərrəcikdə atılır. Bu zərrəciyi neytrino adlandırmışdır.

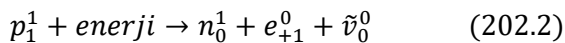
$\frac{\hbar}{2}$  spinli neytronun proton və elektrona çevrilməsində onların spinləri ( $\uparrow\uparrow$ ) paralel eyni istiqamətdə olarsa cəmi moment  $\hbar$  və ( $\uparrow\downarrow$ ) əks olarsa cəmi moment sıfıra bərabər ola bilər. Impuls momentinin saxlanması qanunu ödənməsi üçün  $\frac{\hbar}{2}$  spinli üçüncü zərrəcikdə əmələ gəlməlidir. Bu da neytrinodur.

Neytrino maddə ilə çox zəif əlaqədədir. Neytrinonu  $\nu_0^0$  işarə etsək neytronun çevrilmə reaksiyası aşağıdakı kimi yazılır. Sərbəst halda  $n$  stabil deyil (yəni radioaktivdir), o özbaşına parçalanaraq  $p$ -a çevrilir və elektronla ( $e_{-1}^0$ ), antineytrino ( $\tilde{\nu}_0^0$ ) buraxır. Parçalanma yarımperiodu  $\approx 12$  dəqiqədir.

Neytron protona belə reaksiya üzrə çevrilir ( $\beta^-$  çevrilmə):

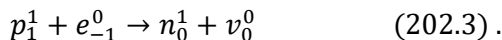


Proton belə bir reaksiya üzrə neytrona çevrilir ( $\beta^+$  çevrilmə)



pozitron ( $e_{+1}^0$ ) atılır.

Belə çevrilmədə məlumdur



Bu çevrilmədə nüvə öz elektronlarından birini “tutur” və neytrino “atır”. Nəticədə nüvə protonlarının biri neytrona çevrilir və nüvənin yükü ( $e$ ) bir qədər azalır.

### § 203. KÜTLƏ DEFƏKTİ. RABİTƏ ENERJİSİ

Nüvədəki nuklonlar bir biri ilə nüvə qüvvəsi ilə bağlıdır. Bu nə qravitasiya, nə elektrik, nə də maqnit qüvvəsidir. Nüvə qüvvəsi yüksüz neytronları bir biri ilə bağladığı kimi neytronla proton arasında da təsir göstərir. Hazırda bu qüvvənin təbiəti tamamilə aydınlaşdırılmayıbdır.

Nuklonlar arasındakı məsafə  $0.5 \cdot 10^{-13} sm$ -dən az olduqda, bu cəzətmə qüvvəsi dəfətmə qüvvəsinə çüvrilir. Nuklonlar arasındakı məsafə  $3 \cdot 10^{-13} sm$  olduqda bu təsir qüvvəsi praktiki olaraq yoxa çıxır.

Nüvədə nuklonları bir birindən ayırmaq üçün lazım olan enerji nüvənin rabitə enerjisi adlanır. Nüvədən bir nuklonu ayırmaq uzaqlaşdırmaq üçün görülən işə nuklonun rabitə enerjisi deyilir.

Nüvənin kütləsinin təyin edilməsi göstərir ki, nüvənin sükunət kütləsi onu təşkil edən nuklonların sükunət kütlələrinin cəmindən həmişə kiçikdir

$$m_{n\u00fcb\u00e9} < m_{nuklon}$$

Bunun səbəbi nuklonlar birləşərək nüvə əmələ gətirərkən enerjinin ayrılmasındandır.

Bu ( $m_{n\u00fcb\u00e9}$  və  $m_{nuklon}$ ) kütlələrin fərqiə nüvənin kütlə defekti deyilir:

$$\Delta m = m_{nuklon} - m_{n\u00fcb\u00e9}$$

və ya

$$\Delta m = Z \cdot m_p + (A - Z)m_n - m_{n\u00fcb\u00e9}$$

Eynşteyn düsturuna görə nuklonlardan nüvə əmələ gələn zaman ayrılan enerji belə hesablanır

$$W_{rab} = c^2 \cdot \Delta m = c^2(Z \cdot m_p + (A - Z)m_n - m_{n\u00fcb\u00e9})$$

$$W_{rab} = c^2(Z \cdot (m_p - m_e) + (A - Z)m_n - M_{atom})$$

alırıq.

