

С. Э. ФРИШ ҳәм А. В. ТИМОРЕВА

УЛЫЎМА ФИЗИКА КУРСЫ

ТОМ II

ЭЛЕКТРИК ХӘМ ЭЛЕКТРОМАГНИТЛИК ҚҰБЫЛЫСЛАР

**Дүзетилген ҳәм толықтырылған тоғызыншы басылышынан
қарақалпақ тилине аударылды.**

**РСФСР Жоқары ҳәм орта арнаұлы билим министрлиги тәрепинен мәмлекеттік
университеттер ушын оқыулық сыпатында қабыл етилген.**

МАЗМУНЫ

**ТӨРТИНШИ БӨЛІМ
ЭЛЕКТРОСТАТИКА**

XV бап. Тийкарғы электростатикалық құбылыштар

§ 120. Кирисиүй.

§ 121. Электр зарядлары.

§ 122. Отқизгишлер ҳәм изоляторлар.

§ 123. Электростатикалық майдан. Кулон нызамы.

§ 124. Электростатикалық майданның кернеўлиги

§ 125. Кернеўлик сыйықлары.

§ 126. Кернеўлик ағысы. Остроградский-Гаусс теоремасы.

§ 127. Остроградский-Гаусс теоремасын қатаңырақ келтирип шығарыў.

§ 128. Остроградский-Гаусс теоремасының қолланылышы.

§ 129. Электростатикалық майданның күшлеринин жумысы. Потенциал

§ 130. Потенциалдың қәддинин бети.

§ 131. Электр майданының кернеўлиги менен потенциал арасындағы байланыс.

§ 132. Кернеўлилік, потенциал ҳәм көлемлік зарядлардың тығыздығы арасындағы байланыс.

§ 133. Электр майданындағы отқизгишлер.

§ 134. Отқизгиштин бетинин қасындағы майданың кернеўлиги.

§ 135. Сыртқы электр майданындағы диполь.

§ 136. Отқизгишлердин электр сыйымлығы.

§ 137. Зарядлардың системасының энергиясы.

§ 138. Электростатикалық майданың энергиясы.

XV бап. Диэлектриктердеги электростатикалық құбылыштар.

§ 139. Диэлектриктер. Диэлектрик турақты.

§ 140. Диэлектрик бар болған жағдайдағы конденсатордың энергиясы. Диэлектриктерге майданың энергиясы.

§ 141. Диэлектриктердин поляризациясы.

§ 142. Диэлектриктерге майданың кернеўлиги.

§ 143. Диэлектриктер бар болған жағдайдағы зарядланған денелерге тәсир ететуғын күшлер.

§ 144. Электростатикалық индукция векторы.

- § 145. Зарядқа тәсир ететуғын күшлер бойынша **E** ҳәм **D** векторларын анықлау.
- § 146. Диполлик диэлектриклер. Молекулалардың диполлик моментлерин анықлау.
- § 147. Кристаллардың диэлектриклик қәсийеттери. Пьезоэлектрик.
- § 148. Конденсаторлар.
- § 149. Конденсаторлардың ҳәр қайылы типтери.
- § 150. Потенциаллар айырмасын өлшеу.
- § 151. Жүдә киши зарядларды өлшеу. Электронның заряды.
- § 152. Электростатикалық майданың тәбияты.

БЕСИНШИ БӨЛІМ

Турақлы тоқ

XV бап. Турақлы тоқтың тийкарғы нызамлары.

- § 153. Турақлы тоқ. Ом нызамы.
 - § 154. Өткізгішлердин қарсылығы.
 - § 155. Тоқтың тығызлығының векторы.
 - § 156. Зарядлардың сақланыўы. Стационар тоқлардың түйікұлығы.
 - § 157. Джоуль-Ленц нызамы.
 - § 158. Тоқ күши менен потенциаллар айырмасын өлшеу.
 - § 159. Қарсылықтар ҳәм оларды өлшеу.
 - § 160. Өткізгішлердеги еркін электронлар. Классикалық көз-қараслар.
 - § 161. Классикалық электронлық теория көз-қарасы бойынша Ом ҳәм Джоуль-Ленц нызамлары.
 - § 162. Металлардың электр өткізгішлигі менен жыллыштық өткізгішлигі арасындағы байланыс.
 - § 163. Металлардың электр өткізгішлигинин қвантлық теориясы.
 - § 164. Турақлы тоқтың түйік шынжыры.
 - § 165. Турақлы тоқ шынжырында бөлиніп шығатуғын энергия.
 - § 166. Бир текли емес шынжыр ушын Ом нызамы. Кирхгоф нызамы.
 - § 167. Кирхгоф теңлемелерин айырым мәселелерди шешиү ушын қолланыў.
 - § 168. Контактлық потенциаллар айырмасы.
 - § 169. Гальваникалық элементтер.
 - § 170. Термоэлектрик құбылыслар.
 - § 171. Ярым өткізгішлер.
 - § 172. Қыздырылған өткізгішлер тәрепинен электронлардың шығарылышы.
 - § 173. Термоэлектронлық эмиссия теориясы.
- XVI бап. Электролиттер менен газлердеги тоқлар.
- § 174. Электролиттик өткізгішилік.
 - § 175. Фарадей нызамлары.
 - § 176. Электролиттик диссоциация.
 - § 177. Еритпедеги ионлардың энергиясы.
 - § 178. Электролиттик өткізгішилік теориясы.
 - § 179. Электродлардың поляризациясы.
 - § 180. Электролиздин техникадағы қолланылышы.
 - § 181. Қатты денелердин электролиттик өткізгішлигі.
 - § 182. Газлердеги электр тоғы.
 - § 183. Газлердин өз бетинше емес өткізгішлигинин теориясы.
 - § 184. Газ ионларының молизация ҳәм жылжығыштық коэффициентлерин эксперименталлық анықлау.
 - § 185. Электр тоғының вакуум арқалы өтийі.

- § 186. Богословский-Ленгмюр формуласын келтирип шығарыў; тоқ күшиниң флюктуациялары.
- § 187. Электронның газдеги еркин жолының узынлығы.
- § 188. Электронлардың атомлар ҳәм молекулалар менен соқылышысыўы.
- § 189. Төменги басымлардағы электронлардың газлердеги жылжығышлығы.
- § 190. Газлердин өз бетинше өткізгішилиги.

АЛТЫНШЫ БӘЛИМ ЭЛЕКТРОМАГНИТЛИК ҚҰБЫЛЫСЛАР

XVII бап. Тоқлардың магнит майданы.

- § 191. Магнит майданы ҳәм оның характеристикалары.
 - § 192. Магнит майданының кернеўлигин графикалық сұйертелеў.
 - § 193. Тоқлардың магнит майданын анықлаў ұсылы.
 - § 194. Дөңгелек тоқ пенен соленоидтың магнит майданы.
 - § 195. Магнит майданының кернеўлигинин өлшем бирликлери. Бирликлердин абсолют электромагнитлик системасы.
 - § 196. Магнит майданындағы тоққа тәсир ететуғын күшлер. Электрлик бирликлердин, халық аралық системасы.
 - § 197. Магнит майданындағы тоғы бар түйік контур.
 - § 198. Магнит кернеўлиги векторының циркуляциясы.
 - § 199. Магнит кернеўлиги векторының циркуляциясы ушын аңлатпаны пайдаланыў.
 - § 200. Магнетиклер.
 - § 201. Молекулалардың, атомлардың ҳәм электронлардың магнит моментлери.
 - § 202. Магнитлений векторы.
 - § 203. Ферромагнетизм.
 - § 204. Ферромагнетизмниң тәбияты.
 - § 205. Турақты магнитлер.
 - § 206. Магнит индукциясы векторының сывықтары. Магнит индукциясы векторы менен магнит кернеўлиги векторының циркуляциясы. Шегаралық шәртлер.
 - § 207. Электростатикалық ҳәм магнит майданлары арасындағы аналогия.
 - § 208. Тоқ өтип турған рамкаға тәсир ететуғын күшлер бойынша **H** ҳәм **B** векторларын анықлаў.
 - § 209. Соленоид пенен магнит арасындағы айырма.
 - § 210. Тоқ өтип турған контурды магнит майданында жылыстырғанда исленген жумыс.
 - § 211. Магнитлик шынжырдың нызамлары.
 - § 212. Магнит майданы ушын Кирхгоф тенлемелери.
 - § 213. Өлшеў құраллары.
- XIX бап. Зарядланған бөлекшелердин электр ҳәм магнит майданларындағы қозғалысы.
- § 214. Магнит майданында қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын күш.
 - § 215. Қозғалатуғын зарядтың магнит майданы.
 - § 216. Қозғалатуғын зарядлардың магнит майданын эксперименталлық үйрений.
 - § 217. Холл эффекти.
 - § 218. Электронлардың салыстырмалы зарядын анықлаў.
 - § 219. Оң зарядланған ионлардың салыстырмалы зарядын анықлаў.
 - § 220. Электронлық нурдың техникадағы қолланылышы.
- XX бап. Электромагнитлик индукция.
- § 221. Электромагнитлик индукция құбылышы.
 - § 222. Индукцияның электр қозғаушы күшин анықлаў.

- § 223. Индукциялық тоқ тәрепинен алып жүрилетуғын электр зарядының мұғдары. Магнитлик шамалардың халық аралық системадағы бирликлери.
- § 224. Индукцияның дара жағдайлардағы электр қозғаушы күшин анықлау.
- § 225. Өзлик индукция құбылсы.
- § 226. Ажыралыў ҳәм тутасыў экстратоқлары.
- § 227. Өз-ара индукция.
- § 228. Тоқлардың магнит майданының энергиясы.
- § 229. Қайтадан магнитлениў жұмысы.
- § 230. Кабелдин өзлик индукция коэффициенти.
- § 231. Фуко тоқлары. Бетлик эффект.
- § 232. Өзгермели тоқ.
- § 233. Өзгермели тоқ шынжырындағы ажыралып шығатуғын құйат.
- § 234. Өзгермели тоқтың өзлик индукцияға ҳәм сыймалылыққа ийе шынжыры.
- § 235. Динамомашиналар ҳәм электромоторлар.
- § 236. Трансформаторлар.
- § 237. Өзгермели тоқларды туұрылау ҳәм өлшеу.
- § 238. Үш фазалы тоқ.
- XXI бап. Электромагнит тербелислер ҳәм толқынлар.
- § 239. Конденсатордың тербелмeli разряды.
- § 240. Мәжбүрий электр тербелислері.
- § 241. Катодлық лампаның жәрдеминде сөнбейтуғын тербелислерди қоздырыу.
- § 242. Аўысыў тоғы.
- § 243. Электромагнит майданы.
- § 244. Максвелл теңлемелери.
- § 245. Максвелл-Лоренц теңлемелери.
- § 246. Электромагнит толқынлар.
- § 247. Электромагнит толқынлардың тарқалыў тезлиги.
- § 248. Умов-Пойнтинг векторы.
- § 249 Радиотехника. Электромагнит толқынларды қоздырыудың ҳәм регистрациялаудың ҳәзирги заман ұсыллары.
- Қосымша. Электрлік ҳәм магнитлик шамалардың бирликлеринин системалары

ТӨРТИНШИ БӨЛИМ

ЭЛЕКТРОСТАТИКА

XIV БАП

ТИЙКАРҒЫ ЭЛЕКТРОСТАТИКАЛЫҚ ҚҰБЫЛЫСЛАР

§ 120. Кирисиү. Бизиң әрамызға шекемги VI әсирде грек философи Фалес Милетский тоқыўшылар тәрепинен сезилген жүн гезлемеге сүйкелген янтарь базы бир жеңил предметлерди өзине тартатуғынлығы тәрийипледи. Бул илимий ашылыў арадан еки ярым мың жылдан аслам үақыт өткеннен кейин, 1600-жылы инглиз шыпакери Джильберт тәрепинен кеңеитилди. Ол жипекке сүйкелген шийше ҳәм басқа да бир қатар затлардың тап сондай қәсийетке ийе болатуғынлығын тапты. Усындаі ҳалға өткерилген денелерди электрленген ямаса сөзбе-сөз "янтарланған" деген атамаға ийе болды. Себеби "электрон" сөзи грекше янтарды аңғартады.

Дерлик еки әсирдин даўамында - XVII әсирдин ақырына шекем денелердин электрленийин үйрений әстелик пенен рајақжанды ҳәм тийкарынан тәбияттың басқа құбылыштарын үйренийден байланыссыз ҳалда өткерилди. Тийкарынан сүйкелистиң салдарынан электрленген ҳалға өтиў менен олардың арасындағы тәсирлесиў құшлерин үйрений менен шекленди Электр ҳаққындағы тәлимattтың бул бөлими кейинирек электростатика атамасына ийе болды.

1789-жылды Гальвани тоқтың физиологиялық тәсирин ашты. Мыс илгектин жәрдеминде ҳәзир ғана препаратланған құрбақаның арқа нервлерин илдирип алып оны балкондағы темир перилаға илдиргенде ол ҳәр сапары құрбақаның мускулалары перилаға тийгенде қысқаратуғынлығын аңғарған. Сол үақытлары мускулалардың олар арқалы электрленген денелердин разряды өткенде қысқаратуғынлығы белгили болған болса да көп үақытлардың даўамында электрлік құбылыштардың бирден-бир екенлиги анықланған жоқ ҳәм "гальваникалық электр" менен сүйкелистиң салдарынан алынатуғын электрди өз алдына қарау қабыл етилди. Тек XIX әсирдин ғана электрлік құбылыштардың түрлеринин оғада көп екенлиги ашылды: электр тоғының пайда болыў шәрттери үйренилди, тоқтың жыллыштық ҳәм магнитлик тәсирлери табылды, диэлектриклердин тутқан орны анықланды ҳ.т.б. XIX әсирдин екинши ярымы электр ҳаққындағы тәлимattтың пәтли рајақжланыўы орын алды. Фарадей менен Максвелл тәрепинен электромагнит құбылыштарының бирлиги анықланды, электромагнит толқынлар ашылды ҳәм жақтылықтың электромагнит теориясы дөретилди.

Электр ҳаққындағы тәлимattтың рајақжланыўының принципиаллық әхмийети жүдә жоқары: бир тәрептен электрлік құбылыштарды механикалық құбылыштарға алып келийдің мүмкін емес екенлиги айқын болды, екиншиден, электрлік құбылыштардың басқа барлық физикалық процесслердин арасындағы терең байланыстың бар екенлигин көрсетти. Усындаі жоллар менен электр ҳаққындағы тәlimat механикалық материализмниң диалектикалық материализмге өтийине мүмкіншилик берди. Ақырында, электрлік құбылыштардың әмелий қолланылыўының әхмийетиниң жүдә уллы екенлиги айқын болды.

Электр ҳаққындағы тәлимattтың рајақжланыўында рус алымларының тутқан орны уллы. XVII әсирдин ортасында Г.В.Рихман менен биргеликтеге гүлдирмама құбылышын үйренийдің барысында ҳауаның электрленийиниң жоқары көтерилеметуғын ағыслардың сүйкелисисиниң салдарынан пайда болады деген жүймаққа келди. Ломоносовтың өзи болса 1753-жылы сол үақытлар ушын алдыңғы қатардағы пикирлерден болған электрди эфирдин

бөлекшелериниң үлкен тезликтеги айланбалы қозғалысы деп болжады. Сол 1753-жылы Петербург Илимлер Академиясы "Электр күшлериниң тәбияты ҳақында" пүткіл дүньялық конкурс дағазалады. Сыйлық 1755-жылы Л.Эйлерге берилди. Ол электрленген денелердин бир бири менен тәсирлесіүин эфирдин қериўи сыпатында түсіндірді. Петербург академиги Эпинус сол үақытлары кең түрде пайдаланылған "электр сүйкілігі" түсінігін киргизdi және биринши рет электр ҳәм магнит құбылысларының математикалық теориясын раýажландырды. 1803-жылы академик В.В.Петров электр доғасын ашты ҳәм оны әмелде қолланыудың мүмкіншилігін болжады. Ол бириңшилерден болып сүйкіліклар арқалы тоқ өткенде олардың ажыралатуғынлығын үйренді. XIX әсирдин отызыншы ҳәм қырқыншы жыллары Петербург Илимлер Академиясының ҳақыйқый ағзасы ҳәм Петербург университетиниң профессоры Э.Х.Ленц индукциялық тоқтың бағыты менен тоқтың жыллылық тәсирин анықтайтуғын жүдә әхмийетли болған нызамларды ашты. XIX әсирдин екинши ярымында А.Г.Столетов темирдин магнитлик қәсийетлерин үйрениүдің усылын берди ҳәм фотоэлектрик құбылысты ашты. 1895-жылы А.С.Попов радиотелеграфты ойлап тапты, ал бир неше жыл өткеннен кейин П.Н.Лебедев миллиметрли электромагнит толқынларын алды. XX әсирдин басында Москва мәмлекеттик университетиниң профессоры А.А.Эйхенвальд экспериментлерде қозғалатуғын зарядлардың тоқ сыяқты магнит майданын пайда ететуғынын дәлилледі. Совет алымлары электр ҳақындағы тәlimаттың ҳәр қыйлы тараўларында ири табысларға еристи.

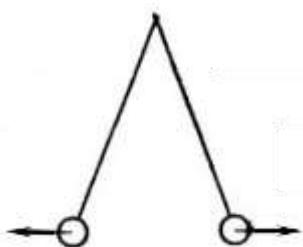
Рус алымлары электротехникиның раýажланыуында үлкен орынларды ийеледи. Б.С.Якоби биринши болып электромоторды конструкциялады ҳәм оны қайық пенен вагонды қозғалысқа келтириў ушын пайдаланды; ол электролиздин әмелій жақтан пайдаланылығын (гальванопластинканы) ашты. П.Н.Яблочков жақтыландырыў ушын әмелде қолланыуға болатуғын электр доғасын ойлап тапты, ал А.Н.Лодыгин биринши қыздырыў электр лампасын соқты. П.Н.Яблочков пенен И.Ф.Усагин биринши болып электр трансформаторын, ал М.О.Доливо-Добровольский болса үш фазалы тоқты практикаға енгизди. Н.Г.Славянов пенен Н.Н.Бенардос электросварканы ойлап тапты.

Электротехникиның қәзірги заман өндірисіндеги әхмийетли орны бизиң елимиздеги электротехникиның тутқан үлкен орнын анықлады...

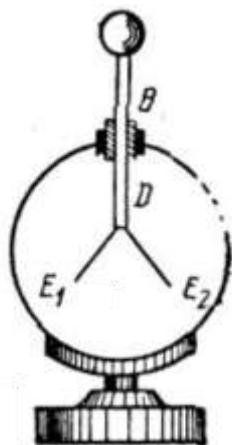
§ 251 Электр зарядлары. Электр ҳақындағы тәlimаттың тарихый раýажланыу барысына сәйкес биз баянлауды электрлестирий ҳалының характеристикасы менен электрленген денелердин өз-ара тәсирлесіү нызамларынан баслаймыз. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, электр ҳақындағы тәlimаттың бул бөлими электростатика деп аталады. XVIII әсирдин басында өткерилген тәжирийбелер электрлеўдің тек еки түринің болатуғынлығын көрсетти: шийшени териге сүйкегенде шийше алатуғын электрлеў (оны оң деп атады) ҳәм терини шийшеге сүйкегенде тери алатуғын электрлеў (терис деп аталады). Бирдей болып электрленген денелер (мысалы оң электрленген) бир бири менен ийтериседи; ҳәр қыйлы электрленген затлар бир бирине тартысады. Денелер бир бирине тийгенде электрлениў бир денеден екинши денеге өте алады.

Электрлениў ҳалында турған дene зарядқа иие деп есапланады ҳәм ол денениң электрленгендегін өлшеми болып табылады. Зарядтың анықламасы төменде бериледи.

Тәбиятта электрлениў ҳалы алып берилетуғын денелер бар ҳәм оларды өткізгішлер деп атайды. Соның менен бирге электрлениў ҳалын алып бермейтуғын денелер де бар болып, оларды изоляторлар деп атайды.



1-сүйрет. Электрленген шариклердин бир бири менен тәсирлесиў.



2-сүйрет. Кишкене қағазлары бар электроскоп.

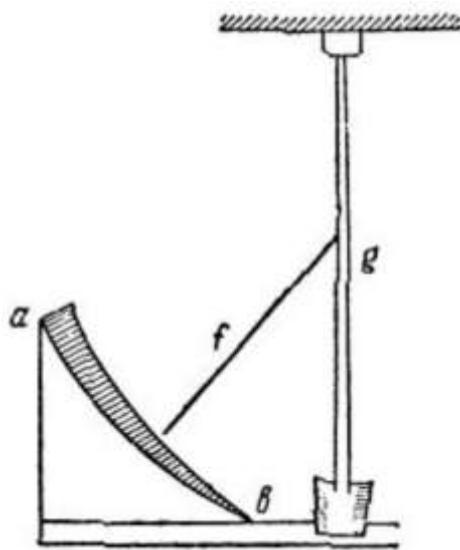
Электрленгенлик дәрежесин электрленген денелердин арасындағы күштин шамасы бойынша анықлаўға болады. Электрленгенлиktи сапалық жақтан анықлаў ушын, мысалы, узын сабақтарға илдирилген еки жеңил шариклерди пайдаланыўға болады (1-сүйрет). Бирдей электрленгенлик орын алғанда шариклердин арасында ийтерисиў күшлери пайда болады. Нәтийжеде шариклер бир биринен узақласады, соның менен бирге олар қаншама күшлирек электрленген болса, онда олардың арасындағы узақласыў да үлкен болады. Эмелде **электроскоплар** деп аталауғын арнаўлы әсбапларды пайдаланады. Олардың бири 2-сүйретте көрсетилген.

2-сүйретте көрсетилген электроскоп мынадай дүзилиске ийе: D металл сымның төмөнгі тәрепинен жеңил E_1 ҳәм E_2 алюминий жапырақлары илдирилген. Сол жапырақлар менен сым усы қағазларды бақлаў ушын шийше айнаға ийе металл құтының ишине B эбонит пробкасының жәрдеминде бекитилген¹. Егер D сымына оған электрленген денени тиігизиў арқалы электр заряды берилетуғын болса, онда алюминий жапырақлар электрленеди ҳәм бир бири менен ийтерисип бир биринен ажырасады. Олардың ажырасыўы бойынша оларға берилген электрлесиўдің шамасын анықлаўға болады.

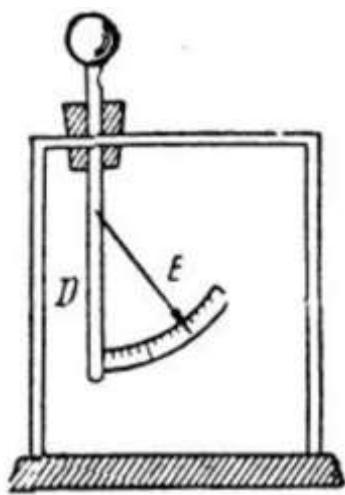
Қаншама электрлескенлигин санлық жақтан дәл анықлаў ушын электроскоптың шкаласы болыўы керек. "Электр көрсеткиши" ямаса электрометр деп аталауғын усындағы әсбапты биринши рет М.В.Ломоносов пенен биргеликте гүлдирмамадағы разрядларды изертлеген Г.В.Рихман 1745-жылы соқты. Г.В.Рихманның "электр көрсеткишинин" сүйрети 3-сүйретте көрсетилген. Бул сүйретте g арқалы вертикаль бағытта илдирилген металл сызғыш көрсетилген. Сызғышқа бир ушы менен жипек сабак f бекитилген. Электрлестирийде сабак сызғыштан ийтериледи ҳәм оның аўысыў дәрежеси ағаштан соғылған ab квадратына қойылған белгилердин жәрдеминде анықланады.

Рихманның схемасы бойынша соғылған ҳәзири заман электрометри 4-сүйретте көлтирилген. D стерженин электрлекендегі E жапырағы қозғалмайтуғын D стерженинен ийтериледи, ал электрленийдің дәрежесинен ғәрезли болған аўысыўдың шамасы шкала бойынша анықланады.

¹ Бул құтының тутқан орны ҳақында төменде гәп етиледи (133-параграфта).

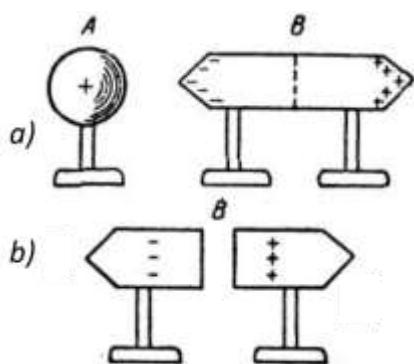


3-сүйрет. Г.В.Рихманның электр көрсеткиши.



4-сүйрет. Электрометр.

Электрлениң процессин түснүүгө жәрдем беретүүн жүдә әхмийетли болған құбылыстың мәниси мынадан ибарат: мысалы, егер оң электрленген денени терис электрлей басласа, онда оның электрлениң дәрежеси киширейеди ҳәм кейнинен толық жоғалады ҳәм тек усыннан кейин ғана дene терис электрлене баслайды. Буннан ҳәр қылыш белгиге иие болған зарядлардың бир бириң компенсациялайтууны келип шығады. Бул факт мынадай гипотезаның пайда болыўына алып келди: зарядланбаған денелерде барлық ўақытта қарама-қарсы белгилерге иие зарядлар бар ҳәм олардың тәсирлери бир бириң толық компенсациялайтуудай болады. Артықмаш оң зарядларға иие дene терис зарядланған. Артықмаш терис зарядларға иие дene терис зарядланған. Денелерди бир бириңе сүйкегенде олардың екеўи де электрленеди, олардың бири оң зарядқа, ал екиншиси терис зарядқа иие болады. Буннан биз зарядлар пайда болмайды ҳәм жоқ болмайды, олардың тек бир дeneден екинши дeneге берилии јамаса берилген дeneниң ишинде орын алмастырыуы мүмкүн деген жуўмақта келемиз. Бул жағдай электр зарядларының сақланыў нызамы атамасы менен белгили ҳәм ол электр ҳаққындағы тәлиматтың тийкарғы нызамы болып табылады ҳәм көп санлы эксперименталлық фактлердин тийкарында тастыйықланады. Бундай эксперименталлық фактлердин бири сыпатында Эпинус тәрепинен ашылған алып келиў менен электрлеўди (рус тилинде "электризация наведением") јамаса индукцияланған электрлениңди көрсетиүгө болады.



5-сүйрет. Алып келиў менен электрлеў.

Алып келиў менен электрлеў құбылысының мәниси мынадан ибарат: егер изоляцияланған *B* өткизгишине *A* зарядланған денесин алып келсе (5-а сүйрет), онда *B*

өткізгішинде зарядлар пайда болады. Соның менен бирге A денесине жақын бөлімінде қарама-қарсы белгидеги заряд, ал оған ең үзақласқан бөлімінде белгиси A денесинің зарядының белгисіндегі болған зарядлар пайда болады екен. Зарядланған A денесин алып кеткенде B денесіндегі зарядлар жоқ болады. Бирақ, A денесин алып кетпестен бурын B өткізгішин екіге бөлсек (5-б сұйрет), онда зарядлар A денесин алып кеткеннен кейин де сақланады. Егер B денесінде усы дene арқалы еркин қозғала алатуғын оң ҳэм терис зарядлар (яmasa бир белгиге ийе болған зарядлар еркин қозғала алатуғын) барлық үақытта бар еди деп болжаса, онда Эпинус тәжирийбесін түсіндіриў аңсат. Бундай жағдайда өткізгішке оң зарядланған B денесине оң зарядланған A денесин алып келгенде B денесінде бар болған терис зарядлар оған тартылады, ал оң зарядлар оннан ийтериледи. Нәтийжеде B денесінің еki ушында ҳәр қыйлы белгиге ийе электрлеў пайда болады. Зарядланған A денесин алып кеткенде B денедегі зарядларға сыртқы құшлердин тәсири тоқтайды, зарядлар "араласады" ҳәм B денесінің барлық бөлімлери қайтадан нейтраль болады. Егер A денеси жақынлатылған үақытта B денесин екіге бөлген жағдайда усы B денесіндегі зарядлардың араласыўы болмаған ҳәм бул денени екіге бөлгенде оның еки бөліми электрленген ҳалда қалған болар еди.

B денесінің бир бириңен ажыратылған еki бөлімин бир бирине тийгизгенде сақланған зарядлардың мұғдарларының шамалары бойынша бирдей екенligin ҳәм тийискеннен кейин B денесінің нейтраль болып қалатуғынлығын аңсат көриўге болады.

Нейтраль затлардағы еki белгиге ийе болған зарядлардың болыўы менен олардың сақланатуғынлығын толық тастыйықланған деп есаплаўға болады

XIII әсирдин орталарында пайда болған электрлик құбылыслардың бириңши теориясы айрықша электр сүйеклиғының бар деп болжады. Буннан кейин еki электр сүйеклиғы - оң ҳәм терис сүйеклиқ бар деп болжады. Петербург Академиясының академиги Эпинус бир электрлик сүйеклиқ теориясын раýажландырды ҳәм оны оң сүйеклиқ деп болжады. Эпинустың теориясы бойынша бул сүйеклиқтың артықмаш болыўы оң электрлениў ҳалын, ал жетиспейи терис электрлениў ҳалын пайда етеди. XIX әсирдин ақырында элементар электр зарядының бар екенligi табылды; атомлар яmasa молекулалар усы элементар зарядтан пүтин есе үлкен болған зарядқа ғана ийе бола алады. Буннан кейин усындағ жағдайдың орын алыў себебинің белгili болған терис e зарядқа ийе элементар бөлекшелердин бар болыўының нәтийжеси екенligi белгili болды; бул бөлекшелер электронлар атамасына ийе болды. Төменде электронның тек белгili болған e зарядқа ийе болып ғана қоймай, белгili болған t массасына да, және бир қатар физикалық шамаларға да (айланбалы момент, магнит моменти) ийе болатуғынлығы белгili болды...

Электронның массасы ең жецил болған водород атомының массасының шама менен $\frac{1}{1840}$ бөлегин құрайды.

Хәзирги заман көз-қараслары бойынша (III томға қараңыз), электроны құрамлық бөлек сыйпатында барлық атомларға киреди; ядро деп аталауғын атомның орайлық бөліми атомлық ядро деп аталауды; атомның массасының дерлик барлығы оның ядроның топланған. Хәзирги үақытлары оң зарядланған электронлардың бар екенligi де белгili (оларды позитронлар деп атайды). Бирақ олар айрықша шарайтларда пайда болады ҳәм оларды биз қарамаймыз.

§ 122 Өткізгішлер ҳәм изоляторлар. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, тәжирийбелер барлық денелердин еki классқа бөлинетуғынлығын көрсетеди: 1) электрлениўди алып бере алатуғын денелер; оларды өткізгішлер деп атайды ҳәм 2) электрлениўди алып бермейтуғын денелер; бундай денелерди өткізбейтуғын (соның менен бирге изоляторлар яmasa диэлектрикler) денелер деп атайды. Өткізгішлер бириңши ҳәм екинши әүладад өткізгішлер болып екіге бөлинеди. Бириңши әүладақа

киретуғын өткізгішлерде зарядлардың алып өтилиүи (тасылыұы) олардың химиялық тәбиятының өзгерислери ҳәм затлардың сезилерліктең тасылыұы менен байланыслы емес; екінши әүлад өткізгішлердеги зарядлардың тасылыұы химиялық өзгерислер менен, атап айтқанда басқа өткізгішлер менен тутасқан орынларда заттың химиялық қураушыларының бөлиніп шығыұы менен жүреди. Бириңи әүлад өткізгішлерине барлық металлар киреди; екінши әүлад өткізгішлеринің қатарына балқытылған дұзлар, дұзлардың, кислоталардың ҳәм силтилердин еритпелери киреди.

Хәзирги үақытлары ярым өткізгішлерди де айырып көрсетеди. Бул денелер жүдә киши болса да, бирақ толық сезилерліктең электр өткізгішликке және оларды айрықша топарға киргизгендей бир қатар қәсийетлерге ийе. Хәзирги үақытлары өткізгішлер менен диэлектриктердин тәбияты жөнинде белгili болған көз-қараслар қәлиплескен.

Металларда (бириңи әүлад өткізгішлерде) электронлардың бир бөліми атомлардың арасында еркін қозғала алады. Зарядланбаған металда еркін қозғалатуғын электронлардың зарядлары металдың кристаллық пәнжересіндеги атомлардың тулғалары менен байланыслы болған он зарядлар менен компенсацияланады. Өткізгішті электрлеў оған киретуғын электронлардың санларының өзгерислерине алып келинеди: терис электрленгенде өткізгішке сырттан артық электронлар қосылады, ал он зарядланғанда оннан электронлардың бир бөліми сыртқа алынады. Бұның нәтийжесінде атом ядроларының толық компенсацияланбаған он заряды билине баслады.

Алып келиў менен зарядлағанда (индукцияда) сыртқы заряд тәрепинен тартыў ҳәм итериў құшлеринің тәсіринде электронлар өткізгіштің бир ушына қарай жылышады; бул ушта электронлардың артықмашлығы пайда болып, терис электрлениўди жүзеге келтиріди; өткізгіштің қарама-қарсы ушында электронлардың жетиспейінің себебінен компенсацияланбаған он заряд пайда болады.

Металлардағы барлық электронлар бирдей, сонлықтан олардың орын алмастырыұы бириңи әүлад өткізгішлеринің химиялық қурамының өзгериўи менен байланыслы емес. Электронлардың массалары жүдә киши болғанлықтан, ис жүзінде мүмкін болған электрлеўдеги өткізгіштеги электронлардың санының өзгериўине байланыслы болған массаның өзгерисин сезиўдің мүмкіншилиги болмайды².

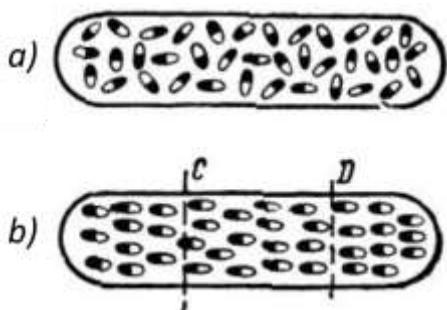
Екінши әүлад өткізгішлерде еркін электронлар жоқ, бирақ оларда электронлардың жетиспейілигі ямаса артықмашлығы бар атомлар ямаса молекулалар болады. Усындағы зарядланған атомларды ямаса молекулаларды ионлар деп атайды. Екінши әүлад өткізгішлеріндеги зарядтың алып жүрилиўи ионлардың орын алмастырыұы менен байланыслы. Бул екінши әүлад өткізгішлеріндеги химиялық өзгерислердин болатуғынлығын түсіндіреди.

Диэлектриклер, яғни әлектрди өткізбейтуғын затлар тен сандағы терис ҳәм он зарядлар бар атомлардан ҳәм молекулалардан туралы, олар диэлектриктердин ишинде еркін қозғала алмайды. Электрлик құшлердин тәсіринде диэлектриклердеги зарядлар тек азмаз айысады ямаса өзлеринің бағытларын өзгертеди. Мысалы белгилери ҳәр қылыш болған зарядлар (поляр молекулалар) жуп-жуптан байланысқан және олар бир бирине салыстырғанда тәртіпсіз түрде тарқалған зат диэлектриктиң модели болып хызмет ете алады (6-а сүйрет). Сонлықтан тутасы менен алынған диэлектрик те, оның айырым бөлімлерінде де электрлик жақтан нейтраль. Егер диэлектрикке зарядланған денени алып келсе, онда зарядлар орынларын алмастырайды, бирақ тек бирдей болып ориентацияланады (6-б сүйрет)³. Усының нәтийжесінде диэлектриктиң алып келинген

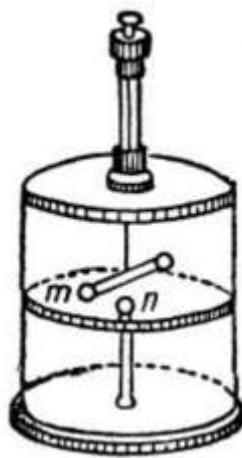
² 151-параграфтағы есаплаўға қараңыз.

³ Биз интернационаллық болған "ориентация" сөзин қолланамыз ҳәм оның "бағыты" сөзине сәйкес келетуғынлығын атап өтемиз (Аўдарыўшылар).

дene тәрепиндеги ушында сол денениң зарядына қарама-қарсы белгидеги, ал қарама-қарсы ушында алып келинген денениң зарядындай заряд пайда болады. Диэлектриктиң усындағы ұяқтын *поляризация* деп атайды. Бул поляризация өткізгіштеги индукцияның үақытында пайда болатуғын электрлениүден басқа болады.



6-сүйрет. Диэлектриктиң поляризациясы.



7-сүйрет. Кулонның айланыушы тәрезиси.

Егер поляризацияланған диэлектрикти бөлеклерге бөлсе, мысалы, D ҳәм C сызықтар бойынша бөлсе (6-б сүйрет), онда бөлеклердин ҳәр қайсысы тутасы менен нейтраль болып, тек олардың бетлеринде анау ямаса мана белгиге иие зарядлар болады.

Жұдә үлкен электрлік күшлерде диэлектриктиң молекулаларының қыйрауы мүмкін; бундай жағдайда диэлектрик өткізгішке айланады. Бул құбылыс диэлектриктиң *тесилиү* деп аталады.

§ 123. Электростатикалық майдан. Кулон нызамы. Зарядлардың өз-ара тәсирлесіү нызамы электростатиканың тийкарғы нызамы болып табылады. Зарядлардың өз-ара тәсирлесіүн дәслеп пүткіл дүньялық тартасың нызамына формаль түрдеги аналогия тийкарында түсіндірілди. Бундай жағдайда электрлік күшлер де, пүткіл дүньялық тартысың күшлери де аралықтың кеңисликтиң орнының ҳеш қандай әхмийети жоқ "аралықтан тәсир етиў" күшлери болып табылады деп болжанған. Ал ҳақыйқатында зарядлар қоршаған орталықта қандай да бир өзгерислерди пайда етеди (тап тартысың шынында массалар сыйқы). Бундай өзгеристин болыўы биз қарап атырған зарядтан базы бир қашықтықта жайласқан зарядқа күшлердин тәсир етиўинен көринеди. Ҳәзирше бундай өзгерислердин тәбиятын қарамай, биз тыныштықта турған зарядлар бар болған жағдайда оларды қоршаған кеңисликте электр майданы пайда болады деп айтамыз.

Еки зарядтың бир бири менен өз-ара тәсирлесіү мүнданаң ибарат: зарядлардың ҳәр қайсысы өзин қоршаған орталықта майдан пайда етеди ҳәм бул майдан басқа зарядқа белгилі күш пенен тәсир етеди.

Электростатикалық майдан материяның айрықша түри болып табылады; бул майдан бир электрленген денениң басқа электрленген денеге тәсирин алғып береди. Майданның қасиетлері усы майданың зарядларға тәсир ететуғын күшлери бағынатуғын нызамларының тийкарында үйрениледи.

Зарядланған денелердин өз-ара тәсирлесіүи олардың формаларынан да, өлшемлеринен де ғәрзесиз болғанлықтан, өз-ара тәсирлесіү нызамын табыў ушын ноқатлық зарядларды қарайды. Ноқатлық зарядлар деп айтқанда олардың өлшемлері олардың арасындағы қашықтықтан киши болған жағдайды түсінеди. Әлбette, қәлеген зарядланған денени ноқатлық зарядлардың жыйнағы деп қарауға болады.

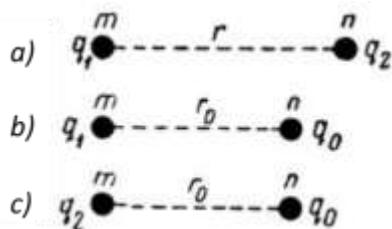
Еки ноқатлық зарядтың арасындағы өз-ара тәсирлесіү нызамын экспериментте Кулон

1785-жылды тапты. Усының менен биргэ Кулон заряды өзинин үшине зарядтың шамасының анықламасын да алады.

Өзинин үшінде өлшеүлерин Кулон ҳаўада өткөрді. Бирақ, қатаң түрде айтқанда, бул параграфта қаралатуғын Кулон нызамының аңлатпасы болсайықта, яғни атомлардың, молекулалардың ямаса басқа да бөлекшелердин сезилерліктей саны болмаған көнислике тиисли.

Ноқатлық зарядлардың өз-ара тәсирлесіү нызамын Кулон айланатуғын тәрезинин жәрдемінде орынланған өлшеүлердин жәрдемінде ашты (7-сүйрет). Бундай тәрезинин дүзилиси мынадай: үлкен шийше ыдыстың үшине жиңишке сымға (сабаққа) шийшеден исленген тәрезинин оғы илдирилген. Оның бир ушына метал шарик m , ал екинши ушына теңлестириүши жүк бекитилген. Еки шарикке де сырттан электр зарядларын берійге болады. Шариклер бир бириңен ҳәм қоршаған орталықтан изоляцияланған болғанлықтан, берилген зарядлар базы бир үақыттың үшинде сақланады. m ҳәм n шариклеринин арасындағы қашықлықты тәрезинин m шариги бар оғын услап турған сабақ бекитилген головканы бұрың арқалы өзгертийге болады. m ҳәм n шариклерине зарядлағанды олар бир бири менен тартысады ямаса ийтериседи (зарядлардың белгилерине ғәрэзли). Нәтийжеде m шариги бекитилген тәрезинин оғы базы бир мүйешке бұрылады. Тәрезинин головкасын бұрың арқалы m шаригин өзинин бұрынғы орнына алып келийге болады; бундай жағдайда сабақтың буралың моменти m шаригине түскен электр күшинин моментине тең болады. Егер сабақ алдың ала градировкаланған болса, онда головканың бұрылыш мүйешинин шамасы бойынша күш моментинин шамасын тикелей анықлауға болады. Бундай жағдайда тәрезинин оғының ұзынлығын билип шариклердин арасындағы өз-ара тәсирлесіү күшинин шамасын анықлау мүмкін.

Кулон нызамына алып келетуғын пикирлеудің барысы мынадай. Ең бириңишиден, бақлаулар зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесіү күшлеринин бағыты сол зарядларды тутастыратуғын туруы менен бағытлас. Егер зарядлар бирдей белгиге ийе болса, онда 121-параграфта көрсетилгендей, күшлер ийтерелис күшлери, ал ҳәр қайлы белгиге ийе болған жағдайда тартылыс күшлери болып табылады. Базы бир тұрақты зарядлар берилген m ҳәм n шариклеринин арасындағы r қашықлығын өзгерте отырып, тәжирийбеден өз-ара тәсирлесіү күшлеринин r қашықлығының квадратына кери пропорционал екенлигине исенийге болады (8-а сүйрет).



8-сүйрет. Кулон нызамын тиікарлау ушын.



9-сүйрет. Радиус-вектордың бағыты.

q_1 ҳәм q_2 зарядларының шамаларын салыстырыу ушын бул зарядлардың белгили болған базы бир үшинши q_0 заряды менен f_1 ҳәм f_2 өз-ара тәсирлесіү күшлерин өлшемиз (егер оларды үшинши заряд q_0 ге бирдей r_0 қашықлығында жайласқан болса) (8-б ҳәм 8-с сүйретлер). Оның ушын m шаригине q_1 ҳәм q_2 зарядларын беремиз, ал n шаригинин зарядын өзгериссиз ҳәм q_0 шамасына тең етип қалдырамыз.

Тәжирийбелер күшлердин f_1/f_2 қатнасының үшинши зарядтың шамасы q_0 ден де, усы зарядтан q_1 ҳәм q_2 зарядлары жайласқан r_0 қашықлықтардан да ғәрэзсиз екенлигин көрсетеди. Демек, күшлердин қатнасы болған f_1/f_2 шамасы q_1 ҳәм q_2 зарядларының

өзлери бойынша анықланады екен. Буннан зарядлардың қатнасы болған q_1/q_2 шамасының күшлердин қатнасы f_1/f_2 ге тең екенлиги келип шығады. Солай етип, биз еки зарядтың шамаларының қатнасын өлшеу үсүлінде боламыз.

Зарядларды өлшеудин бирликлерин анықлағаннан зарядлардың абсолют шамаларын анықлауға болады. Биз оны кейинирек қараймыз.

Зарядлардың муғдарларын салыстырыу үсүлінде боламыз: еки нөкаттың зарядтың арасындағы өз-ара тәсирлесіү күши f тиң шамасы q_1 ҳәм q_2 зарядларының олардың шамаларының көбеймеси $q_i \cdot q_k$ ге тең болатуғынлығын көрсетеди.

Солай етип, Кулон нызамын ушын мынадай анықламаны береде аламыз: еки нөкаттың зарядтың арасындағы өз-ара тәсирлесіү күши f тиң шамасы q_1 ҳәм q_2 зарядларының көбеймесине тууры пропорционал ҳәм олардың арасындағы қашықлық r диң квадратына кери пропорционал:

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

Бул теңликтеги k арқалы пропорционаллық коэффициенти белгиленген.

Егер оң зарядларға плюс (+) белгисин, ал терис зарядларға минус (-) белгисин берсек, онда күштиң терис мәниси тартылыш күшине, ал күштиң оң мәниси ийтерилис күшине сәйкес келеди.

(1)-Кулон нызамын векторлық түрде де жазыуға болады. q_1 нөкаттың зарядынан (9-сүйрет) q_2 нөкаттың зарядына \mathbf{r} радиус-векторын жүргиземиз. q_2 зарядына тәсир ететүүн f күши (1)-формулаға сәйкес сан мәниси бойынша $k \frac{q_1 q_2}{r^2}$ шамасына тең ҳәм \mathbf{r} радиус-векторы менен бағытлас. Солай етип, Кулон нызамын векторлық түрде былайынша жазады:

$$\mathbf{f} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r}. \quad (1a)$$

Зарядтың CGS-бирлигин табыу ушын (1)-Кулон нызамындағы пропорционаллық коэффициенти k ны бирге тең етип аламыз:

$$f = \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

Буннан, мынадай жағдайға ийе боламыз: CGS системасында зарядтың бир бирлиги сыпатында бир биринен 1 см қашықлықта 1 дина күши менен тәсирлесетүүн нөкаттың заряд алынады. Бул бирлик зарядтың абсолют электростатикалық бирлиги деп аталады.

Электр ҳақындағы тәлиматта CGS системасының тийкарында белгиленген бирликлер ҳәм электростатиканың нызамлары абсолют электростатикалық бирликлер деп аталады CGSE символы менен белгilenеди.

Хәзирги үақытлардағы халық аралық бирликлер системасындағы электростатикалық бирликтиң киши екенлигине байланыслы (I томға қараңыз) зарядтың бирлиги сыпатында зарядтың CGSE-бирлигинен $c/10$ есе үлкен болған зарядтың бирлиги қабыл етилген. Бул жерде c арқалы электродинамикалық бирлик деп аталатуғын бирлик белгиленген (196-параграфты қараңыз). Бул бирлик кулон деп аталады. Электродинамикалық тұрақты болған с шамасы жоқары дәллікте $3 \cdot 10^{10}$ см/сек ке тең болғанлықтан

1 кулон = $3 \cdot 10^9$ зарядтың CGSE-бирлиги.

теңлигине ийе боламыз.

CGSE системасындағы өлшемлер (1)-формуланың тийкарында алынған:

$$[q^2] = [f] \cdot [r^2].$$

Буннан

$$[q] = \left[f^{1/2} \right] \cdot L = M^{1/2} \cdot L^{3/2} T^{-1}$$

теңликлерине ийе боламыз.

Зарядланған денелердин арасындағы өз-ара тәсирлесіү күшин анықлауға мысал келтиремиз.

Мысал. Салмақ майданында түрған еки кишкене шарик (хәр қайсысының массасы 0,1 граммнан) узынлығы $l = 25$ см болған сабакта илдирип қойылған (10-сүйрет). Буннан кейин шариклерге бирдей заряд берилген. Нәтийжеде олар бир бириңен $r = 5$ см ге қашықласқан. Оларға берилген зарядларды CGSE-системасында ҳәм кулонларда анықлаңыз.

Шешими. Шариклердин арасындағы ийтерилис күши

$$f = \frac{q^2}{r^2}$$

формуласының жәрдемінде анықланады. q арқалы хәр бир шарикке берилген заряд белгилендеген. f ийтерисіү күшиниң тең тәсир етиўшиси F пенен салмақ күши $P = mg$ сабактың бойы менен бағытланған жағдайда тең салмақтық орнайды. 10-сүйреттен биз мұнаған ийе боламыз:

$$f = P \cdot \tan \alpha = mg \cdot \tan \alpha.$$

α мүйешиниң киши мәнислеринде $\tan \alpha$ ны жүйек түрде $\sin \alpha / \cos \alpha$ ге тең деп есаплауға болады. Бирақ

$$\sin \alpha = \frac{r}{l}, \text{ буннан } f = \frac{mgr}{2l}$$

теңлигине ийе боламыз. f тиң усы мәнисин q^2/r^2 шамасына теңлестирип

$$\frac{q^2}{r^2} = \frac{mgr}{2l}$$

қатнасына ийе боламыз ҳәм ол биз излеген жүйәпты береди:

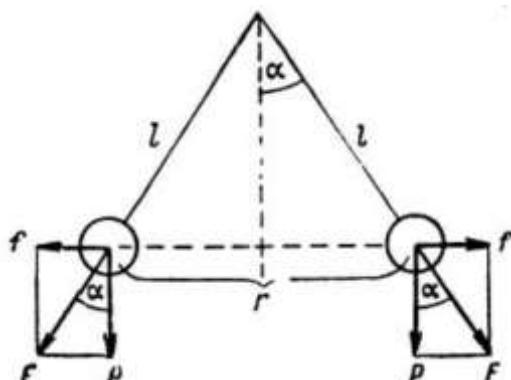
$$q = r \sqrt{\frac{mgr}{2l}} = 5 \sqrt{\frac{0,1 \cdot 981 \cdot 5}{2 \cdot 25}} \text{ CGSE} = 15,6 \text{ CGSE}$$

Бул зарядты кулонларға өткериң

$$q = \frac{15,6}{3 \cdot 10^9} \text{ к} = 5,2 \cdot 10^{-9} \text{ к.}$$

теңлигине ийе боламыз.

Бул есаптан кулонның үлкен бирлик екенлигине ҳәм денелерди әдеттегидей электрлекенде бақланатуғын зарядлар кулонның жүдә кишкене бөлекиндегі шама менен аңлатылатуғынлығына көз жеткеремиз.



10-сүйрет. Электрленген шарларға тәсир ететуғын күшлер.

§ 124. Электростатикалық майданың кернеўлиги. Биз 123-параграфта ҳәр бир зарядтың қоршаған орталықта электростатикалық майданды пайда ететуғынлығын айтқан

едик. Майданың қәсийетин оған ноқатлық зарядларды қойып ҳәм оларға тәсир ететуғын күшлерди бақлау арқалы үйренийге болады. Бундай жағдайда алып келинген зарядларды дым киши ҳәм сонлықтан олар майданы пайда еткен зарядлардың муғдарын да, жайласыўларын да өзгерте алмайды деп болжаймыз. Кулон нызамынан майданың базы бир ноқатына жайластырылған q оң зарядына усы зарядтың шамасына пропорционал f қүши тәсир етеди. Бул күштің шамасы менен бағыты майданды пайда ететуғын барлық зарядлардың шамасы ҳәм жайласыўлары бойынша анықланады. Зарядқа тәсир ететуғын f қүшинин үсы зарядтың шамасы q ға қатнасы, Кулон нызамында көринип түрғанындей, q зарядының шамасынан ғәрэзли емес ҳәм майданың берилген ноқатын тәрийиплейди. Солай етип, майданың барлық ноқатлары ушын табылған f/q қатнасы майданың белгили болған объектив қәсийетлериниң физикалық характеристикасын береди. Бул қатнас электростатикалық майданың кернеўлиги деп аталатуғын физикалық шаманы анықлады. Оны биз E арқалы белгилеймиз:

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{f}}{q}. \quad (1)$$

Егер бул формулада $q = +1$ деп болжасақ, онда \mathbf{E} шамасы бойынша да, бағыты бойынша да \mathbf{f} шамасына сәйкес келеди. Демек, базы бир ноқаттағы электростатикалық майданың кернеўлиги сан мәниси ҳәм бағыты бойынша усы ноқатқа жайластырылған бир бирлик оң зарядқа тәсир ететуғын күшке тең. Бул анықламадан кернеўликтің векторлық шама екенлиги келип шығады.

Кернеўликтің бирлиги сыпатында бир бирлик зарядқа бир бирлик күш тәсир ететуғын майданың кернеўлиги қабыл етиледи. Буннан CGSE-системада кернеўликтің бирлиги электростатикалық бир бирлик зарядқа бир дина күш тәсир ететуғын майданың ноқатындағы кернеўлик алынады. Бул системадағы кернеўликтің өлшеми (1)-формула бойынша анықланады:

$$[E] = \frac{[f]}{[q]} = \frac{MLT^{-2}}{M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}} = M^{1/2}L^{-1/2}T^{-1}. \quad (2)$$

Мысаллардың көрсеткішінде, базы бир әхмийетли дара жағдайлар ушын электростатикалық майданың кернеўлигин есаптаймыз.