## § 204. RADİOAKTİVLİK

Atom nüvəsinin özbaşına digər nüvələrə çevrilməsinə təbii radioaktivlik deyilir. Nüvə reaksiyası vasitəsi ilə əldə edilən nüvənin radioaktivliyinə süni radioaktivlik deyilir.

Nüvələrin radioaktiv çevrilməsi müxtəlif növ şüalanma ( $\alpha, \beta, \gamma$  şüalanma) və bir sıra elementar zərrəciklərlə müşayət olunur. Təcrübə yolu ilə  $\alpha, \beta, \gamma$  şüaların aşağıdakı xassələri təsdiq edilmişdir.

**1.  $\alpha$ -şüalanma (alfa-zərrəciklər)** müsbət  $2e$  yüklü olub helium ( ${}^2\text{He}^4$ ) nüvələri selidir, və onlar nüvədən  $\sim 10^4 \text{ km/st}$  sürətlə,  $2 - 5 \text{ MeV}$  enerji ilə çıxır.  $\alpha$  çevrilmə kütlə ədədi  $A > 200$  və yük ədədi  $Z > 82$  olan nüvələrin ağır xassəsidir.  $\alpha$  zərrəciklərin əmələ gəlməsi prosesi ağır nüvələrin daxilində onların parçalanması zamanı baş verir.  $\alpha$  zərrəciklərin hər biri  $2p$  və  $2n$ -dan ibarətdir.

$\alpha$  zərrəcikləri maddə ilə güclü qarşılıqlı əlaqədə olduğundan o qazlara ( $p_0 = 1 \text{ atm}$  - də) - bir neçə sm, bərk cisimlərə  $\sim 10^4 \text{ sm}$ , mayelərə və bioloji hüceyrəyə  $0.1 \text{ mm}$  -dək nüfuz edir. Kağız və ya paltar  $\alpha$  zərrəcikləri heç buraxmır.

**2.  $\beta$ -şüalanma ( $\beta$ -zərrəciklər)** böyük sürətlə hərəkət edən elektronlar ( $e_{-1}^0$ ) və ya pozitronlar ( $e_{+1}^0$ )-dir. Elektronlar və pozitronlar nüvə daxilində neytronun protona çevrilməsi nəticəsində yaranır (dayanıqsız olan artıq neytronları olan nüvələrdə):  ${}_0n^1 \rightarrow {}_1p^1 + e^0 + \tilde{\nu}_0^0$  və ya protonun neytrona

ədək olur. Onların ionlaşdırma qabiliyyəti  $\alpha$  zərrəciklərinə nisbətən yüngüllərdə azdır. Ona görə də onlar maddəyə daha çox nüfuz edirlər (qazlara- $10^2m$ , metallarda  $\sim mm$ , bioloji hüceyrələrdə-  $15mm$ -dək)

**3.  $\gamma$ -şüalanma** adətən  $\alpha$  və  $\beta$ - çevrilmə zamanı baş verir.  $\gamma$ -şüalanmanın spektrinin diskret olması (habelə  $\alpha$ -şüalarının spektrinin diskretliyi) belə nəticə çıxarmağa imkan verir ki, nüvənin enerji spektri diskretdir. Bu nəticə  $\gamma$ -şüalanmanın mexanizmini aydınlaşdırmağa imkan verir. Nüvələr adətən müxtəlif energetik hallarda ola bilər. Məsələn:  $W_1, W_2, \dots, W_n$ . Bir enerji halından ( $W_i$ ) o birinə ( $W_k$ ) keçid  $h\nu_{ki}$  enerjisinin şüalanması ilə nəticələnir

$$h\nu_{ki} = W_i - W_k$$

Nüvənin şüalanması nəzəriyyəsi də atomun şüalanması nəzəriyyəsi kimidir. Ölçmələr göstərir ki, bu enerji böyükdür ( $\sim 10^5 \div 10^6 eV$ ). Bu  $\gamma$ -şüaların uzunluğu çox kiçik olması deməkdir ( $\lambda \leq 0.1nm$ ).