1. Ноқатлық зарядтың майданының кернеўлиги. q ноқатлық зарядын аламыз ҳәм усы зарядтан r қашықтығында жайласқан A ноқатындағы майданды анықлаймыз.

Кулон нызамы бойынша q зарядынан r қашықтығында жайласқан q_0 оң зарядына тәсир ететуғын күш мынаған тең:

$$f = \frac{q \cdot q_0}{r^2}.$$

Буннан A ноқатындағы кернеўлик

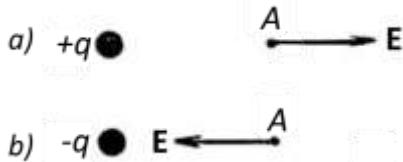
$$E = \frac{f}{q_0} = \frac{q}{r^2} \quad (3)$$

шамасына тең болады. (3)-аңлатпа A ноқатындағы кернеўликтің шамасын анықлады. Кернеўликтің бағыты \mathbf{f} қүшинин бағытына сәйкес келеди. Демек, \mathbf{E} векторы q зарядын A ноқаты менен тутастыратуғын сыйықтың бойында жатады ҳәм оның бағыты былайынша анықланады: егер q зарядының шамасы оң болса, онда усы q зарядынан сыртқа қарай, ал егер q заряды терис болса, онда усы зарядқа қарай бағытланған (11-сүйрет).

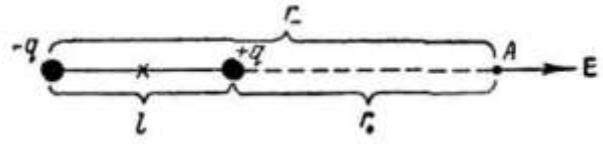
Векторлық түрде кернеўлик \mathbf{E} былайынша жазылады:

$$\mathbf{E} = \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r}. \quad (3a)$$

Бул формулада \mathbf{r} арқалы q ноқатлық заряды түрған орыннан кернеўлиги \mathbf{E} есапланып атырған ноқатқа түсирілген радиус-вектор белгиленген.



11-сүйрет. Электростатикалық майданың кернеўлиги \mathbf{E} ниң бағыты.



12-сүйрет. Диполдин көшериндеги майданың кернеўлигин анықлауға.

Егер кернеўлик бир неше q_1, q_2, \dots, q_n зарядлары тәрепинен пайда етілетуғын болса, онда базы бир ноқаттағы қосынды майдан ҳәр бир заряд пайда еткен майданың кернеўликлеринин геометриялық қосындысынан турады. Бул мынадай факттен келип шығады: берилген ноқатта турған q_0 зарядына тәсир ететуғын \mathbf{f} күши ҳәр бир заряд өз алдына пайда еткен $\mathbf{f}_1, \mathbf{f}_2, \dots, \mathbf{f}_n$ күшлердин геометриялық қосындысына тең:

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}_1 + \mathbf{f}_2 + \dots + \mathbf{f}_n.$$

Бул теңдикten \mathbf{f} күшинин q_0 зарядына қатнасы болған кернеўликтин

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{f}}{q_0} = \frac{\mathbf{f}_1}{q_0} + \frac{\mathbf{f}_2}{q_0} + \dots + \frac{\mathbf{f}_n}{q_0}.$$

шамасына тең болатуғынлығы көремиз. Теңдиктиң оң тәрепинде турған ағзалар q_1, q_2, \dots, q_n зарядлары пайда еткен $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2, \dots, \mathbf{E}_n$ кернеўликлери болып табылады. Демек,

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \dots + \mathbf{E}_n. \quad (4)$$

2. Диполдин майданының кернеўлиги. Диполь деп бир бириңен l қашықтығында турған белгилери ҳәр қыйлы болған еки зарядтың жыйнағына айтады. l діншамасы диполь пайда еткен майданының кернеўлиги анықланатуғын ноқаттан диполге шекемги қашықтықтан әдеүір киши болыўы керек. Зарядлар арқалы өтетуғын сзығытты диполдин көшери деп атайды. Диполдин көшеринин бойында турған A ноқатындағы электростатикалық майданың кернеўлигин анықлаймыз (12-сүйрет). A ноқатынан $+q$ ҳәм $-q$ зарядларына шекемги қашықтықты сәйкес r_+ ҳәм r_- арқалы белгилеймиз. A ноқатынан диполдин ортасына шекемги қашықтық r болсын. Бундай жағдайда:

$$r_+ = r - \frac{l}{2}, r_- = r + \frac{l}{2}.$$

\mathbf{E} кернеўлиги ҳәр бир заряд өз алдына пайда еткен \mathbf{E}_+ ҳәм \mathbf{E}_- кернеўликлеринин геометриялық суммасына тең. \mathbf{E}_+ ҳәм \mathbf{E}_- векторлары диполдин көшери бойлап бағытланған болғанлықтан, геометриялық сумма алгебралық суммаға алып келинеди:

$$\mathbf{E} = \frac{q}{r_+^2} - \frac{q}{r_-^2}$$

яmasa

$$\mathbf{E} = \frac{q(r_-^2 - r_+^2)}{r_+^2 \cdot r_-^2} = \frac{q(r_- + r_+)(r_- - r_+)}{r_+^2 \cdot r_-^2} - \frac{q}{r_-^2}.$$

Буннан кейин мынаған ийе боламыз:

$$r_- + r_+ = l, \quad r_+ + r_- = 2r;$$

шәрт бойынша $r \gg l$. Сонықтан жуұық түрде

$$r_+^2 \cdot r_-^2 \approx r^4$$

аңлатпасына ийе боламыз ҳәм в E үшін жазылған аңлатпа мынаған тең болады:

$$E = \frac{2ql}{r^3}.$$

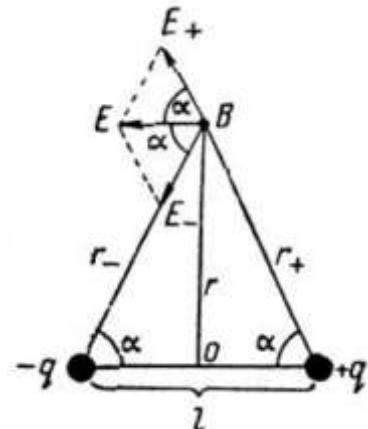
q зарядының зарядлардың арасындағы қашықтыққа көбеймеси

$$p = ql$$

диполдин моменти деп аталады. E үшін жазылған формулаға p диполдин моментин киргизип, ең ақырында мынадай формулаға ийе боламыз:

$$E = \frac{2p}{r^3}. \quad (5)$$

А ноқатындағы майданың кернеўлиги E диполдин көшеринен оңға қарай бағытланған.



13-сүйрет.

Диполдин майданының В ноқатындағы кернеўлигин анықлауға.

Диполдин көшерине перпендикуляр болған OB туұрысының бойында орналасқан B ноқатындағы кернеўлікти қараймыз (13-сүйрет). B ноқатындағы кернеўлик $+q$ ҳәм $-q$ зарядлары пайда еткен кернеўликтердин геометриялық қосындысына тең. Еки зарядтан B ноқатына шекемги қашықлықтар r_+ ҳәм r_- лер өзара тең. Сонықтан сан мәниси бойынша:

$$E_+ = E_- = \frac{q}{r_+^2}.$$

E_+ ҳәм E_- кернеўликлері векторларының бағытлары 13-сүйретте келтирилген.

13-сүйретте көринип турғанындей, қосынды кернеўлик векторы болған $\mathbf{E} = \mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_-$ векторының шамасы мынаған:

$$E = E_+ \cos \alpha + E_- \cos \alpha = \frac{2q}{r_+^2} \cos \alpha$$

яmasa

$$E = \frac{2q}{r_+^2} \cdot \frac{l/2}{r_+} = \frac{2l}{r_+^3}$$

шамасына тең.

Диполдин ортасынан B ноқатына шекемги қашықлықты r арқалы белгилейик. Бундай жағдайда $l \ll r$ теңсизлиги жууық түрде орынланатуғын болғанлықтан, соңғы формуланы былайынша жаза аламыз:

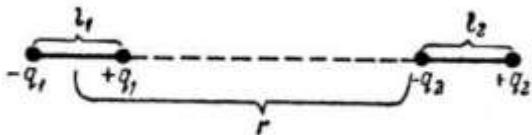
$$E = \frac{ql}{r^3}.$$

Ақырында диполдин моменти болған $p = ql$ шамасын киргизип

$$E = \frac{p}{r^3}. \quad (6)$$

формуласына иие боламыз. (5)- ҳәм (6)- формулаларды салыстырып еки жағдайда да диполдин майданының кернеўлигинин диполь моменти p ге пропорционал диполден қашықлық r дің кубына кери пропорционал екен.

Жоқарыда келтирилген мысаллар қосынды кернеўліктиң электрлік системаны пайда ететуғын ноқатлық зарядлар пайда еткен кернеўликтердин геометриялық суммасына тең екенлегин көрсетеди. Бирак, көпшиликтік жағдайларда ноқатлық зарядлардан туратуғын система көз-қарасының жәрдемінде исленетуғын есаплаўлар жүдә қурамалы, ҳәтте орынлау мүмкін еместей дәрежеде болады; сонықтан, көп санлы мәселелердеги кернеўлікти анықлау айырым қосымша ұсыллардың жәрдемінде орынланады. Олар ҳақында биз тәменге гәп етемиз.



14-сүйрет.

Еки диполдин арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшин анықлауға.

Диполдин кернеўлиги ушын жазылған (5)-формуладан келип шыққан ҳалда диполдин өзинин өлшемлеринен әдеўир үлкен болған r қашықтығында бир түұрының бойында жайласқан еки қатты диполдин өз-ара тәсирлесиў күшин аңсат табыўға болады.

Қатты диполь деп сыртқы күшлердин тәсиринде зарядлардың арасындағы l қашықтығы өзгермейтуғын диполге айтады; бундай диполдин еки заряды да бир бири менен қатты (беккем) байланысқан.

Бириңи жағдайды қараймыз. Бул жағдайда еки диполдин де ҳәр қыйлы белгиге ийе зарядлары бир бирине қарап тур (14-сүйрет). Мейли, r бириңи диполдин ортасы менен екинши диполдин $-q_2$ зарядының арасындағы қашықтық болсын.

(5)-формула бойынша, бириңи диполдин майданының $-q_2$ түрған орындағы кернеўлиги E_1 шамасына тең

$$E_1 = \frac{2p_1}{r^3}.$$

Бул аңлатпада $p_1 = q_1 l_1$ бириңи диполдин моменти болып табылады. Усы кернеўликтин өзине тәсирлесиў күшинде екинши диполдин $-q_2$ зарядына

$$f_1 = -\frac{2p_1}{r^3} q_2$$

күши тәсир етеди. Сол диполдин $+q_2$ зарядына

$$f_2 = +\frac{2p_1}{(r + l_2)^3} q_2$$

күши тәсир етеди. Екинши диполдин өзине тәсир ететуғын қосынды күш

$$f = f_1 + f_2 = -\frac{2p_1}{r^3} q_2 + \frac{2p_1}{(r + l_2)^3} q_2 = -\frac{2p_1}{r^3} \left[1 - \frac{2p_1}{\left(1 + \frac{l_2}{r}\right)^3} \right] q_2$$

шамасына тең. Қойылған шәрт бойынша $l \ll r$ теңсизлиги орынлы болғанлықтан, онда жууық түрде

$$\frac{1}{\left(1 + \frac{l_2}{r}\right)^3} \cong 1 - 3 \frac{l_2}{r}$$

теңлигин, ал буннан

$$f = -\frac{6p_1 l_2 q_2}{r^4}$$

теңлигине ийе боламыз. Соның менен бирге $l_2 q_2 = p_2$ теңлиги орынлы болғанлықтан (p_2 – екинши диполдин моменти)

$$f = -\frac{6 p_1 p_2}{r^4}. \quad (7)$$

формуласына ийе боламыз. Минус белгиси қосынды күштин тартысын күши екенлигин билдиреди.

Еки диполь бир бирине бирдей зарядланған үшлары менен қарап түрған болса, онда олардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшинин оң мәниске ийе болатуғынлығын, яғни ийтерилис күши болатуғынлығын аңсат көриўге болады.

(7)-формула диполлер арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшинин олардың моментлеринин көбеймесине туұры пропорционал ҳәм олардың арасындағы

қашықлықтың төртінши дәрежесине кери пропорционал екенлигин көрсетеди. Бизлер өткөрген есаплаўларда еки диполь де бир түрлінің бойында жатыр еди. Диполлер бир бирине салыстырғанда басқаша жайласқанда да, олардың арасындағы өз-ара тәсирлесіү күшинин қашықлықтың төртінши дәрежесине кери пропорционал екенлигин көрсетиүге болады.

§ 125. Кернеўлик сзыықлары. Откен параграфта электростатикалық майданың ҳәр бир ноқатына \mathbf{E} кернеўлик векторын сәйкес келтириүге болатуғының анықланған еди.

Енди кернеўлик сзыықлары ямаса күш сзыықлары ҳақындағы түснікти киргиземиз. Кернеўлик сзыығы ҳақында гәп еткенде ҳәр бир ноқатында кернеўлик векторы \mathbf{E} урынба бағытта бағытланған сзыықты түснікимиз (15-сүйрет). Кернеўлик сзыығына сзыықтың ҳәр бир ноқатында кернеўдің бағыты менен сәйкес келетуғын бағытты беремиз.

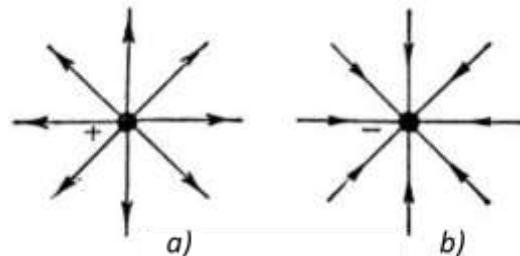
Солай етип, кернеўлик сзыығы усы сзыықтың бойындағы ҳәр бир ноқаттағы майданың кернеўлиги E ниң бағытын ҳәм усыған сәйкес майданың усы ноқатында жайластырылған оң $+q$ зарядына тәсир ететуғын күштин бағытын анықлады екен. f күшинин бағытын усы $+q$ заряды жайласқан денениң алатуғын тезленийи ғана анықлайтуғын болғанлықтан (ал оның орын алмастырыуының бағыты емес), демек, зарядланған дene майдан тәрепинен тәсир ететуғын күштин тәсиринде, улыұма айтқанда, кернеўлик сзыығының бойы менен қозғалмайды. Электрик құшлерден басқа құшлер тәсир етпейтуғын оң зарядланған дene кернеўлик сзыығы бойлап тек усы сзыық туýры ҳәм басланғыш тезлик кернеўлик сзыығына параллель болған жағдайда ғана қозғалады.

Кернеўлик сзыықларына мысалларды қараймыз.

1. Ноқатлық зарядтың кернеўлик сзыықлары. Ноқатлық зарядлардың кернеўлик сзыықларының туýры сзыықлар екенлигин аңсат көриүге болады - егер заряд оң болса, онда кернеўлик сзыықлары оннан шығады, ал заряд терис болса, онда кернеўлик сзыықлары оған киреди (16-а ҳәм б сүйреттер). Солай етип, оң зарядты кернеўлик сзыықлары басланатуғын орын, ал терис зарядты кернеўлик сзыықлары тамам болатуғын орын деп қараўға болады. Еки жағдайда да кернеўлик сзыықларына түсирілген урынбалар сзыықлардың өзлериңе сәйкес келеди ҳәм кернеўліктің бағыты менен бағытлас.

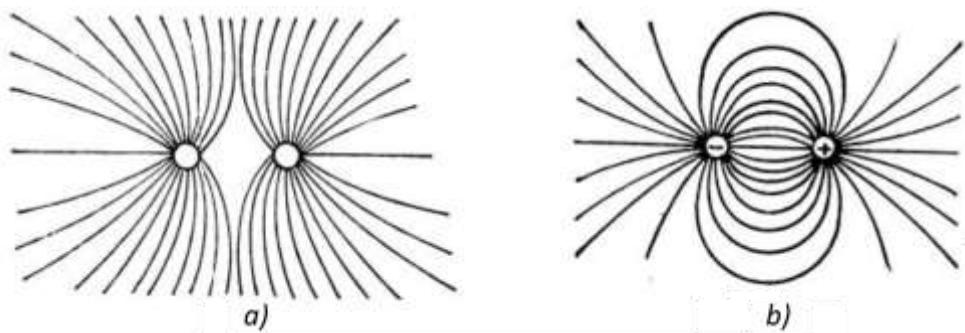


15-сүйрет. Кернеўлик сзыығы.



15-сүйрет. Ноқатлық зарядтың кернеўлик сзыықлары. a) - оң зарядтың, b) терис зарядтың.

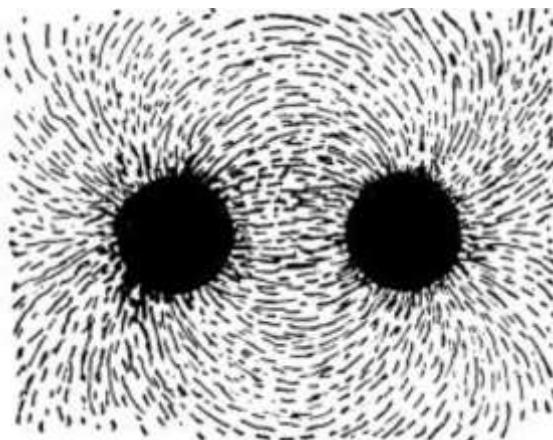
2. Еки ноқатлық зарядлардың кернеўлик сзыықлары. 17-а сүйретте шамалары да, белгилери де бирдей болған еки ноқатлық зарядлардың кернеўлик сзыықлары, ал 17-б сүйретте болса белгилери ҳәр қыйлы, бирақ абсолют шамалары бирдей болған еки ноқатлық зарядтың кернеўлик сзыықлары, басқа сөз бенен айтқанда диполдин кернеўлик сзыықлары көрсетилген.



17-сүйрет. Еки ноқаттың зарядтың кернеүлік сзықтары. а) - зарядлар бирдей белгиге ҳәм б) - ҳәр қыйлы белгиге ийе.

3. Бир текли майданың кернеүлік сзықтары. Барлық ноқаттарында кернеүлік геометриялық жақтан тең, яғни шамасы бойынша да, бағыты бойынша да бирдей болған майданды бир текли майдан деп атайды. Әлбетте, бир текли майданың кернеүлік сзықтары кернеүлік векторына параллель болған түұрылар болып табылады.

Кернеүлік сзықтарының қалайынша жайласқанлығын диэлектриктиң созылған бөлеклеринің поляризацияланыудың салдарынан кернеүлік сзықтарының бойы менен жайласатуғынлығын пайдаланып экспериментлерде анықлауға болады. Демонстрация ушын гипстің ийне тәризли майда кристалларын пайдаланады. Оларды станиолдың бөлеклери жабыстырылған шийше пластинкаға себелейди, ал сол станиолдың бөлеклерине заряд бериледи. 18-сүйретте ҳәр қыйлы белгиге ийе зарядлар менен зарядланған еки станиол тәризли дөңгелектің арасындағы гипстың майда кристалларының қалайынша жайласатуғынлығы көрсетилген.



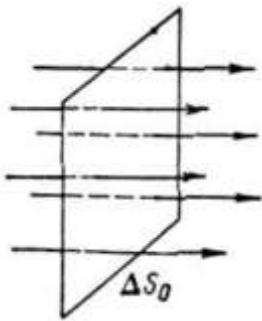
18-сүйрет.

Ҳәр қыйлы белгиге ийе зарядлар менен зарядланған станиол дөңгелеклеринин арасындағы гипстің майда кристалларының жайласыўы.

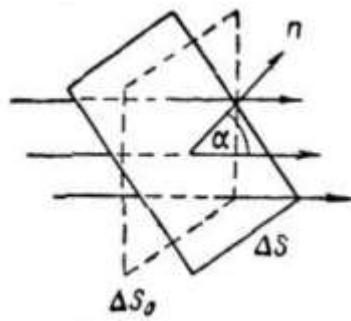
Кеңисликтиң ҳәр бир ноқатында майданың кернеүлігі тек бир бағытқа ийе болғанлықтан, кернеүлік сзықтары ҳеш қашан кесилисе алмайды. Кернеүлік сзықтары он зарядларда басланады ҳәм терис зарядларда тамам болады.

§ 126. Кернеүлік ағысы. Остроградский-Гаусс теоремасы. Өткен параграфтан кернеүлік сзығын кеңисликтиң қәлеген ноқаты арқалы өткериүге болатуғынлығын көрдик. Сонықтан кеңисликте өткерилетуғын сзықтардың саны қандай да бир себеплер менен шекленбеген.

Кернеүлік сзығы кернеүліктиң бағытын тәрийиплеп, ол өзинен-өзи кернеүліктиң шамасын тәрийиплей алмайды. Бирақ, кернеүліктиң шамасы менен өткерилетуғын кернеүлік сзықтарының санын байланыстыратуғын шәртті киргизиүге болады. Кернеүлік үлкен болған орынларда сзықтарды қойыў етип, ал кернеүлік киши болған орынларда сзықтарды сийрек етип өткеремиз.



19-сүйрет. Кернеўлик сзықларына перпендикуляр болған ΔS_0 бети.



20-сүйрет. Кернеўлик сзықларына қояш жайласқан ΔS_0 бети.

Ықтыярлы майданды ойымызда кишкене болған областларға бөле аламыз ҳәм усы киши областтың шеклеринде кернеўликті бир текли деп есаптай аламыз. Ойымызда усындай областта кернеўлик сзықларына перпендикуляр ΔS_0 бетин өткеремиз (19-сүйрет).

Енди усы бет арқалы кернеўликтин ΔN сзығы өтеди деп ҳәм беттин майдан бирлиги арқалы өтетуғын сзықлардың саны бет областындағы кернеўликтин мәнисине тең деп шәрт қояйық. Демек

$$\frac{\Delta N}{\Delta S_0} = E \quad (1)$$

шәрти орынланады деп болжайық ҳәм бул шәрт орынланғанда кернеўлиликтин шамасы ҳақыйқатында да кернеўлик сзықларының тығызлығы (қойыўлығы) менен байланыслы болып шығады. Майданның кернеўлигиги киши орынларында кернеўлик сзықларының тығызлығы кемлеў, ал кернеўлик үлкен болған орынларда сзықлар тығыз (қойыў) болып өтеди.

Базы бир бет арқалы өткен кернеўлик сзықларының ұлыўмалық санын кернеўлиликтин ағысы деп атайды N арқалы белгилеймиз. ΔS_0 элементар бети арқалы өтетуғын сзықлардың саны ΔN усы бет арқалы өтетуғын элементар ағысты пайда етеди.

Кишкене ΔS майданы арқалы өтетуғын сзықлардың саны ΔN ди қараймыз. Бул жағдайда усы бетке түсирилген n нормалдың бағыты менен кернеўлик сзықларының бағытының арасындағы мүйеш α болсын. Мейли ΔS_0 арқалы кернеўлик сзықларының бағытына түсирилген ΔS тиң проекциясы болсын. ΔS бети арқалы өтетуғын сзықлардың ΔS_0 бети арқалы да өтетуғыны өз-өзинен түснікти. Демек, (1)-теңліктен биз мынаған ийе боламыз:

$$\Delta N = \Delta S_0 \cdot E = \Delta S \cdot \cos \alpha \cdot E.$$

Бирақ, $E \cos \alpha$ шамасы кернеўлик векторының ΔS бетине түсирилген n нормалдың бағытына түсирилген проекциясы болып табылады:

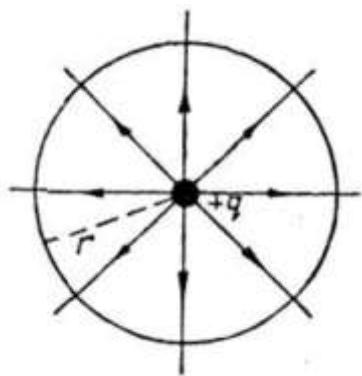
$$E \cos \alpha = E_n.$$

Демек,

$$\Delta N = E_n \cdot \Delta S. \quad (2)$$

Бул қатнас ықтыярлы түрде бағытланған беттин ΔS элементи арқалы өтетуғын кернеўлиликтин элементар ағысын береди. Демек, беттин ықтыярлы жайласқан элементи арқалы өтетуғын кернеўлиликтин ағысы E кернеўлигинин усы элементке нормаль болған қураушысы менен элементтиң майданына көбейткенге тең.

Егер ΔS бети кернеўлик сзықларына параллель болса, онда усы бет арқалы өтип атырған ағыс нолге тең. Себеби бул жағдайда $\alpha = \pi/2$ ҳәм $E_n = 0$.



21-сүйрет.
Остроградский-Гаусс теоремасын
келтирип шығарыўға.

Ағыстың белгиси кернеўлик векторы сзықлары менен он бағыт деп қабыл етилген нормалдың бағыты арасындағы мүйештен ғәрзели.

20-сүйреттеги ағыс он; егер биз n нормалының он бағыты сыпатында 20-сүйретте көрсетилген бағытқа қарама-қарсы бағытта алсақ, онда ағыстың белгиси қарама қарсы белгиге өзгерген болар еди.

Шекли S бети арқалы өтетуғын кернеўлик ағысы элементар ағыслардың алгебралық суммасы түринде анықланады:

$$N = \sum \Delta N = \sum E_n \Delta S. \quad (3)$$

Биз S бетин неше элементке бөлсек, суммалаў да сол элементлердин барлығы бойынша жүргизиледи.

Беттің ΔS элементтерин шексиз киши етип алғыу керек Сонлықтан бет элементтін dS арқалы белгилеп, кернеўликтің элементар ағысы dN ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$dN = E_n dS.$$

S бети арқалы өтетуғын кернеўликтің ағысы N шексиз көп болған элементар ағыслардың қосындысы, яғни интеграл сыпатында аңлатылады:

$$N = \int_S E_n dS. \quad (3a)$$

Бул аңлатпада интеграл алынатуғын S белгиси интегралдың биз қарап атырған барлық S бетине тарқалатуғынлығын билдиреди.

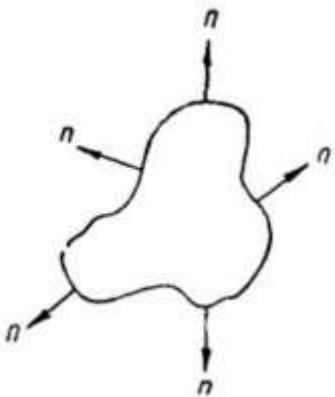
Майданының кернеўлиги қашықлықтың квадратына кери пропорционал өзгеретуғын q ноқатлық зарядынан неше кернеўлик сзығының өткериүге болатуғынлығын қараймыз (124-параграф). q ноқатлық заряды сфералық симметрияға иие болған майданды пайда өтетуғын болғанлықтан, 125-параграфта атап өтилгениндей, кернеўлик сзықлары симметриялы жайласқан радиаллық сзықлардан ибарат болады (21-сүйрет). Олардың улыўмалық санын N арқалы белгилеймиз. Ойымызда орайы q зарядында жайласқан ықтаярлы r радиусына иие болған сфералық жүргиземиз. Қабыл етилген шәртке сәйкес, беттің бир бирлигин кесип өтетуғын кернеўлик сзықларының саны беттің ноқаттарындағы кернеўликтің мәнисине тең. Өткерилген сфералық бет радиаллық кернеўлик сзықларына перпендикуляр. Болжаўымыз бойынша, олардың улыўмалық саны N ге тең, демек, беттің бир бирлиги арқалы $\frac{N}{4\pi r^2}$ дана сзық өтеди. (1)-шәрт бойынша, сан мәниси бойынша бул шама зарядтан r қашықлығындағы кернеўликтің болыўы керек, яғни

$$\frac{N}{4\pi r^2} \cdot \frac{q}{r^2}.$$

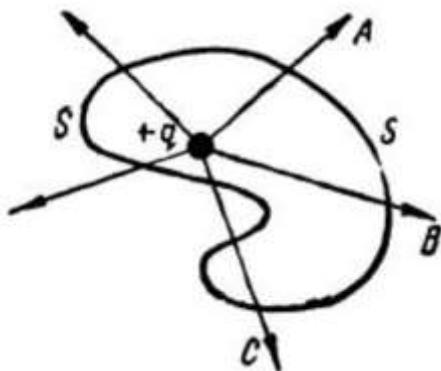
Буннан

$$N = 4\pi q. \quad (4)$$

теңлигине ийе боламыз. Демек, $\chi \text{ар } q$ ноқатлық зарядынан симмериялы жайласқан $4\pi q$ дана кернеүлік сзығыны өткериүге болады екен.



22-сүүрет. Жабық бетке түсирилген нормаллардың оң бағыты.



23-сүүрет. Үкітаярлы жабық бетти кернеүлік сзықтарының кесиүи.

Бул жағдайды улыўмаластырыў арқалы түйік бет арқалы өтетуғын кернеүлік сзықтарының санын усы беттиң ишинде жайласқан зарядлардың мұғдары менен байланыстыратуғын Остроградский-Гаусс теоремасы деп аталатуғын теореманы келтирип шығараады. Бул теорема көп санлы дара жағдайлар ушын шекли өлшемлерге ямаса ҳэтте шексиз үлкен өлшемлерге ийе болған денелердеги зарядлар тәрепинен пайда етилген майданның кернеүлік векторын анықлауды жөннелестиреди.

Остроградский-Гаусс теоремасын байлайынша айтЫУФА болады: зарядларды өзинин үшін алатуғын қәлелеген түйік (жабық) бет арқалы өтетуғын кернеүлік ағысы сол зарядлардың алгебралық қосындысын 4π ге көбейткенге тең.

Бул жағдайды түсіндіриў ушын жабық бет ушын оң бағыттың сипатында беттиң элементине усы бет қоршап турған көлемнен сыртқа қарай түсирилген нормалдың бағытын алыўды шәрт етип алайык (22-сүүрет). Бундай жағдайда берилген бет пенен қоршалған көлемнен шығатуғын кернеүлік сзықтары оң белгиге ийе ағысты пайда етеди; ал көлемге киретуғын сзықтар терис белгиге ийе ағысты пайда етеди.

Нормалдың бағыты сипатында биз қабыл еткен шәртті қабыл етип бир ноқатлық заряд ушын Остроградский-Гаусс теоремасының дұрыс екенligин көрсетемиз. Оң белгиге ийе q ноқатлық зарядын ықтаярлы S бети менен қоршаймыз (23-сүүрет). Жоқарыда дәлилленген жағдай бойынша зарядтан $4\pi q$ дана кернеүлік сзығыны шығарамыз. Бул сзықтардың ҳәр қайсысы S бетин тек бир рет кесип өтеди (A ҳәм B сзықтары сыйқыл), ямаса тақ сан рет кесип өтеди (мысалы, C сзығы бетти үш рет кесип өткен). Бирақ, C сзығы S бетинен еки рет сыртқа шығады ҳәм тек бир ишке киреди; ағыстың белгиси сипатында қойылған шәрт бойынша беттен шығыў орнында ол оң ағысты, ал кириў орнында терис ағысты пайда етеди. Сонлықтан, жабық S бети арқалы өтетуғын кернеүлік ағысын есаплағанда C кернеүлік сзығының тек бир рет ғана есапқа алыныўы керек. Басқа кернеүлік сзықтары ушын да аүұлап тап усындей болады. Нәтийжеде q зарядын қоршап турған қәлелеген формаға ийе болған түйік бет арқалы ағып өтетуғын кернеүлік сзықтарының саны q ноқатлық зарядынан шыққан кернеүлік сзықтарының санына, яғни $4\pi q$ ға тең болады екен. Анықламасы бойынша, кернеүлік сзықтарының толық саны болған N шамасы S түйік бети арқалы өтетуғын ағысты анықлайды.

Солай етип, бир ноқатлық заряд ушын Остроградский-Гаусс теоремасының дұрыс екенлигі дәлилленди.

Түйік беттинде k дана q_1, q_2, \dots, q_k зарядлары бар болған жағдай ушын олардың

бираиниң (оны q_i арқалы белгилеймиз) пайда еткен кернеүлік ағысын қараймыз. Жоқарыда айтылғанларға сәйкес бул заряд пайда ететуғын ағыс $N_i = 4\pi q_i$ шамасына тең ҳәм бул ағыстың белгиси зарядтың белгисиндей.

Барлық зарядлар пайда еткен барлық ағыс N ҳәр бир заряд пайда еткен ағыслардың алгебралық суммасына тең, яғни

$$N = \sum N_i = 4\pi \sum q_i. \quad (5)$$

Бул нәтийже жоқарыда айтылған Остроградский-Гаусс теоремасының мазмұнын қурайды.

Остроградский-Гаусс теоремасынан бир қатар әхмийетли нәтийжелер келип шығады.

Бириншиден, теоремадан кернеүлік сзықларының тек оң зарядлардан басланатуғынлығы ҳәм тек терис зарядларда тамам болатуғынлығы келип шығады.

Екиншиден, егер биз абсолют суммасы нолге тең болған зарядларды өзинин үшінне алатуғын түйік бетти алатуғын болсақ, онда усы бет арқалы өтетуғын кернеүлік ағысы да нолге тең болады; бул түйік бет пенен қоршалған көлемге киретуғын кернеүлік сзықларының санының усы көлемнен шығатуғын кернеүлік сзықларының санына тең болатуғынлығын аңғартады.

Ушиншиден, егер майданда түйік бет ишинде зарядлар жоқ етип өткерилен болса, онда кернеүлік сзықлары оның ишинде пайда болмай ямаса тамам болмай усы бет арқалы. Демек, усы көлемге киретуғын кернеүлік сзықларының саны оннан шығатуғын кернеүлік сзықларының саны да ҳәм бундай бет арқалы өтетуғын кернеүлиліктиң ағысы да нолге тең болады.

§ 127. Остроградский-Гаусс теоремасын қатаңырақ келтирип шығарыў. 126-параграфта қаралған мәселелердин әхмийетли екенлигин нәзерде тұтып, Остроградский-Гаусс теоремасы кернеүлік сзықлары түснегиге сүйенип емес, ал тиккелей Кулон нызамынан келтирип шығарамыз. Буннан бурыңғы жағдайдағыдай, областлардың шеклеринде майданды бир текли деп қарау үшін майданды жүдә киши болған областларға бөлемиз.

Егер усындай областта шексиз киши болған dS бетин алсақ (рис. 24), онда оның шеклеринде **E** кернеүлигин шамасы бойынша да, бағыты бойынша да тұрақлы деп есаплаўға болады. Майданға түсирилген нормалдың оң бағытын сайлап аламыз ҳәм оны **n** арқалы белгилеймиз. dS бети арқалы өтетуғын кернеүлиліктиң ағысы

$$dN = E_n dS$$

қатнасының жәрдемінде анықланады. Бул қатнаста E_n арқалы **E** векторының **n** нормалының бағытына түсирилген проекциясы белгиленген. Енди усы dS элементи $d\omega$ денелик мүйешінде көринетуғын ноқаттағы ноқаттың q заряды тәрепинен пайда етілген dS майданы арқалы өтетуғын элементар ағысты есаптаймыз (24-сүйрет). Кулон нызамы бойынша **E** кернеүлиги заряд турған орында басланатуғын **r** радиус-векторының бойы менен бағытланған. Сонлықтан, **n** нормалы менен **E** кернеүлиги арасындағы α мүйеші dS ҳәм dS_0 бет элементтери арасындағы мүйешке тең болады (dS_0 арқалы dS бетиниң **r** радиус-векторына перпендикуляр бағытқа түсирилген проекциясы белгиленген). Буннан

$$dN = E_n dS = E \cos \alpha \, dS = E dS_0$$

теңлиги келип шығады. Ал Кулон нызамы бойынша

$$E = \frac{q}{r^2}$$

теңлиги орынлы болғанлықтан, dN үшін жазылған аңлатпаны

$$dN = \frac{q}{r^2} dS_0$$

түринде жаза аламыз.

Анықламасы бойынша $\frac{dS_0}{r^2}$ шамасы заряд түрған орыннан dS элементи көринетуғын $d\omega$ денелик мүйешине тең. Бундай жағдайда ең ақырында

$$dN = q d\omega \quad (1)$$

аңлатпасына ийе боламыз, яғни нокаттық заряд тәрепинен dS элементар бети арқалы пайда етилетуғын кернеўлиліктиң элементар ағысы болған dN шамасы зарядтың шамасы q менен заряд түрған орыннан dS бети көринетуғын денелик мүйеш $d\omega$ ның көбеймесине тең.

Түйік бет арқалы ағып өтетуғын толық ағыс N беттиң элементтери арқалы өтетуғын элементар ағыслардың қосындысынан турады. Егер биз элементар ағыслардың шексиз киши екенлигин нәзерде тутатуғын болсақ, онда суммалауды интеграллау менен алмастырыу керек болады:

$$N = \int dN.$$

dN ушын жазылған (1)-формуланы пайдаланып, соңғы аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

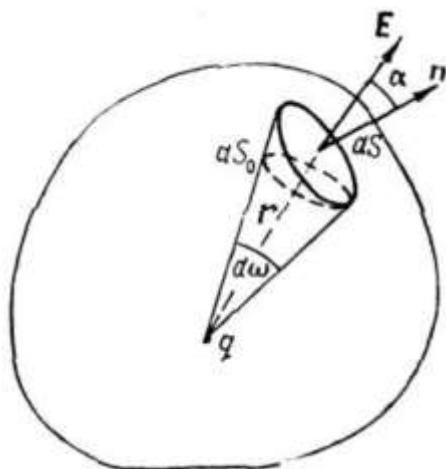
$$N = q \int d\omega. \quad (2)$$

Бурынғыдай, нормалдың оң бағыты сыпатында берилген бет пенен шекленген көлемнен шығатуғын бағытты қабыл етемиз. Егер заряд түрған орыннан қарағанда беттиң ишкі тәрепи көринетуғын болса, онда сәйкес денелик мүйешти оң деп есаптаймыз.

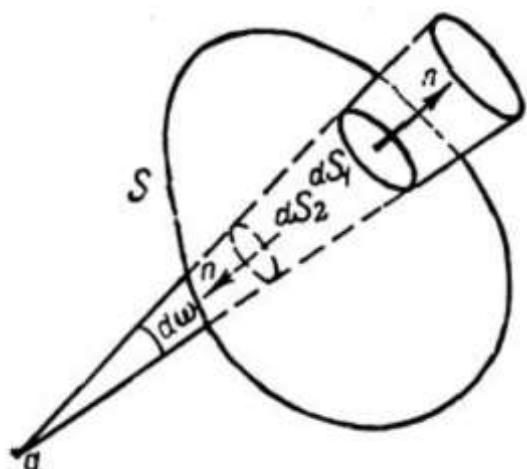
Егер заряд беттиң ишинде жайласқан болса, онда (2)-формуладағы интеграл ұзындығы беттиң ишинде тұрып қарағанда түйік бет көринетуғын барлық денелик мүйеш бойынша алынады. Оның 4π ге тең екенлиги белгили. Буннан

$$N = q \int d\omega = 4\pi q$$

теңлигине ийе боламыз.



24-сүйрет. Остроградский-Гаусс теоремасын дәлилрек келтирип шығарыуға.



25-сүйрет. Түйік беттен сыртта жайласқан зарядтан шығатуғын ағысты анықлауға.

Егер заряд түйік беттен сыртта жайласқан болса (25-сүйрет), онда ҳәр бир $d\omega$ денелик мүйеши интегралдың астына плюс белгиси менен (заряд түрған нокаттан беттиң dS_1 элементи ишкі тәрепинен көринетуғын жағдайда) ҳәм заряд түрған нокаттан беттиң dS_1 элементи ишкі тәрепинен көринетуғын жағдайда минус белгиси менен киреди; демек, бул жағдайда интеграллаудың нәтийжесинде нолди аламыз. Буннан $N = 0$ теңлигинин орынланатуғынлығы келип шығады.

Бул интеграллаўлардың нәтийжелери Остроградский-Гаусс теоремасын береди: түйік бет арқалы өтетуғын кернеўлик ағысы усы беттің ишинде жайласқан зарядтың 4π ге көбеймесине тең.

§ 128. Остроградский-Гаусс теоремасының қолланылығы. Қәлеген зарядты шексиз киши болған шексиз үлкен санлы киши зарядлардың қосындысынан турады деп есаплаўға болатуғын болғанлықтан, Остроградский-Гаусс теоремасын қәлеген формаға ҳәм өлшемлерге ийе болған зарядлар ушын дұрыс деп есаплаўға болады. Оны қолланыўдың жемисли екенлиги усы жағдайға тийкарланған.

Остроградский-Гаусс теоремасын пайдаланыў мәселесин қарамастан бурын зарядлардың көлемлик ҳәм бетлик тығызлықлары түсніклери менен танысамыз.

Көп санлы мәселелерди қарағанда зарядлар базы бир көлемде тарқалған болып шығады. Бундай мәселелерде зарядлардың көлемлик тарқалыўын киргизиў әхмийетли. Мейли, базы бир ΔV көлемінде Δq заряды бар болсын. Бундай жағдайда орташа көлемлик тығызлық ҳақында гәп еткенде

$$\bar{\rho} = \frac{\Delta q}{\Delta V} \quad (1)$$

қатнасының жәрдемінде анықланатуғын физикалық шаманы түснінемиз. Берилген ноқаттағы ρ тығызлығын табыў ушын ΔV көлемін нолге умтылдырғандағы усы қатнас умтылатуғын шекти есаплаўымыз керек:

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta q}{\Delta V} \right). \quad (1a)$$

Базы бир жағдайларда зарядлар денелердин бетинде жайласады. Соның менен бирге зарядлардың қатламының қалыңлығы есапқа алмаўға болатуғындай дәрежеде киши болады. Бундай жағдайларда биз зарядлардың бетлик тығызлығы түснігін киргиземиз. Мейли, базы бир ΔS бетиндеги Δq заряд бар болсын. Соныңтан, зарядтың орташа бетлик тығызлығы $\bar{\sigma}$

$$\bar{\sigma} = \frac{\Delta q}{\Delta S} \quad (2)$$

қатнасының жәрдемінде анықланады. Берилген ноқаттағы бетлик тығызлық болған σ шамасын табыў ушын ΔS бети нолге умтылғандағы шекти алыў керек:

$$\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta q}{\Delta S} \right). \quad (2a)$$

Енди Остроградский-Гаусс теоремасының жәрдемінде бар қатар жағдайлар ушын майданның кернеўлигин анықлаймыз.

1. Бетинин майданы шексиз үлкен тең өлшемли зарядланған тегисликтің майданы. Бетинин майданы шексиз үлкен болған зарядының бетлик тығызлығы барлық ноқатларында $+\sigma$ тең зарядланған бет пайда еткен электростатикалық майданды қараймыз Симметрия көз-қараслары тийкарында кернеўлик сыйықларын бетке перпендикуляр ҳәм оннан сыртқы қарай бағытланған деп есаплаў керек. Усы болжаўдың дұрыс екенлигине исениў ушын қарама-қарсы пикирде болайық ҳәм кернеўлик сыйықлары бетке түсирилген перпендикулярға салыстырғанда базы бир мүйешке бурылған деп болжайық. Егер кернеўлик сыйықлары 26-сүйретте пункттир сыйықлардай болып бағытланған болса, онда бул жағдайдың өзи он заряд жоқарғы ярым тегисликтен тәменги ярым тегисликтеке салыстырғанда күшлирек ийтерилген болар еди. Бул жағдай бизиң тегисликтің шексиз екенлиги ҳәм оның бетиндеги зарядтың тығызлығының турақты екенлиги ҳақындағы бизиң болжаўмызыға қайшы келген болар еди. Тап усындағ таллаўлардың тийкарында кернеўлик сыйықларының бетке нормаль бағытта ғана бағытланатуғынлығын, ал басқа бағытлар бойынша бағытлана алмайтуғынлығын көрсетиүге болады. Бетин оң тәрепинде жайласқан A ноқатын қараймыз. Бул ноқаттағы

кернеўлик оңға қарай бағытланған; бул бир бирлик оң зарядқа зарядланған тегислик тәрепинен тәсир ететуғынлығынан келип шығады. Егер биз тегисликтің шеп тәрепинде жайласқан B ноқатын алсақ, онда таллаўымызды қайталап, сол ноқаттағы E кернеўлигинин өған симметриялы жайласқан A ноқатындағы кернеўликке қарама-қасы бағытланғанына көз жеткериүге болады. Демек, кернеўлик сзықтары тегисликтен шығатуғын ҳәм сол тегисликтеке перпендикуляр болған туўрылар болып табылады екен.

Остроградский-Гаусс теоремасын пайдаланып, A ноқатындағы кернеўликті анықтаймыз. Түйік бет сыпатында былайынша сайлап алынған цилиндрлік бетті сайлап аламыз (27-сүйрет): цилиндрдин орташа кесими сыпатында зарядланған бетте ықтыярлы түрде S участкасын аламыз; цилиндрдин қаптал бетлерин кернеўлик сзықтарына параллель етип аламыз. Цилиндрдин еки ултаны болған S_1 ҳәм S_2 бетлерин сәйкес A ҳәм B ноқатлары арқалы өтетуғын ҳәм тегисликтеке параллель етип аламыз. Бұндай жағдайда симметрия көз-қарасларынан S_1 ҳәм S_2 бетлеринің ҳәр бир ноқатындағы кернеўликлерди сан мәнислери бойынша бир бирине тең ҳәм A ноқатындағы биз излеп атырған E кернеўлигине тең деп есаптай аламыз. Биз қарап атырған цилиндрлік бет арқалы өтип атырған кернеўлик ағысын есаптаймыз. Қаптал бетлер арқалы өтип атырған ағыс нолге тең, себеби ағыс қаптал беттерге параллель. Демек, N толық ағыс S_1 ҳәм S_2 бетлері арқалы өтетуғын ағыслардан қосылады. Бул еки ағыс та оң белгиге ийе. S_1 ҳәм S_2 бетлері кернеўлик сзықтарына перпендикуляр болғанлықтан, олар арқалы өтетуғын ағыслар кернеўлиліктиң шамасын менен беттиң майданының көбеймесине тең болады. Солай етип, мынаған ийе боламыз:

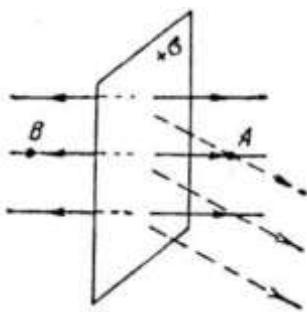
$$N = N_1 + N_2 = ES_1 + ES_2 = E \cdot 2S.$$

Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша, толық ағыс беттиң ишинде жайласқан зарядтың муғдары менен 4π дің көбеймесине тең. Бул зарядтың шамасы σS ке тең. Демек, $2SE = 4\pi\sigma S$.

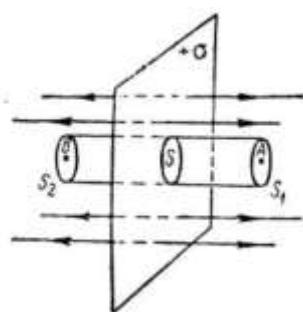
Буннан, биз излеп атырған E кернеўлиги мынаған тең болып шығады:

$$E = 2\pi\sigma. \quad (3)$$

E нин мәниси A ноқаты менен тегисликтеке шекемги қашықлықтан ғәрэсиз екен. Тап усындај жуўмақ B ноқатына да тийисли. Солай етип, биз тегисликтің оң тәрепинде де, шеп тәрепинде де бир текли майданларды алады екенбиз. Егер тегислик терис зарядланған болса, онда кернеўликтің бағыты бир таллаған жағдайдағыға қарама-қарсы: сзықтар тегисликтеке киреди. Алынған нәтийже тек бетиниң майданы шексиз үлкен болған тегислик ушын дұрыс. Себеби тек усындај жағдайда ғана жоқарыда пайдаланылған симметрия көз-қарасын пайдаланыўға болады; бирақ өткөрілген таллаўларды жуўық түрде шекли тегисликтің шетлеринен қашық болған орта бөлими ушын пайдаланыўға болады.



26-сүйрет. Бети шексиз үлкен болған тегисликтеке майданының кернеўлик сзықтары.



27-сүйрет. Бети шексиз үлкен болған тегисликтеке майданының кернеўлигин есаплаўға.

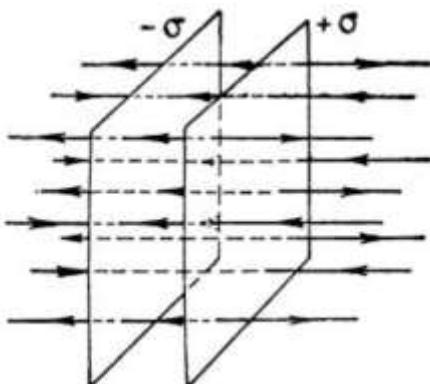
зарядлар менен бир текли зарядланған бир бирине параллель болған еки тегисликтиң майданы.

Шешимди белгилери ҳәр қыйлы зарядлар менен зарядланған еки тегисликтиң майданларын геометриялық жақтан қосыў жолы менен тиккелей алғыға болады. 28-сүйреттөн еки тегисликтиң арасындағы еки майданның да бир тәрепке қарай бағытланғанлығы ҳәм усыған сәйкес олардың геометриялық қосындысының арифметикалық қосынды болып табылатуғының көринип тур. Ҳәр бир беттиң кернеўлигинин $2\pi\sigma$ шамасына тең екенлигин көрдик. Демек, тегисликтердин арасындағы толық кернеўлик мынаған тең:

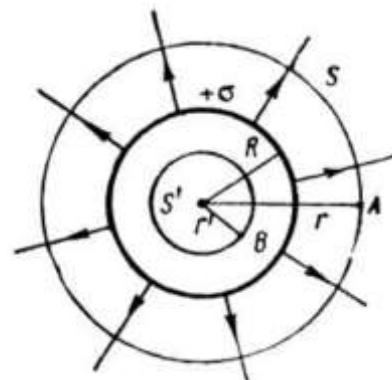
$$E = 2\pi\sigma + 2\pi\sigma = 4\pi\sigma. \quad (4)$$

Еки тегислик тәрепинен оң тәрептеги тегисликтиң оң тәрепиндеги ҳәм шеп тәрептеги тегисликтиң шеп тәрепиндеги пайда етилген кернеўликтердин бағытлары қарама-қарсы. Демек, олардың геометриялық қосындысы олардың сан мәнислеринин айырмасына тең; ҳәр бир тегисликтиң пайда еткен кернеўликтеринин сан шамасы $2\pi\sigma$ ге тең болғанлықтан, тегисликтерден сыртта жайласқан ноқатлардағы қосынды кернеўлик нолге тең:

$$E = 0. \quad (4a)$$



28-сүйрет. Бир бирине параллель болған еки тегисликтиң кернеўлик сзықтары.



29-сүйрет. Зарядланған сфераның майданының кернеўлигин табыға.

3. Бир текли зарядланған сфералық бет пайда еткен майданың кернеўлиги. Радиусы R болған сфералық бет оң белгиге ийе заряд пенен зарядланған ҳәм беттиң барлық ноқатларында зарядтың бетлик тығыздығы $+σ$ түрықлы деп болжайық. Сфералық беттиң улыўмалық зарядын q арқалы белгилеймиз. Мәселени еки бөлімге бөлемиз: а) сфералық беттен сырттағы электростатикалық майданың кернеўлигин анықлау, б) сфералық майданың ишиндеғи кернеўликті анықлау.

Зарядланған беттиң орайынан $r > R$ қашықтығында жайласқан A ноқатты аламыз (29-сүйрет). Усы ноқат арқалы орайы зарядланған сфераның орайында жайласқан радиусы r ге тең S сфералық бетин өткеремиз. Симметрия көз-қарасынан бул беттиң барлық ноқатларындағы кернеўликтитиң сан мәнислері бирдей болыуы керек. Соның менен бирге, симметрия көз-қарасынан беттиң ҳәр бир ноқатындағы кернеўлик радиус-вектордың дауамы түріндегі бағытланған.

Радиусы r болған S сфералық бетине Остроградский-Гаусс теоремасын қолланамыз. Бул бет кернеўлик сзықтарына перпендикуляр болғанлықтан, толық ағысты E кернеўлигин беттиң майданының шамасына көбейтиў жолы менен аламыз. Буннан толық ағыстың $E \cdot 4\pi r^2$ шамасына тең екенлиги келип шығады.

Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша

$$E \cdot 4\pi r^2 = 4\pi q.$$

Буннан $r > R$ теңсизлиги орынланатуғын жағдай ушын

$$E = \frac{q}{r^2} \quad (5)$$

теңлигине ийе боламыз, яғни бир текли зарядланған сфералық бет өзиниң сыртындағы ноқатларда усы беттеги барлық заряд усы беттин орайында жайласқан жағдайдағыдан кернеўлукти пайда етеди екен.

Енди сфералық беттинде жайласқан ноқатларға келемиз. Сфераның орайынан $r' < R$ қашықтығында жайласқан B ноқатын аламыз (рис. 29) ҳәм усы ноқат арқалы орайы зарядланған сфераның орайы болған S' сфералық бетті өткеремиз. Бул беттин барлық ноқатларындағы кернеўлуктиң сан мәниси бойынша бирдей болатуғының айқын. Тап сол сияқты, жоқарыда көрсетилген жағдайдағыдан, симметрия көз-қарасы бойынша кернеўлук (егер кернеўлук нолге тең болмаса) тек радиаллық бағытқа ийе, яғни S' сфералық бетине перпендикуляр.

Остроградский-Гаусс теоремасын S' сфералық бетине қолланып, мынаны аламыз:

$$E \cdot 4\pi r'^2 = 0.$$

Себеби S' бетининде ишиндеғи заряд нолге тең, яғни $r' < R$ теңсизлиги орынланатуғын жағдайларда

$$E = 0. \quad (6)$$

Демек, бир текли зарядланған сфералық беттинде ишиндеғи электростатикалық майданың кернеўлуги нолге тең.

(5)- ҳәм (6)-формулалардың заряды q болған өткізгіш шар үшін да орынланатуғының көрсетиүгө болады (132-параграф пенен салыстырыңыз).

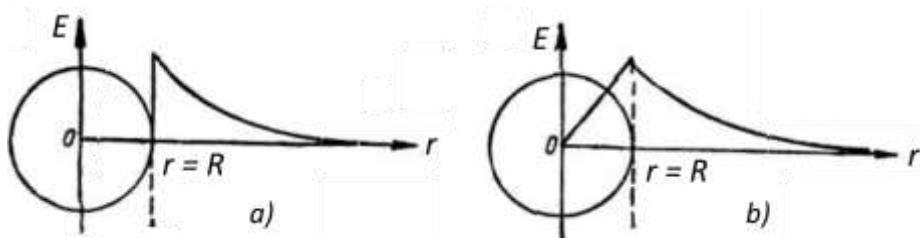
4. Тең өлшеўли зарядланған сфера пайда ететуғын майданың кернеўлуги. Радиусы R болған сфераны аламыз. Усы сфераның бетинде q заряды бир текли тарқалған деп болжайық. Бундай жағдайда зарядтың көлемлик тығыздығы

$$\rho = \frac{q}{V} = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$$

формуласының жәрдемінде есапланады. Зарядланған сферадан сыртта $r > R$ қашықтығында жайласқан ықтыярлы түрде алынған A ноқаттағы (29-сүйрет) майданың кернеўлуги зарядланған сфералық бет үшін алынған формула бойынша табылады:

$$E = \frac{q}{r^2}.$$

Бул кернеў радиус-вектордың даýамы түрінде бағытланған, себеби симметрия көз-қарасы бойынша есаплаўлар сфералық бет үшін жүргизилген есаплаўлардай болады. Солай етип, тең өлшеўли зарядланған сфера өзинен сырттағы ноқатларда оның заряды усы сфераның орайында жайласқан жағдайдағыдан кернеўлукти пайда етеди.



30-сүйрет. Майданың кернеўлуги: a) - бети зарядланған сфераға, b) - көлемлик зарядланған сфераға тийисли.

Зарядланған сфераның ишинде ҳәм оның орайынан $r' < R$ қашықтықта жайласқан B ноқатындағы кернеўлукти анықтаймыз. Бул жағдайда да симметрия тәрепинен қойылатуғын шарт жоқарыдағыдан ҳәм ұсыған байланыслы радиусы r' болған сфералық беттин барлық ноқатларындағы кернеўлуклер сан мәнислері бойынша бирдей ҳәм ұсы

сфераның ишиндеги q' зарядтың усы сфераның дәл орайында түрған жағдайға сәйкес келеди. Соның менен бирге беттиң ҳәр бир ноқатында кернеўликлер радиаллық бағытқа ие. Радиусы r' болған беттиң ишиндеги q' заряды мынаған тең:

$$q' = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi r'^3$$

ямаса

$$\rho = \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3}$$

теңлиги орынлы болғанлықтан,

$$q' = q \frac{r'^3}{R^3}.$$

Остроградский-Гаусс теоремасын радиусы r' болған сфералық бетке қоллансақ, онда

$$N = E \cdot 4\pi r'^2 = 4\pi q' = 4\pi \frac{r'^3}{R^3} q$$

хәм буннан

$$E = \frac{N}{4\pi r'^2} = \frac{q}{R^3} r' \quad (7)$$

теңлигин аламыз. (7)-формуладан тең өлшеўли зарядланған сфераның кернеўлигинин оның орайынан қашықлықта пропорционал өсетуғынлығын көремиз. Бул жағдай кернеўликтин сфераның орайынан кернеўлиги есапланып атырған ноқатқа шекемги қашықлықтарда жайласқан зарядлар тәрепинен пайда етилетуғынлығы менен байланыслы. Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша ойымызда өткерилген радиусы r' болған сфераның сыртында жайласқан зарядлар усы сфераның бетинде ҳеш қандай кернеўлики пайда етпейди.

30-а сүйретте зарядланған сфералық бет, ал 30-б сүйретте көлеми бойынша зарядланған сфера ушын кернеўликтин графиклері берилген.

5. Тең өлшеўли зарядланған шексиз цилиндр тәризли бет тәрепинен пайда етилетуғын майданың кернеўлигі. Радиусы R , зарядтың тығызлығы $+\sigma$ тұрақты болған цилиндрлик бетти аламыз. Цилиндрдин көшеринен $r > R$ қашықтығында түрған A ноқаттағы кернеўликті табамыз (31-сүйрет). Мәселениң симметриясы A ноқатындағы кернеўликтин r радиус-векторының даұмы бойынша бағытланған екенлигин айтыйға мүмкіншилік береди. Остроградский-Гаусс теоремасын A ноқаты арқалы өткерилген көшери зарядланған цилиндрдин көшери менен сәйкес келетуғын цилиндр ушын қолланамыз. Цилиндрдин жоқарғы ҳәм төменги ултанлары цилиндрдин көшерине перпендикуляр ҳәм бир бириңен l қашықтығында жайласқан болсын. Бул бет арқалы өтетуғын толық ағыс тек қаптал бетлер арқалы өтетуғын ағыслар менен аңлатылады, себеби ағыс цилиндрдин ултанларына параллель ҳәм олар арқалы өтип атырған ағыс нолге тең. Кернеўлик сзығулары цилиндрдин қаптал беттерине перпендикуляр болғанлықтан, биз N толық ағысты E кернеўлигин қаптал беттиң майданы $2\pi rl$ ге көбейтиү арқалы аламыз:

$$N = 2\pi rl \cdot E. \quad (8)$$

Остроградский-Гаусс теоремасына сәйкес, N ағысы сан мәниси бойынша усы ағыс өтетуғын беттин ишинде жайласқан зарядтың 4π ге көбеймесине тең; бул q заряды цилиндрдин l узынтығына сәйкес келетуғын зарядқа тең:

$$q = \sigma \cdot 2\pi R l$$

Демек, Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша:

$$N = 4\pi q = 4\pi \sigma \cdot 2\pi R l$$

теңликлерине ийе боламыз ҳәм N ушын жазылған бул аңлатпаны (8)-аңлатпа менен салыстырып

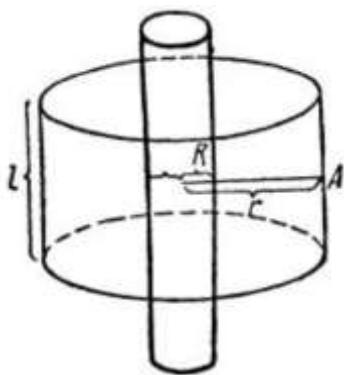
$$E = \frac{4\pi\sigma R}{r} \quad (9)$$

формуласына ийе боламыз. $2\pi R$ көбеймеси сан мәниси бойынша цилиндрдин қаптал бетиниң майданына тең болғанлықтан, $\eta = 2\pi R\sigma$ заряды цилиндрдин узынлығының бир бирлигине сәйкес келетүғын зарядтың муғдары болып табылады. Буннан (9)-формулаға мынадай түрди беріүге болады:

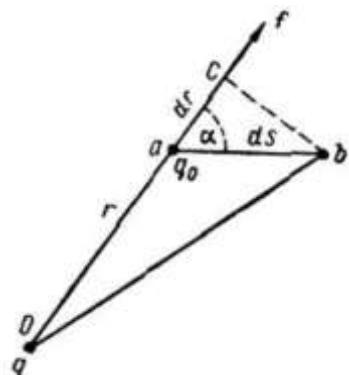
$$E = \frac{2\eta}{r}. \quad (9a)$$

Майданың кернеўлиги цилиндрдин көшерине шекемги қашықтыққа кери пропорционал өзгереди. Тап ұсындаған үсыл менен тең өлшеўли зарядланған цилиндрдин ишиндеғи майданың кернеўлигиниң нолге тең болатуғынлығын аңсат көрсетиүгө болады.

Жоқарыда көлтирилген мысаллар Остроградский-Гаусс теоремасын пайдаланып симметриялы болған электростатикалық майданларды есаплаудың мүмкін екенлегин көрсетеди. Бундай жағдайда симметрия көз-қараслары тийкарында кернеўлик сыйықтарының бағытларын алдын-ала көрсетиүдин мүмкіншилиги туýылады.



31-сүйрет. Зарядланған цилиндрдин майданының кернеўлигин анықлауға.



32-сүйрет. q_0 зарядын ds жолы бойынша қозғағанда исленген жұмысты анықлауға.

§ 129. Электростатикалық майдан құшлериниң жұмысы. Потенциал. Зарядларды электростатикалық майданда қозғағанда зарядқа тәсир ететүғын құшлер жұмыс ислейди. Төменде мынадай жағдай электростатикалық майданың құшлериниң мынадай қәсийетке ийе екенлиги көрсетиледи: ұсы құшлер тәрепинен исленген жұмыстың шамасы зарядтың қандай жол менен орын алмастыратуғынлығынан ғәрезли емес, ал тек дәслепки ҳәм ақырғы орынлардан ғана ғәрезли. Майданың бул қәсийети оның қәлеген ноқатын майданың ноқатының потенциалы деп аталатуғын айрықша функцияның жәрдеминде тәрийиплеўге мүмкіншиликтен береди. Зарядты бир ноқаттан екинши ноқатқа көширгенде исленген жұмыстың шамасы ұсы ноқатлардың потенциалларының айырмасы арқалы аңлатылады.

Дәслеп электрлік құшлердин ноқатлық зарядлардың майданында ислеген жұмысын қараймыз.

q зарядының майданында a ноқатынан оған жұдә жақын жайласқан b ноқатына қозғалатуғын q_0 он зарядын аламыз (32-сүйрет). Мейли, q заряды базы бир O ноқатында тынышлықта түрған болсын. q_0 зарядының a ҳәм b ноқатларының арасындағы шексиз киши болған ds орын алмастырыуын туýры сыйықлы ҳәм ұсы орын алмасыўдың барысында q_0 зарядына тәсир ететүғын f қүшин шамасы бойынша да, бағыты бойынша да тұрақлы деп есаплауға болады. Жұмыстың анықламасына сәйкес f қүшиниң ds аралығына көширгенде ислеген жұмысы dA мынаған тең:

$$dA = f ds \cdot \cos \alpha.$$

Бул аңлатпада α арқалы \mathbf{f} күши менен (бул күштин бағыты \mathbf{E} кернеүиниң бағыты менен бирдей) ds орын алмасыўы арасындағы мүйеш белгиленген. b ноқатынан Oa түұрысының дауамы түринде перпендикуляр түсіремиз, бундай жағдайда $ds \cdot \cos \alpha = Oc - Oa$ теңликлериниң орынлы екенлегин көремиз. Бирақ, шексиз киши ds орын алмасыўында Oc кесиндисин Ob кесиндисине тең болады деп есаплау мүмкін. Бүннан $ds \cdot \cos \alpha = Ob - Oa = dr$ теңликтерине ийе боламыз (dr арқалы q_0 зарядын a ноқатын b ноқатына көширгенде q менен q_0 зарядларының арасындағы қашықлықтың өзгериси белгиленген). Бүннан dA элементар жұмысы ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$dA = f dr. \quad (1)$$

f күши q_0 заряды менен q зарядының арасындағы кулонлық өз-ара тәсирлесиў күши болып табылады; ds орын алмасыўының киши болыўына байланыслы ұсы аралықтың ишинде ұсы f күшин тұрақты деп есаплауға болатуғының атап өттік. Демек, оның сан шамасы

$$f = \frac{qq_0}{r^2}$$

формуласының жәрдемінде анықланады (бул формулада $r = Oa$). f тиң ұсы мәнисин жұмыстың аңлатпасы болған (1)-аңлатпаға қойып, мынаны аламыз:

$$dA = \frac{qq_0}{r^2} dr. \quad (2)$$

Мейли, енди q_0 заряды q зарядынан r_1 қашықлығында жайласқан A ноқатынан q зарядынан r_2 қашықлығында жайласқан ноқатына орын алмастыратуғын (33-сүйрет) ҳәм A менен B ноқатлары бир бирине жақын емес болсын. AB шекли орын алмастырыўындағы жұмысты анықлау ушын оны шексиз киши болған ds орын алмастырыўларына бөлемиз. Усындағы шексиз киши болған ҳәр бир ds орын алмастырыўында исленген dA жұмысы (2)-формула менен аңлатылады, ал AB шекли орын алмастырыўында исленген толық жұмыс A барлық элементар жұмыслардың қосындысынан, яғни r_1 дең r_2 ге шекемги шеклерде алынған интегралға тең:

$$A = \int_{r_1}^{r_2} \frac{qq_0}{r^2} dr. \quad (3)$$

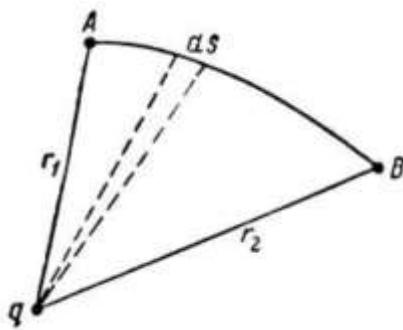
qq_0 көбеймесин тұрақты шама сыпатында интеграл белгисиниң алдына шығарып,

$$A = qq_0 \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = qq_0 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

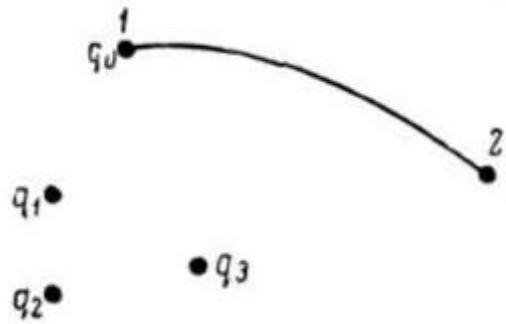
аңлатпасына ийе боламыз. A жұмысы ушын жазылған бул аңлатпаны биз

$$A = q_0 \left(\frac{q}{r_1} - \frac{q}{r_2} \right) \quad (4)$$

түринде жаза аламыз. Бүннан q_0 зарядын ноқатлық q зарядының майданында орын алмастырғанда исленген жұмыстың қозғалатуғын зарядтың мұғдары менен орын алмастырыўдың басланғыш ҳәм ақырғы ноқатлары ушын жазылған q / r шамаларының айырмасына көбеймесине тең болатуғының көремиз.



33-сүйрет. q зарядын AB жолында қозғағанда исленген жумысты анықлауға.



34-сүйрет. q_0 зарядының q_1, q_2, \dots, q_n зарядлар системасының майданында орын алмастырыуы.

Енди

$$V = \frac{q}{r} + C \quad (5)$$

теңлигининде жәрдеминде анықланатуын V шамасын киргиземиз (C арқалы ықтаярлы тұрақты белгиленген). A нөкөті ушын V функциясы мынадай

$$V_1 = \frac{q}{r_1} + C,$$

ал B нөкөті ушын мынадай

$$V_2 = \frac{q}{r_2} + C$$

мәнислерге ие болады.

$V_1 - V_2$ айырмасы $\frac{q}{r_1} - \frac{q}{r_2}$ айырмасына тең болады, ал аддитивлик C шамалары жайысады. (5)-теңликтің жәрдеминде анықланатуын V функциясы q нөкөтлік зарядының потенциалы деп аталады. Потенциалдың мәнисин (4)-формулаға киргизип

$$A = q_0(V_1 - V_2) \quad (6)$$

формуласын аламыз. Бул формулада V_1 ҳәм V_2 арқалы V функциясының A ҳәм B нөкөтларындағы мәнислери белгиленген. Солай етип, зарядтың көширгендегі майданының күшлериниң ислеген жумысы усы зарядтың мұғдары менен жолдың басланғыш ҳәм ақырғы нөкөтларының потенциаллардың айырмасының көбеймесине тең ҳәм усыған сәйкес, исленген жумыстың шамасы жолдың формасынан ғәрэзсиз болып, басланғыш ҳәм ақырғы нөкөтлардың турған орынларынан ғәрэзли. Егер жол түйік болса, онда басланғыш ҳәм ақырғы нөкөтлар бир нөкөт болып табылады, буннан $V_1 = V_2$ ҳәм (6)-формула бойынша $A = 0$. Демек зарядтың түйік жол менен қозғағанда электрлік күшлердин ислеген жумысы нолге тең.

Енди зарядты нөкөтлік зарядлардың системасының майданында қозғағанда исленген жумысты қараймыз. q_1, q_2, \dots, q_n нөкөтлік зарядлардың системасын аламыз (34-сүйрет) ҳәм q_0 заряды усы системаның майданында 1 нөкөтынан 2 нөкөтына орын алмастыратуын болсын. q_0 зарядына тәсір ететуғын f күши сол q_1, q_2, \dots, q_n нөкөтлік зарядларының ҳәр бири тәрепинен тәсір ететуғын f_1, f_2, \dots, f_n күшлериниң қосындысы тәрепинен исленген жумысқа тең. Сол тең тәсір ететуғын күштин ислеген жумысы q_1, q_2, \dots, q_n нөкөтлік зарядының ҳәр қайсысының пайда еткен майданындағы исленген жумыслардың алгебралық қосындысы болған $A_1 + A_2 + \dots + A_n$ шамасына тең. Бул аңлатпада A_1, A_2, \dots, A_n лер арқалы f_1, f_2, \dots, f_n күшлериниң ҳәр бири тәрепинен исленген жумыслар белгиленген. (6)-теңлик бойынша, f_1 күшиниң жумысы болған A_1 ді $A_1 = q_0(V_1^{(1)} - V_2^{(1)})$ түринде көрсетиүге болады. Бул теңликтегі $V_1^{(1)}$ ҳәм $V_2^{(1)}$ арқалы q_1 заряды тәрепинен 1 ҳәм 2 нөкөтларында пайда етилген потенциаллар белгиленген. $V_1^{(2)}$ ҳәм $V_2^{(2)}$ лер арқалы q_2

заряды 1 ҳәм 2 ноқатларында пайда еткен потенциалларды белгилеп $A_2 = q_0(V_1^{(2)} - V_2^{(2)})$ ҳәм т. б. аламыз. Толық жумыс A мынаған тең:

$$A = q_0(V_1^{(1)} - V_2^{(1)}) + q_0(V_1^{(2)} - V_2^{(2)}) + \dots + q_0(V_1^{(n)} - V_2^{(n)}).$$

Бул аңлатпаны былайынша көширип жазыуға болады:

$$A = q_0 \left[(V_1^{(1)} + V_1^{(2)} + \dots + V_1^{(n)}) - (V_2^{(1)} + V_2^{(2)} + \dots + V_2^{(n)}) \right].$$

Берилген ноқаттағы барлық потенциаллардың қосындысының V арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда:

$$\begin{cases} V_1^{(1)} + V_1^{(2)} + \dots + V_1^{(n)} = V_1, \\ V_2^{(1)} + V_2^{(2)} + \dots + V_2^{(n)} = V_2, \end{cases} \quad (7)$$

ҳәм жумыс ушын

$$A = q_0(V_1 - V_2) \quad (8)$$

түріндеги формула алынады. Яғнай A жумысы сан мәниси бойынша q_0 шамасының 1 ҳәм 2 ноқатларындағы V функциясының мәнислериниң айырмасының көбеймесине тең (бул ноқаттар жолдың басы менен ақырына сәйкес келеди). Демек, V функциясы барлық q_1, q_2, \dots, q_n зарядлары тәрепинен берилген ноқатта пайда етилген потенциал екен. (7)-теңлик бойынша ноқаттық зарядлар системасының пайда еткен V потенциалы айырым зарядлардың пайда еткен $V^{(1)}, V^{(2)}, \dots, V^{(n)}$ потенциалларының алгебралық қосындысына тең болады екен.

Қәлелеген зарядланған системаны шексиз киши болған зарядлардың шексиз үлкен санына бөлиүге болады. Бундай шексиз киши болған зарядты усы системаның сыртында турған ноқаттар ушын ноқаттық заряд деп есаплауға болады. Солай етип, жоқарыда айтылғанларға сәйкес, қәлелеген зарядланған система тәрепинен оннан сыртта пайда етилген потенциал ҳаққында гәп етийге болады. Егер система шекли бетлик ямаса көлемлик тығызылық пенен зарядланған болса, онда потенциал түснегин зарядланған системаның өзиниң ноқаттары ушын да улыўмаластырыуға болады. Потенциал түснегиниң бундай улыўмаластырылыуы электр майданының улыўма теориясында бериледи.

Потенциалдың және бир физикалық мәнисин қарау ушын тоқтаймыз. (8)-формуладан электростатикалық майданының еки ноқатындағы потенциаллардың айырмасының майданының күшлери тәрепинен зарядты бир ноқаттан екинши ноқатқа көширгендеги исленген жумыстың зарядтың муғдарына қатнасына тең:

$$\frac{A}{q_0} = V_1 - V_2. \quad (9)$$

Егер биз $q_0 = +1$ деп болжасақ, онда еки ноқаттағы потенциаллар айырмасы бир бирлик он зарядты усы ноқаттың бириншисинен екиншисине орын алмастырғанда майдан күшлери тәрепинен исленген жумысқа тең.

(9)-қатнастан потенциаллардың айырмасының өлшем бирлигин анықтаймыз CGSE-системада потенциаллар айырмасының өлшем бирлиги сыпатында бир бирлик зарядты бир ноқаттан екинши ноқатқа көширгендеге бир әрг жумыс исленетуғын бирлик қабыл етилген. Бул бирлик потенциаллар айырмасының электростатикалық бирлиги деп аталады. Халық аралық бирликлер системасында потенциаллар айырмасының бирлиги сыпатында бир кулон зарядты бир ноқаттан екинши ноқатқа көширгендеге бир джоуль муғдарындағы жумыс исленетуғын бирлик қабыл етилген. Потенциаллар айырмасының бул бирлигин вольт деп атайды. Жүйе құрамында 1 вольт = $3 \cdot 10^9$ CGSE болғанлықтан, дәлліктиң тап сондай дәрежесинде

$$1 \text{ вольт} = \frac{1}{300} \text{ потенциаллар айырмасының электростатикалық бирлиги}$$

екенлигин табамыз.

CGSE-системасындағы потенциаллар айырмасының өлшем бирлиги (9)-қатнастан алынады:

$$[V_1 - V_2] = \frac{[A]}{[q]} = \frac{ML^2T^{-2}}{M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}} = M^{1/2}L^{1/2}T^{-1}.$$

(9)-қатнастың зарядлар орын алмастырғандағы исленетуғын жумысты тек потенциаллар айырмасы менен ғана байланыстырады. (5)-формулаға сәйкес, бизиң ноқатлық зарядтың потенциалы ушын бир бириңен аддитивлик C тұрақтысына айрылатуғын шексиз көп санлы функцияларды алғыуымыздың мүмкін екенлеги үсі жағдайға сәйкес түсіндіриледі. C шамасы ҳәр қылыш етип алған менен потенциаллар айырмасының мәниси өзгермейді.

Солай етип C тұрақтысын ықтыярлы түрде сайлап алыў мүмкін екен. Егер $C = 0$ деп болжасақ ең әпиүайы болған жағдайға келемиз ҳәм бир бириңен r қашықтығында тұрған q заряды ушын потенциал

$$V = \frac{q}{r} \quad (5a)$$

шамасына тең болады.

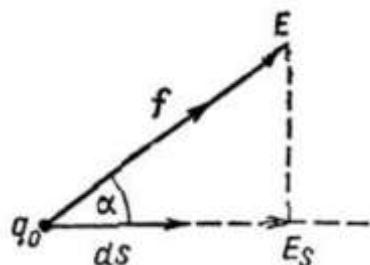
Анықламасы бойынша потенциал скаляр шама болып табылады. Аддитив тұрақты ушын $C = 0$ мәнисин қабыл етсек, онда ноқатлық зарядтың потенциалы мынадай физикалық мәниске ийе болады: берилген ноқаттың потенциалы сан мәниси бойынша бир бирлик оң зарядты майданың үсі ноқатынан шексизликке орын алмастырғанда майданың ислеген жумысына тең. Ҳақыйкатында да бир бирлик зарядты майданың берилген ноқатынан үсі ноқаттан шексиз қашықлатылған ноқатқа көширгенде исленген жумыс мынаған тең:

$$A_0 = \frac{A}{q_0} = \frac{q}{r} - \frac{q}{\infty} = \frac{q}{r}.$$

Биз зарядлардың құрамалы системасы менен ис алып барсақ, онда потенциалдың аңлатпасына киретуғын ықтыярлы тұрақтының мәнисин системадан шексиз алыслатылған ноқатлардың потенциалларын нолге тең болатуғына сәйкес етип аламыз⁴. Бундай жағдайда майданың берилген ноқатының потенциалы бир бирлик зарядты берилген ноқаттан шексизликке көширгенде майдан тәрепинен исленген жумысқа тең. Бизди тек потенциаллар айырмасы ғана қызықтыратуғын құнделекли турмыста Жердин өткінші потенциалын нолге тең деп шәртли түрде есаплаған қолайлы.

35-сүйрет.

dA элементар жумысын есаплауға.



Енди q_0 зарядың \mathbf{E} кернеўлигі менен тәрийипленетуғын қәлекен электр майданындағы көшириў менен байланыслы болған улыўмалық жағдайды қараймыз. Шексиз киши аралыққа орын алмастырылғанда

$$dA = f \cos \alpha ds$$

⁴ Зарядланған система шекли өлшемлерге ийе болған жағдайларда ықтыярлы тұрақтыны үсіндай етип сайлап алыў мүмкін.

жұмысы исленеди. $\mathbf{f} = q_0 \mathbf{E}$ теңлигинин орын алатуғынлығын есапқа алып, dA элементар жұмысы ушын жазылған аңлатпаны

$$dA = q_0 E \cos \alpha ds$$

түрінде көширип жазамыз. Бирак, $E \cos \alpha$ көбеймеси кернеүлік \mathbf{E} ниң жолдың берилген ноқатындағы үрынбаға түсірилген проекциясы болып табылады (35-сүйрет). Бул проекцияны E_s арқалы белгилеп, мынаны аламыз:

$$dA = q_0 E_s ds.$$

Шекли участкада исленетуғын A жұмысын dA ушын жазылған аңлатпаны интеграллау жолы менен аламыз:

$$A = \int_A^B q_0 E_s ds.$$

Бул аңлатпада интеграл жолдың басланғыш ноқаты A дан ақырғы ноқаты B ға шекем алынған. Жоқарыда айтылған жағдайларға байланыслы бул жұмыстың мәниси q_0 заряды менен A ҳәм B ноқатларындағы потенциаллар айырмасына тең:

$$\int_A^B q_0 E_s ds = q_0 (V_A - V_B).$$

q_0 зарядын тұрақты шама сыйпатында интеграл белгисиниң алдына шығарып ҳәм сол q_0 шамасына қысқартып

$$\int_A^B E_s ds = V_A - V_B$$

аңлатпасына ийе боламыз. Түйік жол ушын $V_A = V_B$ ҳәм, усыған сәйкес

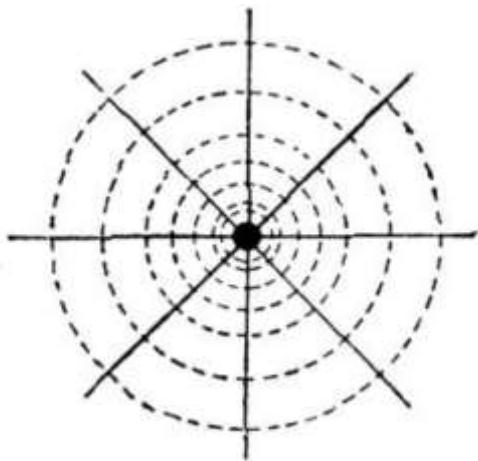
$$\oint_S E_s ds = 0, \quad (10)$$

теңлигин аламыз. Бул интеграл барлық түйік контур бойынша алынған.

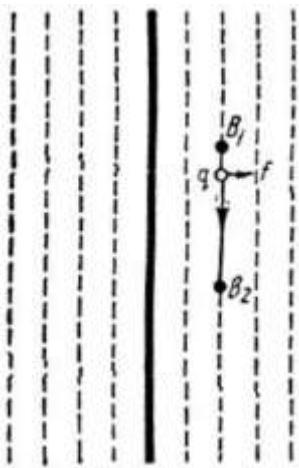
$\oint_S E_s ds$ контурлық интегралы түйік контурдың барлық Δs элементтери нолге үмтүлғандағы $\sum E_s \Delta s$ суммасының шеги болып табылады. Бундай жағдайда Δs элементлериниң санының шексиз үлкейетуғынлығын нәзерде тутыў керек. Бундай интеграл электростатикалық кернеүлік векторының циркуляциясы деп аталады. (10)-формула электрлік күшлердин түйік жолдағы ислеген жұмысының нолге тең екенлигиниң математикалық аңлатпасы болып табылады. Электростатикалық кернеүлік векторының циркуляциясы нолге тең. Түйік жолда исленген жұмыс нолге тең болған майданды потенциаллық майдан деп атайды. Сонықтан, (10)-аңлатпаның электростатикалық майданның потенциаллық характеристеге ийе екенлигин көрсетеди деп айтывға болады.

§ 130. Потенциалдың қәддилериниң бетлери. Электростатикалық майданның потенциалы ноқаттан ноқатқа өткенде өзгеретуғын функция болып табылады. Бирак, қәлелеген ҳақыйқы жағдайда потенциаллары бирдей болған ноқатлардың жыйинағын көрсетиүге болады.

Тұрақты потенциалға ийе болған ноқатлардың геометриялық орнын потенциалдың қәддиниң бети ямаса эквипотенциал бет деп атайды.



36-сүйрет. Ноқатлық зарядтың потенциалының қәддилери (пунктир сызықлар) ҳәм кернеўлик сызықлары (тутас сызықлар).



37-сүйрет. Зарядланған шексиз тегисликтің потенциалының қәддилеринің сызықлары.

Әлбетте, зарядты эквипотенциал бет арқалы көширгенде исленген жұмыс нолге тең.

Мысал сыпатында ноқатлық зарядтың потенциалының қәддилерин қараймыз. Жоқарыда көрсетилгендей, ноқатлық зарядтың потенциалы мынаған тең:

$$V = \frac{q}{r} \quad (1)$$

Бул теңдикте r арқалы q заряды пайда еткен потенциалы есапланатуғын ноқатқа шекемги қашықтық белгиленген. Демек, потенциалдың қәдди тегислигі r дін тұрақты мәнисине сәйкес келетуғын бет, яғни заряд орайында жайласқан сфера болып табылады (36-сүйрет).

Потенциалдың қәдди ушын бетлерди симметрия көз қарасларында тұрып анықлауға болады. Бундай жағдайда қәдди бети бойынша зарядты қозғағанда исленген жұмыстың нолге тең болатуғынлығына тийкарланып, потенциалды аналитикалық есаплаудың зәрүрлигі болмайды. Мысалы, тең өлшеўли зарядланған сфера пайда еткен потенциалдың қәддилерин анықлау ушын сфераның пайда еткен майданының сфералық симметрияға ийе болатуғынлығын аңғарыў керек. Усының нәтийжесинде қәлеген радиусқа ийе болған сфераның бети бойынша бир бирлик он зарядты көширгенде исленген жұмыстың нолге тең болады. Бул жағдайда потенциалдың қәддилеринің бетлері зарядланған сфера менен концентрли болған сфералар болып табылады.

Зарядланған шар ушын да тап усындағанда да шардың сыртындағы ҳәм шардың бетиндеги потенциал (1)-формуланың жәрдемінде анықланады.

Егер ноқатлық заряд ямаса сфераның заряды он болса, онда майдан тәрепинен зарядқа тәсир ететуғын күшлер он зарядты майданың дерегинен қашықлатқанда он жұмыс ислейді. Демек, бул жағдайда қәддилердин бетлеринің потенциалларының сан мәнислері радиустың үлкейиў менен киширейеди. Егер ноқатлық заряд ямаса сфераның заряды терис болса, онда он зарядты күштин дерегинен қашықлатқанда майданың күшлері терис жұмысты атқарады. Бундай жағдайда қәддилердин бетлеринің потенциалларының мәнислері терис болады ҳәм олардың радиуслары үлкейген сайын потенциаллар үлкейеди (абсолют мәниси бойынша кемейеди).

Тең өлшеўли зарядланған шексиз тегисликті аламыз; бундай тегислик пайда еткен майдан бир текли, ал кернеўлик сызықлары тегисликке нормаль бағытланған. Буннан базы бир B_1 ноқатынан зарядланған тегисликтен тап сондай қашықтықта жайласқан қәлеген B_2 ноқатына көширгенде исленген жұмыс нолге тең (37-сүйрет).

Демек, бундай ноқатлардың потенциаллары бирдей:

$$V_{B_1} = V_{B_2}.$$

Демек, эквипотенциал тегисликлер (потенциалдың қәдди тегисликлери) зарядланған тегисликке параллель болған тегисликлер болып табылады. Егер тегислик оң заряд пенен зарядланған болса, онда потенциалдың мәниси зарядланған тегисликтен қашықласқан сайын кемейеди. Қәддиниң бетлериниң зарядланған беттин еки тәрепинде симметриялы жайласқанлығы өз-өзинен түснікли.

Бизлер жоқарыда қарап өткен дара жағдайлардың барлығында да кернеўлик векторлары потенциалдың қәдди тегислигиге перпендикуляр. Оның ушын потенциалдың қәдди тегислигигин аламыз ҳәм қәдди тегислигинге зарядты жолдың киши болған Δs участкасында орын алмастырғанда исленген жумысты қараймыз. Бундай жағдайда, анықлама бойынша, $f = qE$ электр күшиниң усы жолда ислеген жумысы

$$\Delta A = f \Delta s \cos \alpha = qE \Delta s \cos \alpha$$

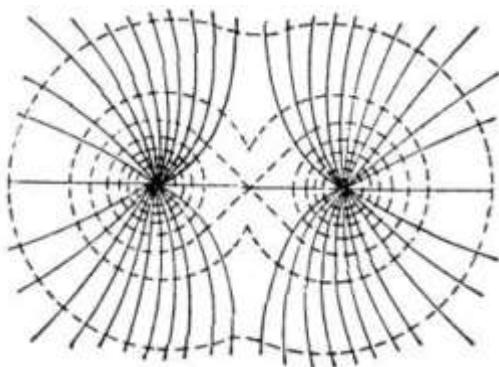
шамасына тең болады. Бул теңдикте α - күш f пенен орын алмастырыў Δs арасындағы мүйеш. Екинши тәрептен бул жумыс нолге тең. Себеби эквипотенциал беттеги еки ноқаттың арасындағы потенциаллар айырмасы нолге тең.

Усы жағдайға сәйкес биз

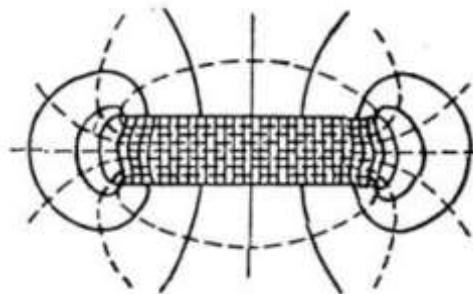
$$qE \Delta s \cos \alpha = 0$$

теңлигине иие боламыз. q зарядтың өзи де, кернеўлик E де, орын алмастырыў Δs те нолге тең емес. Сонықтан f күшиниң бағыты менен орын алмастырыў Δs тиң арасындағы мүйештиң косинусының нолге тең болыуы керек. Буннан f күшиниң Δs ке перпендикуляр екенлиги келип шығады. $f = qE$ күшиниң бағыты кернеўликтиң бағытына сәйкес келеди ($q > 0$ болған жағдайда) ямаса оған қарама-қарсы ($q < 0$ болған жағдайда). Демек, $\cos \alpha = 0$ теңлиги кернеўликтиң бағыты потенциалдың қәдди тегислигиге перпендикуляр болады екен.

Солай етип, кернеўлик сзызықлары потенциалдың қәдди тегисликлериниң семействосына (эквипотенциал беттерге) нормаль (ортогонал) бағытланған. 38-сүйретте сан мәниси бирдей ҳәм бирдей белгиге иие болған еки ноқаттық заряд пайда еткен кернеўлик сзызықлары ҳәм эквипотенциал беттер көрсетилген. Ал 39-сүйретте болса екеүинде де зарядлардың тығызлығы бирдей бирақ, ҳәр қыйлы белгиге иие зарядлар менен зарядланған еки диск ушын кернеўлик сзызықлары менен эквипотенциал беттер көрсетилген.



38-сүйрет. Белгилери бирдей болған еки ноқаттық заряд ушын потенциалдың қәддилери (пунктир сзызықтар) ҳәм кернеўлик сзызықлары (тутас сзызықтар).



39-сүйрет. Ҳәр қыйлы белгиге иие зарядқа иие дисклердин потенциалдың қәддилери (пунктир сзызықтар) ҳәм кернеўлик сзызықлары (тутас сзызықтар).

§ 131. Электростатикалық майданың кернеўлиги менен потенциалы арасындағы

байланыс. Енди потенциал менен кернеўлуктиң арасындағы қатнасты табамыз. Бундай байланыстың бар екенлиги кернеўлук арқалы аңлатылған электр күшлеринің жумысының майданның ноқатларының арасындағы потенциаллар айырмасы менен де анықланатуғынлығынан келип шығады.

Ықтыярлы электростатикалық майданды аламыз ҳәм онда бир бириңе жақын жайласқан потенциалдың еки қәдди ушын тегисликтерди жүргиземиз. Мейли, бир тегисликтиң потенциалы V , ал екиншисиниң потенциалы $V + \Delta V$ болсын ҳәм $\Delta V > 0$ теңсизлиги орынланды деп болжайық (40-сүйрет). V потенциалының қәддинин тегислигиндеги базы бир B ноқатта усы тегисликке потенциалдың үлкейиү бағытында n нормалын түсиремиз. n нормалы менен $V + \Delta V$ қәдди ушын жүргизилген тегисликтиң кесилисіү ноқатын B' арқалы белгилеймиз. B ҳәм B' ноқатларының арасындағы қашықлық мейли Δn ге тең болсын. E кернеўлуги потенциалдың қәдди тегислигине перпендикуляр, яғни n нормалы менен бағытлас. B ҳәм B' ноқатларының арасындағы қашықлықтың жұдә киши екенлигин нәзерде тұтып, олардың арасындағы майданның кернеўлуги E ни жуғық түрде турақты деп қарауға болады. Бундай жағдайда базы бир q зарядын B ноқатынан B' ноқатына көширгендеге исленген жумыс мынаған тең болады:

$$A = qE\Delta n.$$

Екинши тәрептен усы A жумысы B ҳәм B' ноқатларының потенциаллары арқалы да аңлатылады:

$$A = q[V - (V + \Delta V)].$$

A жумысы ушын жазылған еки аңлатпаны салыстырып

$$E \cdot \Delta n = -\Delta V$$

екенлигин табамыз. Бул аңлатпа E ушын мынадай аңлатпаны береди:

$$E = -\frac{\Delta V}{\Delta n}. \quad (1)$$

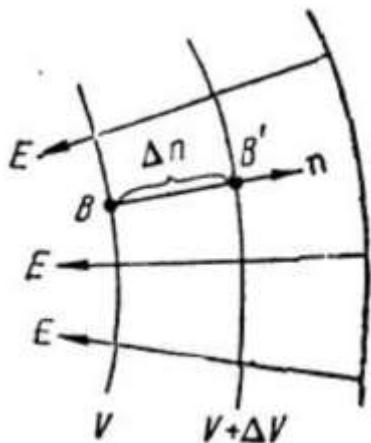
Минус белгиси E кернеўлугиниң n нормалына қарама-қарсы бағытланғанлығын билдиреди. Ҳақыйқатында да, биз n нормалын потенциалдың үлкейиү бағытына қарай бағытладық. Ал, анықламасы бойынша E кернеўлуги он зарядқа тәсир ететуғын күштин бағытына параллель, яғни потенциалдың кемейиү бағытына қарай бағытланған. Егер (1)-формулада $\Delta n = 1$ деп болжасақ, онда мынаған ийе боламыз: сан мәниси бойынша майданның кернеўлуги потенциалдың қәдди тегислигине перпендикуляр бағыттағы потенциалдың бир бирлик узынлықтағы өзгерисине тең ҳәм потенциалдың кемейиү бағытына қарай бағытланған.

Потенциалдың қәдди тегислигине перпендикуляр бағытта қозғалғандағы потенциалдың өзгериү тезлигине тең болған $\Delta V/\Delta n$ шамасы потенциалдың градиенти деп аталады. Градиент түснегин пайдаланып, (1)-аңлатпаны былайынша түсндириүге болады: майданның кернеўлугиниң сан мәниси потенциалдың градиентине тең.

Төмендегидей мысалды қараймыз:

Турақты потенциалға ийе болған бир бириңе параллель еки пластинка арасындағы электростатикалық майданның кернеўлугин анықтаймыз.

Бир бириңе параллель, потенциаллары V_1 ҳәм V_2 болған еки шексиз тегисликти аламыз. Тегисликтер арасындағы қашықлық d ға тең (41-сүйрет). Симметрия көз-қараслары бойынша потенциалдың қәддилеринин тегисликтери берилген тегисликке параллель болған тегисликтер болып табылады.



40-сүйрет. Потенциалдың бир бирине жақын еки қәдди ушын \mathbf{n} нормалы.



41-сүйрет. Зарядланған еки тегислик.

Зарядланған тегисликлердин арасындағы электростатикалық майданның кернеўлиги барлық ноқатларда бирдей ҳәм тегисликлерге перпендикуляр бағытланған. Кернеўликтин сан мәнисин потенциалдың узынлықтың эквипотенциал бетке перпендикуляр бағыттағы бир бирлигіндеги өзгерисин табыў жолы менен табамыз:

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d}. \quad (2)$$

Кернеўлик потенциалдың кемейиў бағыты менен бағытлас. Солай етип, белгили потенциалларға ийе болған еки тегисликтиң арасындағы майданның кернеўлиги олардың арасындағы потенциаллардың айырмасына туýры пропорционал ҳәм олардың арасындағы қашықлыққа кери пропорционал.

Бир текли болмаған майдан ушын биз майданның берилген ноқатындағы кернеўлик E ниң алгебралық мәниси ушын Δn шамасы шексиз киширейгендеги $-\Delta V / \Delta n$ қатнасы үмтүлатуғын шекті аламыз:

$$E = \lim_{\Delta n \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta V}{\Delta n} \right)$$

ямаса дифференциаллық есаптың белгилерин пайдалансақ

$$E = -\frac{dV}{dn} \quad (2a)$$

аңлатпасын аламыз. Векторлық есаптағы градиент түснегин пайдаланамыз. Мейли, C скаляры x, y, z координаталарының функциясы сыпатында берилген болсын. $grad C$ ҳақында гәп еткенде туýры мүйешли координаталар системасындағы қураўшылары болған A_x, A_y, A_z шамалары

$$A_x = \frac{\partial C}{\partial x}, A_y = \frac{\partial C}{\partial y}, A_z = \frac{\partial C}{\partial z}. \quad (3)$$

қатнасларының жәрдеминде анықланатуғын векторды түсинемиз. Бул вектор ҳәр бир берилген ноқатта C скалярының қәддиниң тегислигине нормаль бағытта усы C скалярының өсиў бағыты менен бағытлас болып шығады. Оның узынлығы dC/dn шамасына тең. Градиент ҳақындағы түснегинде (2a) теңлиkti

$$E_x = -\frac{\partial V}{\partial x}, E_y = -\frac{\partial V}{\partial y}, E_z = -\frac{\partial V}{\partial z} \quad (4)$$

түринде ямаса

$$\mathbf{E} = -grad V \quad (4a)$$

түринде жазыўға болады. Демек, \mathbf{E} кернеўлик векторы терис белги менен алынған V потенциалдың градиентине тең екен.

Мысал 1. Диполдиң меншикли өлшемлерине салыстырғанда үлкен болған r қашықтығындағы майданының кернеўлигин анықтаймыз.

Бул мәселени биз 124-параграфта тиккелей шештик. Майданың кернеўлиги менен потенциалының арасындағы (2а) қатнасты пайдаланып биз мәселени оннан да әпиўайы қылып шешемиз. А ноқатындағы потенциал (12-сүйрет) $+q$ ҳәм $-q$ зарядлары пайда еткен потенциаллардың қосындысына тең:

$$V = \frac{q}{r_+} - \frac{q}{r_-} = q \frac{r_- - r_+}{r_+ r_-} = q \frac{l}{r_+ r_-}$$

l ге салыстырғанда көп үлкен болған r_+ ҳәм r_- қашықтықтары ушын жуўық түрде $r_+ \cdot r_- = r^2$. Буннан

$$V = \frac{ql}{r^2} = \frac{p}{r^2}$$

теңлигine ииे боламыз (p арқалы диполдин моменти белгиленген).

А ноқатындағы эквипотенциал тегисликке түсирилген нормаль \mathbf{n} ниң бағыты r дин бағытына сәйкес келеди, Демек (2а) бойынша:

$$E = -\frac{dV}{dr} = \frac{2p}{r^3}$$

аңлатпасына ииे боламыз ҳәм бул аңлатпа 124-параграфтағы (5)-формулаға сәйкес келеди.

§ 132. Көлемлик зарядлардың электростатикалық майданының кернеўлиги, потенциалы ҳәм тығызлығы арасындағы байланыс. Электростатикалық майданың кернеўлиги менен зарядлардың тарқалыуының арасында майданың ҳәр бир ноқатында дұрыс болған дифференциаллық қатнастар бар. Бул қатнасты Остроградиский-Гаусс теоремасын терең таллау жолы менен табыўға болады.

Биз қарап атырған областта заряд улыұма алғанда тұрақты болмаған ρ тығызлығы менен тарқалған деп болжайық. Қабырғалары dx, dy, dz шамасына тең ҳәм олар координаталар көшерлерине параллель болған элементар кубты айырып аламыз (42-сүйрет). Кубтың көлемі $dxdydz$ көбеймесине тең. Кубтың киши болғанына байланыслы оның ишиндеги барлық ноқатларда зарядтың тығызлығын тұрақты деп есаплауға болады. Бундай жағдайда кубтың ишиндеги q зарядының мұғдары $\rho dxdydz$ шамасына тең. Кубтың орайындағы майданың кернеўлигин E арқалы (42-сүйретте жүлдyzша менен белгиленген), ал оның қураушыларын E_x, E_y, E_z арқалы белгилеймиз.

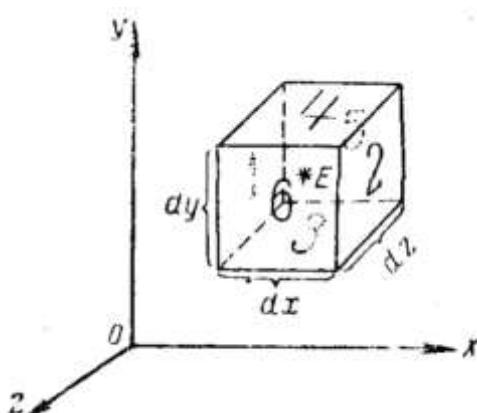
Бундай жағдайда 1 қапталындағы E_x қураушысының мәниси мынаған тең:

$$E_{x_1} = E_x - \frac{\partial E_x}{\partial x} \cdot \frac{1}{2} dx.$$

Себеби, 1 қапталы кубтың орайына салыстырғанда $\frac{1}{2} dx$ шамасына киши координатаға ииे болады.

42-сүйрет.

Майданың кернеўлигин көлемлик зарядлар менен байланыстыратуғын аңлатпаны келтирип шығарыўға.



Тап сол сыйқылардың 2 қапталдағы E_{x_2} қураўшысы үшін мынаны аламыз:

$$E_{x_2} = E_x - \frac{\partial E_x}{\partial x} \cdot \frac{1}{2} dx.$$

Усындаған жоллар менен кубтың қалған қапталларындағы E_y ҳәм E_z қураўшылары үшін мынадай аңлатпаларды аламыз:

$$\begin{aligned} E_{y_3} &= E_y - \frac{\partial E_y}{\partial y} \cdot \frac{1}{2} dy, & E_{z_5} &= E_z - \frac{\partial E_z}{\partial z} \cdot \frac{1}{2} dz, \\ E_{y_4} &= E_y + \frac{\partial E_y}{\partial y} \cdot \frac{1}{2} dy, & E_{z_6} &= E_z + \frac{\partial E_z}{\partial z} \cdot \frac{1}{2} dz. \end{aligned}$$

Бизиң кубымыз үшін Остроградский-Гаусс теоремасын қолланамыз. Оның үшін кубтың қаптал бетіндеги кернеўлилдіктиң ағысын есаптаймыз. dS беті арқалы өтип атырған кернеўлик ағысы болған dN шамасының \mathbf{E} кернеўлигінің dS бетине нормаль қураўшысы менен усы беттің майданына көбеймесине тең екенлегин еске түсіремиз. 1 қапталына түсирилген нормаль OX көшеринин бағытына қарама-қарсы бағытланған. Соныңтан \mathbf{E} кернеўлигінің усы 1 қапталына түсирилген нормаль қураўшысы $-E_{x_1}$ ге тең. 1 қапталының майданы $dydz$ шамасына тең. Буннан 1 қапталы арқалы өтетуғын кернеўлик ағысы

$$dN_1 = -E_{x_1} dy dz = -E_x dy dz + \frac{\partial E_x}{\partial x} \cdot \frac{1}{2} dx dy dz$$

шамасына тең.

2 қапталына түсирилген нормаль OX көшеринин оң бағыты менен бағытлас ҳәм, соныңтан, сол қаптал арқалы өтип атырған кернеўлик ағысы

$$dN_2 = +E_{x_2} dy dz = E_x dy dz + \frac{\partial E_x}{\partial x} \cdot \frac{1}{2} dx dy dz$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады. 1 ҳәм 2 қапталлары арқалы өтетуғын ағыслардың қосындысы

$$dN_1 + dN_2 = \frac{\partial E_x}{\partial x} dx dy dz$$

шамасына тең болады. Тап сол сыйқылардың, 3 ҳәм 4 қапталлары арқалы өтетуғын ағыслардың қосындысы

$$dN_3 + dN_4 = \frac{\partial E_y}{\partial y} dx dy dz$$

хәм 5 ҳәм 6 қапталлары арқалы өтетуғын ағыслардың қосындысы

$$dN_5 + dN_6 = \frac{\partial E_z}{\partial z} dx dy dz$$

шамаларына тең болады. Солай етип, кубтың барлық алты қапталы арқалы ағып өтетуғын ағыс мына шамаға тең болады:

$$dN = dN_1 + dN_2 + dN_3 + dN_4 + dN_5 + dN_6 = \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) dx dy dz. \quad (1)$$

Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша $dN = 4\pi q$. Бул теңдіктегі q арқалы кубтың ишиндеги зарядтың мұғдары белгиленген. Бирақ оның шамасы $\rho dx dy dz$ ке тең. Буннан dN үшін оның (1)-аңлатпасын пайдаланып,

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi\rho \quad (2)$$

формуласына ииे боламыз.

(2)-формула биз излеп атырған көлемлік зарядлардың тығыздығы ρ менен кернеўлик векторы \mathbf{E} ның туғындыларының арасындағы байланысты береди. Векторлық анализден вектордың қураўшыларының сәйкес координаталар бойынша алынған туғындыларының қосындысының вектордың дивергенция деп аталатуғынлығы ҳәм

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$$

арқалы белгиленетуғынлығы мәлім. $\operatorname{div} \mathbf{E}$ белгилеўин пайдаланып, (2)-формуланы
 $\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho$

түрінде көширип жазамыз. \mathbf{E} кернеўлигиниң қураўшылары менен потенциалдың координаталар бойынша туғындыларын байланыстыратуғын 131-параграфтағы (4)-формуланы пайдаланып

$$E_x = -\frac{\partial V}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial V}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial V}{\partial z}$$

теңликлерине ийе боламыз. Бул аңлатпалардан координаталар бойынша екінши рет туғынды алып

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = -\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}, \frac{\partial E_y}{\partial y} = -\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}, \frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$$

теңликтериниң орынлы екенлигине көз жеткермиз. Буннан мынадай теңлик алынады:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = -\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right).$$

$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$ суммасының мәнисин (2)-аңлатпаға қойып

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi\rho \quad (3)$$

формуласына ийе боламыз.