$\gamma$ -şüaları sərt (böyük  $\nu$  olan) elektromaqnit dalğasıdır və  $\alpha$  və  $\beta$ -şüalara nisbətən çox böyük nüfuzetmə qabiliyyətinə malikdir (qazlara- $10^2m$ , metallarda  $5 sm$ -dək).

## § 205. RADİOAKTİV ÇEVİRİLMƏ (PARÇALANMA) QANUNU

Radioaktiv şüalanmanın intensivliyi zaman keçdikcə azalır, çünki şüalanma nəticəsində radioaktiv maddənin miqdarı azalır. 1905-ci ildə Fon Şveydler belə nəticəyə gəlmişdirki, vahid zamanda çevrilən atomların sayı atomların ümumi sayı ilə

sayı  $dN$  olarsa,  $\frac{dN}{dt}$  radioaktiv maddənin aktivliyi adlanır və  $\frac{dN}{dt} \sim N$  olur.

Onda azalan atomların sayı belə olar

$$-dN = \lambda N dt$$

Burada (-) işarəsi atomların azalmasını göstərir,  $\lambda$  - parçalanma sabiti adlanır və radioaktiv maddənin parçalanma sürətini xarakterizə edir.

Buradan

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda dt .$$

Bu ifadəni inteqrallayaq

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{dt} = -\lambda \int_0^t dt$$

Burada  $N_0$  - başlanğıc ( $t = 0$ ) anda və  $N - t$  anındaki radioaktiv atomların sayıdır.

$$\ln N = \ln N_0 = -\lambda t$$

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$$

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t}$$

və ya

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (205.1).$$

Bu radioaktiv parçalanma qanunudur.

Hər hansı  $t$  zaman müddətində parçalanmış atomların sayı

yarısının parçalanmasına lazım olan zaman müddətinə yarımparçalanma periodu deyilir, yəni  $t = T$  olanda

$$\frac{N}{N_0} = \frac{1}{2}$$

olur və (1) düsturundan alırıq

$$\ln \frac{1}{2} = -\lambda T$$

və ya

$$\ln 2 = \lambda T .$$

Buradan alırıq ki,

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (205.2)$$

Burada  $\tau = \frac{1}{\lambda}$  radioaktiv atomun yaşama müddəti olub, radioaktiv elementlər aktivliyi ilə xarakterizə edilir. Aktivlik vahid zamanda parçalanmış atomların sayı ilə təyin olunduğundan yaza bilər ki,

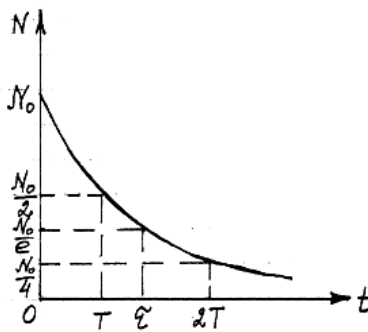
$$A = \frac{dN}{dt} = \lambda N = \frac{\ln 2}{T} \quad (205.3)$$

Aktivliyin vahidi bekkerel (1Bk) adlanır. Bir bekkerel aktivlikdə hər saniyədə bir parçalanma baş verir.

1küri =  $3.7 \cdot 10^{10}$ Bk yəni, bir qram Ra -un 1s -də parçalanan atomların sayı  $3.7 \cdot 10^{10}$ -dur.

Qrafikdə  $\tau = \frac{1}{\lambda}$  radioaktiv nüvənin orta yaşama müddətidir.

Əgər aktivlik  $A \leq 400$ Bk olarsa, heç bir təhlükəsizlik tədbiri görmək lazım deyil.