Бул формула көлемлік зарядлардың тығыздығы ρ менен потенциалдың координаталар бойынша алынған екінши тәртипли туғындылар менен байланысын береди. Базы бир $F(x, y, z)$ функциясының x, y, z өзгериўшилери бойынша алынған екінши тәртипли туғындыларының қосындысын $\Delta F(x, y, z)$ арқалы белгилеў қабыл етилген. Бул белгилеўдеги Δ белгисин Лаплас операторы деп атайды. Оның белгисин (3)-формулаға қойып

$$\Delta V = -4\pi\rho \quad (3a)$$

теңлемесин аламыз. Бул теңлеме электростатикалық потенциал ушын тийкарғы дифференциаллық теңлеме болып табылады.

§ 133. Электростатикалық майдандағы өткізгишлер. 122-параграфта көрсетилип етилгениндей, өткізгиш өзининң ишинде еркин электронлары бар дene болып табылады. Олардың заряды өткізгиштин қристаллық пәнжереси менен байланыслы болған он зарядлар менен компенсацияланған. Өткізгиштеги еркин электронлар белгили бағытқа ийе болған электрлік күшлердин тәсиринде усы күштің бағытындағы қураўшыға ийе тезликке ийе бола алады. Нәтийжеде зарядлардың орын алмастырыуы - электр тоғы пайда болады. Егер биз электростатикалық мәселелерди қараў менен шекленсек, онда зарядлардың тең салмақтың шәрттін айқынластырыуымыз керек. Өткізгиштин ишиндеги зарядлардың зәрүрли болған тең салмақтың шәрті электростатикалық майданның кернеўлигиниң нолге тең болыуы болып табылады. Егер майданың кернеўлиги нолге тең болмағанда, онда бундай жағдай электронлардың орын алмастырыуына алып келетуғын электрлік күшлерди пайда еткен болар еди. Солай етип, мәселениң электростатикалық характеристиниң шәрти

$$E = 0 \quad (1)$$

түрине ийе болады ҳәм бул шәрттің өткізгиштин ишиндеги барлық ноқаттарда орынланыуы керек.

(1)-шәрт зарядланған өткізгиштеги компенсацияланбаған зарядлардың тек өткізгиштин бетинде жайласатуғынлығына алып келеди. Бул жұўмақтың дұрыслығын дәлиллеў ушын өткізгиштин ишиндеги базы бир көлемди шеклеп турған ықтыярлы түрде

алынған бетке Остроградский-Гаусс теоремасын қолланамыз. (1)-теңликке сәйкес, бул беттиң барлық ноқатларында электростатикалық майданның кернеулиги нолге тең. Усының салдарынан биз қарап атырған беттиң ишиндеги улыўмалық заряд та нолге тең. Бет ықтыярлы түрде алынғанлықтан, нәтийже өткизгиштин үшін дұрыс болады. Солай етип, электростатикалық майданға жайластырылған қәлеген өткизгиштин ишиндеги қәлеген участкаға заряд нолге тең. Зарядланған өткизгиштеги зарядлар тек өткизгиштин бетинде ғана жайласады.

Өткизгиштин ишки бөлімлеріндеги зарядлардың болмайтуынлығы Остроградский-Гаусс теоремасының нәтийжеси болып табылады. Бул теорема болса, өз гезегинде, Кулон нызамы бойынша ноқатлық зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесіү күшинин, зарядлардың арасындағы қашықлықтың квадратына кери пропорционал екенligинен келип шығады. Егер

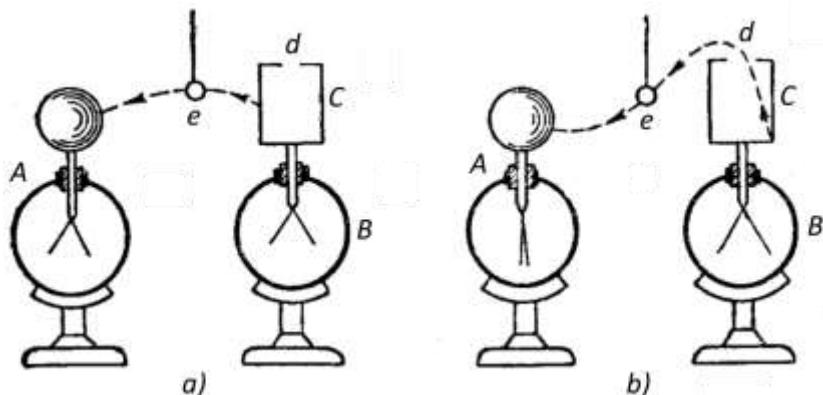
$$f = k \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

нызамындағы r дін әрежеси 2 ге емес, ал басқа n ге тең болғанда, өткизгиштин ишки бөлімлерінде зарядлар тарқалған болар еди. Солай етип, өткизгиштин ишки бөлімлерінде зарядлардың болмауы Кулон нызамының дұрыслығының жанапай тастыбыланыуы болып табылады. Айланышты тәрэзининде жәрдемінде Кулон нызамын тиккелей өлшеү (123-параграф) үлкен дәллігі менен айрылып түрған жоқ. Өлшеўлерди жүдә пүқталық пенен өткериү аңсат емес. Себеби зарядлардың ноқатлық болыуына сәйкес келетуын шарайтларды пайда етиү қыйын мәселелердин бири болып табылады. Ал өткизгиштин ишки бөлімлеріндеги зарядлардың болмайтуынлығын әдеүир дәл түрде анықлауға болады. Усындей текстеріү жумыслары Кевендиш тәрепинен 1773-жылы (Кулон нызамы 12 жылдан кейин ашылды) өткерилиди ҳәм бул жумысларда электр құшлеринин қашықлықтың квадратына кери пропорционал екенлиги табылды. Бирақ, Кевендиштин жумыслары 1879-жылға шекем белгисиз болып келди. Усы жылы Максвелл оларды баспадан шығарды.

Максвелл Кевендиштин тәжирийбесин бир қанша өзгертилген түрде ҳәм жоқары дәллікте қайталады.

Ол еки өткизгиш шарды бириңиң ишине бириң орналастырды ҳәм олардың арасында өткизгиштин жәрдемінде контактты пайда етти. Сыртқы шарды зарядлағанда ишки шар зарядланбаған ҳәм бул жағдайда орын алатуынлығын Максвелл жоқары дәллікте көрсете алды. Буннан ол Кулон нызамындағы дәрежениң 2 дең 1/20000 нан үлкен шамаға өзгеше емес екенligин дәлилледи.

Биз кейинирек, зарядлардың тек өткизгиштин ишинде ғана емес, ал оның ишиндеги құйыслықты шеклеп түрған ишки бетинде де болмайтуынлығын көремиз. Электростатикалық құбылыслардың улыўмалық теориясында зарядланған өткизгиштин ишиндеги құйыслықта да майданның кернеулиги E ниң нолге тең болатуынлығы көрсетиледи. Бундай жағдайда құйыслықтың ишинде басқа зарядланған денелер жоқ деп болжанады.



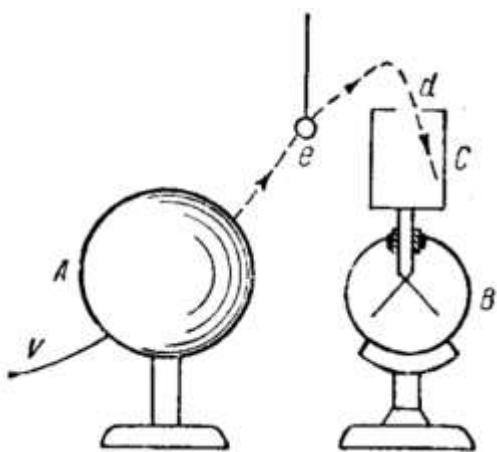
43-сүйрет. Фарадей цилиндрі менен өткериленген тәжирийбес.

Зарядлардың өткизгиштиң сыртқы бетинде жайласатуғынылығын жүдә көргизбели түрде демонстрациялауға болады. Еки A ҳәм B электроскопларын аламыз, олардың бирине дерлик түйік ҳәм жоқарғы тийкарында үлкен болмаған тесикке ийе құйыс C цилиндрди бекитемиз (43-сүйрет). Бундай цилиндрди Фарадей цилиндрди деп атайды. B электроскопына белгіли заряд беремиз. Электроскоптың зарядланғанлығы жапырақтардың айрылығы бойынша билиўге болады. Изоляциялаушы материалдан соғылған сабака бекитилген киши e шаригин аламыз. e шаригин Фарадей цилиндринин сыртқы бөліміне тийгиземиз ҳәм бүннан кейин оны 43-а сүйретте пункттир сызық пенен жол менен алып келип A электроскопына тийгиземиз. Усындаған жол менен биз A электроскопына базы бир зарядты беремиз. Усындаған жол менен зарядты алып өтиўди бир неше рет қайталап A электроскопының жапырақтарының бир бириңен сезилерлікей ийтерискенин көремиз. Егер биз e шаригин C Фарадей цилиндириниң ишкі бөліміне тийгизсек (43-б сүйрет), онда биз шарикке ҳеш қандай заряд бере алмаймыз ҳәм соған сәйкес A электроскопын зарядлай алмаймыз.

Тәрийипленген тәжирийбени кери тәртипте қайталауға болады. Қандай да бир экранластырышы дерек тәрепинен турақлы V потенциалда услап түрлелегін базы бир A денесин көз алдымызға келтирейик (44-сүйрет). A денесине тийгизиў жолы менен e шаригин зарядлаймыз ҳәм оны B электроскопына алып келемиз. Бүннан кейин оны C Фарадей цилиндринин ишкі бөліміне тийгиземиз. Бундай жағдайда шарик Фарадей цилиндрі менен биргеликті пайдаланып қорамалы денениң ишкі бөлімін пайдалетуғын болғанлықтан шарикте ҳеш қандай зарядтың қалмауы керек. Басқа сөз берен айтқанда шарик өзиниң зарядын толығы менен B электроскопына берійі керек. Биз усындаған жоллар менен зарядты алып беріўди қанша болса да қайталауымыз мүмкін ҳәм шарик барлық үақытта да өзиниң зарядын электроскопқа береди. Себеби, өткизгиштиң ишкі бөліміндегі зарядтың болмауы шарттың зарядтың муғдарынан ҳәм оның потенциалынан тәрелгесін емес. Солай етип, e шаригин көп рет алып келиў жолы менен B электроскопын A денесинин V потенциалына салыстырғанда жүдә жоқары потенциалға жеткенше зарядлауға болады. Принципинде зарядты алып беріўди шекленбеген рет қайталағанда B электроскопының потенциалын шексизликке шекем жоқарылатыуға болады⁵. Әмелде болса, потенциалдың жоқарылауы зарядтың жоғалыуы менен

⁵ 137-параграфта биз зарядланған денениң V потенциалының өсіюи менен оның энергиясының да өсетуғынылығын көремиз. Бүннан Фарадей цилиндрі менен өткериленген тәжирийбениң энергияның сақланыу нызамына қайшы келеди деген пикирдин пайдалылығы мүмкін. Бирак, олай емес: e шаригин Фарадейдин зарядланған цилиндирине алып келиў ушын жумыс ислеў керек ҳәм цилиндрдин заряды қашама үлкен болса, жұмсалған жумыстың шамасы да соншама үлкен болады.

шекленген. Жоқарыда тәрийипленген Фарадей цилинди менен өткерилген тәжирийбениң схемасы потенциаллар айырмасының шамасын бир неше миллион вольтке шекем жеткериүге мүмкүншилик беретүүн ҳәзирги заман генераторларында пайдаланылады (III томға қараңыз).



44-сүйрет.
Фарадей цилинди менен өткерилген
тәжирийбе.

Өткизгиштин, ишиндеги қуұыслықта майданың болмауы электростатикалық қорғаныұды дәретиүге болады. Берилген қуұыслықты барлық тәрептен қоршап турған өткизгиш сыртқы зарядлар тәрепинен пайда етилген электростатикалық майданлардан экранлайды. Эмделде тутас өткизгишti қалың металл тор менен алмастырыуға болады. Электростатикалық қорғаныұды пайда етиў мақсетинде электроскоптың жапырақларын металл коробканың (құтының) ишине жайластырады. Құтыны Жер менен тутастырады. Бундай жағдайда ол Жердин потенциалын қабыл етеди ҳәм сыртқы майданлар құтының ишиндеги майданды да, потенциалды да өзгерте алмайды. Электроскоптың зарядланатуғын жапырақлары құтыдан изоляцияланған болыўы керек. Егер оларды құты менен өткизгиш арқалы тутастырсақ, онда бизлер электроскоптың құтысының сыртында электрлеўдің қандай дереклерин пайдалансақ та, жапырақлар бир бириңен ийтерилмейди.

§ 134. Өткизгиштин қасындағы майданың кернеўлигі. Өткизгиштин, ишиндеги кернеўліктиң нолге тең болыўы оның турақлы потенциал области болып табылатуғынлығын аңғартады. Ҳақыйқатында да кернеўліктиң сан мәниси қәддинин, бетине нормаль бағыттағы бир бирлик ұзынлықтағы потенциалдың өзгерисине тең. Буннан өткизгиштин, барлық ноқаттарындағы майданың нолге тең екенлигинен өткизгиштин, барлық ноқаттарындағы потенциалдың да өзгерисиниң нолге тең екенлигин аламыз; демек, потенциалдың мәнисиниң өзи турақлы; солай етип, өткизгиштин ишиндеги ҳәм бетинде барлық ноқаттары бирдей потенциалда жайласады. Буннан өткизгиштин, бетиниң потенциалдың қәддинин, бети (эквипотенциал бет) болып табылатуғынлығы тиккелей келип шығады. Ҳәр бир ноқатта электростатикалық майданың кернеўлигі потенциалдың қәддинин, бетине нормаль болғанлықтан өткизгиштен сырттағы электростатикалық майданың кернеўлигі өткизгиштин бетине нормаль бағытланған.

Өткизгиштин бетине тиккелей жақын жайласқан орынлардағы электростатикалық майданың кернеўлиги менен өткизгиштин бетиндеги зарядлардың бетлик тығызлығы арасында белгили байланыс орын алған. Остроградский-Гаусс теоремасын пайдаланып, усы байланысты табамыз. А өткизгишиниң бетинде киши ΔS участкасын аламыз (45-сүйрет). Бул участкадағы зарядтың бетлик тығызлығын турақлы деп есаплауға болады ҳәм ол σ да тең деп болжаймыз. Бундай жағдай усы участкадағы заряд q мынаған тең:

$$q = \sigma \cdot \Delta S. \quad (1)$$

Ойымызда киши, түйік S цилиндрлік бетин жүргизейік. Оның пайда етишиси өткізгіштиң бетине перпендикуляр, ал оның ултанлары $\Delta S'$ пенен $\Delta S''$ лер ΔS ке параллель болсын. Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша, түйік S бети арқалы өтетуғын кернеўлік сзықтарының саны $4\pi q$ ға тең. $\Delta S''$ ултаны өтетуғын өткізгіштиң ишинде майданың кернеўлігі $E = 0$, ал қаптал бет E ге параллель. Соныңтан барлық $4\pi q$ сзықтары $\Delta S'$ ултаны арқалы өтеди. Бул $\Delta S'$ ултанының шеклеріндеги майданың кернеўлігін E арқалы белгилеп

$$E \cdot \Delta S' = 4\pi q$$

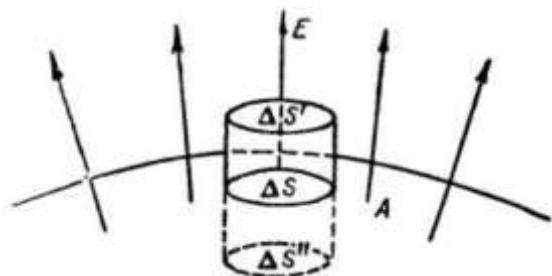
теңлигине ийе боламыз. Буннан, (1)-қатнасты пайдаланып ҳәм $\Delta S' = \Delta S$ теңлигинин орынлы екенligин есапқа алып

$$E = 4\pi\sigma \quad (2)$$

аңлатпасына ийе боламыз. (2)-аңлатпадан өткізгіштиң бетиндеги электростатикалық майданың кернеўлігинин зарядтың тығызлығына туýры пропорционал екенligин көремиз.

45-сұрет.

Зарядланған өткізгіштиң бетинин қасындағы майданың кернеўлігі E ни анықлауға.



Егер өткізгіштиң бети дүңкійип турған орынларға ийе болса, онда өткізгіштиң қасынан өтетуғын потенциалдың қәдди тегисликтери сол дүңкійип турған орынлардың қасында бир бирине жақынласады. Бул областларда майданың кернеўлігі үлкен мәниске ийе болады, себеби сол орынларда потенциалдың узынлықтың бир бирлигine сәйкес өзгериүі үлкен мәниске жетеди. Демек, дүңкійип турған орынлардың қасында электр майданының кернеўлігі үлкен ҳәм усыған сәйкес өткізгіштеги сол орынлардағы зарядлардың беттик тығызлығы да үлкен. 46-сұретте дүңкійген орын менен ойыс орынға ийе болған зарядланған өткізетуғын деңе көрсетилген; қоршаған кеңисликте майданың кернеўліги дөңес орынның қасында максималлық, ал ойыс орынның қасында минималлық мәниске ийе. 46-сұретте пункттир сзықтар менен сұретленген эквипотенциаллық сзықтар майдан күшли орынларда жийилиседи. Усыған сәйкес, деңениң бетиндеги дөңес орынларда зарядлардың тығызлығы ең үлкен мәниске, ал ойыс орынларда ең киши мәниске ийе болады.

Өткізгіштин ишкі областларында майданың кернеўлігі нолге тең ҳәм усыған сәйкес өткізгіштин ишкі областларындағы зарядлардың тығызлығы да нолге тең.

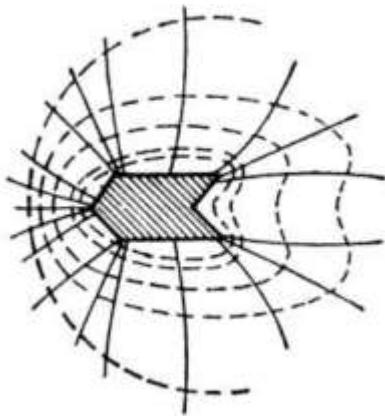
Жұдә ушлы дөңеслердин қасындағы майдан айрықша үлкен болады. Өткізгішлерди жұдә жоқары потенциалға ийе болғанша зарядлағанда бул жағдайда есапқа алыуға туýры келеди: ушлы дөңес орынлар бар болған жағдайда оның әтирапында қоршап турған диэлектрикten тессилийи мүмкін (дара жағдайда ҳаўаның) ҳәм разряд басланады (таждың пайда болыўы деп аталауғын); соныңтан, жоқары потенциалларға шекем зарядланатуғын әсбаплардың барлық металл бөлімлерине домалақ форма бериледи ҳәм олардың бетлерин тегис етіп ислейди.

Зарядланған өткізгіштиң бетинин участкаларының ҳәр бири сол өткізгіштиң қалған бөліми пайда еткен электростатикалық майданда жайласады.

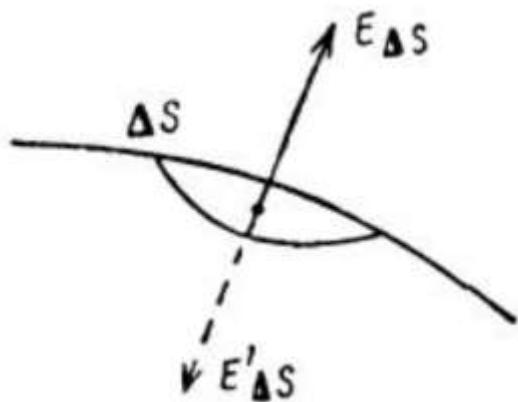
Бундай жағдайда зарядланған өткізгіштиң ҳәр бир ΔS участкасына (47-сұрет)

$$\Delta f = \sigma \Delta S \cdot E_1 \quad (3)$$

күши тәсир етеди. Бул аңлатпада E_1 арқалы өткізгіштин қалған бөлими тәрепинен пайда етилген майданның кернеўлиги белгиленген.



46-сүйрет. Дөңес ҳәм ойыс орынлары бар денениң эквипотенциал бетлериниң (пунктир сызықтар) ҳәм кернеўлик сызықтарының (тутас сызықтар) жайласыўы.



47-сүйрет. Зарядланған өткізгіштин бетиниң элементи пайда еткен майданның кернеўлиги.

E_1 майданын анықлау үшін ΔS элементи өзинин бетине жұдә жақын жайласқан ноқаттарда пайда еткен майданды қараймыз. Бул майдан ΔS элементиниң бетине нормаль бағытланған ҳәм усы элементтиң еки тәрепинде симметриялы тарқалған.

47-сүйретте ΔS элементиниң еки тәрепиндеги бул майданың кернеўлиги $E_{\Delta S}$ ҳәм $E'_{\Delta S}$ стрелкаларының жәрдемінде көрсетилген.

ΔS элементиниң қасындағы денениң сыртында зарядланған денениң барлық бети тәрепинен пайда етилген толық \mathbf{E} кернеўлик \mathbf{E}_1 ҳәм $\mathbf{E}_{\Delta S}$ кернеўликтериниң қосындысына тең еkenligi көринип тур:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_{\Delta S}.$$

\mathbf{E}_1 ҳәм $\mathbf{E}_{\Delta S}$ кернеўликтери ΔS элементиниң бетине перпендикуляр болғанлықтан усы элементтиң бетине \mathbf{E}_1 векторы да перпендикуляр ҳәм, соңықтан, соңғы теңликті

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_{\Delta S}$$

алгебралық қосынды түрінде көширип жазыўға болады. (2)-теңлик бойынша $E = 4\pi\sigma$. Буннан

$$E_1 + E_{\Delta S} = 4\pi\sigma \quad (4)$$

теңлигине иие боламыз. Тап усындағы жоллар менен ΔS элементиниң қасындағы денениң ишиндеги майданының $E_1 + E'_{\Delta S} = E_1 - E_{\Delta S}$ қосындысына тең болатуғынлығын көремиз. Ал, денениң ишинде қосынды кернеўлик нолге тең болғанлықтан

$$E_1 - E_{\Delta S} = 0 \quad (5)$$

теңлигиниң орынлы болатуғынлығын көремиз. (4)- ҳәм (5)-теңликтерден

$$E_1 = E_{\Delta S} = 2\pi\sigma$$

теңлигин табамыз ҳәм буннан кейин (3)-теңлик зарядланған денениң бетиниң элементине тәсир ететуғын күشتі табамыз:

$$\Delta f = 2\pi\sigma^2 \cdot \Delta S.$$

Егер (2)-теңлиkkе итибар берсек, онда

$$\Delta f = \frac{E^2}{8\pi} \Delta S$$

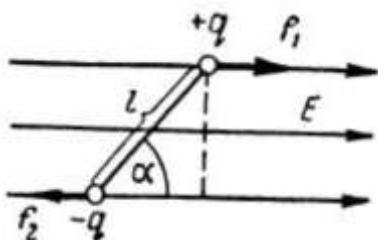
теңлигиниң орынлы еkenligine көз жеткеремиз. Бирдей белгиге иие зарядлар ийтерисетуғын болғанлықтан, Δf күши зарядтың белгисинен ғәрзесиз өткізгіштин

сыртына қарай бағытланған.

§ 135. Сыртқы электр майданындағы диполь. Сыртқы бир текли \mathbf{E} электр майданындағы диполди қараймыз. Мейли, диполь ара қашықлығы өзгермейтуғын еки $+q$ ҳәм $-q$ зарядларынан туратуғын болсын. 124-параграфта айтылғанындей, усындағы диполдин әлектр моменти $\mathbf{p} = ql$ шамасына тең. Мейли, диполдин бағыты менен кернеүлік \mathbf{E} нин арасындағы мүйеш α болсын (48-сүүрет). Диполдин оң зарядына майдан менен бағытлас $f_1 = qE$ күши тәсир етеди, ал терис белгиге ийе зарядқа майданға қарама-қарсы бағытланған $f_2 = -qE$ күши тәсир етеди. Бул күшлер моменти $M = fl \sin \alpha = qlE \sin \alpha$ шамасына тең болған күшлердин жубын пайда етеди. $ql = p$ теңлигинин орынлы екенligin нәзерде тутып, сыртқы бир текли электр майданында диполге моменти

$$M = pE \sin \alpha \quad (1)$$

шамасына тең болған күшлердин жубы тәсир етеди екен. Бул жуптың тәсиринде диполь майданның кернеүлігінің бағытында жайласыўға умтылады.



48-сүүрет.

Сыртқы бир текли майдандағы диполь.

Диполь моменти болған \mathbf{p} шамасын векторлық шама деп қараўға болады. Оның ушын \mathbf{l} ди терис $-q$ зарядтан оң $+q$ зарядқа қарай өткеремиз.

\mathbf{p} векторын

$$\mathbf{p} = ql \quad (2)$$

теңлигинің жәрдемінде анықтаймыз. Демек, сыртқы бир текли электр майданында диполь өзинин \mathbf{p} электрлік моментин бағыты бойынша \mathbf{E} векторының бағыты менен параллель етип жайластырыўға тырысады. Бул жайласыўға (1)-аңлатпадағы $\alpha = 0$ теңлиги сәйкес келеди (бул диполге тәсир ететуғын күшлердин моментинің нолге тең болыўына сәйкес келеди). Әлбетте, тәсир ететуғын күшлердин моменти $\alpha = \pi$ теңлиги орынланғанда да нолге тең болады. Бирақ бул соңғы аўхал орнықлы емес: диполдин киши мүйешке бурылышында оны оннан да үлкенирек мүйешке буратуғын момент пайда болады.

Егер дәслеп диполь кернеүлік сзызықтары менен нолге тең болмаған α мүйешин жасаған болса, онда ол тең салмақлық ҳалына жақынлағанда базы бир айланыў тезлигине ийе болады ҳәм инерциясы бойынша тең салмақлық орны арқалы өтеп кетеди. Күш моменти M нин тәсиринде диполь өзинин тең салмақлық ҳалының әтирапында тербелे баслайды. Егер диполге M күш моментинен басқа сүйкелис күши де тәсир ететуғын болса, онда тербелис сөниүши тербелиске айланады ҳәм ең ақырында диполь кернеүлік сзызығының бойында жайласады. Сүйкелис күшлери жұдә үлкен болған жағдайда диполдин қозғалысы дәүирлік емес болады ҳәм бундай жағдайда диполь өзинин тезлигин тұрақты түрде нолге шекем кемейтип, тең салмақлық ҳалына асимптоталық жақынлайды.

I томның 35-параграфында биз күшлердин моменти M ди бағыты күшлердин бағыты менен оң бурғының бағыты арасындағы қағыйда бойынша анықланатуғын вектор сипатында қараўға болатуғынлығын көрдик. 48-сүүретте M векторы сүүреттің тегислигине перпендикуляр бағытланған. Шамасы бойынша да, бағыты бойынша да ол \mathbf{p} ҳәм \mathbf{E} векторларының көбеймеси түринде анықланады:

$$\mathbf{M} = \mathbf{p} \times \mathbf{E}. \quad (1a)$$

Енди сыртқы бир текли болмаған электр майданындағы диполди қараймыз. Бұндай жағдайда кернеўлик сзықлары қосылатуғын ямаса тарқалатуғын сзықлар болып табылады. Бирақ, диполдин өлшемлериниң шеклерінде бир текли болмаған сзықлардың емес $+q$ ҳәм $-q$ зарядларына тәсир ететуғын f_1 және f_2 күшлери қарама-қарсы тәреплерге қарай тәсир етеди деп болжаймыз (Z көшериниң бағытында ҳәм оған қарама-қарсы). Соның менен биргеле майданың кернеўлигі Z көшериниң бағытында тезирек өзгереди деп есаптаймыз. Бул күшлер мынаған тең:

$$f_1 = +qE_1, f_2 = -qE_2.$$

Бул аңлатпаларда E_1 ҳәм E_2 лер арқалы $+q$ ҳәм $-q$ зарядлары турған орынлардағы майданың кернеўликтери белгиленген. Бул күшлердин қосындысы мынаған тең:

$$f = f_1 + f_2 = q(E_1 - E_2). \quad (3)$$

z координатасын 49-сүйретте көрсетилгендей, күшлерге параллель етип жайластырамыз.

Бұндай жағдайда

$$E_1 - E_2 = \left(\frac{\Delta E}{\Delta z} \right) Z$$

тендигине ийе боламыз. Бул аңлатпада $\Delta E / \Delta z$ майданың кернеўлигинин градиенти болып табылады. $Z = l \cos \alpha$ тендигиниң орынлы екенлеги аңғарып, мынаған ийе боламыз:

$$E_1 - E_2 = \left(\frac{\Delta E}{\Delta z} \right) l \cos \alpha.$$

$E_1 - E_2$ ниң бул мәнисин (3)-аңлатпаға қойып,

$$f = ql \left(\frac{\Delta E}{\Delta z} \right) \cos \alpha$$

ямаса

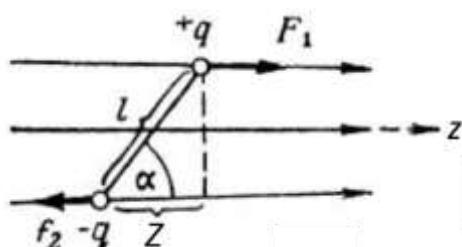
$$f = p \left(\frac{\Delta E}{\Delta z} \right) \cos \alpha \quad (4)$$

тендиклериниң орынлы екенлегине көз жеткеремиз.

Солай етип, бир текли болмаған сыртқы электр майданында диполге күшлердин моментинен басқа майданың градиенти қаншама үлкен болса, яғни майданың бир текли емеслиги қаншама күшли болса, соңшама үлкен күш тәсир етеди екен. (4)-тендик бойынша, $\alpha < \frac{\pi}{2}$ тенсизлиги орынланғанда f күши майданың кернеўлигі сан мәниси бойынша үлкен болған тәрепке қарай бағдарланған. Берилген p менен $(\Delta E / \Delta z)$ шамаларында f күши өзиниң максималлық мәнисине $\alpha = 0$ тендиги орынланғанда, яғни диполь майданың кернеўлик сзықының бойында жайласқан жағдайда ериседи. Ең ақырында мынадай жуўмаққа келемиз: сыртқы майданда диполь өзиниң оң ушы менен E кернеўлик сзықларының бағытына қарай бурылышта умтылады; соның менен биргеле диполге оның моменти p да ҳәм майданың кернеўлигинин градиенти $(\Delta E / \Delta z)$ шамасына пропорционал болған күш тәсир етеди. Бул күш диполди майданың кернеўлигі үлкен болған тәрепке қарай жылдыстырады.

49-сүйрет.

Бир текли емес электр майданындағы диполь.



Диполди майданың кернеўлигі үлкен болған областына қарай жылдыстыратуғын күшлердин бар екенлегин электрленген шийше ямаса эбонит таяқшаларды ұсы таяқшалар

менен тийиспеген жөнел предметлерди тартатуғынлығы бойынша көриүге болады. Электростатикалық майданың тәсиринде предметте индукцияланган зарядлар пайда болады ҳәм предмет диполге айланады. Майданың бир текли болмағаны себепли бул диполь майданың сан мәниси бойынша үлкен болған областына қарай жылдысады, яғни зарядының белгисинен ғәрэзсиз таяқшаға қарай тартылады.

§ 136. Өткизгишлердин электр сыйымлығы. Енди өткизгишлердин электр сыйымлығы ямаса әпиүайы түрде сыйымлығы деп аталатуғын жүдә әхмийетли болған қәсийетин қарауға өтемиз. Тәжирийбелер бирдей муғдардағы зарядлар менен зарядланған ҳәр қыйлы өткизгишлердин ҳәм қыйлы потенциалларға ийе болатуғынлығын көрсетеди. Бул жағдай олардың сыйымлық деп аталатуғын физикалық қәсийети бойынша айрылатуғынлығын көрсетеди.

Өткизгиштиң сыйымлығы қоршап турған денелердин қалайынша жайласқанлығынан ғәрэзли. Соңлықтан, биз дәслеп қасында ҳеш қандай басқа денелер болмаған өткизгиштиң сыйымлығы анықтаймыз (бундай жағдайда басқа денелер берилген денедеги зарядлардың тарқалығына тәсир ете алмайды ҳәм бундай денени оңашаланған дene деп атаймыз). Оңашаланған өткизгиштиң потенциалы V ондағы зарядтың шамасы Q ға туýры пропорционал. Себеби зарядтың шамасы неше есе үлкейсе майданың кернеўлиги де, демек, зарядты өткизгиштен шексизликке жылдыстырғанда исленетуғын жұмыстың шамасы да соншама есе үлкейеди:

$$Q = CV. \quad (1)$$

Пропорционаллық коэффициенти C өткизгиштиң формасы менен өлшемлеринен ғәрэзли ҳәм оның сыйымлығы деп аталады. C ушын (1)-теңликтен

$$C = \frac{Q}{V} \quad (2)$$

қатнасын аламыз. Бул қатнас оңашаланған өткизгиштиң сыйымлығының сан мәниси бойынша зарядланған өткизгиштиң потенциалын бир бирлікке жоқарылатыў ушын керек болатуғын электр зарядының муғдарына тең физикалық шама болып табылатуғынлығын көрсетеди. ($V = 1$ теңлиги орынланғанда $C = Q$ теңлигине ийе боламыз). Бундай жағдайда өткизгиштен шексизликке қашықлатылған ноқатлардың потенциаллары нолге тең деп есапланғанда потенциалдың аңлатпасындағы анық болмаған тұрақтының мәнисиниң нолге тең болатуғынлығы есапқа алынған.

Сыйымлықтың өлшеми (2)-қатнастан алынады:

$$[C] = \frac{[Q]}{[V]} = \frac{M^{1/2} L^{3/2} T^{-1}}{M^{1/2} L^{1/2} T^{-1}} = L,$$

яғни сыйымлықтың өлшеми үзынлықтың өлшеміндегі екен. Сыйымлықтың бирлиги сипатында бир бирлік заряд берилген жағдайда потенциалы бир бирлікке өзгеретуғын оңашаланған өткизгиштиң сыйымлығын қабыл етемиз. CGSE-системасында сыйымлықтың өлшем бирлиги сипатында CGSE-системасындағы потенциалының бир бирлике өзгериўи ушын CGSE-системасындағы зарядтың бир бирлиги талап етилетуғын өткизгиштиң сыйымлығы қабыл етилген; бул радиусы 1 см ге тең болған өткизгиш шардың сыйымлығы екенлигин аңсат көриүге болады. Ҳақыйқатында да өткизиўши шардың сыйымлығы (130-параграфқа қараңыз)

$$V = \frac{Q}{R}$$

формуласының жәрдеминде анықланады. Бул қатнастағы R - шардың радиусы; бул аңлатпаны (2)-формула менен салыстырып

$$C = R$$

теңлигине ийе боламыз, яғни шардың сыйымлығы оның радиусына тең екен. Соңлықтан CGSE-системада сыйымлықтың бирлиги сипатында радиусы 1 см ге тең болған

оңашаланған шардың сыйымлығы қабыл етилген. Усы CGSE-системасындағы сыйымлықтың бирлигин шәртли түрде сантиметр деп атайды.

Халық аралық бирликлер системасында сыйымлықтың бирлиги сыпатында зарядының муғдары бир кулонға үлкейгенде потенциалы бир вольтке өзгеретуғын өткізгіштиң сыйымлығы қабыл етилген. Бундай бирликти *фарада* деп атайды. Сыйымлықтың CGSE-системасындағы бирлиги менен фараада арасындағы байланыс мынадай:

$$1 \text{ фарада} = \frac{1 \text{ кулон}}{1 \text{ вольт}} \cong \frac{3 \cdot 10^9 \text{ CGSE} - \text{зарядтың бирлиги}}{\frac{1}{300} \text{ CGSE} - \text{потенциалдың бирлиги}} \cong \\ \cong 9 \cdot 10^{11} \text{ CGSE} - \text{сыйымлықтың бирлиги.}$$

Көринип турғанындағы, фараада сыйымлықтың жұдә үлкен бирлиги. Ҳақыйқатында да 1 фарада радиусы $9 \cdot 10^{11}$ см болған, яғни 9 миллион километр болған (бул шама Жердин радиусынан 1400 есе үлкен) оңашаланған шардың сыйымлығы болып табылады. Сонықтан, сыйымлықтың бирлиги фараада менен бир қатарда фарааданың миллионнан бир бөлегине тең микрофараада қолланылады. Бир микрофараада сыйымлығына радиусы 9 км болған оңашаланған шар ийе болады (бул да жұдә үлкен шар).

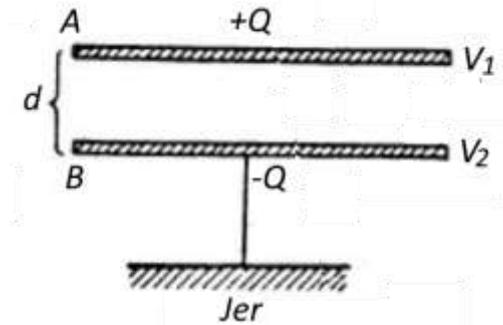
Өткізгіштиң сыйымлығы оны қоршап түрған денелерден ғәрэзли. Ҳақыйқатында да, өткізгіштиң заряды ҳақында гәп етилгенде биз оның зарядының потенциалына қатнасын түсінемиз. Ал өткізгіштиң потенциалы болса тек усы өткізгіштиң зарядынан ғана емес, ал оны қоршап түрған барлық денелердин потенциалынан ғәрэзли. Егер, ҳәтте берилген өткізгішти қоршап түрған денелер алдын-ала зарядланбаған болса да, онда биз қарап атырған өткізгішти зарядлағанды олар усы зарядланыудың тәсіринде зарядланады ҳәм, усыған сәйкес, берилген өткізгіштиң потенциалын өзгертерди. Бундай жағдайда сыйымлық ушын динамикалық мәселелерди шешкенде де пайдаға асатуғын

$$C = \frac{dQ}{dV}$$

анықламасын бериү керек. Демек, сыйымлық потенциалдың өсими шексиз киши болған жағдайдағы зарядтың өсімінің потенциалдың өсіміне қатнасына тең екен. Бул қатнас өткізгіштиң зарядының оның потенциалы бойынша алғынған тууындысы болып табылады. Бирақ, сыйымлығы қоршаған денелерден ис жүзинде ғәрэзсиз болған өткізгішлердин системасын жүзеге келтириүге болады; оның ушын система басқа денелердин тәсіринен изоляцияланған болыўы керек. Конденсаторлар усындағы системаларға мысал болып табылады.

Тегис конденсатор деп аталатуғын конденсатор бир бириңе параллель болған, бир бириңен d қашықлығында жайласқан A ҳәм B пластинкаларынан туралы (50-сүйрет) d қашықлығының шамасы пластинкалардың өзлеринің сывықты өлшемлеринен киши болады. Пластинкалардың арасы бослықтан туралы деп есаптаймыз (ҳақыйқатында ҳаўаның болыўы мүмкін).

Мейли, B пластинкасы Жер менен тутасқан болсын. Егер екинши A пластинкасына $+Q$ заряды берилсе, онда әлпектростатикалық индукцияға байланыслы B пластинкасында $-Q$ заряды пайда болады (оған тең болған $+Q$ заряды Жерге бериледи ҳәм оның әхмийети жоқ). Жер менен тутастырылған B пластинкасы Жердин потенциалын қабыл етеди, оның мәнисин биз V_2 арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда A пластинкасы базы бир V_1 потенциалына ийе болады ҳәм оның мәниси зарядтың шамасы Q ҳәм B пластинкасының V_2 потенциалы бойынша анықланады. Басқа зарядланбаған денелер V_1 потенциалына ҳәм соған сәйкес конденсатордың C сыйымлығына тәсір етпейди. Себеби $+Q$ ҳәм $-Q$ зарядларының майданлары тек A ҳәм B пластинкаларының арасында ғана болады, сонықтан сырттағы басқа денелерде индукцияланған зарядларды пайда ете алмайды.



50-сүйрет.
Тегис конденсатор.

Конденсатордың сыйымлығы деп пластинкалардың бириниң (оң зарядланған) зарядының еки пластинканың арасындағы потенциаллар айырмасына қатнасы менен өлшенетуғын шаманы айтамыз:

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2}. \quad (3)$$

Бул аңлатпада $V_1 > V_2$ теңсизлиги орынланады деп есаплаймыз.

Тегис конденсатордың сыйымлығын оның өлшемлерин тәрийиплейтуғын шамалар арқалы аңғартайық. Пластинкалардың сзызықты өлшемлери олардың арасындағы қашықлықтан үлкен болғанлықтан олардың арасындағы майданың кернеўлигі қарама-қарсы белгиге ийе зарядлар менен зарядланған бетлери шексиз үлкен болған пластинкалардың арасындағы электр майданының кернеўлигиндегі болады. Бундай жағдайда, 128-параграфта айтылған жағдайларға сәйкес, пластинкалардың арасындағы майданың кернеўлигі E ушын мынадай аңлатпаны жаза аламыз:

$$E = 4\pi\sigma.$$

Бул аңлатпадағы σ - зарядлардың бетлик тығыздығы. Пластинкалардың биреүинин бетинин майданын S арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда $\sigma = \frac{Q}{S}$ ҳәм буннан

$$E = 4\pi \frac{Q}{S}$$

теңлигине ийе боламыз ҳәм буннан

$$Q = \frac{ES}{4\pi} \quad (4)$$

формуласына ийе боламыз. Электр майданының кернеўлигі E ни потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ арқалы аңлатамыз (131-параграфқа қараңыз):

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d}.$$

E нин ғалып шамасын (4)-формулағы қойып, зарядтың мүғдары ушын

$$Q = \frac{(V_1 - V_2)S}{4\pi d}$$

формуласын аламыз. Бул формуланы ҳәм (3)-формуланы пайдаланып, тегис конденсатордың сыйымлығы C ушын

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{S}{4\pi d} \quad (5)$$

түриндеги формулаға ийе боламыз. (5)-формуладан тегис конденсатордың сыйымлығының пластинканың бетинин майданы S ке ҳәм пластинкалардың арасындағы қашықлық d ға кери пропорционал екенлигин көремиз. Пластинкалар бир бирине қаншама жақын жайласқан болса, сол пластинкалардан соғылған конденсатордың сыйымлығы соншама үлкен болады. Кейинирек, биз (139-параграфқа қараңыз) егер пластинкалардың арасындағы кеңисликти қандай да бир өткізбейтуғын (диэлектриклик) орталық пенен толтырғанда конденсатордың сыйымлығының қалайынша өзгеретуғынлығын көремиз.

§ 137. Зарядлар системасының энергиясы. Зарядланған денелердин қәлеген системасын пайда еткенде жумыс исленеди, себеби зарядлар бир бири менен Кулон нызамы бойынша тәсирлеседи ҳәм оларды берилген орынларда жайластырыў ушын жумыс ислеў керек. Бул жумыстың қандай да бир сыртқы күшлер тәрепинен, мысалы, гальваникалық элементтеги химиялық процесслердин энергиясының ҳ.т.б. есабынан исленийи керек. Энергияның сақланыў нызамы бойынша, системаның үстинен исленген сыртқы күшлердин жумысы оның энергиясының өзгериүин анықтайтын болады. Солай етип, зарядланған денелердин системасы базы бир муғдардағы энергияға ийе болады. Егер дene буннан кейин зарядсызланатуғын ямаса орын алмастырытуғын болса, онда оның электр энергиясының бир бөлими ямаса толығы менен қайтадан энергияның басқа түрлерине етеди.

Мысал ретинде B_1 ҳәм B_2 ноқатларында жайласқан ҳәм бир бирине салыстырғанда r қашықлығында жайласқан q_1 ҳәм q_2 зарядларынан туратуғын системаның электр энергиясын есаплаймыз. Оның ушын q_1 ҳәм q_2 зарядларын шексизликтен B_1 ҳәм B_2 ноқатларына алып келиў ушын орынланған жумысты есаплау жеткилики. Шексизликтен жайласқан зарядлардың бир бири менен тәсир етисиўи нолге тең. Усының менен бирге q_1 ҳәм q_2 зарядларының өзлериңиң пайда болыўы ушын исленген жумысты да есапқа алмаймыз ҳәм сол зарядлар бизге берилген деп есаплаймыз.

q_1 ҳәм q_2 зарядларын шексиз қашық областлардан алып келгенде исленген жумыс зарядларды алып келиүдин тәртибинен ғәрэзсиз. Дәслеп q_1 зарядын шексизликтен B_1 ноқатына алып келемиз. q_1 зарядын шексизликтен алып келиў ушын исленген жумыс нолге тең, себеби зарядлардың бир бири менен тәсирлесиў күши де нолге тең. q_1 зарядын B_1 ноқатына алып келгеннен кейин q_2 зарядын B_2 ноқатына алып келемиз. Бундай жағдайда жумыс исленеди. Оның шамасы q_2 зарядын B_2 ноқаты менен шексиз алыстағы ноқаттың потенциалларының айырмасына көбейткенге тең. Шексиз алыста жайласқан ноқаттың потенциалы нолге тең, B_2 ноқаттағы потенциалды q_1 заряды пайда етеди ҳәм оның шамасы (129-параграфта көрсетилгендей) q_1/r шамасына тең. Солай етип, q_1 ҳәм q_2 зарядларын бир бириңиң r қашықлыққа алып келиў ушын исленген жумыс мынаған тең:

$$A = \frac{q_1 q_2}{r}.$$

Бул жумыс еки ноқатлық зарядтан туратуғын системадағы өз-ара тәсирлесиўинин W энергиясының өлшеми болып табылады:

$$W = \frac{q_1 q_2}{r}.$$

q_2 заряды тәрепинен B_1 ноқатында пайда етилген потенциалды V_1 арқалы, ал q_1 заряды тәрепинен B_2 ноқатында пайда етилген потенциалды V_2 арқалы белгилеп

$$V_1 = \frac{q_2}{r}, V_2 = \frac{q_1}{r}$$

теңликтерине ийе боламыз. Усыған байланыслы W ушын алынған аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

$$W = \frac{q_1 q_2}{r} = \frac{1}{2} \cdot \frac{q_1}{r} \cdot q_2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{q_2}{r} \cdot q_1. \quad (1)$$

Буннан

$$W = \frac{1}{2} q_1 V_1 + \frac{1}{2} q_2 V_2 \quad (1a)$$

формуласын аламыз. Егер зарядлардың белгилери бирдей болса, онда энергия оң белгиге, ал зарядлардың белгилери ҳәр қыйлы болса, энергия терис мәниске ийе болады.

Энергия ушын жазылған (1a) аңлатпасын бир бириңиң белгили қашықлықтарда жайласқан n дана зарядтан туратуғын система ушын аңсат улыұмаластырыўға болады; бул энергия q_i зарядларының ҳәр бириңи шексизликтен олардың туратуғын орынларына

көширип алғып келиў ушын зәрүр болған жұмыслардың қосындысынан туралы. Бундай жағдайда

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i V_i \quad (2)$$

аңлатпасы алғынады ҳәм бул аңлатпадағы V_i шамасы i -заряд жайласқан орындағы усы i -зарядтан басқаларының барлығы пайда еткен потенциалды билдиреди.

Зарядлар системасының энергиясы потенциаллық энергия характеристике ийе. Буннан әхмийетли нәтийже келип шығады. Системаның орнықлы ҳалы ушын потенциаллық энергияның минимумының сәйкес келетуғынлығы белгилі. Ал зарядлардың системадағы қәлеген өз-ара жайласыўлары ушын жазылған энергияның аңлатпасы ҳеш үақытта да минимумға жетпейді. Ҳақыйқатында да q_i ҳәм q_k зарядларының ҳәр бир жубы ушын энергия [(1)-формулаға қараңыз] $\frac{1}{2} \frac{q_i q_k}{r_{ik}}$ түриндеги ағзаның жәрдеминде аңлатылады (r_{ik} - бул зарядлардың арасындағы қашықтық). Бирдей белгиге ийе зарядлар ушын бул аңлатпа оң мәниске ийе ҳәм зарядлардың арасындағы қашықтық r_{ik} дин өсійи менен үзлиksiz түрде кемейеди. Бул бирдей белгиге ийе еки зарядтың шексиз үлкен қашықтықтарға шекем алыслағанға шекем барлық үақытта бир бириң ийтериү фактына сәйкес келеди.

Ҳәр қыйлы белгиге ийе зарядлар ушын $\frac{1}{2} \frac{q_i q_k}{r_{ik}}$ аңлатпасы терис мәниске ийе ҳәм усыған сәйкес, еки заряд бир бириңе жақынласқанда үзлиksiz кемейеди: белгилери ҳәр қыйлы болған еки заряд қосылғанша ҳәм бир бириң толық ямаса шалама-шекки нейтраллағанша бир бириңе жақынласады. Зарядлардың жубы пайда еткен конфигурацияның орнықлы емес екенлиги ҳақындағы жуўмақ қәлеген басланыш тарқалыўға ийе болған зарядлардың системасы ушын да, көлемлик тығызлық пенен тәрийипленетуғын зарядларға ийе болған электрлік системалар ушын да дұрыс.

Электр зарядларының орнықлы статикалық конфигурациясының жүзеге келиүи мүмкін емес.

Буннан қурамалы электрлік системалар болып табылатуғын атомлар менен молекулалардың статикалық системалар болып табылмайтуғынлығы келип шығады. Орнықлылыққа бөлекшелердин үзлиksiz қозғалысының барысында жетисиүге болатуғындай болып көрінеди. Себеби Құяш системасының орнықлылығы планеталардың Құяштың дөгерегиндеги қозғалысының есабынан келип шығады. Бирақ, электродинамиканың көз-қарасы бойынша бул жағдайда да система орнықлы бола алмайды. Себеби, тезлениү менен қозғалатуғын зарядланған бөлекше нурланыўдың себебинен өзиниң энергиясын үзлиksiz түрде жоғалтады. Классикалық көз-қарас бойынша айырым зарядланған бөлекшелерден туратуғын атомлар менен молекулалардың орнықлы моделин құрыўдың мүмкіншилигі жоқ. Атомлар менен молекулалардың орнықлы ҳалы тек кванттық механикадаған түсіндириледи.

Енди оңашаланған зарядланған өткізгиштиң электростатикалық энергиясын есаптаймыз. Дәслеп зарядланбаған өткізгиш Q мүғдарындағы электр заряды менен зарядланды ҳәм усының нәтийжесинде ол V потенциалына ийе болды деп болжаймыз.

Өткізгишти зарядлау ушын жұмыс исленеди ҳәм бул жұмыс зарядланған өткізгиштиң энергиясының өлшеми болып табылады; өткізгишти зарядсызланырғанда бул жұмысты қайтып алыўға болады. Зарядлау ушын исленген жұмысты есаптаймыз.

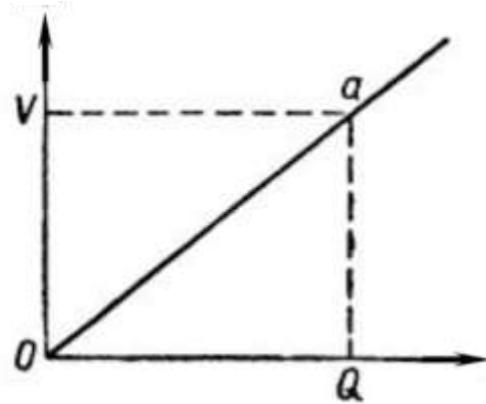
Өткізгиштиң заряды менен оның потенциалының арасында мынадай қатнас бар:

$$Q = CV. \quad (3)$$

Бул аңлатпада C арқалы өткізгиштиң сыйымлығы белгиленген.

Өткізгишти зарядлағанда оның заряды Q өседи ҳәм оның менен бирге өткізгиштиң потенциалы да өседи. Соның менен бирге олар барлық үақытта (3)-аңлатпа менен байланысқан. Потенциал V ның заряд Q дан ғәрэзлиги координата басынан өтетуғын туýры менен сүйретленеди (51-сүйрет).

51-сүйрет.
Потенциал V ның заряд Q дан ғәрэзлиги.



Өткизгиште дәслеп базы бир Q заряды бар еди ҳәм усы өткизгишке шексизликтен шексиз киши dQ зарядын алып келгенде исленетуғын dA жумысын есаптайық. dQ заряд муғдары жүдә киши болғанлықтан оны өткизгишке қосқанда өткизгиштиң потенциалы сезилерлікте өзгериске ушырамайды деп есаптаймыз. Сонықтан dA жумысының шамасы dQ зарядының өткизгиш пенен шексиз алыслатылған областлардың потенциалларының айырмасын көбейткенге тең. Шексиз алыслатылған областтағы потенциалды шәртли түрде нолге тең деп есаптаймыз. Солай етип, $dA = VdQ$ теңлигі орынлы болады. Потенциалы 0 болған ҳалдан потенциалы V болған ҳалға өткериү үшін өткизгишти зарядлағанда исленген толық жумыс барлық dA элементар жумысларының қосындысына, яғни 0ден V ға шекем алынған интегралға тең:

$$A = \int_0^V V dQ.$$

(3)-теңликтен $dQ = CdV$ теңлигин аламыз, буннан

$$A = \int_0^V CV dV$$

теңлигинин орынлы екенлиги келип шығады. Денениң сыйымлығы C турақты шама, сонықтан оны интеграл белгисиниң алдына шығарыўға болады. Нәтийжеде

$$A = C \int_0^V V dV = \frac{CV^2}{2}$$

аңлатпасын аламыз. Бул жумыс зарядланған денениң энергиясы болған W ны анықтайтын. Солай етип, зарядланған өткизгиштиң энергиясы үшін

$$W = \frac{CV^2}{2} \quad (4)$$

формуласын аламыз. Сыйымлық C ны (3)-аңлатпа бойынша заряд Q ҳәм потенциал V арқалы аңлатып, энергия үшін басқа аңлатпаны аламыз:

$$W = \frac{1}{2} QV. \quad (4a)$$

Буннан кейин ең ақырында потенциалды заряд ҳәм сыйымлық арқалы аңлатып, зарядланған өткизгиш үшін үшинши формуланы аламыз:

$$W = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C}. \quad (4b)$$

Энергия үшін алынған формулаларды зарядланған конденсатор үшін аңсат ulyýмаластырыўға болады. Пластинкаларды зарядлаў процессин былайынша көз алдыға келтириўге болады: дәслеп нейтраль пластинкалар бир пластинкадан екинши пластинкаға шексиз киши болған $+dQ$ зарядын алып бериў арқалы әстелик пенен зарядланады; бул

алып бериү бир пластинканың оң зарядын dQ шамасына үлкейтеди, ал екинши пластинканың оң зарядын усындай шамаға кемейтеди ямаса оның терис зарядын тап сондай шамаға үлкейтеди. Солай етип, зарядлауу процессинде биз барлық үақытта еки пластинкада да абсолют шамалары бойынша бир бирине тең ҳәм белгилери бойынша қарама-қарсы зарядларға ийе боламыз. Бир пластинкадан dQ мүғдарындағы электр зарядын екинши пластинкаға өткериүү ушын жумыстың исленийин талап етеди. Егер бир пластинканың потенциалы V_1 ге, ал екиншиини V_2 ге тең болса, онда бул жумыс мынаған тең:

$$dA = (V_1 - V_2)dQ.$$

Солай етип, биз бул жағдайда да элементар жумыс dA ушын оңашаланған өткизгишти зарядланғадағыдан аңлатпаны алды екенбиз. Тек ғана потенциал V ның орнында потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ тур. Буннан, егер (4a) формуладағы V ны $V_1 - V_2$ ге алмастыратуғын болсақ, онда зарядланған конденсатордың толық энергиясы ушын

$$W = \frac{1}{2}Q(V_1 - V_2) \quad (5)$$

формуласына ийе боламыз.

Зарядтың мүғдары Q ҳәм конденсатордың сыйымлығы арасындағы $Q = C(V_1 - V_2)$ қатнасты пайдаланып, бул формулаға және бир түрди беремиз:

$$W = \frac{1}{2}C(V_1 - V_2)^2. \quad (5a)$$

Усының менен бирге мынадай түрге де алып келиүгө болады:

$$W = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C}. \quad (56)$$

Формулалардың үшөйи де үш шаманың функциясы сыпатында зарядланған конденсатордың энергиясын береди: астарлардағы потенциаллардың айырмасы $V_1 - V_2$, астарлардағы зарядлардың мүғдары Q ҳәм сыйымлық C .

Санлы мысал келтиремиз. 3000 В потенциаллар айырмасына шекем зарядланған сыйымлығы 1 мкФ болған конденсатордың энергиясын есаптаймыз.

Мысалды бирликлердин еки системасын пайдаланып шешемиз: а) CGSE-системасын ҳәм б) практикалық системаны.

а) CGSE-системада сыйымлық $C = 1$ мкФ = $9 \cdot 10^{-12}$ см, $V_1 - V_2 = 300$ в = $\frac{3000}{300}$ потенциалдың CGSE-бирлигі, яғни $V_1 - V_2 = 10$ CGSE. Буннан (5a) формула бойынша:

$$W = \frac{1}{2}C(V_1 - V_2)^2 = \frac{1}{2} \cdot 9 \cdot 10^{-12} \cdot 10^2 \text{ эрг} = 4,5 \text{ Дж.}$$

б) Бирликлердин практикалық системасында: $C = 1$ мкФ = 10^{-12} ф, $V_1 - V_2 = 3000$ В, буннан:

$$W = \frac{1}{2} \cdot 10^{-12} (3 \cdot 10^3)^2 \text{ Дж} = 4,5 \text{ Дж.}$$

Кернеўлиги E болған бир текли электростатикалық майдандардағы диполдин өнергиясын есаптаймыз (52-сүйрет). Диполдин көшери l менен майданның E кернеўлигинин арасындағы мүйеш α болсын. Диполдин оң ҳәм терис зарядларына тәсир ететүғын күшлер сәйкес $+qE$ ҳәм $-qE$ шамаларына тең. 135-параграфта көрсетилгендей, олар моменти

$$M = qEl \sin \alpha = pE \sin \alpha$$

шамасына тең күшлердин жубын пайда етеди. Бул аңлатпада $p = ql$ - диполдин моменти.

Диполдин көшери майданның кернеўлигине параллель болғанда $\alpha = 0$ ҳәм күшлердин моменти $M = 0$; диполдин көшери майданның кернеўлигине перпендикуляр болса ($\alpha = \pi/2$), күшлер моментиниң шамасы өзинин $M = pE$ максималлық мәнисине жетеди. Бул соңғы аүұлалдағы диполдин өнергиясын нолге тең деп есаптаймыз.

Диполди шексиз киши $d\alpha$ мүйешине бурғанда электрлік күшлер

$$dA = M d\alpha = pE \sin \alpha \cdot d\alpha$$

жұмысын ислейди. Тап усындаған шамаға диполдин әнергиясы W кемейеди. Диполдин көшери менен E векторының арасындағы мүйеш α тең болғанда диполдағы әнергияның запасы оны E векторына перпендикуляр ($\alpha = \pi/2$) болған аүұлдан α ның берилген мәнисине алып келгендеги исленген жұмысқа тең:

$$W = \int_{\pi/2}^{\alpha} pE \sin \alpha \cdot d\alpha = pE \int_{\pi/2}^{\alpha} \sin \alpha \, d\alpha.$$

Интеграллауды орынлап,

$$\int_{\pi/2}^{\alpha} \sin \alpha \, d\alpha = -\cos \alpha$$

мынадай формулаға ийе боламыз

$$W = -pE \cos \alpha.$$

Бул аңлатпа биз излеп атырған диполдин әнергиясының аңлатпасы болып табылады. Майданның кернеўлиги E ге перпендикуляр түрған диполдин әнергиясын нолге тең деп есаплағанымызға байланыслы минус белгиси алынды. Бундай жағдайда, $\alpha < \frac{\pi}{2}$ мүйешлеринде оның мәниси оннан да киши, яғни терис болады. $\alpha = 0$ аүұлалына электр әнергиясының минимумы сәйкес келеди. Усының менен бирге бұл аүұлалына салмақтың аүұлалы болып табылады (бундай жағдайда күшлердин моменти $M = 0$).

Солай етип, тең салмақтың ұлалы электр әнергиясының минимумына сәйкес келеди екен. Механикада тең салмақтың ұлалының потенциаллық әнергияның минимумына сәйкес келетуғын болғанлықтан, онда, усыған сәйкес, электростатикалық майданда жайласқан зарядланған денелердин әнергиясы механикадағы потенциаллық әнергияға сәйкес келеди екен.

§ 138. Электростатикалық майданың әнергиясы. 136-параграфта алынған формулалар тегис конденсатордың әнергиясын астарлардың арасындағы электростатикалық майданды тәрийиплейтуғын шамалар арқалы аңлатыуға мүмкіншилик береди. Оның ушын тегис конденсатордың пластинкаларының заряды Q менен пластинкалардың арасындағы кернеўлик E ден пайдаланамыз:

$$E = \frac{4\pi Q}{S}. \quad (1)$$

Бул аңлатпада S - пластинканың бетинин майданы. Усының менен бирге астарлардағы потенциаллардың айырмасы майданың кернеўлиги E ҳәм пластинкалардың арасындағы қашықтық d менен

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d}. \quad (2)$$

қатнасы арқалы байланысқан. (1)- ҳәм (2)-формулалардағы Q менен $V_1 - V_2$ шамаларын конденсатордың әнергиясы ушын жазылған формулаға қойып [137-параграфтағы (5)-формула]

$$W = \frac{1}{8\pi} E^2 S d \quad (3)$$

формуласына ийе боламыз. Бул формула конденсатордың әнергиясын майданың кернеўлиги E арқалы аңлатады. Солай етип, конденсатордың әнергиясын еки жол менен аңғартыуға болады екен: пластинкалардың заряды менен потенциаллары ямаса зарядлар пайда еткен электростатикалық майданың кернеўлиги арқалы. Соңғы жағдай электростатикалық майданды әнергияға ийе болады деп есаплауға мүмкіншилик береди ҳәм усыған сәйкес электростатикалық майданың әнергиясы деп айтыуға болады. Бул көз-қарастың дұрыс екенлиги (3)-формула бойынша әнергияның конденсатордың астарларының арасындағы кеңислик болған Sd көбеймесине пропорционаллығы бойынша да тастырылғанады. Пластинкалар пайда еткен электр майданы тек олардың арасындағы кеңисликтегі болмағанлықтан Sd көбеймеси электр майданы топланған

кеңисликтиң көлемин де береди. Солай етип электр майданының энергиясы W усы майдан ийелеген кеңисликтиң көлемине де пропорционал болып шығады.

Конденсатордың электростатикалық майданының энергиясын қарастыңың барысында

$$\omega = \frac{W}{Sd} \quad (4)$$

шамасын қабыл етип, энергияның көлемлик тығызлығы түснігін киргизиүге болады. Энергияның көлемлик тығызлығы электр майданы ийелеп турған көлемнің бир бирлигине сәйкес келетуғын энергия болып табылады. (4)-аңлатпадағы W ның орнына оның (3)-аңлатпадағы мәнисин қойып

$$\omega = \frac{1}{8\pi} E^2 \quad (5)$$

формуласына ийе боламыз.

Энергияның тығызлығы ҳақындағы түснік конденсатордың бир текли майданы ушын киргизилди. Оны қәлекен электростатикалық майдан ушын аңсат улыўмаластырыўға болады. Егер майдан бир текли болмаса, онда ΔV көлемине сәйкес келетуғын энергияның орташа тығызлығы $\bar{\omega}$ деп ΔV көлемине сәйкес келетуғын ΔW энергиясын түсній керек болады:

$$\bar{\omega} = \frac{\Delta W}{\Delta V}.$$

Ал, берилген ноқаттағы энергияның тығызлығы деп ΔV көлеминің шамасы берилген ноқаттың әтирапында шексиз киширейгендеги

$$\omega = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta W}{\Delta V} \right)$$

шекті түснінемиз. Жұдә киши көлемде барлық майданды жуўық түрде бир текли ҳәм оны кернеўлік векторы E ның белгили мәниси менен тәрийиплеўге болады деп есаплаўға болады. Демек, берилген ноқаттағы бир текли емес майданың тығызлығы

$$\omega = \frac{1}{8\pi} E^2$$

формуласының жәрдемінде анықланады. Бул формулада E арқалы энергияның тығызлығы есапланатуғын ноқаттағы майданың кернеўлігі. Буннан энергияның тығызлығы болған (5)-аңлатпаның қәлекен майдан ушын дұрыс екенligи көринип түр. Бир текли емес майданың энергиясының тығызлығы бир ноқаттан екинши ноқатқа өткенде өзгереди.

Электростатикалық майданың шекли V көлемине сәйкес келетуғын энергияны есаплаў ушын бул көлемди элементар ΔV көлемлерге бөлиү ҳәм олардың ҳәр қайсысына сәйкес келетуғын $\Delta W = \omega \cdot \Delta V$ энергияларды есапладап, оларды көлемнің барлығы бойынша суммалаў керек:

$$W = \sum \omega \cdot \Delta V. \quad (6)$$

Бул аңлатпада ω арқалы ҳәр бир ΔV элементар көлемге сәйкес келетуғын энергияның тығызлығының мәниси белгиленген.

Көлемлик тығызлығы ω болған майданың энергиясының тарқалыуы ҳақындағы көз-қараслардың дұрыс екенligи электрлік ҳәм магнитлік құбылыслар ҳақындағы тәлимattyң рауажланыу барысында тастыыйықланды. Бул тәlimat энергияның "бос" кеңислик арқалы электромагнит толқынларының энергиясы түрінде шекли $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек тезлиги менен тарқалатуғының көрсетти. Бул жуўмақ майданың тәбиятын түсній ушын үлкен әхмийетке ийе. Энергия материяның ҳалының характеристикаларының бири болып табылады ҳәм, усыған сәйкес, энергия ҳақындағы түснікти материя ҳақындағы түсніктен айырып алыўға болмайды. Бул 124-параграфтағы электромагнит майданың материяның айрықша түри ҳақындағы

жуўмақтың дұрыс екенлигин тастыйықтайды (бул ҳақында 152-параграфта толығырақ айтылған).

Бир текли болмаған майданың шекли көлемге сәйкес келетуғын энергиясы ушын дәлирек болған аңлатпаны көлемниң шексиз киши dV элементин қараў жолы менен аламыз. Бұндай жағдайда үсындаш шексиз киши көлемге сәйкес келетуғын энергия dW

$$dW = \frac{1}{8\pi} E^2 dV$$

формуласының жәрдемінде анықланады.

Шекли V көлемінде топланған майданың энергиясы W майданың барлық шексиз киши болған участкалардағы энергиялардың суммасына тең, яғни

$$W = \frac{1}{8\pi} \int_V E^2 dV, \quad (6a)$$

интегралының жәрдемінде анықланады. Бул интеграл майдан ийелеп турған барлық V көлемі бойынша алынады.

(6a) аңлатпаны пайдаланып радиусы R болған бир текли зарядланған сфераның электростатикалық майданының толық энергиясын есаптаймыз. Мейли, сфераның заряды Q да тең ҳәм сфера бослықта жайласқан болсын.

Зарядланған сфера менен концентрик болған шексиз жуқа болған шар қатламына сәйкес келетуғын dW энергиясын есаптаймыз; бул шар тәризли қатламның радиусы пусты r , ал оның қалыңлығы dr болсын. Қатламның қалыңлығы жүдә киши болғанлықтан үсы қатламның ишиндеги барлық ноқатлардағы майданың кернеўлиги E турақлы ҳәм

$$E = \frac{Q}{r^2}$$

шамасына тең деп есаплаўға болады. Қатламның көлемі $dV = 4\pi r^2 dr$, буннан үсы қатламның ишиндеги майданың энергиясы

$$dW = \frac{Q^2}{2r^2} dr$$

шамасына тең. Барлық майданың энергиясын dW шамасын r бойынша $r = R$ дең (бул зарядланған сфераның бетинің қасындағы ноқаттарға сәйкес келеди) $r = \infty$ ге шекем интеграллаў арқалы аламыз:

$$W = \int_R^\infty \frac{Q^2}{2r^2} dr = \frac{Q^2}{2} \int_R^\infty \frac{dr}{r^2}.$$

Интеграллауды орынлап,

$$\int_R^\infty \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{R}$$

аңлатпасын ҳәм оннан

$$W = \frac{Q^2}{2R}$$

аңлатпасын табамыз. Оңашаланған сфераның сыйымлығы оның радиусына тең болғанлықтан ($C = R$), соңғы аңлатпаны

$$W = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C}$$

түринде жазыўға болады. Бул аңлатпа болса 137-параграфтағы зарядланған деңениң энергиясы ушын жазылған (46)-аңлатпаға сәйкес келеди. Солай етип, электр майданының энергиясының тығыздығы ушын жазылған аңлатпадан биз зарядланған деңениң энергиясының заряд ҳәм сыйымлық ушын жазылған ең дәслепки аңлатпаға қайтып келдик.

XV БАП**ДИЭЛЕКТРИКЛЕРДЕР ЭЛЕКТРОСТАТИКАЛЫҚ ҚҰБЫЛЫСЛАР**

§ 139. Диэлектриклер. Диэлектриклик тұрақты. XIX ғасирдің орталарында Фарадей сфералық конденсаторлар менен экспериментлер өткериудің барысында конденсатордың астарларының арасындағы кеңислиktи күкирт пенен толтырғанда (хайаның орнына), оның электр сыйымлығының бир неше есе үлкейетуғынлығын аңғарды. Кейиниrek бул құбылыштың улыўмалық характеристеге ийе екенligи ҳәм қәлелеген конденсатордың сыйымлығының астралардың арасындағы кеңислиktи қандай өткермейтуғын заттың (диэлектрик) толтырып турғанлығынан ғәрзели екенligи белгили болды. Конденсатордың астарларының арасы бос болған жағдайдағы оның сыйымлығын C_0 арқалы белгилеймиз. Ал, астарлардың арасында диэлектрик болған жағдайда конденсатордың сыйымлығы мынаған тен болады:

$$C = \epsilon C_0. \quad (1)$$

Е шамасы диэлектриклик тұрақты деп аталады ҳәм ол астраларының арасы бослық болған конденсатордың сыйымлығының астарлардың арасына диэлектрик қойғанда неше есе артатуғынлығын көрсетеди.

1-кесте

Диэлектриклик тұрақты ϵ

Зат	ϵ	Зат	ϵ	Зат	ϵ
Хауа (1 атм басымда)	1,0006	Парафин	2,1	Эбонит	2,5
Күкирт	4	Слюдя	6 - 7	Керосин	2,0
Мум	7,8	Шийше	5,5 - 7	Сүй	81
		Фарфор	5,7 - 6,3		

Диэлектриклик тұрақтының мәниси диэлектриктиң тәбиятынан ҳәм ол жайласқан шарайтлардан (температура, басым ҳәм т. б.) ғәрзели. Тәжирибелер барлық заттар ушын $\epsilon > 1$ екенligин көрсетеди. (1)-формулаға сәйкес диэлектриклик тұрақты ϵ өлшем бирликтеги ийе емес шама ҳәм бослық ушын ол 1 ге тең болады⁶. 1-кестеде бир қатар заттар ушын диэлектриклик тұрақтының мәнислери көлтирилген (әдеттеги температуралардағы). Көринип турғанында, диэлектриклик тұрақтылардың шамалары бирден жүдә киши шамаға айрылатуғын шамалардан (атмосфералық басымдағы газлерде) бир неше онлағанға шекем өзгереди. Айрықша үлкен диэлектриклик тұрақтыға сүй ийе ($\epsilon = 81$).

Тегис конденсатордың пластинкаларының арасына бир текли диэлектрикти киргизгенде нениң болатуғынлығын қарайық.

Ең дәслеп конденсатордың астарлары қоршаған орталық пенен байланысқа ийе емес деп болжаймыз. Соңықтан олардағы зарядлар өзгериссиз қалады:

$$Q = \sigma S.$$

Бұндай шарайтларда диэлектрик пенен толтырғандағы конденсатордың сыйымлығының үлкейиүи астарлардың арасындағы потенциаллар айырмасының киширейиүинин нәтийжесинде жүзеге келеди. Ҳақыйқатында да,

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} \quad (2)$$

⁶ Төменде қандай жағдайларда диэлектриклик тұрақты ϵ өлшем бирлигине ийе ҳәм оның сан мәнисиниң бослықта бирден өзгеше болатуғын электрлік шамалар системасын киргизиүге болатуғынлығы көрсетиледи.

қатнасынан астарлардың арасындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының шамасы ϵ есе кемейгенде сыйымлықтың ϵ есе үлкейетуғынлығы көринип тур. Ал потенциаллар айырмасының киширейиүи астарлардың арасындағы электростатикалық майданның кернеўлигинин киширейиүинин салдарынан орын алады. Себеби 131-паграфтағы (2)-қатнасқа сәйкес:

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d}.$$

Буннан астарларының арасы диэлектрик пенен толтырылған конденсатордың астарларының ишиндеги майданның кернеўлиги E астарларының арасы бос болған жағдайдағы майданның кернеўлиги E_0 ден ϵ есе киши болатуғынлығы келип шығады:

$$E = \frac{E_0}{\epsilon}.$$

Майданның ҳәлсиреўинин себеплерин таллаймыз. Конденсатордың астарларының арасындағы электр майданына киргизилген диэлектриктиң ишинде диэлектриктиң молекулаларындағы зарядлардың қайтадан тарқалығы ямаса диполлик молекулалардың бурылышының себебинен поляризация құбылысы жүзеге келеди (122-параграфқа қараңыз). Бир текли диэлектрик болған жағдайда бул поляризация диэлектриктиң ишиндеги көлемлик зарядлардың пайда болығына алып келмейди. Себеби тутасы менен алынған молекулалар нейтраль ҳәм қоңсылас молекулалардың зарядлары бир бириң компенсациялайды (53-сүйретке қараңыз). Бирақ, диэлектриктиң шегарасында зарядлардың компенсациясы орын алмайды. Бұндай жағдайда терис зарядланған пластинкаға қарап турған диэлектриктиң бетинде компенсацияланбайтуғын оң зарядлар, ал, диэлектриктиң оң зарядланған пластинкаға қарап турған бетинде терис зарядлар пайда болады. Бул зарядлар *байланысқан зарядлар* атамасына ийе болды ҳәм оларды диэлектриктиң бетинде турақты $+\sigma'$ ҳәм $-\sigma'$ бетлик тығызлықтары менен тарқалған деп есаплауға болады (толығырақ 141-параграфта қараңыз).

Нәтижеде диэлектрикте оның поляризациясы менен байланыслы болған қосымша электр майданы пайда болады. Бул қосымша майданның бағыты конденсатордың астарларындағы зарядлар пайда еткен майданның бағытына қарама-қарсы.

Астарлардың арасында диэлектрик болмаған жағдайдағы майдан E_0 кернеўлигине ийе деп болжаймыз. E_0 шамасы астарлардағы зарядлардың (оларды еркін зарядлар деп атайды) тығызлығы σ менен

$$E_0 = 4\pi\sigma$$

қатнасының тийкарында байланысқан. Диэлектриктиң поляризациясы менен байланыслы болған майданың кернеўлиги E' байланысқан зарядлардың тығызлығы σ' пенен сәйкес қатнастың тийкарында байланысқан:

$$E' = 4\pi\sigma'.$$

Диэлектрик пенен толтырылған конденсатордың астарларының арасындағы толық E майданы астарлардың майданының кернеўлиги менен поляризацияланған диэлектриктиң майданының геометриялық қосындысына тең:

$$E = E_0 + E'.$$

E_0 ҳәм E' векторларының бағытлары қарама-қарсы екенлигин есапқа алып қосынды кернеўликтің сан мәнисин табамыз:

$$E = E_0 - E' = 4\pi(\sigma - \sigma').$$

Солай етип, диэлектриктиң поляризациясы майданды ҳәлсиретеди екен.

Енди

$$E = \frac{E_0}{\epsilon} = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon}$$

қатнасын пайдаланып, диэлектриктиң байланысқан зарядлардың тығызлығы менен

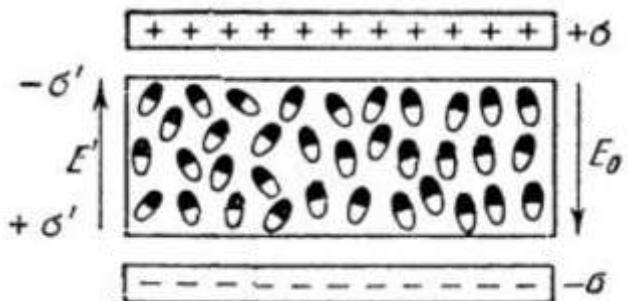
майданың кернеўлигиниң арасындағы байланысты табамыз:

$$\sigma' = \frac{4\pi\sigma - E}{4\pi} = \frac{\epsilon E - E}{4\pi} = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} E = \chi E. \quad (3)$$

$\chi = \frac{\epsilon - 1}{4\pi}$ шамасы поляризация коэффициенти деп аталады. Әлбетте, поляризация коэффициенти диэлектриктиң өзинен ғәрәзли. Соңғы (3)-тендиктен поляризацияның салдарынан диэлектриктиң шегарасында пайда болатуғын зарядлардың тығызлығының диэлектриктиң ишиндеғи тәсир ететуғын майданың кернеўлигine пропорционал (толығырақ 142-параграфта гәп етиледи).

Бул жағдайда поляризацияланған диэлектриктиң тек өзиниң ишинде ғана ҳәлсирететуғын майданды пайда ететуғының аңғарамыз. Себеби $+\sigma$ ҳәм $-\sigma$ байланысқан зарядлары бир бирине параллель болған еки тегисликте тарқалған болады; бизлер бундай зарядларды бул тегисликлер менен шекленген областтың сыртында нолге тең болған кернеўликти пайда етеди (128-параграфқа қараңыз). Демек, егер диэлектрик ҳәм планстинакалардың арасында күйіслық қалған болса, онда усы қүйіслықтағы майданың кернеўлиги диэлектрик киргизбестен бурынғы электр майданың кернеўлигидей болады.

53-сүйрет.
Конденсатордағы диэлектрик.



Енди астарларының арасына тұрақлы потенциаллар айырмасы түсирилген (астарларды потенциаллардың тұрақлы айырмасы дерегине тутастырыў арқалы) конденсаторға диэлектрик киргизиўдің тәсирин қараймыз. Бундай жағдайда астарлардың арасындағы майданың кернеўлиги диэлектрик қатламды киргизбестен бурынғыдай болып қала береди (кернеўлик пенен потенциалдың арасындағы тийкарғы қатнас бойынша). Диэлектриктиң поляризациясы майданды ҳәлсирететуғын болғанлықтан, кернеўликтің өзгериссиз қалыўы конденсатордың астарларындағы еркин зарядларды деректин есабынан көбейтиўдің нәтийжесинде әмелге асырылады.

(2)-қатнастан сыйымлықтың ϵ есе үлкейиўи усынданай шарайтларда астарлардағы еркин зарядлардың ϵ есе үлкейиўинин орын алатуғының көринип тур.

§ 140. Диэлектрик болған жағдайдағы конденсатордың энергиясы. Диэлектриктең майданың энергиясы. Конденсатордың пластинкаларының арасына диэлектрик киргизген жағдайда конденсатордың энергиясының қандай өзгериске ушырайтуғының қараймыз. 137-параграфта биз конденсатордың W энергиясының

$$W = \frac{1}{2} Q(V_1 - V_2) \quad (1)$$

қатнасының жәрдеминде анықланатуғының көрдик. Бул аңлатпада Q - конденсатордың пластинкасының заряды. W ушын бул аңлатпа берилген потенциаллар айырмасындағы пластинкалардың арасындағы зарядты алып өтиўде исленген жұмысты есаплаўдің тийкарында алынғанлықтан, бул аңлатпа конденсатордың пластинкаларының арасында диэлектрик бар болған жағдай да өзиниң күшин сақтайты. (1)-формула бос конденсатордың энергиясы W менен диэлектрик пенен толтырылған тап сондай конденсатордың энергиясы W_ϵ менен салыстырыўға мүмкіншилик береди. Бирақ, бул

жерде салыстырыудың қандай шарайтлар ушын жүргизилетуғынылығын билип алыў керек.

Егер иши бос конденсатордың астарларындағы ҳәм диэлектрикеги бар конденсатордағы зарядлар *бирдей болса*, онда энергиядағы айырма еки конденсатордың астарларындағы потенциаллардың ҳәр қыйлы болатуғынылығы менен байланыслы. 139-параграфта көрсетилип өтилгеніндей, бундай жағдайда диэлектрик пенен толтырылған конденсатордың астарларының арасындағы потенциаллар айырмасының шамасы бос конденсатордың астарларының арасындағы потенциаллар айырмасынан ε есе киши. Сонлықтан усындай шарайтларда биз

$$\frac{W_\varepsilon}{W} = \frac{1}{\varepsilon}$$

теңлигине ийе боламыз, яғни конденсаторды диэлектрик пенен толтырғанда оның энергиясы ε есе кемейеди.

Керисинше, егер бос ҳәм диэлектрик пенен толтырылған конденсатордың астарларының арасында *бирдей потенциаллар айырмасы* пайда етилетуғын болса, онда энергиялар астарлардағы еркін зарядлар болған Q ға пропорционал болады.

Жоқарыда көргенимиздей, диэлектрик пенен толтырылған конденсатордың астарларындағы зарядтың бос конденсатордың астарларындағы зарядтан ε есе үлкен болады ҳәм усыған байланыслы биз

$$\frac{W_\varepsilon}{W} = \varepsilon$$

теңлигин аламыз. Яғни диэлектрик пенен толтырғанда конденсатордың энергиясы *үлкейеди* екен. Энергияның үлкейиүи астарлардың арасындағы потенциаллар айырмасын тұрақты етип услап туратуғын деректин есабынан болады.

Конденсатордың энергиясы ушын жазылған

$$W = \frac{1}{2} C(V_1 - V_2)$$

аңлатпасынан диэлектриктиң ишиндеғи электростатикалық майданның энергиясының тығызлығын аңсат табыуға болады (138-параграфта бослықтағы электростатикалық майданның энергиясының тығызлығы ушын аңлатпа алынған еди). Оның ушын диэлектрик пенен толтырылған тегис конденсаторды қараймыз ҳәм диэлектриктиң ишиндеғи майданды бир текли деп есаптаймыз. Энергия ушын жазылған (1)-формулаға майданның кернеўлиги арқалы аңлатылған

$$Q = \sigma S = \frac{\varepsilon SE}{4\pi} \text{ ҳәм } V_1 - V_2 = Ed$$

Q заряды менен $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын қойып

$$W = \frac{1}{8\pi} \varepsilon E^2 S d$$

теңлигин табамыз. Усы аңлатпаны конденсатордағы диэлектриктиң көлеми Sd ға бөлип, диэлектриктиң ишиндеғи энергияның тығызлығы ушын

$$W = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} \Delta V \tag{2}$$

аңлатпасын аламыз. Бир текли болмаған диэлектрик ҳәм бир текли емес майдан ушын улыўмаластырыуды диэлектрикти жүдә киши болған ΔV областларына бөлемиз ҳәм усы областлардың ҳәр бириңін шеклеринде бир текли емесликтерди есапқа алмаймыз. Бундай жағдайда 138-параграфтағы таллаўларды қайталап, бир текли болмаған жағдайдағы майданның энергиясы ушын

$$W = \sum \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} \Delta V \tag{2}$$

аңлатпасына ийе боламыз.

§ 141. Диэлектриклердин поляризациясы. Поляризация векторы. Диэлектриклердин поляризация құбылысын толығырақ қараймыз. Диэлектрик молекулалардан туралы, ал олардың құрамына терис зарядланған электронлар менен оң зарядланған ядролар киреди. Ҳәр бир молекуланың ишинде оң ҳәм терис зарядлар бир бириң компенсациялайды. Соныңтан тутасы менен алғынған молекула электрик жағтандын нейтраль болып табылады. Бирақ, молекуладағы оң ҳәм терис зарядлардың салмақ орайлары бир бириңе салыстырғанда жылыстырылған болыўы мүмкін. Бул молекуладағы диполлик момент \mathbf{p} ның пайда болыўына алғып келеди. Дәслеп молекула сыртқы майданның тәсиринде өзгермейтуғын түрақты \mathbf{p} моментке ийе болатуғын жағдайды қараймыз. Бундай молекуланы қатты диполлик молекула деп атайды.

Сыртқы майдан болмағанда тәртипсиз жылдылық қозғалысларының бар болыўының себебинен молекулалардың моменттери ҳәр қыйлы болып бағытланған. Егер ишинде молекулалардың жеткиликли саны болған диэлектриктиң ΔV көлемин айырып алсақ, онда усы көлемдеги барлық молекулалардың моментлеринин векторлық қосындысы $\sum \mathbf{p}$ нолге тең болады. Сыртқы электр майданы бар болған жағдайда электрик диполлер майданның бағытында бурыла баслайды ҳәм моментлердин қосындысы $\sum \mathbf{p}$ нолге тең болмайды ҳәм майдан қаншама күшли болса, оның шамасы да үлкен болады. Қандай да бир дәрежеде бағытланған (ориентацияланған) диполлик моменттери бар диэлектрикти поляризацияланған диэлектрик деп атайды.

Поляризацияның өлшеми сыпатында бир бирлиқ көлемдеги молекулалардың қосынды моменти $\sum \mathbf{p}$ да сәйкес келетуғын \mathbf{P} векторын қабыл етемиз:

$$\mathbf{P} = \frac{\sum \mathbf{p}}{\Delta V}. \quad (1)$$

Шеклеринде айырым молекулалардың моменттери $\sum \mathbf{p}$ алынатуғын ΔV көлеминде жеткиликли сандағы молекулалардың болыўы, соның менен бирге оның ишиндеғи макроскопиялық шамалар болған тығыздықтың, температуралың, электр майданының кернеўлиги E ниң ҳәм т. б. түрақты шамалар болып есапланыўы ушын көлем жеткиликли дәрежеде киши болыўы керек.

Молекулалардың ориентациясының дәрежесин диэлектриктиң шеклеринде майданының кернеўлиги E ге пропорционал деп есаплау тәбий. Бундай жағдайда поляризация векторы \mathbf{P} майданының кернеўлиги E ге пропорционал болып шығады:

$$\mathbf{P} = \chi \mathbf{E}. \quad (2)$$

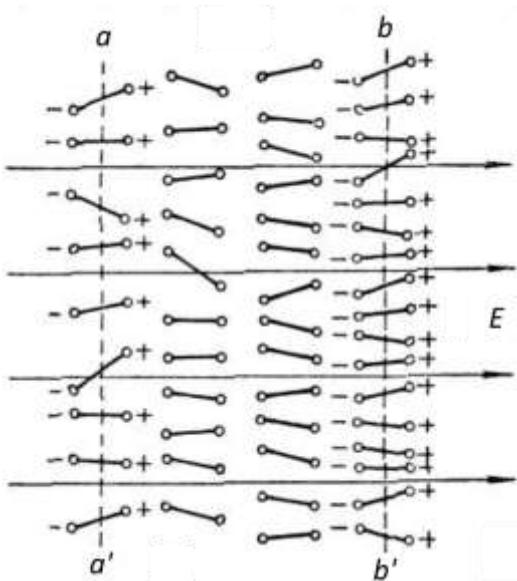
Биз төменде χ коэффициентинин 139-параграфта киргизилген поляризация коэффициентине сәйкес келетуғынлығын көремиз.

Егер дәслеп молекула диполлик моментке ийе болмаған болса (полар емес молекула), онда сыртқы электр майданының тәсиринде ондағы зарядлар аүысады ҳәм молекула \mathbf{p} диполлик моментине ийе болады. Бундай жағдайда да моментлердин қосындысын майданының кернеўлигине пропорционал деп есаплауға болады. Қатты емес (беккем емес) поляр молекула болған жағдайда $\sum \mathbf{p}$ шамасы еки себепке байланыслы өседи: молекулалардың моменти \mathbf{p} ның үлкейиүине ҳәм олардың бағыттарының (ориентацияларының) өзгериүине байланыслы. Бирақ, бул жағдайда да қосынды моменти $\sum \mathbf{p}$ майданының кернеўлиги E ге пропорционал өседи. Солай етип, (2)-қатнас қәлеген типтеги молекула ушын орынлы болады.

Егер бир текли диэлектрик электр майданында түрған болса, онда жеткиликли дәрежеде көп санлы молекулаға ийе қәлеген ΔV элементи нейтраль болып қала береди. Жоқарыда көрип өткенимиздей, диэлектриктиң бетинин жуқа қабатында бундай жағдай орын алмайды. Кернеўлик сзықлары киретуғын шегарадағы молекулалардың бурылышының салдарынан молекулалардың терис зарядланған ушларының артықмашлығы, ал кернеўлик сзықлары шығатуғын шегарадағы молекулалардың

бұрылышының салдарынан молекулалардың он зарядланған ушларының артықмашлығы пайда болады (139-параграф).

Нәтийжеде поляризацияланған диэлектриктиң бетинде базы бир σ' тығыздыққа ийе болған зарядлар пайда болады.



54-сүйрет.

Бир текли емес диэлектрикти поляризацияланғанда көлемлик зарядлардың пайда болыуы.

Диэлектрик бир текли болмаған жағдайда ұсы диэлектриктиң ишинде көлемлик ρ' заряды да пайда болады. Мысалы, электр майданында жайласқан бир текли емес диэлектрикти қарайық. Мейли, диэлектриктиң бөлекшелеринің концентрациясы шеп тәрептен он тәрепке қарай өсетуғын болсын (54-сүйрет) ҳәм майданның кернеўлиги де ұсы тәрепке қарап бағытланған болсын. Ойымызда ұсы диэлектрикте aa' ҳәм bb' бетлері тәрепинен шекленген қатламды айырып аламыз. Болжаў бойынша қатламның aa' бетинің бир бирлигіндеги бөлекшелердин саны bb' бетинің бир бирлигіндеги бөлекшелердин санынан киши. Демек, aa' бети bb' бетине салыстырғанда кем сандағы молекулаларды кеседи. Ҳәр бир молекула майданға қарай бұрылған диполь болып табылатуғын болғанлықтан, aa' бетинің шеп бөлими арқалы қатламның ишине киретуғын молекулалардың он зарядланған ушларының саны bb' бети арқалы қатламнан шығатуғын молекулалардың он зарядланған ушларының санынан кем болады. Солай етип, $aa'bb'$ қатламның ишинде он зарядлардың көмлиги орын алады ҳәм, сонлықтан қатлам терис зарядланған болады.

Сыртқы электр майданының тәсиринде молекулалардың бағыттарының өзгеріүи менен диэлектриктиң механикалық қәсийеттери де өзгереди. Диэлектрик поляризацияланғанда онда серпимли кернеўлер пайда болады ҳәм оның көлеми менен формасы өзгериске ушырайды. Бул құбылыштар электрострикция деп аталады. Усының менен бирге диэлектриктердин бетлеринде қосымша механикалық кериў күшлери де пайда болады.

Диэлектриктиң поляризациясында пайда болатуғын бетлик ҳәм көлемлик зарядлар байланысқан зарядлар деп атайды. Басқа барлық зарядлар (поляризация менен байланыслы болмаған) еркін зарядлар деп аталады.

Поляризация векторы менен диэлектриктиң шегарасында шығып туратуғын зарядлардың бетлик тығыздығының арасында әпиўайы байланыс бар. Биз оны әпиўайы ҳәм дара жағдай ушын табамыз. Бир текли диэлектриктен кесип алынған үлкен тегис-параллель пластинканы бир текли электр майданына қоямыз. Бундай жағдайда диэлектриктиң ишиндеги E майданы менен поляризация векторы P да [(2)-формула]

турақлы болады. Ойымызда бул пластинкадан цилиндр тәризли ΔV көлемин оның пайда етиштери пластинкадағы майданның кернеўлиги E ге параллель етіп айырып аламыз (55-сүйретке қараңыз, бул сүйретте пластинканың бетине түсирилген нормаль n арқалы белгиленген). Диэлектрикти поляризациялағанда пластинканың бетлеринде бетлик тығыздылықтары $+\sigma'$ ҳәм $-\sigma'$ шамаларына тең зарядлар пайда болады. Биз қарап атырған жағдайда (алдын-ала зарядланбаған бир текли диэлектрик) ΔV көлеминин ишинде зарядлар пайда болмайтын болғанлықтан, макроскопиялық көз-қарастан ΔV көлеминин магнит моменти цилиндрдин тек S ултандарындағы бетлик зарядлардың бар болыуының себебинен бар болады. Бул зарядлардың муғдары сәйкес $+\sigma' S$ ҳәм $-\sigma' S$ шамаларына тең. Олардың арасындағы қашықтық цилиндрдин ұзынлығы L ге тең. Буннан цилиндрдин электр моменти $\sigma' S L$ шамасына тең. Бирақ, екинши тәрептен, барлық цилиндрдин моменти цилиндрдин ишинде жайласқан барлық молекулалардың моментлеринин векторларының қосындысының сан мәнисине тең. Буннан

$$\left| \sum \mathbf{p} \right| = \sigma' S L.$$

Цилиндрдин шеклериндеғи поляризацияның сан мәниси P қосынды момент $|\sum \mathbf{p}|$ ның көлем ΔV ға қатнасына тең:

$$P = \frac{|\sum \mathbf{p}|}{\Delta V} = \frac{\sigma' S L}{\Delta V}.$$

Цилиндрдин көлеми

$$\Delta V = S L \cos \alpha.$$

Бул аңлатпада α арқалы S цилиндрдин ултанды менен оның жасауышы L дин арасындағы мүйеш белгиленген. ΔV ның мәнисин P ушын жазылған аңлатпаға қойып,

$$P = \frac{\sigma'}{\cos \alpha}$$

хәм буннан

$$\sigma' = P \cdot \cos \alpha.$$

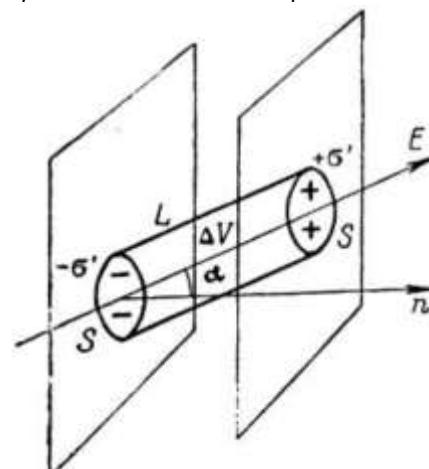
Аңлатпасына иие боламыз. Цилиндрди жасауышы L дин бағыты майданның кернеўлиги E ниң бағытына сәйкес келетуғынлығын келисип алдық, E менен поляризация векторы P бағытлас болғанлықтан

$$P \cos \alpha = P_n$$

теңлигине иие боламыз. Бул теңликтегі P_n арқалы зарядлар шығып туратуғын бетке түсирилген нормалдың бағытына түсирилген поляризация векторының проекциясы белгиленген. Демек, бул проекцияның мәниси

$$\sigma' = P_n \quad (3)$$

шамасына, яғни бетлик байланысқан зарядлардың тығыздылығына тең.



55-сүйрет.

Поляризация векторы P ның мәнисин анықлауға.

Бул жуўмақ бизге әхмийетли болған нәтийжеге келиўге мүмкіншилик береди. (2)-

формула бойынша поляризация векторы \mathbf{P} майданың кернеүлиги \mathbf{E} ге пропорционал. Буннан, (3)-аңлатпа бойынша бетлик зарядлардың тығызлығы σ' тың майданың кернеүлигинин нормаль қураушысы E_n ге пропорционал екенлиги келип шығады:

$$\sigma' = \kappa E_n. \quad (4)$$

Бул нәтийже 139-параграфта дара жағдай ушын алынған (3)-қатнасқа сәйкес келеди. Солай етип, (2)-формуладағы κ коэффициенти ҳақыйқатында да 139-параграфта киргизилген поляризация коэффициентине сәйкес келеди екен.

Ал көлемлик байланысқан зарядларға келетуғын болсақ, онда, жоқарыда айтылып өтилгениндей, олардың диэлектрикте бир текли болмаған орынлардың бар болыуының себебинен пайда болатуғынлығын, соның менен бирге еркин зарядлар бар орынларда пайда болатуғынлығын көремиз. Байланысқан зарядлардың көлемлик тығызлығы ρ' тың кери белги менен алынған поляризация векторы \mathbf{P} ның дивергенциясы менен анықланатуғынлығын көрсетиүге болады:

$$\rho' = -\operatorname{div} \mathbf{P}. \quad (5)$$

(3)- ҳәм (5)-формулалар диэлектриктиң поляризациясының нәтийжесинде пайда болатуғын бетлик ҳәм көлемлик зарядларды табыуға мүмкіншилик береди.

§ 142. Диэлектриктең майданың кернеүлиги. Бослықтағы электростатикалық құбылысларды қарағанымызда зарядларды бизлер барлық үақытта да жеткилики дәрежеде көп санлы молекулаларға ийе болған денениң ҳәр бир элементар көлеминдеги электронлардың жеткиликсизлиги ямаса артықмашлығының салдарынан пайда болады деп болжадық.

Усындағанда зарядларды бизлер еркин зарядлар деп атадық. Буннан алдыңғы параграфта бизлер диэлектриктердин поляризациясында молекулалардың турақлы диполлик моментлеринин бурылышының ямаса молекулаларда индукцияланған моментлердин пайда болыуының себебинен де басқа зарядлардың пайда болатуғынлығын көрдик. Бул жағдайда ҳәр бир молекула нейтраль болып қала береди. Бундай зарядларды биз байланысқан зарядлар деп атадық. Байланысқан зарядлар тек диэлектрикте электр майданы бар болған жағдайда пайда болады⁷. Солай етип, еркин зарядлар майданың ең бириңи дереги болып қала береди.

Бирақ, диэлектриктиң бир бөлекинде еркин зарядлар пайда еткен майданың үстине байланысқан зарядлар пайда еткен қосымша майдан қосылады. Бул қосымша майдан диэлектриктиң ишинде де, улыўма айтқанда оннан сыртта да нолге тең емес. Майданың қосынды кернеүлиги \mathbf{E} ни табыу ушын еркин зарядлардың майданының кернеүлиги \mathbf{E}_0 менен байланысқан зарядлардың пайда еткен майданының кернеүлиги \mathbf{E}' ты қосыў керек:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}'. \quad (1)$$

(1)-теңликке сәйкес, пайда болатуғын еркин зарядлар аңсат табылатуғын дара жағдай ушын майданың кернеүлигин анықтаймыз. Усының менен бирге еркин зарядларды өзгериссиз қалады деп есаптаймыз.

1. Зарядланған өткизиүши шарды қоршап турған бир текли диэлектрик. Радиусы R ге тең болған зарядланған өткизгиш шар шексизликке шекем кететуғын бир текли диэлектрикке түсирилген деп болжаймыз. Мейли, шардың заряды Q ға тең болсын. Жоқарыда көргенимиздей (128-параграф, 3-пункт), өткизгиш зарядланған шар кеңисликтиң сыртқы бөлімінде Q заряды оның орайында топланған жағдайдағыдан майданды пайда етеди.

Демек, шардың орайынан r қашықлығында турған A ноқатындагы майданың

⁷ Майданың тәсіри жоғалғаннан кейин де байланысқан зарядлардың сақланыуы ҳақында төменде гәп етиледи.

кернеўлиги мынаған тең:

$$E_0 = \frac{Q}{r^2}.$$

Шардың ишинде майданың кернеўлиги нолге тең. Майданың тәсиринде диэлектрик поляризацияланады ҳәм оның шардың бетине тиіп түрған бетинде белгиси Q зарядының белгисине қарама-қарсы болған Q' байланысқан зарядлары пайда болады:

$$-\sigma' = -\epsilon E_R.$$

Бул теңдикте E_R - диэлектриктиң ишиндеғи шардың бетиниң қасындағы майдан (56-сүйрет). Шардың бети $4\pi R^2$ қа тең болғанлықтан,

$$Q' = -\sigma' \cdot 4\pi R^2 = -4\pi R^2 \epsilon E_R.$$

Бул заряд зарядланған шар менен концентрик болған сфераның бетинде жайласқан. Соныңкін ол A ноқатында мынадай қосымша майданды пайда етеди:

$$E' = \frac{Q'}{r^2} = -\frac{4\pi R^2 \epsilon E_R}{r^2}.$$

Буннан, A ноқатындағы майданың кернеўлиги мынаған тең болады:

$$E = E_0 + E' = \frac{Q'}{r^2} - \frac{4\pi R^2 \epsilon E_R}{r^2}. \quad (2)$$

Зарядланған өткізгіш шардың ҳәм бир текли диэлектриктеги тең өлшеўли зарядланған шарлық беттиң майданының кернеўлиги шардың орайынан қашықтықтың квадратына кери пропорционал кемейетуғын болғанлықтан

$$\frac{E_R}{E} = \frac{r^2}{R^2}$$

ҳәм буннан

$$E_R = \frac{r^2}{R^2} E$$

теңлигине ийе боламыз. E_R дин мәнисин (2) ге қойып

$$E = \frac{Q}{r^2} - 4\pi \epsilon E$$

ямаса

$$E = \frac{Q}{(1 + 4\pi \epsilon)r^2}$$

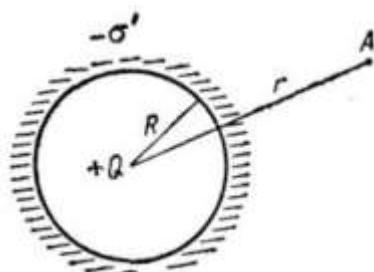
теңлигине ийе боламыз. Буннан $1 + 4\pi \epsilon = \epsilon$ теңлигинин орынлы екенлегин есапқа алып, шардың радиусы R ден ғәрэзсиз болған

$$E = \frac{Q}{\epsilon r^2} = \frac{E_0}{\epsilon} \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз. Солай етеп, бул жағдайда да, диэлектриктеги майданың кернеўлиги E еркин зарядлар пайда еткен майданың кернеўлиги E_0 ден ϵ есе киши болады екен.

56-сүйрет.

Зарядланған шардың майданына
диэлектриктиң тәсирі.



2. Жоқарыда биз конденсатордың астарларының арасына тегис диэлектрик қатлам қойылған жағдайда қарастырған едик (137-параграфқа қараңыз). Сонда, сол жағдайда да

диэлектриктиң еркин зарядлар өзгермеген жағдайда кернеўликті ε есе кемейтетуғынлығы көрсетилген еди:

$$E = \frac{E_0}{\varepsilon}.$$

Қаралған еки жағдайда да бир текли диэлектрик майдан нолге тең болмаған барлық кеңисликти толтырып турады. Бундай жағдайда майданның кернеўлиги ε есе кемейеди. Бул нәтийже улыўмалық характерге ийе болады екен: *бир текли болған диэлектрик майдан нолге тең болмаған барлық кеңисликти ийелеп тұратуғын жағдайда биз қарап атырған еркин зарядлардың бослықта пайда ететуғын майданының кернеўлиги сол диэлектриктиң ишиндеғи майданының кернеўлигинен ε есе үлкен*. Бул жағдайда $E = \frac{1}{\varepsilon} E_0$ теңлиги орынланатуғын болғанлықтан (1)-формулаға киретуғын барлық үш \mathbf{E} , \mathbf{E}_0 , \mathbf{E}' вектор бир бирине параллель, соның менен биргे $\varepsilon = 1 + 4\pi k$ қатнасының ҳәм 141-параграфтағы (2)-формулаға сәйкес

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} - \mathbf{E}_0 = -4\pi \mathbf{P}. \quad (4)$$

Буннан алдыңғы нәтийжелер бир текли емес диэлектриклер ҳәм диэлектрик (бир текли болса да) майдан ийелеп түрған кеңисликти толық емес толтырып түрған жағдайлар ушын дұрыс емес (мысалы, майданға киргизилген бир текли диэлектриктиң айырым бөлеклері)⁸. Бундай жағдайлардағы майданының кернеўлигин анықлау ушын ҳәр бир берилген жағдайдағы байланысқан зарядлардың пайда болыўын есапқа алыў, олардың майданларының есаплау ҳәм оларды еркин зарядлар пайда еткен майданға қосыў керек. Мысалы, қасында D диэлектригинин созылған бөлеги бар $+q$ ноқатлық зарядын қараймыз (57-сүйрет). $+q$ зарядының майданының тәсиринде диэлектриктиң ушларында байланысқан q_1 ҳәм q_2 зарядлары пайда болады. Диэлектриктиң бөлегинин барлығы да белгили р моментине ийе болған диполге айланады. Бизлердин жоқарыда көргенимиздей (125-параграф), диполь майданды пайда етеди. Бул майданың кернеўлик сыйықтары оның оң ушынан шығады ҳәм терис ушына киреди. $+q$ заряды менен бир туўрының бойында жайласқан A_1, A_2 ҳәм A_3 ноқатларын қараймыз. Бундай жағдайда A_2 ҳәм A_3 ноқатлары тәрепинен пайда етилген майданың кернеўлиги E' тың бағыты E_0 кернеўлигинин бағыты менен бағытлас, ал A_1 ноқатында қарама-қарсы бағытқа ийе. A_1 ноқатындағы майданың $E = E_0 + E'$ қосынды кернеўлиги $+q$ зарядының майданының кернеўлигинен киши, ал A_2 ҳәм A_3 ноқатларында боса - үлкен. Жоқарыда еслетилип етилген туўрының бойындағы ноқатты алатуғын болсақ, онда бул ноқатта E_0 ҳәм E' лар параллель емес.

Солай етип, бул мысал улыўма жағдайда еркин зарядлардың майданының кернеўлиги E_0 менен байланысқан зарядлардың майданының кернеўлиги E' тың арасында әпиўайы түрдеги қатнастың жоқ екенligин көрсетеди.