Şəkil 222

## § 206. TERMONÜVƏ REAKSİYASI

Yüngül nüvələrin bir nüvəyə birləşməsi ağır nüvələrin bölünməsi kimi çox böyük enerji ayrılması ilə baş verir və nüvə sintezi adlanır. Nüvələrin sintezi üçün yüksək temperatur tələb olduğundan bu prosesə termonüvə reaksiyası deyilir. Belə reaksiyanın getməsi üçün protonlar bir-birinə ən azı  $10^{-15}m$ -ə dək yaxınlaşmalıdır. Protonların kulon qüvvələrinə qarşı gördüyü iş onların qarşılıqlı potensial enerjisinə bərabər olduğundan

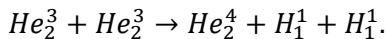
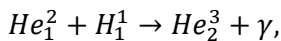
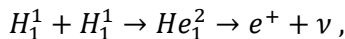
$$A = \frac{e^2}{r}$$

yaza bilərik. Bu enerji hər iki protonun kinetik enerjisinə bərabərdir. Onda bir protonun kinetik enerjisi

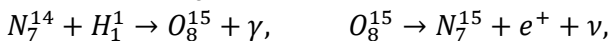
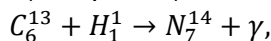
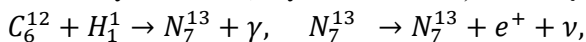
$$\frac{e^2}{2r} = \frac{3kT}{2}$$

bərabərdir. Hesablamalar göstərir ki, termonüvə reaksiyasının getməsi üçün temperatur çox yüksək olmalıdır.

Günəş və ulduzların dərinliklərinin temperaturu  $10^7 \div 10^8 K$  olarsa hidrogen nüvələrindən helium nüvəsinin sintezi baş verir. Bu sintez proton-neytron sikli adlanır. Günəşin ayırdığı enerjinin çox hissəsi proton-neytron sikli nəticəsində alınır.



Temperatu  $T = 10^9 K$  olan ulduzlarda, çox ehtimal ki, Q. Betenin təklif etdiyi karbon (və ya karbon-azot) sikli baş verir.



Karbon sikli yüksək temperaturlu ulduzlarda üstünlük təşkil edir.

### **§207. KOSMİK ŞÜALAR**

Kosmik fəzadan atmosferə nüfuz edən hər-hansı şüalanmanın təsirindən hava ionlaşır. Bu şüalanmaya kosmik şüalanma deyirlər. Yer səthindən hündürlük artdıqca kosmik şüaların (atmosfer tərəfindən udulduğundan) intensivliyi artır və 20 km hündürlükdə (ikinci kosmik şüaların yaranması hesabına) maksimum qiymətinə çatır. Birbaşa kosmosdan gələn şüalanma birinci kosmik şüalanma adlanır. Birinci kosmik şüalanmanı təşkil edən zərrəciklərin orta enerjisi  $10^4 MeV$ , zərrəciklərin bəziləri isə  $10^{12} MeV$  - ə enerjiyə malik olurlar. Yer atmosferində birinci kosmik şüalanmanın havanın atom nüvələri ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində ikinci kosmik şüalanma yaranır. Bu zaman yeni nüvə reaksiyaları baş verir. Onların öyrənilməsi nüvələrin xassələri və elementar zərrəciklər haqda biliklərimizi dərinləşdirir və elementar zərrəciklərin çoxu ilk dəfə kosmik şüalarda aşkar edilmişdir. Hündürlük azaldıqca ikinci kosmik şüalarının intensivliyi azalır, çünki Yer səthinə yaxınlaşdıqca onlar udulur.

### **§ 208. ELEMENTAR ZƏRRƏCİKLƏR**

Elementar zərrəciklər elə zərrəciklərə deyilir ki, onlar heç bir daxili quruluşa malik olmasın, yəni onların heç bir tərkib hissələri yoxdur. Hazırda elementar zərrəciklərin (rezonansları saymasaq) 35 növü var. Rezonansların orta yaşama müddəti  $10^{-23} s$  – dir (200-ə yaxın rezonanslar məlumdur).