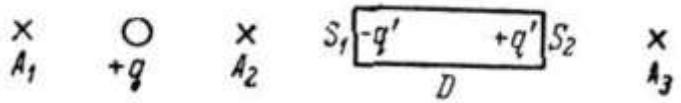
§ 143. Диэлектриклер болған жағдайдағы зарядланған денелерге тәсир ететуғын күшлер. Диэлектрикке киргизилген зарядланған денелердин арасындағы тәсир ететуғын күшлерди тек еркин ҳәм байланысқан зарядлардың арасындағы тәсир ететуғын күшлер арқалы түсіндіриүге болмайды. Бул жағдайды көрсетиү үшын бир текли диэлектрикке киргизилген (мысалы, қандай да бир диэлектрик сыйықтықта түсирилген) бир бирине

⁸ Симметрияның жоқары дәрежесиниң орын алыўына байланыслы бул қағыйдаға бойсынбайтуғын жағдайлар да бар. Мысалы, басқа бир текли шексиз диэлектрикке түсирилген тең өлшеўли зарядланған бир диэлектрик шарда зарядланған шардың сыртында майданың кернеўлиги ε есе кемейеди (оның ишинде кернеўлик өзгермейди). Тап сол сыйықты, ҳәр күйлі диэлектриклердин параллель қатламлары толтырылған (сәйкес концентрик) тегис (ямаса сфералық) конденсатор болған жағдайда ҳәр бир қатламдағы майданың кернеўлиги $E_k = \frac{1}{\varepsilon_k} E_0$ шамасына тең болады.

параллель ҳәм ҳәр қыйлы белгиге ийе заряд пенен зарядланған пластинканы қараймыз. Егер пластинкалар өзлериниң өлшемлерине салыстырғанда киши қашықтықтарда жайласқан болса, онда олар тәрепинен пайда етилген майдан тек пластинкалардың арасындағы кеңисликте болады. Сонықтан, пластинкалардың арасындағы диэлектриктиң бөлими ғана поляризацияланады. Диэлектриктиң усы бөлімінің поляризациясының нәтийжесінде пластинкаға тиип түрған диэлектриктиң бетіндегі бетлик тығызырысы $\pm\sigma'$ шамаларына тең болған байланысқан бетлик зарядлар пайда болады. Бул зарядлар бир бирине параллель болған еки зарядланған бетке эквивалент ҳәм, усыған сәйкес пластинкалардың арасындағы диэлектриктиң қатламының ишиндеги майданды ғана өзгертуеди ҳәм пластинкаға ҳеш қандай тәсир етпейди. Солай етип, бул жағдайда диэлектриктиң поляризациясы пластинкалардың арасындағы өз-ара тәсир етисіү күшин өзгерте алмайды деген жуўмаққа келемиз (егер пластинкалардағы зарядлар өзгерисіз қалатуғын болса); өз-ара тәсирлесіү күшлери бослықтағыдан болып қала береди. Ҳақыйқатында болса ис басқаша: тәжирийбелер егер өзлериниң өлшемлерине салыстырғанда киши қашықтықта жайласқан параллель зарядланған пластинкаларды диэлектрик сүйкіліккә батырсақ, онда зарядлардың муғдары өзгермей қалатуғын жағдайда олар арасындағы тәсирлесіү күшиниң шамасы ϵ есе кемейтуғынлығын көрсетеди (ϵ арқалы алынған сүйкіліктың диэлектриклик турақтысы белгиленген). Егер кеңисликті қандай да бир диэлектрик газ бенен толтырғанда да тап усындағы жағдайға ийе боламыз. Қатты диэлектрик пенен болса, бундай тәжирийбени ис жүзинде әмелге асырыў дым қыйын.

57-сүйрет.

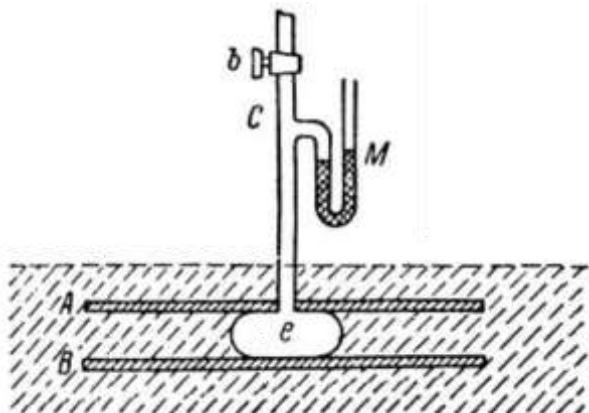
$+q$ зарядының қасындағы
D диэлектригиниң бөлеги.



Байланысқан зарядлардың пайда болыўы менен түсіндіриўдин сәти түспейтуғын пластинкалардың арасындағы өз-ара тәсирлесіү күшлеринің көрсетилгендей өзгериси поляризацияланған диэлектрикте пайда болатуғын механикалық кернеўлердин нәтийжеси болып табылады.

Егер пластинкалар қарама-қарсы белгиге ийе зарядлар менен зарядланған болса (пластинкалардың арасында тартысыў күшлери тәсир етеди), онда сүйкі ямаса газ тәризли диэлектрик пластинкалардың арасына тартылады ҳәм пластинкаларды бир бириңен сыртқа қарай ысыратуғын қосымша күшлерди пайда етеди. Бұның нәтийжесінде олардың арасындағы тартылыс күшлеринің бир бөлими компенсацияланады ҳәм, усыған сәйкес, бослықтағыға салыстырғанда киши болады. Пластинкалардың арасындағы диэлектриклик ортадағы қосымша басымның бар болыўын туұрыдан-туұры өткерилиген тәжирийбеде тексерип көриүге болады. Горизонт бағытындағы еки A ҳәм В пластинкалар бир текли сүйкі диэлектрикке түсириледи (58-сүйрет, бул сүйретте диэлектрик пенен ийеленген область штрихланған). Жоқарғы A пластинкасына M монометрине ийе вертикаль бағыттағы С нағы жабыстырылған. С нағының жоқарғы ушы тәрепинен A ҳәм В пластиналарының арасында е көбигиниң пайда болыўы ушын үрленеди; буннан кейин b краны жабылады. Егер, енди A ҳәм В пластиналарын ҳәр қыйлы белгиге ийе зарядлар менен зарядласа, онда M монометриниң оң тәрепидеги сүйкіліктың қәдди е ҳауа көбигиндеги басымның үлкейиүинин салдарынан көтериледи. Бул диэлектриклик сүйкіліктың пластиналардың арасындағы кеңисликтек тартылысның салдарынан жүзеге келеди. Егер A ҳәм В пластинкаларын бирдей белгиге ийе зарядлар менен зарядласа, онда е көбигиндеги басым кемейеди, себеби бул жағдайда сүйкілік пластиналардың арасындағы кеңисликтен сыртқы ийтерилип шығарылады. Егер диэлектрик сүйкіліктың диполлик молекулалардан

туратуғынлығын қабыл етсек, онда оның ағыуын аңсат түсиндириүге болады. 135-параграфта көрсетилгендей, бир текли болмаған майданда дополды майданның кернеўлиги үлкен болған областқа қарай ысыратуғын күш пайда болады.



58-сүрет.
Қосымша басымды есаплауға.

Зарядланған пластиналарды диэлектрикке батырғанда олардың арасындағы өз-ара тәсирлесіү күшиниң ϵ есе өзгеретуғынлығын энергиялық есаплауларда да тастыыйқлауға болады. 140-параграфта биз диэлектрик бар болған жағдайда тегис конденсатордың энергиясының,

$$W = \frac{\epsilon E^2}{8\pi} Sd$$

шамасына тең болатуғынлығын көрсеттік (S - конденсатордың пластинкасының бетиниң майданы, d - пластиналар арасындағы қашықтық, E - пластиналар арасындағы майданның кернеўлиги). Қатаң түрде айтқанда бул формула жуұық ҳәм дәл емес, егер пластиналардың арасындағы қашықтық олардың сзығылы өлшемлеринен киши болғанда формула дәл нәтийжелерди береди. Пластиналардың бетиндеги Q заряды менен майданның кернеўлиги E арасында

$$Q = \frac{\epsilon}{4\pi} ES$$

түриндеги қатнас орын алғанлықтан, энергия үшін аңлатпаны былайынша жазыуға болады

$$W = \frac{2\pi Q^2}{\epsilon S} d.$$

Мейли, өз-ара тартасыү күшлериниң тәсиринде оң пластина (59-сүрет) шеп тәрептеги пластинаға қарай киши Δd кесіндисине жылжыған болсын. Оң тәрептеги пластинага тәсир ететуғын f күшин турақты деп есапладап, усындаі жылжыуда

$$A = f \Delta d$$

жұмысының исленетуғынлығын табамыз. Бул жұмыс конденсатордың пластиналарының арасындағы қашықтықтың Δd шамасына өзтериүиниң салдарынан конденсатордың энергиясының өзериүиниң есабынан исленеди:

$$\Delta W = \frac{2\pi Q^2}{\epsilon S} d - \frac{2\pi Q^2}{\epsilon S} (d - \Delta d) = \frac{2\pi Q^2}{\epsilon S} \Delta d.$$

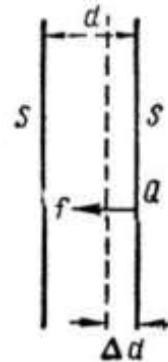
Жұмысты энергияның өзгерисине теңлестирип

$$f = \frac{2\pi Q^2}{\epsilon S}. \quad (1)$$

формуласына ийе боламыз. Бослықта оң тәрептеги пластинаға тәсир ететуғын f_0 күши тек шеп тәрептеги пластина тәрепинен пайда етилген майданың кернеўлигиниң (оның мәниси пластинкалардың арасындағы толық кернеўликтиң ярымына тең) оң тәрептеги пластинаның зарядының көбеймесине тең:

$$f_0 = \frac{E_0}{2} Q = \frac{2\pi Q^2}{2}.$$

Бул аңлатпаны (1)-аңлатпа менен салыстырып, кеңисликти бир текли диэлектрик пенен толтырғанда тәжирийбениң нәтийжелерине сәйкес, пластиналардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшинин шамасы ε есе кемейетуғынлығын көремиз.



59-сүйрет.

Кондансатордың пластиналарына тәсир ететуғын күшлерди есаплаўға.

Энергиялық есаплаў өз-ара тәсирлесиўдин барлық түрлерин автомат түрде есапқа алады ҳәм, сонықтан, дұрыс нәтийжелерди береди. Бирак, усының менен бирге тек еркин ҳәм байланысқан зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесиўди есапқа алғы диэлектриктиң ийелейтуғын орнын толық есапқа алған жоқ. Себеби электр майданының тәсириндеги оның механикалық қәсийетлеринин өзгеретуғынлығы итибарға алынбады (басым менен тығызлық).

Биз алған нәтийжени улыўмаластырыўға болады. 140-параграфтағы майданың энергиясының тығызлығы (барлық изотроп денелер ушын дұрыс болған) ушын жазылған (2)-формуладан пайдаланып, тегис конденсатор ушын ҳәзир ғана өткерилген есаплаўлардан мынадай жағдай келип шығады: *майдан нолге тең болмаған кеңисликке толығы менен толтырып турған бир текли диэлектрикти батырғанда денелердин арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшлеринин шамасы ε есе кемейеди.*

Буннан, бир бириңен r қашықтығында жайласқан еки q_1 ҳәм q_2 ноқатлық зарядлар бир бири менен

$$f = \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2} \quad (2)$$

шамасына тең күш пенен тәсир етиседи. Бул формула бир текли диэлектрикке батырылған зарядлар ушын *Кулон нызамын* аңғартады: бир текли шексиз диэлектрикке жайластырылған ноқатлық зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшинин шамасы бослықта бир бириңен тап сондай қашықтықта жайластырылған зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшинин шамасынан ε есе киши болады. Егер диэлектрик бир текли болмаса ямаса өлшемлери шекли болса, онда (2)-формула дұрыс нәтийжени бермейди. Егер бир текли диэлектриктиң шегарасы оған батырылған зарядлардан жеткилики дәрежеде қашықлатылған болса, онда бул формула жууық түрде дұрыс болады.

Бир текли болмаған ҳәм өлшемлери шекли болған диэлектриклер болған улыўмалық жағдайда олардың зарядлардың арасындағы өз-ара тәсирлесиў күшлерине тийгизетуғын тәсирлерин әпиүайы қатнаслардың жәрдеминде есапқа алғыға болмайды. Бул жағдай 143-параграфтың басындағы мысалда атап өтілди. Диэлектриктиң бир текли болмағы күштин тәсири анықланып атырған зарядланған денениң өзинин бир текли ҳәм шексиз болған диэлектриктиң ишинде қуұыслықта жайластырылғанлығы менен байланыслы болыу мүмкін. Қуұыслықтың бар болыуы керилген диэлектрик тәрепинен тәсир ететуғын күштин тәсири есапқа алынбайды ҳәм тек байланысқан зарядлар ғана әхмийетке ийе болады. Бул жағдайда зарядланған денеге тәсир ететуғын күшлердин шамасы дene орналастырылған

қуұыслықтың формасынан ғәрзели болады (145-параграфқа қараңыз).

(2)-формула менен бослықта жайласқан ноқатлық зарядлар ушын жазылған Кулон нызамының арасында принципиаллық айырманың бар екенлигин аңғарыў керек. Егер ноқатлық заряд дегенде зарядтың өзи өлшемлери сол ноқатлардың арасындағы қашықлықтан киши болған макроскопиялық денелерде топланған жағдайда ғана еки формула да бир бирине үқсас мәниске ийе болады. Бирак, бослықтағы Кулон нызамын басқаша түсндириўге болады. Атап айтқанда бул нызам шекли болған q_i ҳәм q_k зарядларын ойымызда шексиз киши болған dq_i ҳәм dq_k элементар зарядларына бөлип, олардың арасындағы df өз-ара тәсир етисиү күшин аңғартады деп есаплад дифференциаллық түрде түсндириў мүмкін. Бундай жағдайда шекли болған q_i ҳәм q_k зарядларының арасындағы өз-ара тәсирлесиү күшлери барлық dq_i ҳәм dq_k зарядларының жуплары арасындағы df тәсир етисиү күшлерине тарқалады. Бундай дифференциаллық түрде (2)-формуланы пайдаланыўға болмайды: жоқарыда көргенимиздей, диэлектриклер бар болған жағдайда берилген dq_i ҳәм dq_k жубына тәсир ететуғын күшлер бир қатар себеплерге байланыслы пайда болады.

Соңғы параграфларды жуўмақладап, биз мыналарға ийе болдық: майданы нолге тең болмаған кеңисликти толығы менен толтырып турған бир текли диэлектрикте майданның кернеўлиги E усы көлемде диэлектрик жоқ болған үақытта еркін зарядлар пайда еткен E_0 кернеўлигинен ε есе киши. Тап сол сыйқылды майдан нолге тең болмаған кеңисликти бир текли диэлектрик пенен толтырғанда зарядланған денелердин арасындағы өз-ара тәсирлесиү күшлери де ε есе кемейеди. Демек, бослықтағы сыйқылды, бул жағдайда да q зарядына тәсир ететуғын f күши $f = qE$ теңлигинин жәрдемінде анықланады.

Бирак, бул теңлик ықтыярлы диэлектрик болған жағдайда дұрыс емес. Мәселе соннан ибарат, диэлектрикке батырылған q зарядының өзи қандай да бир басқа денеде жыйналған (мысалы, откызыгыште) ҳәм оған диэлектриктиң ишиндеги денениң қасындағы майданнан өзгеше болған майдан тәсир етеди. Биз бул жағдайда бир бирине параллель болған еки зарядланған пластиналардың мысалында көрдик. Бундай жағдайда зарядлар жайласқан орындағы майдан пластинаның бетиниң қасындағы диэлектриктеги майдан менен бирдей емес. Усының менен бирге, тап сол мысалда зарядлар турған орындағы майданнан кернеўлигин анықласақ, онда күштин дұрыс мәнисин ала алмаймыз. Бул бизиң диэлектрик тәрепинен денеге тәсир ететуғын қосымша механикалық күшлерди есапқа алмаўымыздың себебинен келип шығады. Бундай күшлер диэлектрикте майдан бир текли болмайтуғын орынларда ҳәм, соның менен бирге, диэлектриктиң өзи бир текли болмаған орынларда пайда болады (соның ишинде зарядланған дене менен диэлектриктиң арасындағы шегарада).

Тек ғана диэлектриктеги майданнан кернеўлиги ҳәм зарядқа тәсир ететуғын күштин шамасы диэлектрик болмаған жағдайдағы майданнан кернеўлиги менен зарядқа тәсир ететуғын күштин шамасына салыстырғанда бирдей есе (ε есе) киши болған жағдайда (яғни майдан нолге тең болмаған кеңисликтиң барлығын толығы менен толтырып туратуғын бир текли диэлектрик болған жағдайда) $f = qE$ формуласы дұрыс ҳәм f күшинин мәниси бойынша диэлектриктеги E кернеўлигин анықлауға болады.

Жоқарыда айтылған жағдайлардан егер заряд қандай да бир денеде топланған болса, онда усы зарядқа тәсир ететуғын күштен диэлектриктеги майданнан кернеўлиги E ни анықлаудың мүмкін емес екенлиги келип шығады. Керисинше: улыўма айтқанда диэлектриктеги майданнан кернеўлиги E зарядланған денелерге тәсир ететуғын күшти анықламайды.

E векторының физикалық мәниси ҳақында толығырақ 145-параграфта айтылады.

Электростатиканың бир қатар мәселелеринде тәсир ететуғын күшлерди есаплау мынадай көз-қараслардың тийкарында есаплауға болады: Зарядланған денелердин

изоляцияланған системасындағы электростатикалық майданың энергиясы системадағы денелердин жайласыуын тәрийиплейтуғын бир қатар параметрлердин функциясы деп болжаймыз. Бундай параметрлердин қатарына, мысалы, денелер системасының ноқатларының координаталары ямаса денелердин арасындағы қашықлықтар, стерженлердин, сабаклардың ҳ.т.б. ийелеген орнын анықтайтуғын мүйешлер киреди.

Бундай параметрлерди улыўмаласқан координаталар деп атайды ұларды x_1, x_2, \dots, x_n ҳәриплери менен белгилеймиз.

Солай етип, системаның энергиясы W ушын

$$W = W(x_1, x_2, \dots, x_n).$$

тәрэзлигине ийе боламыз. Параметрлердин бири болған x_i шамасы Δx_i шамасына өскенде электростатикалық құшлар тәрепинен Δx_i шамасына пропорционал болған жумыс исленеди ҳәм оны

$$\Delta A_i = f_i \Delta x_i$$

түріндегі жаза аламыз. Бул аңлатпаға киретуғын f_i шамасын улыўмаластырылған құш деп атайды.

Жумыс x_i параметриниң өзгериүине байланыслы электростатикалық майданың энергиясының кемейиүинин есабынан исленеди. Солай етип,

$$\Delta A_i = f_i \Delta x_i = -\Delta W$$

теңлигине ийе боламыз ҳәм бүннан улыўмаласқан құш ушын

$$f_i = -\frac{\Delta W}{\Delta x_i}$$

аңлатпасын аламыз. Δx_i шамасы нолге умтылғанда $\frac{\Delta W}{\Delta x_i}$ қатнасы улыўмаластырылған x_i координатасы бойынша алынған дара туўындыны береди (қалған параметрлер тұрақты болып қалады), яғни өйткі

$$f_i = -\frac{\partial W}{\partial x_i} \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз.

Системаның энергиясы тек улыўмаластырылған координаталардың функциясы емес, ал денелердин электрлік характеристикаларының да (мысалы, денелердеги зарядлардың ямаса денелердин потенциалларының) функциясы болып табылады. Изоляцияланған системада айырым денелердеги зарядлар өзгериссiz қалады, ал усының менен бирге системаға киретуғын денелердин потенциаллары өзгереди. Демек, (3)-аңлатпадағы энергия денелердин зарядларының функциясы түріндегі берилийі керек.

Егер мәселениң шәрти бойынша денелердин потенциалларын тұрақты деп болжасақ, онда денелердин зарядлары тұрақты бола алмайды. Онда, денелердин системасы изоляцияланған бола алмайды ҳәм система усы системаның құрамына кирмейтуғын сыртқы денелер менен контактта болыуы керек. Бул жағдайда улыўмаластырылған құшты энергияның улыўмаластырылған координата бойынша алынған туўындысы түріндегі көрсетиүге болады. Бирак, бул жағдайда энергияның улыўмаластырылған координаталардың ҳәм денелердин потенциалларының функциясы түріндегі аңғартылыуы керек. Ал бул жағдай улыўмаластырылған құшты аңғартатуғын туўындының плюс белгиси менен алыныўының керек екенлигин көрсетиүге болады:

$$f_i = \frac{\partial W}{\partial x_i}.$$

Жоқарыда келтирилген пикирлерди мысалда иллюстрациялаймыз. Мейли, тегис конденсатордың астарларына тәсир ететуғын күшти есаплау керек болсын. Бул жағдайда системаның энергиясы ушын

$$W = \frac{1}{8\pi} \varepsilon E^2 S d$$

аңлатпасын жазамыз. Бул энергия астарлардың зарядларының функциясы ямаса астарлардың арасындағы потенциаллардың айырмасы түринде аңғартылыу мүмкін:

$$W = \frac{1}{8\pi} \varepsilon \left(\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon} \right)^2 S d, \quad (4)$$

$$W = \frac{1}{8\pi} \varepsilon \left(\frac{V_1 - V_2}{d} \right)^2 S d. \quad (5)$$

Берилген жағдайда улыўмаластырылған координата хызметин астарлардың арасындығы қашықтық d атқарады. Көринип турғанындай, улыўмаластырылған күштин хызметин астарға тәсир ететуғын күштин өзи атқарады. Себеби d қашықтығының шамасы Δd шамасына өзгергенде астарларға тәсир ететуғын күшлер $f \Delta d$ жумысын орынлайды.

(4)-хәм (5) аңлатпалары бойынша күшти есаптаймыз. (4)-аңлатпа ушын

$$f = -\frac{\partial W}{\partial d} = -\frac{2\pi\sigma^2}{\varepsilon} S$$

теңлигине ийе боламыз. Бул аңлатпадағы минус белгиси қашықтық үлкейгенде терис жумыстың исленетуғынлығына сәйкес келеди. Яғнай астарға екинши астар тәрепинен тартыў күши тәсир етеди.

(5)-тендлик ушын мынаған ийе боламыз:

$$f = -\frac{\partial W}{\partial d} = -\frac{1}{8\pi} \varepsilon \left(\frac{V_1 - V_2}{d^2} \right)^2 S = -\frac{2\pi\sigma^2}{\varepsilon} S,$$

яғнай, биз алдыңғы аңлатпа менен бирдей болған аңлатпаны аламыз [(1)-формула].

§ 144. Электростатикалық индукция векторы. Бослықтағы электростатикалық майдан менен ис алып барғанымызда биз қарау ушын кернеўлік сызықтарын киргиздік. Бослықтагы кернеўлік сызықтары сондай қәсийетлерге ийе, олар бир зарядтан екиншисине үзлиksiz созылады ямаса шексизликке кетеди. Егер тек еркін зарядларды есапқа алатуғын болсақ, онда диэлектриклердеги жағдай басқаша болады. Мысалы, диэлектриклерди айырып турған шегараларда байланысқан бетлик зарядлар пайда болады ҳәм кернеўлік сызықтардың бир бөлеги оларда басланады ямаса тамам болады. Солай етип, кернеўлік сызықтары диэлектриклерди айырып турған шегара арқалы үзлиksiz өтпейди. Усы жағдайға сәйкес, бир текли болмаған диэлектриклер ушын 126-параграфта берилген мәнистеги Остроградский-Гаусс теоремасы да өзиниң мәнисин жоғалтады.

Бирақ, диэлектриктиң ишиндеги майданды тәрийиплеў ушын сызықтары диэлектрилердин ишинде де (бир текли болған ҳәм бир текли болмаған), оларды ажыратып турған шегара арқалы да үзлиksiz өтетуғын жаңа **D** векторын киргизиүгө болады. Бул векторды электростатикалық индукция векторы деп атайды; ол кернеўлік векторы **E** менен

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (1)$$

аңлатпасы бойынша байланысқан. Бул аңлатпада ε арқалы **D** векторының мәниси анықланып атырған ноқаттағы диэлектриклик турақтылығы мәниси белгиленген.

D векторы ушын жазылған аңлатпаны басқа түрде де бериүге болады. 139-параграфта көрсетилгендей, $\varepsilon = 1 + 4\pi\chi$, буннан

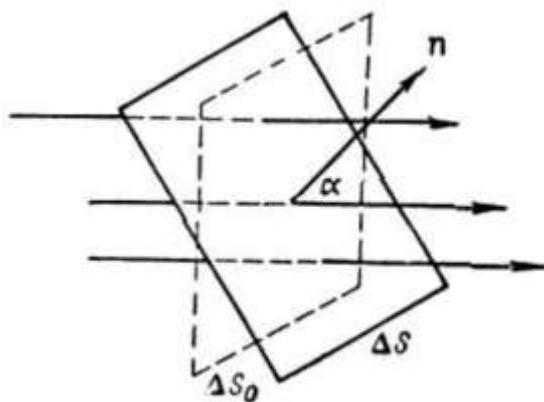
$$\mathbf{D} = (1 + 4\pi\chi) \mathbf{E} = \mathbf{E} + 4\pi\chi \mathbf{E}$$

теңлигине ийе боламыз. Бирақ $\chi \mathbf{E} = \mathbf{P}$ теңлиги орынлы болғанлықтан (**P** арқалы поляризация векторы белгиленген)

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} \quad (1a)$$

аңлатпасын аламыз. Демек индукция векторы майданың кернеўлиги \mathbf{E} векторы менен 4π ге көбейтилген поляризация векторы \mathbf{P} ның қосындысына тең екен.

(1)-қатнастан индукция векторы \mathbf{D} ның ҳәм бир ноқатта кернеўлик векторы \mathbf{E} менен бағытлас екениligin көрсетеди⁹, бирақ сан мәниси бойынша ол кернеўликтен ε есе үлкен. Бослықта \mathbf{E} ҳәм \mathbf{D} векторлары бир бирине сәйкес келеди.



60-сүйрет.

\mathbf{D} электростатикалық индукция сызықтарына қыя жайласқан ΔS бети.

Индукция векторының сызықтарын бослық ушын кернеўлик сызықтарын құрғандай етип қурады. Индукция векторының сызығы деп ҳәр бир ноқатында түсирилген урынба индукция векторының бағыты менен бағытлас болатуғын сызыққа айтамыз. Сызықтың өзиниң бағытын ҳәр бир ноқатта усы ноқаттағы индукция векторының бағыты менен сәйкес келеди деп есаптаймыз. Өткерилген сызықтардың санын индукция сызықтарына перпендикуляр қойылған ΔS_0 киши бетти кесип өтетуғын сызықтардың саны ΔN ның беттиң областындағы индукция векторына тең болыў талабына бағындырамыз, яғни басқа сөз бенен айтқанда өткерилетуғын индукция сызықтарының санының усы сызықтар өтетуғын ΔS_0 бетиниң майданына қатнасы индукция векторының сан мәнисине тең:

$$\frac{\Delta N}{\Delta S_0} = D. \quad (2)$$

Егер биз ықтыярлы түрде бағытланған ΔS майданын киргизетуғын болсақ, онда (60-сүйрет)

$$\Delta N = D \Delta S_0 = D \Delta S \cos \alpha = D_n \Delta S \quad (3)$$

теңліклери орынлы болады. Бул теңліклерде D_n арқалы ΔS майданына түсирилген нормалға түсирилген индукция векторының проекциясы белгилендеген. ΔN шамасын ΔS майданы арқалы өтетуғын индукция векторының ағысы деп атауға болады. Шекли өлшемлерге ийе бет болған жағдайда оны ΔS киши элементтерине бөлиүге ҳәм ҳәр бир элемент арқалы өтетуғын ағысты ҳәм буннан кейин индукция векторының улыўмалық ағысын усындағы элементар ағыслардың суммасы түринде көрсетиүге болады:

$$N = \sum_S D_n \Delta S. \quad (4)$$

Индукция векторының сызықтарының үзлиksiz екениligin дәлиллеў ушын диэлектрик турақтылары ε_1 ҳәм ε_2 шамаларына тең болған диэлектриктердин еки бир текли тегис қатламын аламыз (61-сүйрет). Мейли, еркин зарядлардың майданының кернеўлиги E_0 диэлектриктерди бөлип түрған шегара менен базы бир мүйешти жасайтуғын болсын. Ажыратып туратуғын шегарада байланысқан бетлик зарядлар пайда болады: биринши диэлектрикте зарядлардың тығызлықтары $+\sigma'_1$ ҳәм $-\sigma'_1$, ал екинши

⁹ Кристалларда \mathbf{D} векторының бағыты \mathbf{E} векторы менен бағытлас болмауы мүмкін.

диэлектрикте σ'_2 ҳәм $-\sigma'_2$. Бириңи диэлектрикте $+ \sigma'_1$ ҳәм $-\sigma'_1$ зарядлары диэлектриктиң шегарасына нормаль бағытланған E_{0n} нормаль қураўшыға қарама-қарсы бағытланған кернеўлиги

$$E'_1 = -4\pi\sigma'_1$$

шамасына тең электр майданын пайда етеди. Бул диэлектриктиң сыртында $+ \sigma'_1$ ҳәм $-\sigma'_1$ зарядлары майданның кернеўлигин пайда етпейди.

σ'_2 ҳәм $-\sigma'_2$ зарядлары болса екинши диэлектрикте оның шегарасына нормаль бағытланған

$$E'_2 = -4\pi\sigma'_2$$

кернеўлигин пайда етеди. Байланысқан зарядлар пайда еткен бул қосымша E'_1 ҳәм E'_2 кернеўликтери дәслепки E_0 кернеўлигинин тек нормаль қураўшысын ғана өзгериске ушыратады ҳәм оның ажыратып туратуғын шегараға урынба бағыттағы қураўшысын өзгертпейди. Анықламасы бойынша, E_0 ҳәм E' кернеўликлеринин қосындысы диэлектрикте майданның кернеўлигин беретуғын болғанлықтан (142-параграф), бириңи диэлектрикте майданның кернеўлигинин нормаль қураўшысы ушын

$$E_{1n} = E_{0n} - 4\pi\sigma'_1 \quad (5)$$

аңлатпасын, ал тангенциаллық қураўшысы ушын

$$E_{1t} = E_{0t} \quad (6)$$

теңлигин аламыз. Соның менен бирге екинши диэлектрикте майданның кернеўлигинин қураўшысы ушын

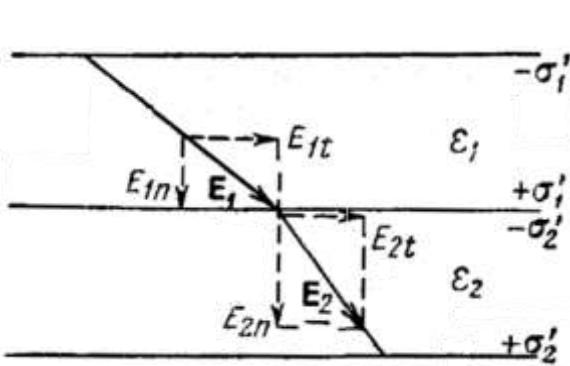
$$E_{2n} = E_{0n} - 4\pi\sigma'_2, \quad (5a)$$

$$E_{2t} = E_{0t} \quad (6a)$$

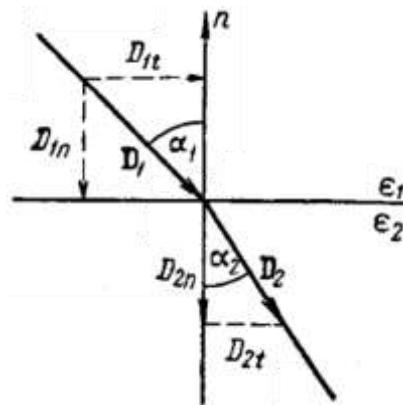
теңликтерин табамыз. (6)- ҳәм (6a)-теңликтерден

$$E_{1t} = E_{2t}, \quad (7)$$

яғни, майданның кернеўлигинин тангенциаллық қураўшысы диэлектриктердин шегарасы арқалы өткенде үзликсиз өзгереди.



61-сүйрет. Кернеўлик векторы \mathbf{E} ушын шегаралық шәртлерди көлтирип шығарыўға.



62-сүйрет. Еки диэлектрикте шегарасындағы индукциясызықтарының сынығы.

Байланысқан $+ \sigma'_1$ ҳәм $- \sigma'_1$ зарядларының бетлик тығыздықтары ушын $\sigma'_1 = \chi_1 E_1 n$ ҳәм $\sigma'_2 = \sigma'_1 = \chi_1 E_1 n E_{2n}$ теңликтерине ийе боламыз. Бул теңликтерде χ_1 ҳәм χ_2 лер арқалы бириңи ҳәм екинши диэлектриктердин поляризация коэффициентлери белгиленген. Буннан кейин (5)- ҳәм (5a) теңликтери

$$(1 + 4\pi\chi_1)E_{1n} = E_{0n}, (1 + 4\pi\chi_2)E_{2n} = E_{0n}.$$

түрине ийе болады. $1 + 4\pi\chi_1 = \varepsilon_1$ ҳәм $1 + 4\pi\chi_2 = \varepsilon_2$ теңликтеринин орынлы екенлегин аңғарып, еки теңликтен

$$\varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n}. \quad (8)$$

теңлигин аламыз. Солай етип, майданың кернеўлигинин нормаль қураўшысы диэлектриклерди ажыратып туратуғын шегарада үзилиске түседи екен.

(7)- ҳәм (8)-теңликтер \mathbf{E} векторы ушын шегаралық шәртлер болып табылады. Олардан $\mathbf{E} = \frac{\mathbf{D}}{\epsilon}$ қатнасы тийкарында **электростатикалық индукция векторы \mathbf{D}** ушын шегаралық шәртлерди аламыз:

$$\frac{D_{1t}}{\epsilon_1} = \frac{D_{2t}}{\epsilon_2}, \quad D_{1n} = D_{2n}. \quad (9)$$

Диэлектриклерди бөліп турған шегара арқалы өткенде индукция векторының нормаль қураўшысы үзилиске ушырамайды, ал тангенциаллық қураўшысы болса үзилиске ушырайды.

Мейли, биринши диэлектрикте индукция векторы \mathbf{D}_1 ажыратып турған шегараға түсірилген нормаль менен α_1 мүйешин, ал екинши диэлектрикте \mathbf{D}_2 векторы α_2 мүйешин жасайтуғын болсын. \mathbf{D}_1 векторын D_{1t} ҳәм D_{1n} қураўшыларына, \mathbf{D}_2 векторын D_{2t} ҳәм D_{2n} қураўшыларына жиклеп (62-сүйрет)

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{D_{1t}}{D_{1n}}, \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{D_{2t}}{D_{2n}},$$

буннан

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{D_{1t}}{D_{2t}} \cdot \frac{D_{2n}}{D_{1n}}$$

теңликтерине иие боламыз. Соңғы теңликтен (9)-шегаралық шәртлер тийкарында

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}. \quad (10)$$

қатнасын аламыз. Бул қатнас еки диэлектриктиң шегарасындағы индукция сызықтарының сыйынұй нызамын аңғартады.

Индукция векторы \mathbf{D} ушын жазылған (9)-шегаралық шәртлер еки диэлектриктиң арасындағы шегараны кесип өтетуғын индукция сызықтарының үзликсизлигине сәйкес келеди. Мейли, индукция векторының сызықтары еки диэлектриктиң арасындағы шегара арқалы сыйынп өтетуғын болсын (63-сүйрет). Биринши диэлектрикте ΔS бетине келип түсетуғын сызықтардың саны ΔN_1 анықлама бойынша мынаған тең:

$$\Delta N_1 = D_{1n} \Delta S.$$

Екинши диэлектрикте сол ΔS бетинен

$$\Delta N_2 = D_{2n} \Delta S.$$

индукцияның ағысы шығады. Бирақ, (9)-шәрт бойынша $D_{1n} = D_{2n}$ теңлиги орынлы болғанлықтан

$$\Delta N_1 = \Delta N_2$$

теңлигине иие боламыз. Солай етип, индукция сызықтары бет арқалы үзликсиз өтеди екен.

Бир текли болмаған диэлектрик болған жағдайда оны ҳәр қайсысының ишинде диэлектрикти бир текли деп есаплауға болатуғындей етип жуқа қатламларға бөлемиз. Бундай жағдайда индукция сызықтары бир қатламнан екинши қатламға үзликсиз өтеди, яғни диэлектрикти иши арқалы үзликсиз өтеди.

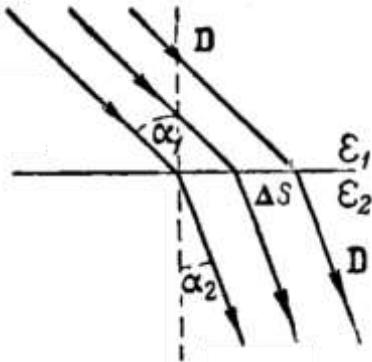
Майдан нолге тең болмаған кеңисликти тутасы менен толтырып туратуғын диэлектрик ушын индукция векторы \mathbf{D} еркін зарядлардың майданының кернеўлигі \mathbf{E}_0 ге сәйкес келеди. Бул усындағы диэлектрикте $\mathbf{E} = \frac{\mathbf{E}_0}{\epsilon}$ теңлигинин орынланатуғынлығынан (142-параграфқа қараңыз) келип шығады. Соңықтан $\mathbf{E}_0 = \epsilon \mathbf{E} = \mathbf{D}$ теңлиги орынлы болады.

Диэлектрикте майдан ушын Остроградский-Гаусс теоремасы түри өзгерген формаға иие болады. Поляризацияланған диэлектрикти аламыз ҳәм диэлектриктиң ишинде ықтаярлы түрде алынған S бети арқалы өтетуғын кернеўликтин ағысын санаймыз. Беттин қарандеги толық заряд Q' еки бөлімнен турады: диэлектрикке сырттан киргизилген Q_0

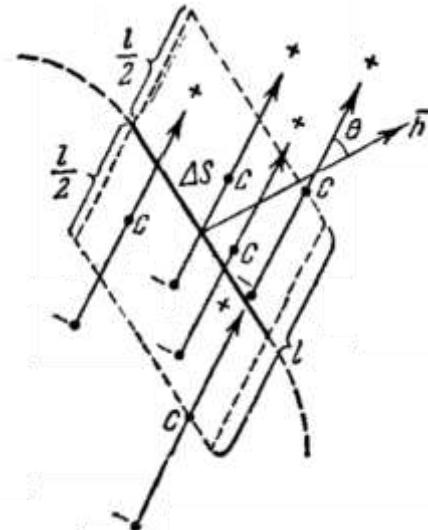
зарядынан ҳәм диэлектриктиң поляризацияның салдарынан пайда болған Q' байланысқан зарядынан. Соныктан

$$\sum E_n \Delta S = 4\pi Q = 4\pi(Q_0 + Q') \quad (11)$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликтерде n арқалы S бетинин нөқтәларындағы сыртқы нормалды аңғартады.



63-сүрет. Еки диэлектриктиң шегарасы арқалы өткенде индукциясызықтарының үзлиksизлиги.



64-сүрет. Байланысқан зарядтың мұғдарын есаплауға.

Q' зарядын есаптаймыз. Толығы менен S бетиниң ишинде жайласқан молекулалар бул беттің ишинде компенсацияланбаған зарядты пайда етпейтуғынлығы түснікли. Компенсацияланбаған зарядты S бети менен кесилисетуғын молекулалар ғана пайда етеди. S бетиниң шеклеринен оң заряды шығатуғын молекулалар усы S бетиниң ишинде терис зарядты береди, ал беттің шеклеринен терис заряды шығатуғын молекулалар S бетиниң ишинде оң зарядты пайда етеди. Беттің ΔS элементин аламыз ҳәм усы элементти неше молекуланың кесетуғынлығын есаптаймыз. ΔS элементиниң қасында молекулалардың моментлери шамасы бойынша да, бағыты бойынша да бирдей, ал олардың моменти $\mathbf{p} = q\mathbf{l}$ шамасына тең деп болжаймыз (l арқалы молекуланың оң ҳәм терис зарядларының арасындағы қашықтық белгиленді). Диполлардың көшерлери (\mathbf{l} бағытында бағытланған) ΔS элементине түсірилген сыртқы нормаль \mathbf{n} менен α мүйешин жасайды деп болжаймыз. ΔS элементиниң орайы C усы ΔS элементинен \mathbf{n} ниң бағытында беттің еки тәрепинде $\frac{l}{2}$ шамасынан үлкен болмаған қашықтықтарда жайласқан молекулаларды кесип өтетуғынлығы өз-өзинен түснікли (64-сүретке қараңыз, l - диполдин ұзынлығы). Солай етип, ΔS элементи орайлары үлтаны ΔS , жасаушысының ұзынлығы l болған қыя цилиндрдин ишинде жайласқан молекулаларды кесип өтеди. Көлем бирлигіндеги диполлардың орайларының саны n_0 шамасына тең деп болжап, ΔS элементи тәрепинен кесип өтилген молекулалардың саны ушын

$$n_0 \Delta S l \cos(\mathbf{n}, \mathbf{l})$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Егер \mathbf{l} дің бағыты \mathbf{n} ниң бағыты менен сүйир мүйешти пайда ететуғын болса, онда ҳәр бир кесип өтилген молекула S бетиниң ишинде q терис зарядын пайда етеди (\mathbf{l} оң зарядтан терис зарядқа қарай бағытланған). Солай етип, ΔS элементи кесип өткен молекулалар S бетиниң ишинде мұғдары

$$-q\mu_0 l \Delta S \cos(\mathbf{n}, \mathbf{l})$$

шамасына тең компенсацияланбаған зарядты пайда етеди (егер ΔS элементи \mathbf{l} дин бағыты менен доғал мүйеш жасайтуғын сыртқы нормалды пайда етсе, онда жоқарыда келтирилген аңлатпа терис зарядты береди). Усының менен бирге $q\mu_0 = \mathbf{P}$ орталықтың поляризация векторы болып табылады (көлемниң бир бирлигиниң моменти), демек ΔS элементинин кесиүинен пайда болған артықмаш зарядтың муғдарын

$$-P \cos(\mathbf{n}, \mathbf{P}) \Delta S = -P_n \Delta S$$

түринде жазыўға болады. Бул аңлатпадағы P_n шамасы ΔS элементине тусириндеп сыртқы нормалдың бағытындағы поляризация векторының проекциясы болып табылады.

Барлық S бетининде ишиндеги толық зарядты барлық ΔS элементи бойынша зарядларды қосыў жолы менен аламыз:

$$Q' = - \sum P_n \Delta S.$$

Q' ушын жазылған бул аңлатпаны (11)-аңлатпаға қойып

$$\sum E_n \Delta S = 4\pi \left(Q - \sum P_n \Delta S \right)$$

ямаса

$$\sum (E_n + 4\pi P_n) \Delta S = 4\pi Q$$

аңлатпасына иие боламыз.

Усының менен бирге $\mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}$ қосындысы \mathbf{D} электростатикалық индукция векторы болып табылады. Буннан ең ақырында

$$\sum D_n \Delta S = 4\pi Q$$

аңлатпасын аламыз.

Бул нәтийже диэлектрик ушын Остроградский-Гаусс теоремасын береди: ықтыярлы түйік бет арқалы өтетуғын электростатикалық индукция векторының ағысы усы беттинде ишиндеги еркин зарядтың муғдарын 4π ге көбейткенге тең.

130-параграфта электростатикалық майданның кернеўлиги \mathbf{E} менен көлемлик зарядлардың тығыздығы ρ арасында

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi\rho \quad (12)$$

ямаса

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho \quad (12a)$$

түриндеги байланыстың бар екенлигин көрсетилген еди. Диэлектриклер болған жағдайда ρ арқалы көлемлик зарядлардың да, еркин зарядлардың да көлемлик тығыздығы болып табылады. Диэлектриклер бар болған жағдайда еркин зарядлардың көлемлик тығыздығы болған ρ_0 шамасы \mathbf{D} векторының дивергенциясын анықтайтында да (1a) формула бойынша

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}.$$

Бул теңліктеги \mathbf{P} - поляризация векторы. Буннан

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \operatorname{div} \mathbf{E} + 4\pi \operatorname{div} \mathbf{P} \quad (13)$$

аңлатпасына иие боламыз.

141-параграфта айтылғанлар бойынша, $\operatorname{div} \mathbf{P} = -\rho'$, ρ' - байланысқан зарядлардың көлемлик тығыздығы. (13)-аңлатпаға $\operatorname{div} \mathbf{P}$ ның бул мәнисин ҳәм (12a) бойынша $\operatorname{div} \mathbf{E}$ ның мәнисин қойып

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi(\rho - \rho')$$

формуласына иие боламыз. Бирак, $\rho - \rho' = \rho_0$, бул теңліктегі ρ_0 - еркин зарядлардың көлемлик тығыздығы. Буннан

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi\rho_0, \quad (14)$$

теңлемесин табамыз. Солай етип, \mathbf{D} векторының дивергенциясы тек еркин зарядлардың тығыздығы бойынша анықланады екен.

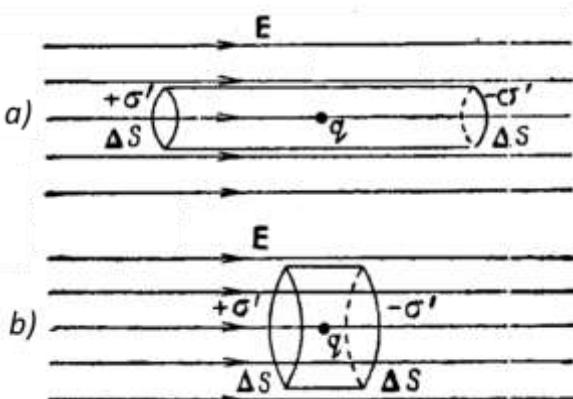
\mathbf{E} векторы ушын (12a) аңлатпасы Остроградский-Гаусс теоремасының нәтийжеси сыпатында

алынған еди. Керисинше, (12а) қатнасын қанаатландыратуғын векторды Остроградский-Гаусс теоремасын қанаатландыратуғының көрсетіүгे болады. (14)-тенликтен және қәлеген диэлектрикте \mathbf{D} векторының Остроградский-Гаусс теоремасын қанаатландыратуғыны, тек ғана еркин зарядлардың есапқа алышының керек екенлиги келип шығады.

§ 145. Е ҳәм \mathbf{D} векторларын зарядқа тәсир ететуғын күш бойынша анықлау. Бослық ушын \mathbf{E} ни бир бирлик оң зарядқа тәсир ететуғын күш сыйпатында анықладық (124-параграф). Егер майданың берилген ноқатында жайластырылған q зарядына \mathbf{f} күши тәсир ететуғын болса, онда усы ноқаттағы майданың кернеўлигі \mathbf{E}

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{f}}{q}. \quad (1)$$

қатнасының жәрдемінде анықланады. Бул жағдайда еки моментке итибар беріү керек: 1) "сынап көрилетуғын" q зарядының ноқаттық болыўы, яғни шеклеринде майданың кернеўлигі турақты болатуғындай киши өлшемлерге ийе денеде топланған болыўы керек; 2) q зарядын алғы келиў майданды пайда ететуғын зарядлардың шамасына ҳәм өз-ара жайласыўларына ҳеш қандай тәсир етпеўи керек. Бул еки шартты де ис жүзинде орынлауға болады. Оның ушын q зарядын жұдә киши етип алғы ҳәм оны өлшемлери майданды пайда ететуғын қәлеген зарядқа шекемги қашықлықтан киши етип алғы керек.



65-сүйрет.

Диэлектрикте құйыслық: a) жиңишке цилиндр тәризли, b) кең, қысқа цилиндр тәризли.

142-параграфта анықлағанымыздай, диэлектрикте майданың кернеўлигі \mathbf{E} ни еркин зарядлар пайда еткен \mathbf{E}_0 кернеўлигі менен байланысқан зарядлар пайда еткен \mathbf{E}' кернеўликтеринің қосындысына тең:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}'.$$

Бизин 143-параграфта көрсеткенимиздей, диэлектриктиң ишинде жайластырылған зарядланған денеге тәсир ететуғын күштің $\mathbf{f} = q\mathbf{E}$ формуласының жәрдемінде анықланбайды (бул теңликте q арқалы биз қарап атырған денеде топланған заряд белгиленген). Бул дene менен диэлектриктиң арасындағы шегарада қосымша бетлик зарядлардың пайда болатуғының менен байланыслы. Олардың шамасы q зарядының шамасынан ҳәм усы заряд топланған денениң өлшемлери менен формасынан ғәрэзли. Усының менен бирге диэлектриктиң өзінде ҳәм оның шегараларында қүшлерди пайда ететуғын механикалық кериўлер пайда болады. Қосымша байланысқан зарядлар денелердин өлшемлери киши болғанда да жоғалмайды ҳәм, сонлықтан, улыўма айтқанда диэлектрикте майданың кернеўлигі \mathbf{E} ни "сынап көрилетуғын" q зарядын пайдаланып (1)-тенликтин тийкарында анықлауға болмайды.

Диэлектрикте кериўлердин пайда болыўының себебинен пайда болған механикалық қүшлерден диэлектриктиң ишинде құйыслықты пайда етеп, усы құйыслықтың ишине оның дийўалларына тиймейтуғын "сынап көрилетуғын" зарядты орналастырыў арқалы құтылыуға болады. Бирақ, бул жағдайда "сынап көрилетуғын" зарядқа тәсир ететуғын күш

құйыслықтың формасы менен өлшемлеринен ғәрэзли болады ҳәм усыған сәйкес, улыўма айтқанда тек диэлектриктиң ишинде майданның кернәүли **E** арқалы анықланбайды

Шексиз үлкен бир текли диэлектрикти қараймыз. Оның ишинде узын ҳәм жицишке цилиндр тәризли құйыслықты пайда етемиз ҳәм оның жасаўшылары кернәүлик сыйықлары **E** ге параллель болсын (65-а сүрет). Бул құйыслықтың орта бөліміне жұдә кишкене болған денеде топланған "сынап көрилетуғын" q зарядын орналастырамыз. Бундай жағдайда усы q зарядының тәсиринде құйыслықтың бетлеринде пайда болатуғын байланысқан зарядларды есапқа алмаўға болатуғындай және q зарядына тек **E** майданы тәрепинен тәсир ететуғын күشتі ҳәм усы майданның тәсиринде құйыслықтың шегарасында пайда болатуғын $\pm\sigma'$ байланысқан зарядларын есапқа аламыз. Бундай жағдайда q сынап көрилетуғын зарядына тәсир ететуғын күш мынаған тең:

$$\mathbf{f} = q\mathbf{E} + \mathbf{f}'.$$

Бул теңдикте \mathbf{f}' - байланысқан $\pm\sigma'$ зарядлары пайда еткен күш. Цилиндрди жасаўшылар **E** векторына параллель болғанлықтан, байланысқан зарядлар тек цилиндрдин ΔS ултанларында ғана пайда болады; бул зарядлардың шамасы $Q_i = \pm\sigma' \Delta S$. Егер цилиндр жицишке және узын болса, онда Q_i зарядлары киши (ΔS бетлери киши) ҳәм олар "сынып көрилетуғын" q зарядынан алыста жайласады. Сонықтан, \mathbf{f}' күши $q\mathbf{E}$ күшине салыстырғанда киши ҳәм оны есапқа алмаўға болады; бундай жағдайда (2)-теңдик мынаны береди:

$$\mathbf{f} = q\mathbf{E}.$$

Демек, жасаўшысы кернәүлик сыйықларына параллель болған жицишке ҳәм узын цилиндр түриндеги құйыслықтың ортасына жайластырылған киши сынап көрилетуғын зарядқа тәсир ететуғын күш диэлектриктең майданың кернәүлиги **E** бойынша анықланады.

Енди басқа формаға ийе болған құйыслықты қараймыз: ултаны ΔS кернәүлик сыйықлары **E** ге перпендикуляр болған қысқа ҳәм кең цилиндр (65-б сүрет). Енди $Q_i = \pm\sigma' \Delta S$ байланысқан зарядларының тәсирин есапқа алмаўға болмайды.

Цилиндрдин ултанларын бир бирине параллель болған шексиз үлкен тегисликлер деп есапладап, байланысқан зарядлардың оның арасында кернәүлигиниң сан шамасы

$$E' = 4\pi\sigma' = 4\pi\epsilon E$$

теңдиги менен анықланатуғын майданды пайда етеди. Бул кернәүлик

$$\mathbf{f}' = q \cdot 4\pi\epsilon \mathbf{E}$$

шамасына тең күشتі пайда етеди. Буннан кейин (2)-теңдик

$$\mathbf{f} = q(\mathbf{E} + 4\pi\epsilon \mathbf{E})$$

ямаса

$$\mathbf{f} = q(\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P})$$

теңдигин береди. Бул теңдикте **P** – поляризация векторы. Бирақ, 144-параграфтағы (1a) теңдиги бойынша

$$\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = \mathbf{D}$$

теңдигине ийе боламыз. Бул теңдикте **D** – электростатикалық индукция векторы. Солай етеп,

$$\mathbf{f} = q\mathbf{D} \tag{3}$$

теңдигине ийе боламыз, яғни ултанлары кернәүлик сыйықларына перпендикуляр болған қысқа, кең цилиндр түриндеги құйыслықтың ортасына жайластырылған сынап көрилетуғын зарядқа тәсир ететуғын күشتің формасы менен өлшемлеринен ғәрэзли екенлеги көринип тур. Дара жағдайда, құйыслықтың ишине

Жоқарыда айтылғанлардан және бир рет құйыслықтың ишине жайластырылған "сынап көрилетуғын" зарядқа тәсир ететуғын күشتің сол құйыслықтың формасы менен өлшемлеринен ғәрэзли екенлеги көринип тур. Дара жағдайда, құйыслықтың ишине

киргизилген "сынап көрилетуғын" зарядқа тәсир ететуғын күштиң шамасы тек майданың кернеўлиги E бойынша ямаса тек индукциясы D бойынша анықланады.

Усының менен бирге E векторының физикалық мәнисин басқа усыл менен де анықлауға болады. Оның ушын "сынап көрилетуғын" заряд сыпатында макроскопиялық (дым киши болса да) дәнеде топланған зарядты емес, ал қандай да бир элементар зарядланған бөлекшени (мысалы, электронды) аламыз. Айырым электрон, егер ол қатты заттың молекулаларының арасында турған болса да, барлық үақытта бослықта турған болады. Усы электронға тәсир ететуғын f күштиң оның e зарядына қатнасы электрон турған ноқаттағы майданың кернеўлигин анықлады. Кернеўликтиң бул мәнисин $E_{\text{микро}}$ арқалы белгилеймиз. Бул белгидеги "микро" индекси майданың кернеўлигинин микроскопиялық бөлекшениң жәрдемінде анықланғанлығын аңғартады. Майданың кернеўлиги $E_{\text{микро}}$ нин мәниси ушын ҳәр қыйлы шамалар алынады (электронның молекуланың құрамына киретуғын анау ямаса мынау зарядтың қасында жайласқанлығына байланыслы). Егер бир электронды физикалық киши болған көлемниң ықтыярлы түрде алынған ҳәр қыйлы ноқатларына жайластырсақ, онда кернеўликтиң орташа мәниси $\bar{E}_{\text{микро}}$ табылады ҳәм оның шамасы еркін ҳәм байланысқан барлық зарядлардың жыйинағы бойынша анықланады (бул жағдай диэлектрикте берилген көлемниң шеклериндеги майданың кернеўлиги E ни береди).

$E_{\text{микро}}$ шамасын анықлауда биз электронды диэлектриктиң молекулаларына салыстырғанда ықтыярлы түрде сайлаг алынған ноқатларға жайластырганымызды атап айтый әхмийетли. Егер диэлектриктиң ишинде белгили болған молекулаларды айырып алсақ, онда бир молекула жайласқан көлемниң шеклериндеги орташа кернеўлик E_1 дин шамасы $E_{\text{микро}}$ дан өзгеше ҳәм, усыған сәйкес, майданың кернеўлиги E ден өзгеше болады. Бул мынадай жағдай менен байланыслы: гәп молекулалардың орайлары турған ноқатлардағы майданың кернеўлигинин мәниси ҳақында айтылып атыр ҳәм кернеўлик анықланған үақытта молекула өзи ийелеп турған орыннан сыртқа алып кетилген деген болжау қабыл етилген. Солай етип, енди орташа мәнис алынатуғын ноқатлар ықтыярлы түрде сайлаг алынған емес, бул ноқатқа салыстырғанда поляризацияланған диэлектриктиң молекулалары тәртипсиз жайласқан емес ҳәм олар өзлеринин қосымша майданларын береди.

Сәйкес есаплаўлар изотроп диэлектриктиң ишинде жайласқан молекулаға тәсир ететуғын орташа майданың кернеўлиги E_1

$$E_1 = E + \frac{4\pi}{3} P \quad (4)$$

шамасына тең, бул аңлатпада P - диэлектриктиң поляризация векторы.

§ 146. Диполлик диэлектриклер. Молекулалардың диполлик моменттерин анықлау. Усы үақытларға шекем биз, дәслеп молекулаларының диполлик моменти бар ма еди ямаса олар сыртқы майданың тәсиринде пайда болды ма деген сораудан ғәрзесиз диэлектриктиң поляризациясының нәтийжеси бирдей болып алынады деп есапладық. Бирақ, диполлик ҳәм диполлик емес молекулалардан туратуғын диэлектриктердин арасындағы айырманы анықлауға ҳәм поляр молекулалардың диполлик моменттерин есаплауға мүмкіншиликтен көбүлісілар бар.

Усы үақытқа шекем биз поляризация векторы P ның мәниси

$$P = \chi E,$$

теңлигинин жәрдемінде анықланады деп есапладық. Бул теңликтеги майданың кернеўлиги ҳәм χ - диэлектриктиң поляризация коэффициенти. P ны билайынша көрсетиүгө болады деп болжайық:

$$P = \alpha n_0 E_1. \quad (1)$$

Бул теңликтеги n_0 - көлемниң бир бирлигиндеги молекулалардың саны, E_1 - молекулаға

тәсир ететүүн кернеўликтин өртөштөрүнүү мәниси ҳәм α – молекулалың поляризацияланыў коэффициенти.

(1)-теңликке E_1 нин орнына оның 145-параграфтағы (4)-формула бойынша мәнисин қойып

$$\mathbf{P} = \alpha n_0 \left(\mathbf{E} + \frac{4\pi}{3} \mathbf{P} \right)$$

формуласын ҳәм бүннан

$$\mathbf{P} \left(1 - \frac{4\pi}{3} \alpha n_0 \right) = \alpha n_0 \mathbf{E} \quad (2)$$

теңлигине келемиз. Бирақ, $\mathbf{P} = \mu \mathbf{E}$ қатнасын пайдаланып ҳәм $1 + 4\pi\alpha = \epsilon$ екенлигин аңғарып (ϵ – диэлектрик тұрақты), биз екинши тәрептен мынадай аңлатпаны жаза аламыз:

$$\mathbf{P} = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \mathbf{E}.$$

\mathbf{P} ушын жазылған бол формуланы (2)-формулаға қойып, мынаны аламыз:

$$\frac{\epsilon - 1}{4\pi} \mathbf{E} \left(1 - \frac{4\pi}{3} \alpha n_0 \right) = \alpha n_0 \mathbf{E}.$$

Бүннан әпиүайы алгебралық түрлендіриўлерден кейин

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{1}{n_0} = \frac{4\pi}{3} \alpha$$

қатнасына ийе боламыз. Көлем бирлигидеги молекулалардың саны n_0 мынаған тең $N \frac{\delta}{\mu}$, бол аңлатпада μ – диэлектрик заттың молекулалық салмағы, δ – оның тығызлығы ҳәм N – Авагадро саны; бүннан мынаны аламыз:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{\mu}{\delta} = \frac{4\pi}{3} \alpha N. \quad (3)$$

Молекулалардың поляризация коэффициенти α молекулалардың ҳәр бир сорты ушын тұрақты болғанлықтан, ҳәр бир берилген диэлектрик ушын $\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{\mu}{\delta}$ шамасы да оның, қандай бир сыртқы тәсирлердин, мысалы, басымның ямаса температуралың ҳ.т.б. себебинен тығызлығының өзгерисинен ғәрәзсиз тұрақты болып қала береди. $\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{\mu}{\delta}$ шамасы молекулалық (ямаса моллик) поляризация деп аталады. Молекулалық поляризацияның ү тығызлығынан ғәрәзсизлиги тығызлығы сыртқы басымның тәсиринде аңсат өзгеретүүн газларде эксперименталлық жақтан тексерип көрилийи мүмкін.

Молекулалық поляризация ушын жазылған (3)-аңлатпа диполлик емес диэлектриклер ушын дұрыс. Диполлик диэлектриклерде молекулалардың меншикли \mathbf{p}_0 моментке ийе екенлигин атап өттік. Сыртқы электр майданының тәсиринде олар өзиниң диполлары менен майданының бағытында жайласады. Бирақ, бул бағытлаұшы тәсирге тәртипсиз жыллылық қозғалыслары кесент береди. Температура T қанша жоқары болса молекулалардың жыллылық қозғалысларының орташа мәниси де жоқары болады ҳәм сыртқы электр майданының бағытлаұшы тәсирі ҳәлсирейди. Бул диэлектриктиң поляризация векторы \mathbf{P} ның температурадан ғәрәзли болыўына алып келеди. Сәйкес есаплаўлар P ушын

$$P = n_0 \frac{p_0^2 E_1}{3kT}$$

формуласының орынлы екенлигин көрсетеди. Бул формулада k арқалы Больцман тұрақтысы белгиленген.

Егер жоқарыда айтылғанлар менен бирге молекулалардың диполлери E майданының тәсиринде үлкейетүүн болса (яғни молекулалардың поляризация коэффициенти α нолге тең емес), онда диэлектриктиң поляризация векторы \mathbf{P} ның сан мәниси

$$P = \alpha n_0 E_1 + n_0 \frac{p_0^2 E_1}{3kT}$$

шамасына тең болады ҳәм бүннан молекулалық поляризация ушын (3) тиң орнына

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{\mu}{\delta} = \left(\frac{4\pi}{3} \alpha + \frac{4\pi p_0^2}{9 kT} \right) N \quad (4)$$

аңлатпасы алынады. Солай етип, диполлик диэлектриклер ушын молекулалық поляризация диэлектриктиң абсолют температурасы T дан ғәрезли болған ағзаға ийе болады екен. Бул ғәрезлик газлерде айқын көринеди. Молекулалық поляризацияның T ға байланыслы өзгериүиниң жүрісін экспериментте анықладап ҳәр қыйлы поляр молекулалар ушын p_0 диполлик моментти анықлауға болады. Поляр молекулалардың диполлик моментлериниң шамалары $1 \cdot 10^{-18}$ CGSE-бирликлери менен $6 \cdot 10^{-18}$ CGSE-бирликлериниң арасындағы мәнислерге ийе болады. Бундай моментлер зарядлары электронның зарядына тең ҳәм бир биринен 10^{-8} см қашықтықта жайласқан еки ноқаттың зарядтың диполлик моментине тең.

Инерт газлердин атомлары менен базы бир еки атомлы молекулалардың (мысалы, H_2 , N_2) диполлик моментлери нолге тең. Молекулалардың диполлик моментлерин анықлау олардың құрылышын үйрениүде әхмийетли орынды ийелейди (айрықша органикалық химияда). Затлардың белгили класслары химиялық бирикпелердин усындағы әүладлары ушын тән болған χ ийе. Базы бир затлардың диполлик моментлериниң мәнислери II кестеде берилген.

Сүйүқ ҳәм қатты диэлектриклерде молекулалардың арасындағы өз-ара тәсирлесиүди есапқа алыу керек. Бул сыртқы электр майданының тәсириндеги молекулаларды бурылдың базы бир киши, бирақ сезилерліктең үақытты талап ететуғынына алып келеди.

II кесте.

Электрик диполлик моментлер

Зат	$p_0, 10^{18}$ CGSE
Хлорлы водород HCl	1,03
Су ў H_2O	1,85
Аммиак NH_3	1,5
Спиртлер	1,7
Әпиүайы эфирлер	1,2
Органикалық кислоталар	1,4

Егер шамасы бойынша тез өзгеретуғын өзгермели электр майданына диэлектрикти алып келсек, онда молекулалар майдан менен бирге бурылып үлгермейди ҳәм (4)-формуладағы екинши ағзаның тутқан орны кемейеди.

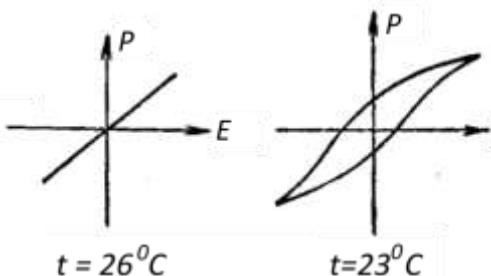
Ең ақырында, биз мынадай жағдайды атап өтемиз: барлық талланған жағдайлардағы кернеүліктен ғәрезли болмаған ϵ диэлектриклик турақтының болыуы P поляризация векторының майданының кернеүлігі E ден пропорционаллығының салдары болып табылады.

Бирақ, "диэлектриклик турақты" ϵ си турақты болмаған, ал майданының кернеүлігі E ден ғәрезли болатуғын денелер де бар. Усындағы әүладқа киретуғын диэлектриклер оларды ферромагнит денелердин магнитлик қәсийетлері менен жақынластыратуғын өзине тән қәсийеттерге ийе болады.

Бундай қәсийетлер биринши рет сегнет дүзында (вино кислотасының қос нетрий-калийлик дүзы) совет физикleri Б.В.Курчатов пенен П.П.Кобеко тәрепинен табылды ҳәм дүздүң атамасы бойынша сегнетоэлектриклик қәсийетлер деп аталады¹⁰. Сегнет дүзының

¹⁰ Халық аралық илимий әдебиятларда "сегнетоэлектрик" атамасының орнында

қәсийети шамасы 25°C болған температураның базы бир Θ мәнисинен жоқары ямаса төмен болыуына байланыслы пүткіллей ҳәр қыйлы болады (ферромагнетик ушын "Кюри ноқатының аналогы; 203-параграф). $T > \Theta$ температураларда майданның кернеўлиги менен поляризация векторының арасындағы пропорционаллық сақланады: $\mathbf{P} = \chi \mathbf{E}$; усының менен бирге χ коэффициенти температурадан $\chi(T - \Theta) = \text{const}$ нызамы бойынша ғәрзели. $T < \Theta$ температураларда поляризация векторы \mathbf{P} менен майданның кернеўлиги \mathbf{E} арасындағы пропорционаллық бұзылады. \mathbf{E} өзгергенде \mathbf{P} векторы "кешигеди", яғни \mathbf{E} ниң ертеректеги мәнисине сәйкес келетуғын мәниске иие болады. Бул құбылыс гистерезис атамасына иие (ферромагнитлик денелердеги магнитлик гистерезислик құбылысларға үқсас; 203-параграф). Майданның кернеўлиги \mathbf{E} шамасы ҳәм бағыты бойынша дәүирли өзгергенде $T < \Theta$ температуралардағы P ның E дең ғәрзилиги қурық тәризли формаға иие болады (66-сүйрет). Усындай құбылысларды Б.М.Вул титанның базы бир дүзларында тапты, соның менен бирге олар ушын ϵ ниң мәниси бир неше мыңға жетеди.



66-сүйрет.

Сегнет дүзының поляризациясының үақытқа байланыслы өзгеретуғын майданның кернеўлигинен ғәрзили.

§ 147 Кристаллардың диэлектриктик қәсийеттери. Пьезоэлектрик. Усы үақытларға шекем биз зарядлары сыртқы электр майданының тәсиринде аүыса алатуғын ямаса бурылатуғын айырым молекулалардан туратуғын диэлектриклерди қарадық. Бундай көз қарас газ тәризли, сүйиқ ҳәм аморф қатты денелер ушын орынлы болады. Ионлық кристаллардың поляризациясының характеристи пүткіллией басқа. I томда көрсетилип өтилгендей, ионлық кристаллар ҳәр қыйлы белгиге иие ионлар дұрыс түрде гезеклесип жайласатуғын кеңікликпен пәнжерелерди пайда етеди. Мысалы, тас дүзының кристаллары натрийдин оң зарядланған ионлары менен хлордың терис зарядланған ионларының гезеклесип жайласыўынан ибарат. Бундай кристалда айырым молекуланы айырып алыўға болмайды. Усыған сәйкес, кристалдың поляризациясы барлық оң зарядланған ионлардың майданың бағытында, ал терис зарядланған ионлардың оған қарама-қарсы бағыттағы айысыўларына алып келинеди.

Кристаллардың поляризацияланышылығы электростатикалық кернеўлик векторы \mathbf{E} менен кристаллографиялық көшерлердин бағытлары арасындағы мүйешке байланыслы ҳәр қыйлы болыуы мүмкін. Бул жағдайда поляризация векторы \mathbf{P} менен \mathbf{E} векторы бағытлас болмайды ҳәм, усыған сәйкес, \mathbf{P} менен \mathbf{E} векторларының арасындағы байланысты 141-параграфтағы әпиўайы болған (2)-қатнастың жәрдеминде аңғартыўға болмайды. Улыўма жағдайда бир дана и шамасының орнына тоғыз дана x_{ik} шамаларын киргизиүге туўры келеди. Усы шамалардың жәрдеминде \mathbf{P} менен \mathbf{E} шамаларының координаталар көшерлеринин бағытындағы қураўшыларының арасындағы сыйықлы байланыс аңғартылады:

$$\begin{aligned} P_x &= x_{xx}E_x + x_{xy}E_y + x_{xz}E_z, \\ P_y &= x_{yx}E_x + x_{yy}E_y + x_{yz}E_z, \\ P_z &= x_{zx}E_x + x_{zy}E_y + x_{zz}E_z. \end{aligned}$$

Усыған сәйкес \mathbf{D} электростатикалық индукция векторы \mathbf{E} векторына паралель емес ҳәм

"ферроэлектрик" атамасы қолланылады (Аўдарыўшылар).

диэлектрик тұрақты ϵ нин өрніна ұлыұма жағдайда тоғыз ε_{ik} шамаларын киргизиү керек болады.

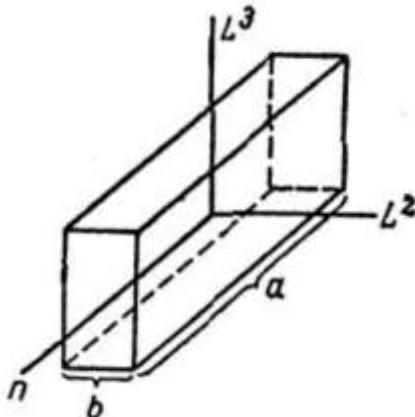
Кристаллық пәнжередеги бөлекшелердин кеңисликтеги дұрыс жайласыўы айрықша эффект болған *пьезоэлектрик* эффект деп аталатуғын эфекттің жүзеге келийнен алғып келеди; бул эффекттің мәниси мынадан ибарат: айрым кристаллардың қаптал бетлеринде механикалық деформацияның салдарынан (мысалы, қысқанда ямаса созғанда) электр зарядлары пайда болады.

Пьезоэлектрик эффект кварцта, турмалинде, сегнет дүзында, қантта, цинк сульфидінде ҳәм және бир қатар кристалларда бақланады. Қысыўшы күштің шамасы 1 кГ болғанда, кварцтың қарама-қарсы қапталларында вольттың жүзден бириңдей шамадағы потенциаллар айырмасы пайда болады. Сегнет дүзы кристаллында эффект күшлирек.

Жоқарыда тәрийипленген түрді пьезоэлектрик эффект пенен бир қатарда кери пьезоэлектрик эффект те бар. Кери пьезоэлектрик эффектте электр майданы түсирилгенде кристалдың үзайыўы ямаса қысқарыўы орын алады (*электрострикция*). Электрострикциядағы кристалдың өлшемлеринң өзгериси жүдә киши: жүзлеген вольт шамасындағы потенциаллар айырмасы түскенде кристаллық денениң сызықты өлшеми шама менен 10^{-7} сантиметрге өзгереди.

Хәзирги үақыттағы техникада түрді ҳәм кери пьезоэлектрик эффекттер кең түрде пайдаланылмақта. I томда биз пьезокварцларды пайдаланыў жолы менен ультрасеслерди пайда етиў ҳәм бақлауды көрсеткен едик. Радиотехникада пьезокварцлар электрик тербелислерди стабилизациялаў ушын қолланылады. Пьезокварцлар ҳәр қылышы өлшеў әсбаптарында да ҳәм үақыттың эталонларын соғыў ушын пайдаланылады.

67-сүйрет.
Кварцтан соғылған паралелепипед.



Пьезоэлектрик эффектті алыў ушын кварц кристаллынан түрді мүйешли паралелепипед кесип алынады (67-сүйрет). Бундай паралелепипедтеги қабырғандардың бир системасы L^3 оптикалық көшери деп аталатуғын көшерге, екинши системасы L^2 қос көшери деп аталатуғын (электрик көшерлер) көшерлердин бирине параллель. Усындағы етип кесип алынған пьезокварцқа L^2 көшерине параллель бағытта қысыўшы f күшин түсиргенде L^2 көшерине нормаль болған қапталларда бир бирине тең, белгилери қарама-қарсы болған $+q$ ҳәм $-q$ зарядлары пайда болады. Электрдин мұғдары q қысыўшы күш f ке пропорционал ҳәм кварц пластинкасының өлшемлеринен ғәрзесиз:

$$q_{\parallel} = kf;$$

Бул эффектті бойлық пьезоэлектрик эффект деп атайды. k шамасын кварцтың пьезоэлектрик тұрақтысы деп атайды; егер q дың мәниси CGSE-бирилдеринде, ал f диналарда өлшенген болса, онда оның мәниси шама менен $6,5 \cdot 10^{-8}$ ке тең.

Егер тәсир ететуғын күш f оптикалық L^3 көшерине параллель болса, онда зарядлардың пайда болыўы бақланбайды.

Егер f күши L^2 ҳәм L^3 көшерлери жататуғын тегисликке перпендикуляр болған **н** бағытында түсетеуғын болса, онда көлденең *пьезоэлектрик эффект* деп аталатуғын пьезоэффект пайда болады. Зарядлар L^2 көшерине нормаль бағытланған қапталларда пайда болады, бирақ олардың белгиси бойлық пьезоэффекттегиге салыстырғанда қарама-қарсы. Бұндай жағдайда ҳәр бир қаптал бетте пайда болатуғын электр зарядларының муғдары q_{\perp} мынаған тең:

$$q_{\perp} = k \frac{a}{b} f.$$

Бул теңликтегі k бұрынғы мәнисине тең, ал a арқалы тәсир ететуғын f күшинин бағытындағы пластинканың қалыңлығы, b арқалы L^2 көшеринин бағытындағы қалыңлығы белгиленген.

Күштиң белгиси өзгергенде q зарядының белгиси де өзгереди, егер бир қапталда қысқаңда оң заряд пайда болса, созғанда терис заряд пайда болады (ҳәм керисинше).

Кери пьезоэлектрик эффекттегі бақлау ушын пьезокварцтың қапталларына металл астарлар жабыстырылады ҳәм оларға электр зарядлары бериледи; бұндай жағдайда майданның бағытына байланыслы кристаллық пластинка қысылады ямаса кеңейеди.

§ 148 Конденсаторлар. 136-параграфта биз астарларының арасы бос болған тегис конденсаторды қарадық ҳәм оның сыйымлығы C ушын

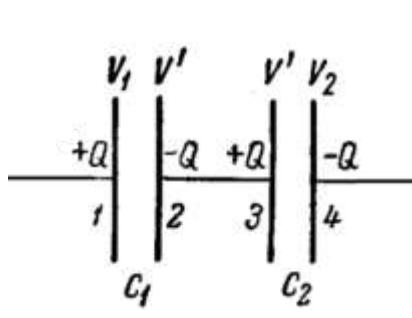
$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{S}{4\pi d} \quad (1)$$

аңлатпасын алдық. Бул аңлатпада S - конденсатордың пластиналарының бириңин бетинин майданы, ал d - пластиналардың арасындағы қашықтық. Пластиналардың арасында диэлектрик тұрақтысы ϵ болған диэлектрик болған жағдайда, 139-параграфта айтылғандай, оның сыйымлығы болған C шамасы ϵ есе үлкейеди ҳәм

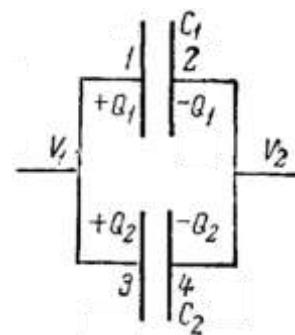
$$C = \frac{\epsilon S}{4\pi d} \quad (2)$$

шамасына тең болады. Солай етип, конденсатордың сыйымлығы C пластинаның бетинин майданы S ке, диэлектрик тұрақты ϵ ге туұры пропорционал ҳәм пластиналардың арасындағы қашықтық d ға кери пропорционал екен.

Енди конденсаторларды бир бири менен тутастырыуды қараймыз. Оларды избе-из ҳәм параллель тутастырыға болады.



68-сүйрет. Конденсаторларды избе-из тутастырыў.



69-сүйрет. Конденсаторларды параллель тутастырыў.

Сыйымлықтары C_1 ҳәм C_2 болған еки конденсаторды избе-из тутастырыў 68-сүйретте келтирилген.

1 пластинасын $+Q$ заряды менен зарядлағанда бир өткізгіш болып табылатуғын 2 ҳәм 3 пластинкасында индукцияның салдарынан сәйкес $-Q$ ҳәм $+Q$ зарядлары, ал 4 пластинкасында $-Q$ заряд пайда болады.

1 пластинкасының потенциалын V_1 , ал 4 ал пластинкасының потенциалын V_2 арқалы, 2 ұәм 3 пластинкаларының улыўмалық потенциалын V' арқалы белгилеймиз. Пластинкалардың ҳәр бир жубы ушын мынадай қатнасларды жаза аламыз:

$$V_1 - V' = \frac{1}{C_1} Q, \quad V' - V_2 = \frac{1}{C_2} Q.$$

Бул теңликлерде C_1 ұәм C_2 арқалы тутастырылған конденсаторлардың сыйымлықтары белгиленген. Бул теңликлерди ағзама-ағза қосып,

$$V_1 - V_2 = \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right) Q$$

теңлигине ийе боламыз. Екинши тәрептен, мынаны жазыў мүмкін:

$$V_1 - V_2 = \frac{1}{C} Q,$$

Бул теңликтегі C арқалы еки конденсаторды избе-из жалғаудың салдарынан пайда болған қурамалы конденсатордың сыйымлығы белгиленген. Соңғы еки формуланы бир бири менен салыстырып

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \quad (3)$$

яmasa

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}. \quad (3a)$$

теңликлерине ийе болады екенбиз.

Демек, конденсаторларды избе-из тутастырыудың нәтийжесинде алынған конденсатордың сыйымлығының кери шамасы бир бири менен тутастырылған конденсаторлардың сыйымлықтарының кери шамаларының қосындысына тең болады екен.

Сыйымлықтары C_1 ұәм C_2 болған конденсаторларды параллель тутастырылғанда (69-сүйрет) тувастырылған пластиналардың потенциаллары бирдей болады. Бирақ ҳәр қыйлы конденсаторлардың астарларындағы зарядлардың мұғдарлары ҳәр қыйлы; оларды Q_1 ұәм Q_2 арқалы белгилейик. Ҳәр бир конденсатор ушын астарлардағы зарядты, потенциаллар айырмасын ұәм сыйымлықты байланыстыратуғын формуланы қолланамыз:

$$Q_1 = C_1(V_1 - V_2), \quad Q_2 = C_2(V_1 - V_2).$$

Бул теңликлерди ағзама-ағза қосып

$$Q_1 + Q_2 = (C_1 + C_2)(V_1 - V_2).$$

теңлигине ийе боламыз. Екинши тәрептен, мынадай теңликлерди жазыўға болады:

$$Q = Q_1 + Q_2 = C(V_1 - V_2).$$

Бул теңликлерде C арқалы еки конденсатордан туратуғын системаның сыйымлығы белгиленген. Соңғы еки теңлиktи салыстырып,

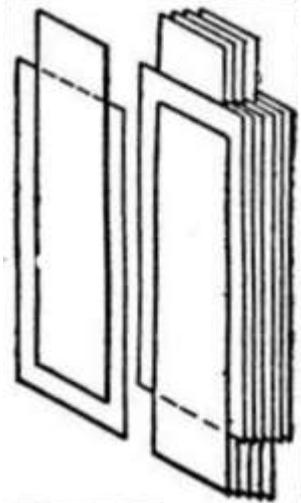
$$C = C_1 + C_2 \quad (4)$$

теңлигине ийе боламыз. Демек бир бири менен параллель тутастырылған конденсаторлардың сыйымлығы олардың сыйымлықтарының қосындысына тең болады екен.

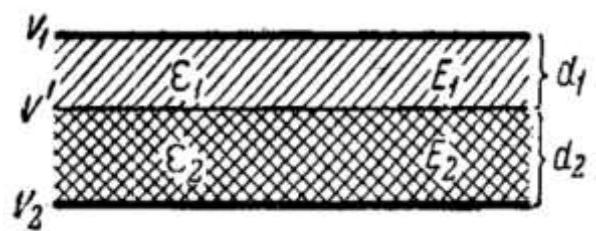
Әлбетте, алынған нәтийжелерди биргеликтегі тутастырылған конденсаторлардың қәлеген саны ушын алыўға болады.

Конденсаторларды системаға тутастырыў кең түрде қолланылады. Парафинленген қағаз ямаса слюда менен қапланған фольгадан соғылған тегис конденсаторлар жийи қолланылады. Фольгалардың ҳәр екиншиси бир бири менен тутастырылады (70-сүйрет). Соңлықтан бир бири менен тутастырылған қатар санлары тақ болған фольгалар конденсатордың бир астарын, ал қатар санлары жуп болған фольгалар конденсатордың екинши астарын пайда етеди. Бундай конденсаторлар жүзлеген ұәм оннан да үлкен

микрофонарадаларға тең сыйымлықта ийе болады ҳәм үлкен болмаған өлшемлерге ийе болған жағдайда да бир неше жұз волт кернеўге шыдам бере алады.



70-сүйрет. Арапарына парафинленген қағаз салынған фольгалардан соғылған тегис конденсатор.



71-сүйрет. Ҳәр қыйлы диэлектриклердин қатламлары бар тегис конденсатор.

Санлы мысал келтиремиз. Диэлектрик сыпатында қалыңлығы 0,05 мм болған диэлектриктик турақтысы $\epsilon = 1,8$ ге тең парафинленген қағазды пайдаланып, сыйымлығы 1 мкФ болған тегис конденсаторды соғыў талап етилетуғын болсын. Оның өлшемлерин табамыз.

(2)-формуладан тегис конденсатордың сыйымлығының

$$C = \frac{\epsilon S}{4\pi d}$$

шамасына тең болатуғынлығына көз жеткермиз. Буннан, оның пластинасының майданы S тиң,

$$S = \frac{4\pi d C}{\epsilon}$$

шамасына тең болатуғынлығын көремиз. Бул теңликке $C = 1 \cdot 10^{-6} \Phi = 9 \cdot 10^5 \text{ см}, d = 0,005 \text{ см}, \epsilon = 1,8$ шамаларын қойып $S \cong 31000 \text{ см}^2$ шамасын аламыз. Фольганың ҳәр бир жапырағы (шеткилеринен басқа) еки тәрептен зарядланатуғын болғанлықтан, жапырақтың бетининде улыұмалық майданы шама менен 31000 см^2 болыўы керек. Егер айырым жапырақты $10 \times 10 \text{ см}^2$ өлшемине ийе етип кесип алғанда, онда жапырақтардың улыұмалық саны 310 болады; фольганың қалыңлығы 0,001 см болған жағдайда, конденсатордың көлемі шама менен $2 \times 10 \times 10 \text{ см}^3$ шамасына тең болып, конденсатор тутасы менен үлкен болмаған тегис құтыда жайласады.

§ 149. Конденсаторлардың ҳәр қыйлы типтери. 1. Ҳәр қыйлы диэлектриклердин қатламлары бар тегис конденсатор. Тегис конденсатордың астарларының арасындағы кеңислик диэлектриктик турақтылары ϵ_1 ҳәм ϵ_2 болған диэлектриктиң еки қатламы менен толтырылған деп болжайық. Олардың қалыңлықтары сәйкес d_1 ҳәм d_2 болсын (71-сүйрет).

Бундай жағдайда сыйымлық C алдыңғы жағдайдағыдай

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} \quad (1)$$

қатнасының жәрдеминде анықланады. Бирақ, бул жағдайда биз еки диэлектриктиң шегарасына ийе боламыз ҳәм бул шегара арқалы өткенде майданның кернеўлиги өзгериске ушырайды. Астарлардың арасы бос болған жағдайда олардың арасындағы майданның кернеўлигин E_0 арқалы белгилеймиз ҳәм усындаидар кернеўликті пайда етиў ушын керек болатуғын зарядлардың бетлик тығыздығы σ болады:

$$E_0 = 4\pi\sigma.$$

Диэлектриклердеги E_1 ҳәм E_2 кернеўликтери мына жағдайда болады (142-параграфқа қараңыз):

$$E_1 = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon_1} = \frac{E_0}{\epsilon_1}, E_2 = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon_2} = \frac{E_0}{\epsilon_2}.$$

Астарлардың бириндеги заряд:

$$Q = \sigma S = \frac{E_0}{4\pi} S. \quad (2)$$

Астарлардағы потенциаллар айырмасын майданың кернеўлиги арқалы есаплаўға болады.

Еки диэлектриктиң шегарасындағы потенциалды V' арқалы белгилеймиз, бундай жағдайда

$$\frac{V_1 - V'}{d_1} = E_1, \frac{V' - V_2}{d_2} = E_2.$$

Буннан

$$V_1 - V_2 = E_1 d_1 + E_2 d_2 = E_0 \left(\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} \right) \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз. (2)- ҳәм (3)-аңлатпаларды (1)-аңлатпаға қойып, конденсатордың сыйымлығы ушын

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{E_0 S}{4\pi E_0} \left(\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} \right)$$

аңлатпасын аламыз. Буннан

$$C = - \frac{S}{4\pi \left(\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} \right)}. \quad (4)$$

формуласына ийе боламыз.

Сыйымлықтың қатламлардың жайласыў тәртибинен ғәрэзсиз екенлигин аңсат аңғарыўға болады. Егер $d_0 = 0$ теңлигин алатуғын болсақ, онда бұл формула бир диэлектрикі бар конденсатордың формуласына айланады.

Конденсатордың және де бир неше типин қараймыз.

2. Сфералық конденсатор. Сфералық конденсатор бир бирине концентрилі болған еки сфералық астардан туралы. Олардың радиусларын R_1 ҳәм R_2 арқалы белгилеймиз. Астарлардың арасындағы кеңислик диэлектрикlik тұрақтысы ϵ ге тең болған диэлектрик пенен толтырылған; астарлардың зарядлары олардың бетлеринде тең өлшеўли тарқалған ҳәм оларды $+Q$ ҳәм $-Q$, ал астарлардың потенциалларын сәйкес V_1 ҳәм V_2 арқалы белгилеймиз.

Жоқарыда дәлілленгендей (127-параграф), бир текли зарядланған сфералық беттиң майданының кернеўлиги оның ишинде нолге тең, ал оның сыртында сфераның орайында жайласқан муғдары сферада топланған зарядтың муғдарындай ноқатлық зарядтың пайда еткен майданың кернеўлигиндей. Буннан, конденсатордың *астарларының арасындағы майданың кернеўлиги тек ишкі астардың зарядлары тәрепинен пайда етиледи ҳәм*

$$E = \frac{Q}{\epsilon r^2}$$

шамасына тең. Бул қатнаста r - сфералық беттиң орайына шекемги қашықлық.

r дің бағыты потенциалдың қәдди бетине түсирилген n нормаль менен бағытлас; буннан 131-параграфтағы (2-а) формула бойынша

$$E = - \frac{dV}{dr},$$

ал буннан

$$dV = - \frac{Q}{\epsilon r^2} dr$$

қатнасларын аламыз.

Бир астардан екиншисине өткендеги потенциалдың толық өзгерисин бұл аңлатпаны R_1 ден R_2 ге шекем интеграллаў жолы менен аламыз:

$$V_2 - V_1 = - \int_{R_1}^{R_2} \frac{Q}{\epsilon r^2} dr = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{Q}{R_2} - \frac{Q}{R_1} \right).$$

Буннан биз излеп атырған сфералық конденсатордың сыйымлығы ушын

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{Q\varepsilon}{\frac{Q}{R^1} - \frac{Q}{R_2}}$$

яmasa

$$C = \frac{\varepsilon R_1 R_2}{R_2 - R_1}. \quad (5)$$

формуласына ийе боламыз.

Бул формуланы пайдаланып, мысал ретинде радиуслары $R_1 = 2 \text{ м}$ ҳәм $R_2 - R_1 = 1 \text{ мм}$ болған аралығына диэлектриклик тұрақтысы $\varepsilon = 2,5$ болған орталық пенен толтырылған концентрилі сфералар түриндеги сфералық конденсатордың сыйымлығын аңсат есаплауға болады. Бундай конденсатордың сыйымлығы шама менен 1 мкФ болады. Бул нәтижени 136-параграфта көлтирилген мағлұмлатлар менен салыстырыу қызықты. Сол параграфта радиусы 9 км болған онашаланған шардың сыйымлығы 1 мкФ шамасына тең болатуғының көрсетилген еди.

3. Цилиндрлік конденсатор. Цилиндрлік конденсатор улыұмалық ұзынлығы l , ал радиуслары R_1 ҳәм R_2 болған еки коаксиаллық құйыс цилиндрден тұрады (72-сүйрет). Цилиндрлердин арасындағы кеңислик диэлектриклик тұрақтысы ε шамасына тең орталық пенен толтырылған. Мейли, астарларда $+Q$ ҳәм $-Q$ зарядлары ҳәм олар сәйкес V_1 ҳәм V_2 потенциалларына ийе болсын.

Астарлардың арасындағы майданның кернеўлигин тек ишкі цилиндрдеги заряд тәрепинен пайда етиледи ҳәм цилиндрдин көшеринен r қашықтығындағы кернеўлик

$$E = \frac{2\eta}{\varepsilon r}$$

шамасына тең. Бул қатнаста η - цилиндрдин ұзынлығының бир бирлигиге сәйкес келетуғын заряд dr участкасындағы потенциалдың өзгериси кернеўлик пенен былайынша байланысқан:

$$-\frac{dV}{dr} = E.$$

Буннан

$$dV = -Edr = -\frac{2\eta}{\varepsilon r} dr$$

аңлатпасына ийе боламыз. Астарлардың арасындағы потенциаллар айырмасы $V_2 - V_1$ шамасын жоқарыдағы аңлатпаны R_1 ден R_2 ге шекем интеграллау жолы менен аламыз:

$$V_2 - V_1 = - \int_{R_1}^{R_2} \frac{2\eta}{\varepsilon r} dr = -\frac{2\eta}{\varepsilon} \ln \frac{R_2}{R_1}.$$

Демек, цилиндрлік конденсатордың сыйымлығы мынаған тең:

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{\varepsilon l}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}}. \quad (6)$$

Солай етип, цилиндр тәризли конденсатордың сыйымлығы конденсатордың ұзынлығына, конденсаторды толтырып тұрған орталықтың диэлектриклик тұрақтысына туұры пропорционал болады екен. Соның менен бирге ол цилиндрлердин радиусларының қатнасына байланыслы болып, усы қатнас киширейгенде сыйымлықтың мәниси үлкейеди.

4. Өзгермелі сыйымлыққа ийе конденсатор. Радиотехникада өзгермелі сыйымлыққа ийе болған конденсатор жүдә жийи пайдаланылады. Оның дүзилисі 73-сүйретте көлтирилген. Ярым сақыйна түриндеги пластиналар (74-а сүйрет) ҳәр екіншиси арқалы бир бири менен тутастырылған. Пластиналардың ярымы қозғалмайтуғын етип бекитилген, ал ярымы вертикаллық көшердин дөгерегинде тутқаның жәрдемінде бурыла алады. Бурылыудың нәтижесінде қозғалатуғын пластиналар қозғалмайтуғын пластиналардың арасына киреби ҳәм усындай жоллар менен бир бири менен параллель тутастырылған бир қатар конденсаторларды пайда етеди.

Пластиналардан қурабалған конденсаторларды жүйе құралғанда түрде тегис деп есаплауға ҳәм, соныңтан усындай айырмалы конденсатордың сыйымлығы C ны

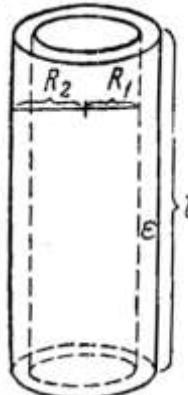
$$C' = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}$$

шамасына тең деп есаплауға болады. Бул аңлатпада ε арқалы пластиналардың арасындағы

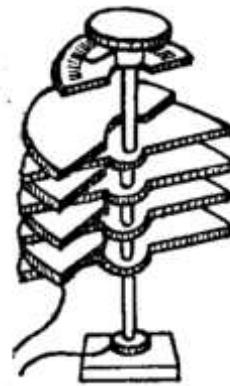
орталықтың диэлектриклик тұрақтысы, d арқалы пластиналардың арасындағы қашықтық, ал S арқалы пластиналардың бир бириңінде үстінде жайласқан бөлегинің бетинің майданы. Егер пластиналар бир бириңе салыстырғанда α мүйешине бурылған болса, онда S шамасы 74-б сүйреттеги штрихланған областтың майданы болып табылады. Пластиналардың сыртқы радиусын r_1 , ал ишкисин r_2 арқалы белгилеп

$$S = \pi(r_1^2 - r_2^2) \cdot \frac{\alpha}{2\pi} = \frac{(r_1^2 - r_2^2)\alpha}{2}$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бул аңлатпада α мүйеши радианларда аңлатылған.



72-сүйрет. Цилиндр тәризли конденсатор.



73-сүйрет. Өзгермeli сыйымлықта ийе конденсатор.

Буннан бир конденсатордың сыйымлығы мынаған тен болады:

$$C' = \frac{\epsilon(r_1^2 - r_2^2)\alpha}{8\pi d}.$$

Егер, пластиналардың арасында n дана аралық болса, онда бундай конденсатор ҳәр қайсысының сыйымлығы C' болған n дана бир бири менен параллель тутастырылған конденсаторды пайдала етеди.

Демек, барлық конденсатордың сыйымлығы C мынаған тен:

$$C = nC' = \frac{\epsilon n(r_1^2 - r_2^2)\alpha}{8\pi d}. \quad (7)$$

Бул формулада да α радианларда аңлатылады. Формуланы киши α лар үшін пайдаланыўға болмайды.

Егер α мүйешин градусларда аңғартсақ, онда

$$\alpha(\text{радиан}) = \frac{2\pi}{360} \alpha(\text{градус})$$

қатнасының жәрдемінде (7)-аңлатпаны

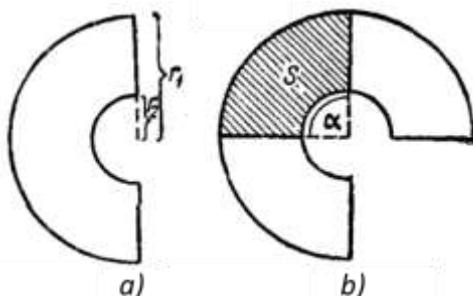
$$C = \frac{\epsilon n(r_1^2 - r_2^2)\alpha}{1440 \cdot d}, \quad (8)$$

түрине алып келиўге болады. Әдетте үсындағы конденсатордың пластиналарының арасында ҳауа болады. Бундай жағдайда ϵ ниң мәниси ис жүзинде бирге тен болады.

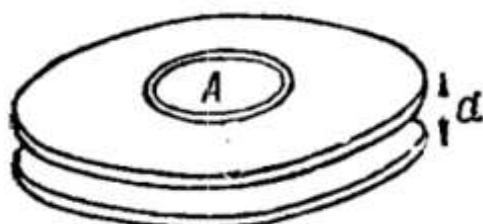
Санлы мысал келтиремиз. Мынадай параметрлерге ийе болған конденсатор беретуғын максималлық сыйымлықты анықлау керек: пластинаның ишкі радиусы $r_2 = 1$ см, сыртқы радиусы $r_1 = 3$ см, пластиналардың арасындағы қашықтық $d = 1$ мм, пластиналардың саны $n = 40$. Пластиналардың арасында ҳауа бар.

Шешими. Максималлық сыйымлық $\alpha = 180^\circ$ болғанда алынады. Сонықтан (8)-формула бойынша мынаған ийе боламыз:

$$C = \frac{1 \cdot 40 \cdot (3^2 - 1^2) \cdot 180}{1440 \cdot 0,1} \text{ см} = 400 \text{ см} \cong 4,5 \cdot 10^{-4} \text{ мкФ.}$$



74-сүрет. Өзгөрмeli сыйымлықа иие болған конденсатордың пластиналары.



75-сүрет. Қорғалған сақыйнаға иие конденсатор.

§ 150. Потенциаллар айырмасын өлшеу. 121-параграфта электроскоптың құрылышын келтиргенде оның жапырақтарының ушларының бир бириңен үзақласыў дәрежесинин ұсы жапырақтардағы зарядтың өлшеми болатуғының көрсеткен едик. Бирак, электроскоп соның менен бирге жапырақтар менен электроскоптың корпусының арасындағы потенциаллар айырмасын да өлшейди. Жапырақтарды зарядлағанда корпуста индукцияланған зарядлар пайда болады; егер бундай жағдайда корпус Жер менен тутастырылған болса, онда корпуста белгиси жапырақтағы зарядлардың белгисине қарама-қарсы болған зарядлар қалады. Электроскоптың жапырақтары менен оның корпусы конденсатордың еки астарының хызметин атқарады; жапырақтарда топланған зарядтың мұғдары Q қаншама көп болса, ұсы астарлардың арасындағы потенциаллар айырмасының шамасы да үлкен болады. Солай етип, электроскоптың жарыпақтарының бир бириңен үзақласыў дәрежеси жапырақтар менен корпустың арасындағы потенциаллар айырмасын өлшейди. Егер электроскоп вольтлерде градуировкаланған шкала менен тәмийинленген болса, онда оны электростатикалық вольтметр деп атайды.

Электростатикалық вольтметрди градуировкалады абсолют электрометрдин жәрдемінде орынлауға болады. Принципінде, абсолют электрометрдин жәрдемінде өлшлеу тегис конденсатордың еки тегис пластиналарының арасындағы потенциаллар айырмасы арқалы аңлатылған тартылыс күшиниң шамасын өлшеүге алып келинеди. Пластиналары шексиз үлкен болған тегис конденсатор ушын келтирип шығарылған формулаларды пайдаланыудың мүмкіншилигине иие болыў ушын қорғалған сақыйнаға иие болған конденсатор қолланылады. Бир бириңе параллель ҳәм горизонт бағытында жайласқан еки дискten туратуғын конденсаторды көз-алдымызға елеслетейик; жоқарғы диске үлкен болмаған А бөлими қалған бөлімнен жуқа саңлақ пенен айрылған. Сонықтан майданның бир текли болмауы тек пластиналардың шетлеріндегі ғана орын алады (75-сүрет).

Сонлықтан, орта бөлімдеги сыйымлық тегис конденсатордың сыйымлығы ушын жазылған формула бойынша аңғартылады:

$$C = \frac{\epsilon S}{4\pi d}.$$

Бул аңлатпада S арқалы А пластинасының бетинің майданы, ал d арқалы пластиналардың арасындағы қашықлық белгіленген. А пластинасына тәсир ететуғын күш төменги пластина тәрепинен пайда етилген майданның кернеўлигинин ұсы А пластинасының заряды Q да көбейткенге тең. Конденсатордың ишинде төмендеги пластина ұсы конденсатордың ишиндеғи толық кернеўлик E дең есе кем болған майданның кернеўлигин пайда етеди; демек, А пластинасына тәсир ететуғын күш

$$f = \frac{E}{2} \cdot Q \quad (1)$$

аңлатпасының жәрдемінде есапланады. $E = \frac{V_1 - V_2}{d}$ ҳәм $Q = C(V_1 - V_2)$ теңликлеринин

орын алатуғынлығын нәзерде тұтып ($V_1 - V_2$ арқалы пластиналардың арасындағы потенциаллар айырмасы)

$$f = \frac{C(V_1 - V_2)^2}{2d}$$

формуласына ийе боламыз. Бул формулаға (1)-формула бойынша сыйымлық C тиң мәнисин қойып

$$f = \frac{\varepsilon S}{8\pi d^2} (V_1 - V_2)^2 \quad (2)$$

аңлатпасына ийе боламыз, яғни өз-ара тәсирлесіү күши f потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ арқалы аңлатылады екен.

Егер пластиналардың арасында ҳаўа болса, онда $\varepsilon = 1$ ҳәм (2)-теңдикten

$$V_1 - V_2 = d \sqrt{\frac{8\pi f}{S}}$$

формуласына ийе боламыз. Солай етип, пластиналардың арасындағы қашықлық d ҳәм пластиналардың бетинин майданы S ти анықлап және f ти өлшеп, $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын абсолют өлшемде анықтаймыз.

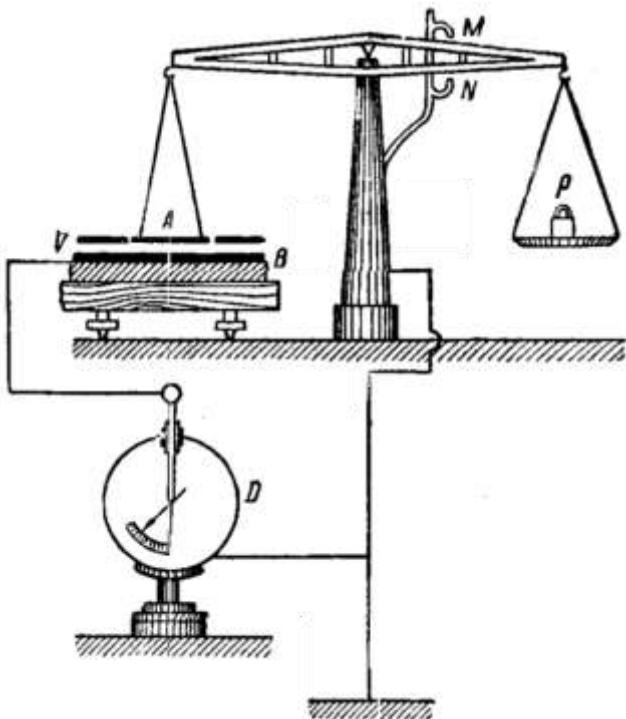
Егер тәрезиниң пәллелериниң бириң басқа зарядланған пластинаға тартылатуғын пластина менен алмастырсақ f күшин "салмақты" өлшеү жолы менен анықлауда болады. "Салмағын өлшеү" усылы менен электрлик шамаларды өлшеү усылы инглиз физиги Томсон тәрепинен ислеп шығылды. 76-сүйретте сол принципке тийкарланған электростатикалық D вольтметрин градуировкалаудың схемасы көрсетилген. Әдеттеги тәрезиниң пәллесиниң бири алып тасланған ҳәм А конденсаторының ортаңғы бөлими менен алмастырылған. Егер бул конденсатордың жоқарғы пластинкасын қорғаушы сақыйна ҳәм тәрезиниң барлық корпусы менен Жерге тутастырсақ ҳәм конденсатордың Жерден изоляцияланған тәменги пластинканы базы бир V потенциалға шекем зарядласақ, онда жоқарғы пластинканың орта бөлими тәменги пластинкаға тартылады; тәрезиниң тең салмақтың ұлалын сақлау ушын екинши пәллеге P жүргин салыў керек. Усы P жүги f күшин өлшейди. Буннан келтирип шығарылған формуланың жәрдеминде V потенциалын анықтаймыз (Жердин потенциалы $V_2 = 0$). Градуировкаланатуғын D вольтметриниң жапырақлары B пластинкасы менен тутастырылған, ал оның қаснағы Жерге тутастырылған; усындай жоллар менен V потенциалы градуировкаланатуғын вольтметрдин жапырақларының потенциалын өлшейди.

Бир тәрептен кишене гирлер менен, ал екинши тәрептен пластиналардың арасындағы тартылыс күши менен тәрептеги тәрептеги киши шамаға үлкен болыўы пластиналардың арасындағы қашықлық d ның өзгериүине, ал бул жағдай тартылыс күшиниң киширейиүине алып келеди. Нәтижеде тәрезиниң тең салмақтың оннан бетер бузылады. Керисинше, егер гирлердин салмағы киширек болса, онда конденсатордың пластиналары бир бириң жақынласады, ал олардың арасындағы тартылыс күши үлкейеди. Бундай қолайсызлықтан құтылыў ушын тәрезиниң оғына M ҳәм N иркиүшилерин орналастырады. Тартылыс күшиниң шамасы тәрезиниң оғын иркиүшилердин бириң алып кететуғын жүктин шамасы бойынша анықланады.

Жоқарыда тәрийипленген жапырақлары бар электрометрлер киши сезгирилкке ийе. Жапырақлардың екеүине де бирдей шамадағы ҳәм белгидеги Q заряды бериледи; ийтериў күшиниң шамасы болса жапырақлардың зарядларының көбеймесине, яғни зарядтың квадраты Q^2 қа пропорционал. Q заряды киши болғанда Q^2 шамасы, усыған сәйкес ийтерисиў күши киши. Бирақ, егер сол Q зарядын E электр майданына жайластырса, онда зарядқа тәсир ететуғын күш QE ге пропорционал болады ҳәм, усының салдарынан

майданың кернеўлиги E жеткилики дәрежеде үлкен болғанда киши Q болған жағдайда да үлкен күшти пайда етийге болады.

76-сүйрет.
Электростатикалық вольтметрди
абсолют электрометрдин жәрдеминде
градуировкалаудың схемасы.



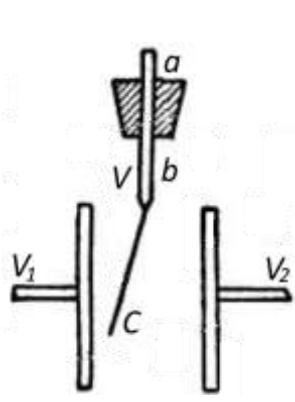
Ең әпиўайы түрде бул принцип 77-сүйретте көлтирилген электроскопта пайдаланылған. Жеңіл металл bc жапырақ $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы түсирилген еки пластинкалардың арасында илдирилген. bc жапырағын зарядлағанда ол аұысады. Жоқары сезгирликten басқа бул электроскоп әдеттеги электроскопқа салыстырылғанда және бир артықмашлыққа ийе болады. Ол аұысыұдың бағыты бойынша bc жарыпағына берилген зарядтың белгисин анықтай алады.