Elementar zərrəciklərin təsnifatını aydınlaşdırmaq üçün



olunurlar. Sükunət kütləsinin qiymətinə görə elementar zərrəcikləri dörd sinfə bölmək olar:

1. fotonlar ( $m_0 = 0$ );
2. leptonlar ( $m_0 > 0$ , amma  $m_e$  elektronun kütləsindən böyük düyil);
3. mezonlar ( $m_0$  elektronun kütləsindən böyükdür, amma  $m_p$  protonun kütləsindən kiçikdir);
4. barionlar ( $m_e$  protonun kütləsinə bərabər vəya böyükdür deytronun kütləsindən kiçikdir). Barionlar arasında daha böyük kütləli nuklon və ağır zərrəciklərə hiperon deyirlər.

Qeyri dayanıqlı (yaşama müddəti az) olan yeni elementar zərrəciklər - mezon və hiperon, milliardlarla elektron-volt enerjili zərrəciklərin tötətđiyi nüvə reaksiyalarında yaranırlar. Bundan başqa ka-mezon və hiperonların parçalanmasında pi-mezon və mü-mezonlar yaranırlar. Çox guman ki, pi-mezonlar nüvə qüvvələri rolunu oynayırlar.

Elementar zərrəciklərdən yalnız üçü əsasdırlar – elektron, proton və neytron. Onlardan atomlar və yekun nəticədə bütün maddi dünya yaranıbdir.

Elementar zərrəciklərin yükü (elementar yüklə ifadədə) yalnız +1, -1 və ya 0 qiymətləri alır. Çoxyüklü zərrəciklər yoxdur.

Elementar zərrəciklərin əksəriyyəti dayanıqlı deyil və çox-çox kiçik yaşama müddətinə malikdir.

Hər bir elementar zərrəciyə (fotondan və pi-sıfır-mezondan başqa) onun antizərrəciyi uyğundur. Zərrəcik və antizərrəciyin kütlə və elektrik yükü eynidir, amma yüklərin işarələri (elektrik yükü olmadıqda hər-hansı xarakteristikasının işarəsi ilə)fərqlənir. Zərrəcik və antizərrəciyə misal olaraq elektron və pozitronu

Zərrəcik və antizərrəciyin toqquşması nəticəsində onlar digər elementar zərrəciklərə çevrilərək yox olurlar. Bu proses annihilyasiya adlanır.

Elementar zərrəciklərin qarşılıqlı çevrilmələr qabiliyyəti olması onların fundamental xassəsidir.

Sinfi	Adı	Simvolu	Yükü	Sükunət kütləsi	Orta yaşama müddəti, s	
Fotonlar	Foton	$\gamma$	0	0	$\infty$	
	Neytrino	$\nu$	0	$< 0.0005$	$\infty$	
	Antineytrino	$\bar{\nu}$	0	$< 0.0005$	$\infty$	
Leptonlar	Myuon neytrinosu	$\nu_{\mu}$	0	$< 0.0008$	$\infty$	
	Antineytrinosu	$\bar{\nu}_{\mu}$	0	$< 0.0008$	$\infty$	
	Myuon	$e^{-}$	-1	1	$\infty$	
	Antineytrinosu	$e^{+}$	+1	1	$\infty$	
	Elektron					
	Pozitron					
Adronlar	Mezolar	Mü-müsbət	$\mu^{+}$	+1	206.8	$2.21 \cdot 10^{-6}$
		Mü-mənfi	$\mu^{-}$	-1	206.8	$2.21 \cdot 10^{-6}$
		Pi-sıfır	$\pi^0$	0	264.2	$2.3 \cdot 10^{-16}$
		Pi-müsbət	$\pi^{+}$	+1	273.2	$2.55 \cdot 10^{-8}$
		Pi-mənfi	$\pi^{-}$	-1	273.2	$2.55 \cdot 10^{-8}$
		Ka-müsbət	$K^{+}$	+1	966.6	$1.22 \cdot 10^{-8}$
		Ka- mənfi	$K^{-}$	-1	966.6	$1.22 \cdot 10^{-8}$
		Ka-sifir	$K^0$	0	974.2	$1.0 \cdot 10^{-10}$
	Barionlar	Proton	$p$	+1	1836.1	$\infty$
		Antiproton	$\bar{p}$	-1	1836.1	$\infty$
		Neytron	$n$	0	1838.6	$1013 \div \infty$
		Lambda	$\Lambda^0$	0	2182.8	$2.51 \cdot 10^{-10}$
			$\bar{\Lambda}^0$	0	2182.8	$2.51 \cdot 10^{-10}$
		Sigma	$\Sigma^0$	0	2331.8	$< 10^{-11}$
	$\bar{\Sigma}^0$	0	2331.8	$10^{-11}$		
	$\Sigma^{+}$	+1	2327.7	$0.91 \cdot 10^{-10}$		

## § 209. QARŞILIQLI TƏSİR NÖVLƏRİ

Məlum olan bütün növ qüvvələri hazırda dörd qarşılıqlı təsir növlərinə aid edirlər. Bunlar qravitasiya, elektromaqnit, güclü və zəyif qarşılıqlı təsirlərdir.

*Qravitasiya qarşılıqlı təsiri* – qarşılıqlı təsirlərdən ən zəyifidir, həmi də ən universalıdır. O, qravitasiya sahəsi vasitəsi ilə həyata keçirilir və mikrozərrəcikdən makroskopik cisimlərdək (planet, ulduz, qalaktika və s.) bütün kütlələri əlaqələndirir. Ancaq cisimlərin kütlələri böyük olduqda əhəmiyyətli rol oynayır. Mikroaləmdə isə cuzidir.

*Elektromaqnit qarşılıqlı təsiri* – elektromaqnit sahə vasitəsi ilə elektrik yüklü obyektləri əlaqələndirir. Atomlar və molekulların qarşılıqlı təsiri elektromaqnit təbiətlidir. Ona görə kimyəvi və bioloji proseslərdə mühüm rol oynayır. Elastiki və sürtünmə qüvvələri elektromaqnit təbiətlidir. Qravitasiya qarşılıqlı təsirdən böyükdür və ondan fərqli olaraq obyektləri nəinki birləşdirir həm də aralayır.

*Güclü qarşılıqlı təsir* – mezon və barionlar arasında mövcuddur. Kiçik təsir radiusuna ( $10^{-15}m$ ) malikdir və atom nüvəsi daxilində özünü biruzə verir (nüvə qüvvələri). Qravitasiya və erlektromaqnit qarşılıqlı təsirindən çox böyükdür.

*Zəyif qarşılıqlı təsir* – elementar zərrəciklər arasında qarşılıqlı təsirin xüsusi növüdür. Çox kiçik məsafələrdə ( $10^{-18}m$ ) özünü biruzə verir və bir sıra elementar zərrəciklərin qeyri-stabilliyini müəyyən edir.

### **ƏDƏBİYYAT:**

1. Qocayev N. M. Ümumi fizika kursu. Qafqaz Universiteti. I, II, III cildlər. Bakı, 2011.
2. Məsimov E.Ə. Ümumi fizika kursu. V cild. Atom fizikası. Bakı, 2010.
3. Ramazanadə M. H. Fizika kursu. Bakı, 1987.
4. Савельев И. В. Курс общей физики. Москва, т.т. I, II, III, 1989.
5. Хайкин С.Э. Физические основы механики. Москва, 1971.
6. Кикоин А. К., Кикоин И. К. Общий курс физики. Молекулярная физика. Москва, 1976.
7. Калашников С. Г. Электричество. Москва, 1985.
8. Трофимова Т.И. Курс физики. Москва, 2008.
9. Грабовский Р. И. Курс физики. Москва, 2007.

AĞAYEV QALIB ÜZEYİR OĞLU  
CƏFƏROV MƏNTİQ BAHADUR OĞLU

# FİZİKA KURSU

Dərs vəsaiti