Усы принцип тарлы электрометр деп аталатуғын ҳәзирғи заман лабораториялық электрометринде пайдаланылған.

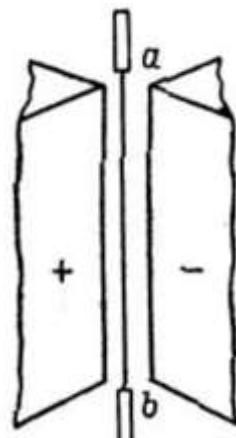
Жұдә жиңишке платина сымы (жуўанлығы шама менен 2-3 мкм) вертикаль бағытта металл призмалардың (пышақлардың) ортасында керилген (78-сүйрет). Призмалар бир бириңен изоляцияланған ҳәм олар арасындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ шамасына жеткенше зарядланған. Платина сым изертленетуғын электр дереги менен тутастырылады. Зарядлағанда, зарядтың белгисине ғәрэзли сым анаұ ямаса мынау призмаға қарай тартылады. Бул майысыұды микроскоптың жәрдеминде бақлау ямаса фото сүйретин тусириў жолы менен өлшеўге болады. Тарлы электрометрлердин сезгирлигі 0,01 в ке шекем жетеди ҳәм киши массаға ийе болғанлықтан, сабак тез арада тең салмақтың ұлалына келеди. Бул тарлы электрометрдин әхмийетли қәсийети болып табылады ҳәм бул жағдай үақытқа байланыслы тез өзгеретуғын зарядларды регистрациялауға ҳәм өлшеўге мүмкіншилик береди.

Ең ақырында квадрант электрометр деп аталатуғын потенциаллардың жұдә киши болған айырмасын өлшеў ушын соғылған бир электрометрди қараймыз. Цилиндр формасына ийе болған металл құты (79-сүйретте бул құтының ишки бөлими планда ҳәм кесимде берилген) радиуслары бойынша бир бириңен изоляцияланған төрт квадрантқа бөлинген. Бул құтының ишинде жиңишке сабакқа 8 тәризли стрелка асып қойылған. Егер стрелканың көшерин квадрантларды бөлип туратуғын кесимлердин бириницә бағытында жайластырсақ ҳәм оны базы бир V_0 потенциалына шекем зарядласақ ҳәм барлық

квадрантларды Жер менен тутастырсақ, онда симметрияға байланыслы стрелка тең салмақлықта қалады. Квадрантлардағы дәл симметрияға жетисиү қыйын болғанлықтан, олардың бириң қозғалатуғын етип соғады ҳәм стрелканы зарядлап, квадрантты тең салмақлық жүзеге келгенше жылыстырады. Буннан кейин еки қарама-қарсы квадрантқа V_1 , ал қалған екеүине V_2 потенциалы бериледи. Әсбаптың теориясы стрелканың кең шеклердеги бурылыұның $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасына пропорционал екенлигин көрсетеди. Солай етип, стрелканың бурылыұы бойынша потенциаллар айырмасы өлшенеди. Стрелканың бурылыұы оптикалық жоллар менен стрелка илдирилген сабакқа бекитилген S айнасының жәрдемінде өлшенеди.



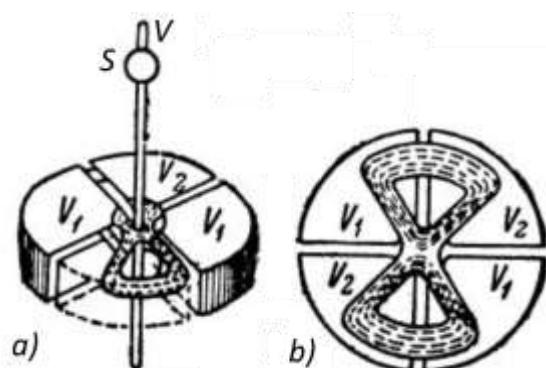
77-сүйрет. Зарядланған пластинкалары бар электроскоп.



78-сүйрет. Тарлы электрометр.

Квадрант электрометр жоқары сезгирилкке ийе: оның жәрдемінде 1 в болған потенциаллар айырмасын 0,001 в дәллікте өлшеүге болады. Стрелканың тербелисинин үлкен дәүирге ийе болыұы квадрант электрометрдің кемшилигі болып табылады.

79-сүйрет.
Квадрант электрометр.



§ 151. Жұдә киши зарядларды өлшеү. Электронның заряды. Микроскопиялық тамшыларды топланған жұдә киши болған зарядларды өлшеудің әпиүайы ұсылы бар. Бул ұсылдың идеясының мәниси төмендегилерден ибарат. Мейли, он $+q$ зарядына ийе болған микроскопиялық тамшы тегис конденсатордың горизонт бағытындағы паралель пластинкалардың арасында турған болсын (80-сүйрет).

Егер жоқарғы пластинка терис, ал төменгі пластинка оң зарядқа ийе болса, онда тамшыға жоқары қарай бағытланған

$$f = Eq$$

шамасындағы электр күши тәсир етеди. Бул теңдікті E - конденсатордың пластинкаларының арасындағы майданның кернеўлигі. Бул күш тамшының салмақ күши p

ға қарама-қарсы бағытта тәсир етеди.

Бул күшлердин абсолют шамалары бир бирине тең болғанда

$$Eq = p \quad (1)$$

теңлиги орынлы болады ҳәм бул жағдайда тамшы конденсатордың пластиналарының арасында қозғалмай илдирилип турады.

Майданың кернеўлигі E ни потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ҳәм пластиналардың арасындағы қашықтық d арқалы аңлатып, мына теңликти аламыз:

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d}.$$

Буннан, (1)-аңлатпа бойынша, тамшыдағы заряд q дың шамасы мынаған тең болады:

$$q = p \frac{d}{V_1 - V_2}. \quad (2)$$

Тамшының салмағы болған p ны, пластиналардың арасындағы қашықтық d ны ҳәм тамшының пластинкалардың арасында қозғалмай илдирилип тұрыўы ушын зәрүрли болған $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын билип, (2)-формула бойынша q зарядының шамасын анықтаймыз.

Хаўадағы тамшының салмағы p ны усы тамшы пайда болған заттың тығызлығы ρ ны ҳәм оның радиусы r ди билиў жолы менен анықлауға болады:

$$p = \frac{4}{3}\pi(\rho - \rho')r^3g. \quad (3)$$

Бул теңликтегі g - салмақ күшиниң тезленийи ҳәм ρ' - тамшы жайласқан орталықтың (хаўаның) тығызлығы.

Тамшының радиусы r ди электр майданы болмаған жағдайдағы салмақ күшиниң тәсириндегі оның төменге қарай түсіү тезлиги бойынша анықланады. I томның 42-параграфындағы баянланғандай, бундай түсіүдің тезлиги v ның мәниси Стокс формуласының жәрдеминде анықланады:

$$v = \frac{2\rho - \rho'}{9\eta} \cdot gr^2, \quad (4)$$

Бул теңликтегі ρ' - тамшы төменге қарай түсетеүін орталықтың тығызлығы, η - сол орталықтың жабысқақтығы (бул жағдайда хаўаның). ρ, ρ' және η шамаларын билип ҳәм тамшының түсіү тезлигі v ны өлшеп, (4)-формула бойынша оның радиусы r ди табамыз.

Бул усыл жүдә киши болған зарядларды өлшеүге мүмкіншиликтен береди. Ҳақыйқатында, микроскопиялық тамшының радиусы $r = 10^{-4}$ см ҳәм оның тығызлығы $\rho = 1 \text{ г}/\text{см}^3$ (хаўаның тығызлығы ρ' ты есапқа алмаймыз) болған жағдайда оның массасы $m = \frac{4}{3}\pi\rho r^3 \cong 4 \cdot 10^{-12}$ г шамасында болады. Пластиналардың арасындағы қашықтық $d = 2,5$ см ҳәм потенциаллар айырмасын $V_1 - V_2 = 3000$ в деп болжайық (бул потенциалдың 10 CGSE-бірлигіне тең). Бундай жағдайда (2)-формула бойынша:

$$q = 4 \cdot 10^{-12} \cdot 981 \cdot \frac{2,5}{10} \text{ CGSE}.$$

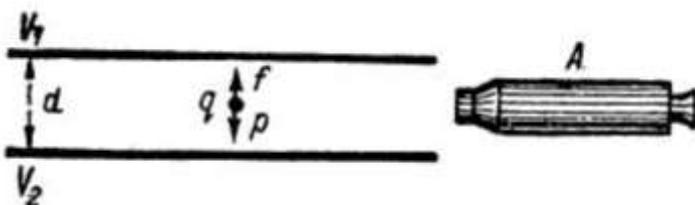
Буннан

$$q \cong 10^{-9} \text{ CGSE}$$

шамасына ийе боламыз. Солай етип, шама менен 10^{-9} CGSE мүғдарындағы зарядты өлшеүге болады екен.

Милликән бул усылды электронның зарядын дәл өлшеў ушын пайдаланды. Конденсатордың пластиналарының арасына микроскопиялық май тамшылары үрленди. Олар ҳаўа менен сүйкелистиң салдарынан зарядланады. Тамшылар қаптал тәрептен жақтылықтың дерегининг жәрдеминде жақтыланырылған ҳәм А микроскоптының жәрдеминде бақланған (80-сүйрет). Пластиналардың арасындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын сайлап алыў жолы менен базы бир тамшылардың қозғалмай илдирилип

турсынына жетисиүге болады.



80-сүйрет.
Конденсатордың пластинкаларының арасында илдирилип турған тамшы усылы бойынша зарядты анықлау.

Буннан кейин конденсатордың арасындагы ҳаја рентген нурлары менен жақтыландырылған. Рентген нурлары ҳајаны ионластырады, яғни ҳајада зарядланған молекулаларды ҳәм еркін электронларды пайда етеди. Бундай жағдайда айырым тамшы ионды ямаса электронды тузып алғып, өзиниң зарядын тосаттан өзгертереди; зарядтың өзгериси тамшының тең салмақтығына тәсир етеди. Солай етип, тек тамшының дәслепки зарядының муғдарын ғана емес, ал тәжирийбени өткерій үақытында тамшының зарядының қанша шамаға өзгергенлигін де анықлаудың мүмкіншилиги болды.

Милликәнниң өлшеўлері тамшылардың заряды құның барлық үақытта да ең киши болған е зарядынан пүтин сан еселенген муғдарда болатуғынлығын көрсетти:

$$q = ne.$$

Бул теңликтегі n - пүтин сан. Бул өлшеўлер электр зарядларының үзликли екенлигин тиккелей дәлилледи ҳәм элементар заряд е ниң шамасын өлшеў мүмкіншилигин берди. Бул электр заряды бар болған бөлекшениң - электронның элементар электр заряды болып табылады.

Соңғы үақытлары Милликән усылы және басқа да усыллар менен өткерилген тәжирийбелер электронның зарядының

$$e = 4,802 \cdot 10^{-10} CGSE = 1,601 \cdot 10^{-19} \text{ к}$$

шамасына, ал еркін электронлардың үстинен өткерилген тәжирийбелер олардың зарядының терис белгіге ийе екенлигин ҳәм массасының

$$m_0 = 9,107 \cdot 10^{-28} \text{ г}$$

шамасына тең екенлигин көрсетти¹¹.

Денелерди электрлеў бойынша өткерилген әдеттеги тәжирийбелерде денелердин зарядларының үзлиksiz өзгеретуғындағы болып көринеди, себеби айырым электронның заряды дым кишкаңе. Милликән тәжирийбелеринде бақланатуғын шаң бөлекшелери (тамшылар) жүдә кишкаңе ҳәм олардағы зарядлардың муғдары бир неше электронның зарядындағы. Бундай жағдайда зарядлардың секирмелі, үзликли өзгерислері тиккелей бақланады.

Электрлік күшлердин салыстырмалы үлкен екенлигин атап өтий қерек: микроскопиялық тамшы жүдә үлкен сандағы атомлардан турады, бирақ, соған қарамастан электрлік күштин тамшының салмағына тең болыўы ушын бир неше артық электронлардың болыўы жеткилики.

Электронның заряды менен массасын айқын түрде көз алдыға келтирий ушын, төмендегидей есаплаўды орынлаймыз: радиусы $r = 1$ см болған тутас мыс шарик 3000 в потенциалға шекем терис зарядланады; оның ушын қерек болатуғын электронлардың санын есаптаймыз.

Шариктің заряды

¹¹ Хәэирги үақытлары (2022-жылдың басы) элементар заряд ушын халық аралық системада $1,602\ 176\ 634 \cdot 10^{-19}$ К, ал СГСЭ системасында $4,803\ 204\ 712\ 570\ 263 \cdot 10^{-10}$, ал СГСМ-системасында $1,602\ 176\ 634 \cdot 10^{-20}$ мәнислери қабыл етилген. Ал электронның массасы $9,109\ 383\ 7015 \cdot 10^{-28}$ грамм (Аўдарыўшылар).

$$Q = C \cdot V = 1 \cdot \frac{3000}{300} = 10 \text{ СГСЭ.}$$

Бир электронның заряды $e = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$ шамасына төң болғанлықтан, электронлардың изленип атырған саны n мынаған төң:

$$n = \frac{10}{4,8 \cdot 10^{-10}} \cong 2,1 \cdot 10^{10};$$

Солай етип, шарикке $2,1 \cdot 10^{10}$ артық электронды бериү керек. Бул санның өзи үлкен сан болса да, шариктің құрамына киретуғын атомлардың санына салыстырғанда дым киши. Ҳақыйқатында да, шариктің массасы

$$m = \frac{4}{3} \pi \rho r^3 = \frac{4}{3} \cdot 3,14 \cdot 8,9 \cdot 1^3 \text{ г} \cong 37 \text{ г},$$

яғни мыстың атомларының шама менен $\frac{1}{2}$ молин қурайды. Демек, шариктеги мыс атомларының саны $\frac{6,02 \cdot 10^{23}}{2} \cong 3 \cdot 10^{23}$ шамасына төң. Буннан, қосылған электронлардың санының атомлардың санының $\frac{1}{1,5 \cdot 10^{13}}$ үлесин қурайтуынлығы келип шығады.

Ең ақырында шарикке берилген электронлардың массасының жүдә киши екенлигин атап өтиү жүдә қызықты: бул масса ушын $m_1 = n m_0 = 2,1 \cdot 10^{10} \cdot 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ г} \cong 1,9 \cdot 10^{-17} \text{ г}$ шамасын аламыз. Бул масса микроскопиялық шаң бөлекшесинің массасынан жүзлеген мың есе киши. Буннан электронлар массаға ийе болса да, әмелде исленийи мүмкін болған денелерди электрлеў құбылысы денелердин массасының өзгериүи менен пүткіллей байланыслы емес.

Электронлар терис зарядқа ийе. Бизлердин көрсетип өткенимиздей, ҳәзиригі үақытлары *позитронлар* деп аталатуғын оң зарядланған электронлар да ашылған. Көринип турғанында, олардың зарядлары абсолют мәниси бойынша электронның зарядына дәл төң келеди. Тап сол сыйқыл олардың массасы да электронлардың массасында. Бирақ, позитронлар атомлық ядролардың ямаса фотонлардың айланысларында пайда болады ҳәм еркин ҳалда жүдә кысқа үақыт жасайды (III томға қараңыз). Соныңтан, денелердин электрлік қәсийеттерине, электр тоғының пайда болыуына ҳ.т.б. мәселелерге байланыслы болған барлық таллаўларда тек электронлар ҳақында гәп етиүге туýры келеди.

Конденсатордың пластинкаларының арасындағы илинип турған тамшы менен өткерилиген тәжирийбелерде qE электрлік күши менен p салмақ күшиниң толық төң салмақтығына ерисиү қыйын. Бирақ, толық төң салмақтың орнауы талап етилмейди.

Мейли, электрлік күшлер болмаған жағдайда тек салмақ күшиниң тәсиринде тамшы ҳаýада тұрақты v_0 тезлиги менен түсетеуғын болсын. Стокс нызамы бойынша бул тезликтиң шамасы p салмақ күшине пропорционал. Тамшыны жоқары қарап тартатуғын электр майданы бар болғанды тамшыға салмақ күши менен электр майданы тәрепинен тәсир ететуғын күштин айырмасы болған $p - qE$ шамасына төң күш тәсир етеди. Бул күштин тәсиринде тамшы v_1 тезлиги менен төң өлшеўли қозғалады; бул тезлик $p - qE$ күшине пропорционал болғанлықтан

$$\frac{v_0}{v_1} = \frac{p}{p - qE}$$

теңлигин аламыз. Буннан тамшының заряды ушын

$$q = \frac{p}{Ev_0} (v_0 - v_1) \tag{5}$$

формуласына ийе боламыз. Бул аңлатпаға (3)-формула бойынша анықланған тамшының салмағы p ны қойсак, онда тамшының заряды ушын

$$q = \frac{4}{3} \pi \frac{(\rho - \rho')r^3 g}{Ev_0} (v_0 - v_1)$$

формуласын аламыз. Тамшының радиусын Стокс формуласы (4) тен табамыз:

$$r = \sqrt{\frac{9\eta v_0}{2(\rho - \rho')g}}.$$

r ушын жазылған болғанда q ушын жазылған аңлатпаға қойып,

$$q = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{9}{2}\eta\right)^{3/2} \cdot \left[\frac{1}{g(\rho - \rho')} \right]^{1/2} \cdot \frac{(\nu_0 - \nu_1)\nu_0^{1/2}}{E} \quad (6)$$

формуласына ийе боламыз.

Тамшының түсіү тезликтери болған ν_1 ҳәм ν_0 шамалары шкала менен тәмийинленген микроскоптың ҳәм секундомердин жәрдемінде өлшенеди. (6)-формулаға киретуғын барлық басқа шамаларды да тиккелей өлшеүге болады. Сондай жоллар менен q анықланады.

III кесте.

Тамшының бақланған зарядлары $\times 10^{10}$	Пүтін сан еселенген 4,917 шамалары
19,66	$4,917 \times 4 = 19,66$
24,60	$4,917 \times 5 = 24,59$
29,62	$4,917 \times 6 = 29,50$
34,47	$4,917 \times 7 = 34,42$
39,38	$4,917 \times 8 = 39,34$
44,42	$4,917 \times 9 = 44,25$

Жоқарыда айтылып өтилгениндей, өлшеўлер тамшының зарядының элементар заряд e ге пропорционал екенлигин көрсетти. Милликеннин жұмысынан алынған кестени көлтиремиз (III кесте); бул кестедеги бириңши бағанада тамшылардың бақлаўларда алынған зарядлары, ал екінши бағанада зарядтың CGSE-бірлигіндеги 4,917 мұғдарына пүтін сан еселенген шамалар көлтирилген

Кесте тамшылардың базы бир элементар зарядтан пүтін сан еселенген зарядқа ийе болатуғынлығын көрсетеди. Бул кестеде көлтирилген мағлыўматлар бойынша, усындағы элементар зарядтың шамасының $4,917 \cdot 10^{-10}$ CGSE шамасына тең етип қабыл етилийі керек. Бирақ, кейинирек Милликэн өзи пайдаланған киши тамшылар ушын Стокс нызамына дүзетиўди киргизиўдин керек екенлигин көрсетти. Нәтийжеде, ұзақ үақыттар дауымында өткерилген өлшеўлердин нәтийжесінде ол 1916-жылы электронның заряды ушын $e = -4,774 \times 10^{-10}$ CGSE шамасын алды.

Буннан кейин Милликэн пайдаланған ҳаұаның жабысқақлығы ң ушын дүзетиўлер киргизилди; оннан кейин электронның заряды ушын текстте көлтирилген $e = -4,803 \times 10^{-10}$ CGSE шамасы алынды.

§ 152. Электростатикалық майданның тәбияты. Жоқарыдағы параграфлардың мазмұны зарядланған денени қоршап туратуғын кеңисликте қандай да бир өзгерислердин болатуғынлығын көрсетти. Бул өзгерислердин болғанлығын усы кеңисликке қәлеген басқа зарядланған денени орналастырғанда оған күштиң тәсир ететуғынлығынан белгили. Биз күшлердин зарядларға тәсир етийинен ибарат болған бул қәсийетті кернеўлик векторы E ниң жәрдемінде тәрийипледік, ал зарядларға тәсир етиў орын алатуғын барлық областты электростатикалық майдан деп атадық. Майданың ҳәр бир ноқаты E векторының белгили болған мәниси менен тәрийипленеди. E ниң мәнислериниң жыйинағын қолайлы түрде графикалық сүйретлеў ушын биз кернеўлик сызықлары түснігін киргиздік. Ең ақырында, зарядларды электростатикалық майданда қозғағанда исленген жұмыстың характеристикасы ушын майданың ҳәр бир ноқатында белгили болған мәниске ийе болатуғын, яғни ноқаттан ноқатқа өткенде өзгеретуғын потенциал V түснігі киргизилди.

123-параграфта көрсеткенимиздей, электростатикалық майданың қәсийетлерин тәрийиплеў дәслеп формаллық характеристерге ийе болды ҳәм тартысыұй майданының

математикалық теориясына сәйкес дүзилди. Усының менен бирге электр қүшлери де, пүткіл дүньялық тартылыс қүшлери де бир заматта алғып бериледи (жетип барады), олар аралықтық кеңисликтиң ҳеш қандай әхмийети болмаған "үлкен аралықтардан тәсир етисиү" деп болжанды.

Усындаған көз-қараслар идеалистлик характерге ийе ҳәм оның дұрыс емес екенлиги XVII әсирде бир қатар алымлар, олардың ишинде электрлік қүшлер барлық кеңисликти толтырып турған орталық болған эфирдин өлемшегеринин айланыұы менен байланыслы деп есаплаған М.В.Ломоносов тәрепинен көрсетилди.

XIX әсирдин бириңи жарымында электр майданы идеясы М.Фарадей (1791-1867) тәрепинен айрықша кең түрде пайдаланылды. Электрлік құбылыслар ҳаққындағы тәлимділік буннан белгілі рајау жланыұы электр майданының бар екенлигі ҳаққындағы идеяның дұрыс екенлигин тастыйықлады ҳәм "үлкен аралықтардан тәсир етисиү" гипотезасынан бас тартыўға мәжбүрледи. Бир бири менен тәсирлесетуғын зарядлардың арасында электр майданы бар болады, оның объективлік қәсийеттери майданының кернеўлиги Е ҳәм потенциалы V сыйқылы шамалардың жәрдемінде анықланады.

Бирақ, электр майданы теориясын рајау жланырған физиклердин сол үақытлары бәрше тәрепинен қабыл етилген механикалық көз-қараслардан келип шыққанлығын атап өтій керек: олар электростатикалық құбылысларды олардың механикалық моделін құрыў жолы менен түсіндіриўге тырысты. Кернеўлік сзызықтарына оларды базы бир серпимли орталықтағы механикалық кернеў сыйпаттында қарап, механикалық мәнис берилди. Кернеўлік сзызықтарын бир зарядтан екиншисине тартылған керилген серпимли сабаклар түринде жийи қарады. Сабаклардың керилийин ҳәр қыйлы белгиге ийе зарядлардың арасындағы өз-ара тартысыұыға сәйкес келеди деп түсіндірилди, ал сабакларға нормаль бағытланған басым болса сабаклардың бир бириңи ийтерилийин тәмийинлейди деп бирдей белгиге ийе зарядлар менен зарядланған денелердин бир бириңи ийтерилийин түсіндіриўге тырысқан. Бул теория бизге белгили болған барлық затлардың ишине киретуғын ҳәм барлық бос кеңисликти толтырып туратуғын универсаллық серпимли орталықтың - дүньялық эфирдин бар болыўын талап етти. Сол эфирдеги толқынлық процесстің тарқалыўы жақтылық құбылысларын түсіндіриў керек болды.

Бирақ, XIX әсирдин ақырындағы жаңа илимий ашылыштардың алдында механикалық эфир гипотезасы дұрыс болып шықпады. Көп санлы фактлер таза механикалық құбылысларға алғып келинбейтуғын электрлік процесслердин айрықша тәбиятын анықлады. Электрлік процесслерди механикалық көз-қараслар тиімдегінде түсіндіриўден бас тартыў материалистлик түсіндіриўден бас тартыў дегенді аңғартпайды.

...

Электростатикалық майданың реаллығын тастыйықтайтуғын фактлардың қатарына тәмендегилер киребиди. Биз жоқарыда (138-параграф) электростатикалық майданың энергияның базы бир көлемлік тығыздық пенен тарқалған мәниси менен тәрийипленетуғынлығын көрген едик. Кейинирек майданың шекли тезлиқ пенен тарқалатуғынлығы ашылды. Электромагнит индукциясы үстинен исленген Фарадейдин тәжирийбелери электрлік ҳәм магнитлік құбылыслардың арасында тығыз байланыстың бар екенлигин көрсетти. XIX әсирдин 60-жылларында Максвелл электромагнит құбылысларының улыўмалық теориясын рајау жланырды ҳәм электростатикалық майданың өзиниң тәбияты бойынша улыўма болған электромагнит майданының дара жағдайы екенлигин көрсетти. Бул теория өзиниң ишине көп санлы электрлік ҳәм магнитлік құбылысларды қамтыйды; теория электромагнит толқынлардың ашылышына алғып келди ҳәм жақтылықтың электромагнитлік тәбиятын түсіндірди. Солай етеп,

электромагнит майдан ҳақындағы көз-қарасқа тиіккаранған электрлик, магнитлик ҳәм оптикалық құбылыслардың бирден-бир теориясы пайда болды.

Максвелл теориясы дүньялық әфир теориясын тастыыйқлағандай болып көринди. Кейинирем Лоренц тәрепинен рауажландырылған Максвелл теориясы бойынша қатты, сүйік ҳәм газ тәризли денелер туратуғын атомлар әфирге батырылған (әфирде жайласқан). Ҳәр бир атом қурамалы электрлик система болып табылады: ол оң зарядланған ядродан ҳәм электронлардан турады. Солай етип, тек әфир ҳәм оң электр зарядлары (атомлардың ядролары) ҳәм терис электр зарядлары (электронлар) бар деп есапланды. "Бос" кеңислик тек әфир менен толтырылған қандай да бир дene жайласқан кеңисликтин өзгөріліктерінде бул денениң қурамына киретуғын атомлардың зарядлары әфирге жабыстырылған. Бул зарядлар әфирдеги өзгерислерди болдырады, ал бул өзгерислерди биз электромагнит толқыны түрінде қабыл етемиз.

Лоренц теориясында әфирди қәсийетлери белгили болған механикалық серпимли денелердин қәсийетлеринен өзгеше болған қозғалмайтуғын материаллық орталық деп есапланды. Әфирдин қәсийетлери электромагниттик құбылыслар областына тиисли болған көп санлы тәжирийбелерде алынған мағлұмаластырыудың нәтийжесінде келип шығатуғын Максвелл тәрепинен берилген теңлемелердин жәрдемінде аңлатылады. Максвелл-Лоренц теориясы өзиниң ишине механикаға салыстырғанда қандай да бир жаңа "бір нәрсени" алады, ол электромагнит майданның тәбияттың механикалық жақтан түсіндірген жоқ. Ески теориялардың механикалық әфир өзиниң орнын электромагнит әфирге босатып берdi.

Бирақ, әфирді тутас орталық ҳәм, соңықтан, оны қәлеген механикалық тутас орталық сыйқылды есаплау системасы сыйпатында хызмет етеді алады деп қаралды (I томның 4-параграфында айтылғанларға қараңыз). Әфирге салыстырғанда денелердин қозғалысы, мысалы *Жер шарының қозғалысы ҳақында айттыұға* болды. Жердин әфирге салыстырғандағы тезлигин анықлау ушын өткерилген Майкельсонның тәжирийбелері (III томға қараңыз), соның менен бирге Трутон менен Ноблдин тәжирийбеси ҳәм басқа да бир қатар тәжирийбелер (216-параграф) унамлы нәтийжелерге алып келди. Салыстырмалық теориясы бул тәжирийбелердин нәтийжелерин улыұмаластырды ҳәм әфирге салыстырғандағы абсолют қозғалыстың болмайтуғынлығын көрсетti. Бул әфир менен тутас механикалық орталықтардың арасындағы ең соңғы аналогияны бузды. Биз қәлеген қозғалыстың салыстырмалы екенлигин ҳәм оны изертлегендеге есаплау системасының зәрүр болатуғынлығын билемиз. Усыған байланыслы, тарийхый жақтан қозғалысты анықлауда пайдаланыў ушын қәлиплескен "орталық - әфир" түснігін ҳәзирғи заман теориялық физикасы пайдаланғанды пүткіллей қойды. Биз енди материяның айрықша түри болған электромагнит майданы ҳақында гәп етемиз. Электромагнит майданы бизге белгили болған механикалық орталықтардың қәсийетлеринен өзгеше болған қәсийетлерге ийе болып ғана қоймай, ол есаплау системасы хызметин де атқара алмайды.

БЕСИНШИ БӨЛІМ

ТУРАҚЛЫ ТОҚ

XVI БАП

ТУРАҚЛЫ ТОҚТЫҢ ТИЙКАРҒЫ НЫЗАМЛАРЫ

§ 153. Турақлы тоқ. Ом нызамы. Зарядланған бөлекшелердин орын алмастырыұы электр тоғын пайда етеди. Бундай жағдайда зарядларды алып жүриүшилердин ҳәр қыйлы болыұы мүмкін. Базы бир жағдайларда, мысалы, электролиттик өткізгишликте ямаса сийреклетилген газлерде пайда болатуғын оң нурларда атомлар менен молекулалардың (ионлар) өзлери заряд тасыўшылар болыұы мүмкін. Басқа жағдайларда тоқ электронның қозғалысының салдарынан пайда болады (металлардағы ямаса катод нурларындағы тоқ). Бирақ, барлық жағдайларда тоқтың бар болыұы базы бир улыўмалық құбылыслардың жүзеге келийи, мысалы магнит майданының пайда болыұы менен жүреди.

Электр тоғы құбылысы тек зарядланған бөлекшелердин әпиүайы механикалық қозғалысы менен ғана түсіндіриледі деп ойлауға болмайды. Бириңиден, қозғалыұыш зарядлар менен байланыслы болған электр ҳәм магнит майданлары, 152-параграфта көрсетилгендей, айрықша механикалық емес тәбиятқа ийе болады. Екиңиден, элементар бөлекшелердин қозғалысларының өзи макроскопиялық денелер бағынатуғын механикалық нызамларға бағынбайды (163-параграф). Бирақ, тоқ пенен байланыслы болған бир қатар мәселелерде зарядлардың механикалық орын алмастырыұы көз-қарасынан пайдаланыұға болады ҳәм усындаі көз-қараслардың тийкарында өткерилген есаплаўлар бир қанша жағдайларда тәжирийбелердин нәтийжелери менен жақсы сәйкес келетуғын нәтийжелерди береди. Басқа жағдайларда бундай (классикалық) көз-қараслар жарамсыз болып қалады ҳәм құбылысларды қурамалырақ болған (квантлық-механикалық) көз-қараслардың тийкарында таллауға түйрү келеди.

Электр тоғы тоқ күши деп аталатуғын шама менен тәрийипленеди. *Берилген бет арқалы өтетуғын тоқтың күши I усы бет арқалы үақыт бирлигинде алып өтилетуғын электр зарядларының мұғдары менен өлшенетуғын физикалық шама болып табылады.* Егер Δt үақыты ишинде майдан арқалы ΔQ мұғдарында электр заряды алып өтилетуғын болса, онда тоқтың күши I мынаған тең:

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t}. \quad (1)$$

Берилген беттин майданы ушын I үақыттың өтийи менен өзгермейтуғын болса, онда биз *турақлы тоқ* ҳақында гәп етемиз.

CGSE-системада тоқтың күшинин бирлиги сыпатында берилген майдан арқалы 1 секунд үақыт ишинде электр зарядының бир CGSE-бирлиги өтийге сәйкес келетуғын тоқтың шамасы қабыл етилген. Бул бирлик жүдә кишкене болғанлықтан, халық аралық бирликлер системасында тоқтың бирлиги сыпатында берилген майдан арқалы 1 сек үақыттың ишинде 1 кулон электр заряды өтетуғын тоқ қабыл етилген; тоқ күшининиң бул бирлигин ампер деп атайды.

Халық аралық бирликлер системасының төрт тийкарғы бирликлериниң бири сыпатындағы анықламасы 196-параграфта берилген.

Ампер менен тоқ күшинин электростатикалық бирлиги арасындағы байланыс мынадай шарттың тийкарында орнатылады:

$$1 \text{ ампер} = \frac{1 \text{ кулон}}{1 \text{ сек}} \cong \frac{3 \cdot 10^9 \text{ электр мұғдарының CGSE - бирлиги}}{1 \text{ сек}} \cong$$

\cong тоқ күшиниң $3 \cdot 10^9$ CGSE – бирлиги.

I тоқ күшиниң өлшеми (1)-қатнастан алынады:

$$[I] = \frac{[Q]}{[t]} = L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}. \quad (2)$$

Енди биринши әүлад өткізгішлері болған металлардағы тоқ құбылышын қараймыз. Өткізгішлерде тоқ ҳәр қыйлы потенциалларға ийе болған областлар бар болған жағдайда пайда болады. Бундай жағдайда пайда болатуғын тоқ өткізгіштин ҳәр қыйлы бөлімлеріндеги потенциаллар теңлескенше жүреди. Егер өткізгіштин участкасының ушларындағы потенциаллар айырмасын тұрақты етип услап тұрсақ, онда бул участкада тұрақты тоқ өтеди.

Тәжирийбелер бир текли өткізгіштин участкасы арқалы өтеп атырған тоқтың күши I Om нызамын қанаатландыратуғынлығын көрсетеди:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R}. \quad (3)$$

Бул аңлатпада $V_1 - V_2$ арқалы өткізгіштин участкасының ушларындағы потенциаллар айырмасы, ал R - өткізгіштин ұсы участкасын тәрийиплейтуғын шама болып, оны участканың қарсылығы деп атайды. Солай етип, Om нызамы тоқ күшиниң өткізгіштин ушларындағы потенциаллар айырмасына туұры пропорционал ҳәм өткізгіштин ұсы участкасының қарсылығына кери пропорционал екенлигин көрсетеди.

Om нызамы 1826-жылы Om тәрепинен өткериілген өлшеүлердин тийкарында ашылды. Om гальваникалық элемент тәрепинен берилетуғын тоқ күшиниң үақыттың өтийі менен кемейетуғынлығын анғарған (179-параграфтағы электродлардың поляризациясы құбылышын қараңыз). Сонықтан ол электр қозғаушы күштин дереги сыпатында термопарадан пайдаланды (172-параграфты қараңыз). Термопараның бир дәнекерленген орнын мұзда, ал екиншиси қайнап түрған сүйдә услап, ол тұрақты потенциаллар айырмасының дерегин ала алды. Тоқтың күшин Ол тоқтың магнит стрелкасына тәсіри бойынша өлшеди. Бир жыл өткеннен кейин Om мақаласын баспадан шығарды ҳәм ол ұсы мақаласында электр тоғын найдағы сүйекшіліктің ағысы менен салыстырып, өзиниң нызамын теориялық жоллар менен көлтирип шығарды. Бирақ, ұсындар салыстырыў сүйекшіліктің тек ламинарлық ағысы ушын ғана нызамлы (I томға қараңыз) ҳәм турбулентлик ағыс ушын дұрыс болмайды.

Омнан кейин бул нызам көп санлы авторлар тәрепинен тексерип көрілди ҳәм нызамның жұдә дәл орынланатуғынлығы анықланды. Om нызамынан 1 % шамасындағы айырмасы 1 см² қа бир неше миллион ампер тоқ күши сәйкес келетуғын жағдайларда ғана бақланған.

Омның өзиниң тәжирийбелеринде де, басқа изертлеўлерде де тоқтың күши тоқтың магниттик тәсіри бойынша өлшенген. Қатаң түрде айтқанда, магнитлик тәсірдин (1)-аңлатпа бойынша үақыттың бир биригіндеги ағып өткен электр зарядының шамасына тең болған тоқтың күшине пропорционал екенлигин алдын-ала дәліллеп алғыў керек. (1)-анықламаға сәйкес, белгили сыйымлыққа ийе болған конденсаторды алдын-ала белгили потенциаллар айырмасына шекем зарядлап, оннан кейин толық зарядсызланыўға мәжбүрлеп, тоқ күшин абсолют өлшемде өлшеүге болады. Потенциаллар айырмасын өлшеүге, ал конденсатордың сыйымлығын оның геометриялық формасы бойынша есаплап табыўға болады. Бирақ, бундай өлшеўлерди ис жүзинде өткериуди орынлау қыйын. Себеби конденсаторды зарядсызланырғанда (разрядлағанда) тұрақты тоқты алыўға болмайды.

Сонықтан, ҳәзирги үақытлары тоқтың күши (Омның жумысларындағы) тоқлардың магниттик тәсіри, атап айтқанда бир бирине параллель болған еки шексиз узын өткізгішлердин арасындағы өз-ара тәсирлесіў күши бойынша анықланады (196-параграфқа қараңыз).

§ 154. Өткизгишлердин қарсылығы. Өткизгиштин участкасының қарсылығы оның материалынан, өлшемлери менен формасынан тәреледи болады.

Өткизгиштин кесе-кесиминиң майданы тұрақты S шамасына тең ҳәм узынлығы l болған жағдайда қарсылық

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (1)$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланады. Бул аңлатпада ρ - өткизгиштин материалынан тәреледи болған шама материалдың салыстырмалы қарсылығы деп аталады. Солай етеп, өткизгиштин участкасының қарсылығы оның узынлығы l ге түйрү пропорционал, ал оның кесе-кесими S ке кери пропорционал

(1)-формуладан мынаған ииे боламыз

$$\rho = R \frac{S}{l}. \quad (1a)$$

Буннан ρ салыстырмалы қарсылықтың сан мәнисиниң узынлығы бир бирлікке ҳәм кесе-кесиминиң майданы да бир бирлікке тең өткизгиштин қарсылығына тең екенлеги келип шығады.

Бирліклердин *CGSE-системасында* қарсылықтың бир бирлигі сыпатында ушларындағы потенциаллар айырмасы потенциалдың бир *CGSE-бірлігін*е тең болған жағдайда тоқ күшиниң бир *CGSE-бірлігі* өтетуғын өткизгиштин қарсылығы алынады. Әмелий ислерде бул бирлик дым үлкен болғанлықтан, қарсылықтың әмелий бирлигі сыпатында потенциаллар айырмасы 1 вольт болған жағдайда 1 ампер тоқ өтетуғын өткизгиштиң қарсылығы қабыл етілген. Бул бирлик ом деп аталады.

Ом менен қарсылықтың *CGSE-бірлігін*иң арасындағы байланысты Ом нызамынан келип шығатуғын қатнастың жәрдемінде аламыз:

$$1 \text{ ом} = \frac{1 \text{ вольт}}{1 \text{ ампер}} \cong \frac{\frac{1}{300} \text{ потенциалдың } CGSE - \text{бірлігі}}{3 \cdot 10^9 \text{ тоқ күшиниң } CGSE - \text{бірлігі}} \cong \\ \cong \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \text{ қарсылықтың } CGSE - \text{бірлігі}.$$

Милион ом мегаом деп аталады.

Қарсылықтың өлшемін

$$[R] = \frac{[V]}{[l]} = TL^{-1}$$

теңлигиниң тийкарында аламыз.

Әмелий системада салыстырмалы қарсылық ρ ны (1-а) формуланың тийкарында табылатуғын бирліклерде өлшеу қабыл етілген. Бундай жағдайда R қарсылығы омларда, ал кесе-кесиминиң майданы S - сантиметрдин квадратында өлшенеди; салыстырмалы қарсылықтың алынған бирлигин *ом-сантиметр* (қысқаша *ом·см*) деп атайды.

Солай етеп, салыстырмалы қарсылықтың бирлигі сыпатында қабырғаларының узынлығы 1 см болған кубтың бир қаптал бетинен қарама-қарсы қаптал бетине тоқ өткен жағдайда 1 ом қарсылыққа ииे болатуғын материалдың салыстырмалы қарсылығы қабыл етілген.

Техникалық есаплаўларда өткизгишлердин қарсылығын анықлау үшін (1-а) формуланы пайдаланып, сымның кесе-кесиминиң майданы S ти миллиметрлерде, ал узынлығы l ди метрлерде өлшейди. Усыған сәйкес салыстырмалы қарсылықтың бирлигі сыпатында узынлығы 1 м, ал кесе-кесиминиң майданы 1 мм^2 болған материалдың салыстырмалы қарсылығы алынады.

Салыстырмалы қарсылықтың үсі техникалық бирлиги менен *ом·см* арасында мынадай қатнас орын алған:

$$\text{салыстырмалы қасылықтың 1 техникалық бирлиги} =$$

$$= \text{ом} \frac{0,01 \text{ см}^2}{100 \text{ см}} = 10^{-4} \text{ ом} \cdot \text{см}.$$

Салыстырмалы қарсылық ρ дан басқа, оған кери болған салыстырмалы өткізгішлик ямаса электр өткізгішлик деп аталатуғын шаманы жийи қолланады (IV кестеге қараңыз):

$$\sigma = \frac{1}{\rho}.$$

Салыстырмалы қарсылық ρ өткізгіштиң температурасынан ғәрзели. Дерлик барлық металлар ушын әддеги температураларда салыстырмалы қарсылық температураға байланыслы сзыықты түрде өзгереди:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t). \quad (2)$$

Бул аңлатпада t Цельсия шкаласындағы температура, ал ρ_0 арқалы 0°C температурадағы салыстырмалы қарсылық белгиленген. α - тұрақты коэффициенти.

IV кесте.

0°C температурадағы базы бир өткізгішлердин салыстырмалы қарсылықтары менен электр өткізгішликтери

Өткізгиш	$\rho \cdot 10^6, \text{ом} \cdot \text{см}$	$\sigma \cdot 10^{-4} \text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$
Алюминий	2,53	39,5
Графит	39,2	2,55
Таза темир	8,69	11,48
Таза мыс	1,55	64,5
Сынап	94,3	1,06

Көп санлы металлар ушын α сан мәниси бойынша $0,00367$, яғни, $\frac{1}{273}$ шамасына жақын. Сонлықтан, (2)-қатнасты

$$\rho = \alpha \rho_0 T$$

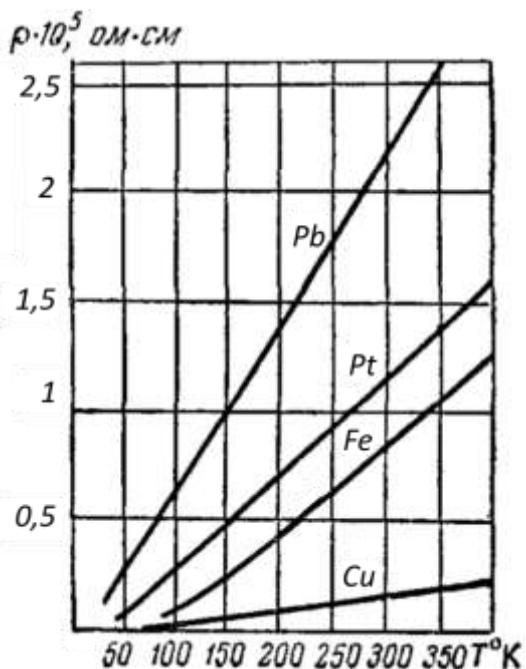
түринде көширип жазыўға болады. Бул аңлатпада T арқалы абсолют шкаладағы температура белгиленген. Бирақ, бул қатнас жуўық характерге ийе ҳәм жоқары температураларда да, тәменги температураларда да орынланбайды. Жоқары температураларда α коэффициенти үлкейеди.

Усының менен бирге қарсылық металларды балқытқанда өседи. Тәменги температураларда α киширейеди 81-сүйретте Cu, Fe, Pt ҳәм Pb ушын ρ ның T дан ғәрзлиги көрсетилген.

Шама менен 1-7 K температураларда базы бир металлар менен құймалардың қарсылықтары кескин түрде киширейеди ҳәм дерлик жоғалады (82-сүйретке қараңыз). Физик Каммерлинг-ОНнес тәрепинен 1911-жылы бириңши рет ашылған бул құбылысты аса өткізгішлик деп атайды. Аса өткізгішлик ҳалда қарсылық ис жүзинде нолге тең болады. Ҳәзирги үақытлары аса өткізгішлик көп санлы элементлерде ($Al, Ti, Zn, Tc, Cd, Sn, Hg, Tl, Pb, Bi, U$ ҳәм басқалар), көп құймаларда ҳәм бир қатар химиялық бирикпелерде ашылды. Құймаларда аса өткізгішлик оның қураўшысының бири таза түринде аса өткізгіш ҳалға өтпейтуғын жағдайда да бақланады. Химиялық бирикпелердин ишинде усы бирикпениң қураўшыларының бири аса өткізгішлик ҳалға өтпейтуғын жағдайда да аса өткізгішлик бақланатуғынлары бар. Затлар аса өткізгішлик ҳалға өтетуғын критикалық температура T_k көпшиликтің жағдайларда 1-7 K температураның әтирапында. Бирақ T_k ның жоқарырақ ҳәм тәменирек мәнислери де ушырасады. Усы үақытларға шекем изертленген таза элементлердин ишинде ең тәменги температура $T_k = 0,35 K$ гафний (Hf), ал ең жоқары температура $T_k = 1,17 K$ - технеций (Tc) ийе; Nb_3Sn бирикпеси ушын $T_k = 18 K$. Бир элементтің ҳәр қыйлы изотоплары ушын критикалық температура T_k ҳәр қыйлы. Басымды көтергенде критикалық температура T_k өзгереди, бирақ киши шамаға өзгереди (шама

менен 10^{-5} град/атм шамасына), соның менен бирге бир заттар ушын T_k ның мәниси жоқарылайды, ал басқаларда төменлейди¹².

81-сүйрет.
Металлардың салыстырмалы
қарсылығының абсолюттуда
тәрэзлиги.



Заттар аса өткизгиш ҳалға өткенде олардың бир қатар қәсийеттери де, мысалы, жыллылық сыйымлығы секирмели түрде өзгереди ҳәм (магнит майданы бар болған жағдайда) жыллылықтың бөлип шығарылыўы ямаса жутылыўы орын алады. Аса

¹² (Аүдарыўшылардан): 1986—1993 жыллары жоқары температуралы аса өткизгишлердин ашылдың аса өткизгишилтиң температуралық шегарасын алышқа жылжытты ҳәм аса өткизгиш материалларды сыйық гелийдин қайнаў температурасында емес (4,2 K), ал әдеүир арзан криогенлик сыйықты болған сыйық азоттың қайнаў температурасында алышқа мүмкіншилик туўылды.

1986-жылы IBM корпорациясының илимий бөлімнің хызметкерлери Карл Мюллер менен Георг Беднорц $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ бирикпесинде критикалық температурасы 35 K аса өткизгишилти ашты. Усы жумысы ушын оларға 1987-жылы Нобель сыйылды берилди.

1987-жылы критикалық температурасы 92 K болған YBCO (иттрий-барий-мыстың оксида) аса өткизгиши ашылды. Бул критикалық температурасы сыйық азоттың қайнаў температурасынан (77 K) жоқары болған биринши аса өткизгиш болып табылады.

2015-жылы T_k ушын рекорд жоқары температура алынды ($T_k = 203$ K). Бундай аса өткизгишил 150 ГПа (1,5 млн атмосфера) басымда турған күкирт пенен водородтың бирикпесинде табылды.

2018-жылы жоқары температуралы аса өткизгишил рекорды еки рет басып өтилди:

- лантанның супергидридин (LaH_{10}) 170 ГПа (1,7 млн атмосфера) шамасына шекем қысқанда $T_k = -13$ °C (260 K) критикалық температурасы алынды.

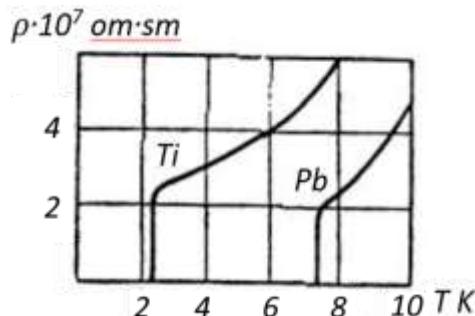
- Ҳиндистан алымларының тастыйықлаұы бойынша алтын подложкадағы наноструктураланған гүмисте әдеттеги басымларда $T_k = 236$ K (-37°C) аса өткизгишил алынған, бирақ олардың мақаласы ҳәзирше peer-review процессин өткен жоқ ҳәм соңынан нәтийжени биротала тастыйықланған дег есаплаұға болмайды (препринт 2019-жылы 28-май күни жарық көрди, arXiv: 1807.08572).

2020-жылы Nature журналында күкирттиң гидриди ушын жаңа рекорд жарық көрди. Углеродты қосыў жолы менен Рочестер университетиниң бир группа физиклери 267 Гпа басымда 15 °C дан да жоқары температурадағы аса өткизгиши алды.

өткізгишлердин магнитлик қәсийеттери айрықша көзге түседи. Аса өткізгиш ҳалдағы зат "идеал" диамагнетик болып табылады, оның ишинде магнит индукциясы нолге тең ($B = 0$). Аса өткізгиштин магнитлениү коэффициенти (202-параграф) $\chi = -\frac{1}{4\pi}$. Аса өткізгиштеги магнит индукциясының нолге тең болыўын сыртқы магнит майданын компенсациялайтын оның бетлик қатламында тоқлардың пайда болыўы менен түсіндіриўге болады. Аса өткізгиштин жүдә жуқа қатламында (шама менен 10^{-5} см) $B \neq 0$. Сырттан түсирилген құшлы магнит майданы аса өткізгишлик ҳалын бузады. Аса өткізгиш дene арқалы өтип атырған тоқ пайда еткен магнит майданы да аса өткізгишлик ҳалды буза алады.

82-сүйрет.

Аса өткізгишлик ҳалына өткенде салыстырмалы қарсылықтың нолге шекем киширейиўи.



Аса өткізгишлик ҳалдан әдеттеги ҳалға қама кери бағытта өтиў бир қатар совет физиклері тәрепинен теориялық жоллар менен де, экспериментлерде де терең изертленди (Л.Д.Ландау, А.И.Шальников қама басқалар). А.И.Шальников заттарда аса өткізгишлик ҳалдан әдеттеги ҳалға өтиўде шекли өткізгишликке ийе қатламлар менен гезеклесип жайласатуын айырым аса өткізгиш қатламлардың пайда болатуынлығын тапты.

Жүдә көп санлы теориялық изертлеўлердин өткерилгенлигине қарамастан, ең соңғы үақытларға шекем аса өткізгишликтиң толық теориясын дөретиўдин сәти түспеди. Тек, 1956-жылы американлы физик Купер тәрепинен аса өткізгишлик ҳалға өтиўде жүдә әхмийетли орынды спинлик моментлери антипаралель жайласқан электронлар жубының пайда болыўының ийелейтуынлығын көрсетти (202-параграфты қараңыз). Буннан кейин аса өткізгишликти қама оның менен бирге жүзеге келетуын құбылысларды түсіндіриўдин сәти түсти. Аса өткізгиште заттың ишиндеги электронлар аса аққышлық қәсийетине ийе болады екен. Усындағанда аса өткізгишлик теориясы ең толық түрде совет алымы Н.Н.Боголюбов қама оның басшылығында ислейтуын хызметкерлер тәрепинен раýажландырылды¹³.

Жүдә жақсы өткізгишлер болып табылатуын металлар менен бир қатарда (σ ның шамасы $10^4 - 10^5 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) өткізгишлігі әдеўир киши болған заттар да бар (σ ның шамасы $10 - 10^{-10} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$). Мысалы, селен, мыстың закиси (Cu_2O), көп санлы минераллар, Менделеев кестесиниң төртінши, бесинши қама алтыншы группаларының металл емес элементлери, қурамында кислород пенен күкирт бар органикалық емес

¹³ Аўдарыўшылардан: ҳәзирғи үақытлары қабыл етилген аса өткізгишлик құбылысының микроскопиялық теориясы Бардин-Купер-Шриффер (БКШ теориясы) болып табылады. Оның тийкарында қарама-қарсы спинлерге қама импульслерге ийе болған купер жуплары концепциясы жатыр. 1972-жылы теорияны дөреткен физиклер физика бойынша Нобель сыйлығын алғыға миясар болды. Усының менен бир үақытта аса өткізгишликтиң микроскопиялық теориясы Н.Н.Боголюбов тәрепинен Боголюбов түрленидириўлери деп аталатуын түрленидириўлери пайдаланыў жолы менен дөретилди. Бул теорияда аса өткізгишлик электрон газиниң аса аққышлығы түринде қаралады.

бирикпелер, металлардың базы бир құймалары, базы бир органикалық бояұшы затлар ҳ.б. Бундай денелерди ярым өткізгишлер деп атайды (171-параграфқа қараңыз).

Базы бир ярым өткізгишлердин металлар менен тийисип түрған орынларында айрықша құбылыслар бақланады: тоқты тек бир бағытта өткеретуғын жабатуғын қатlam пайда болады. Мысалы, мыстың закиси болған жағдайда потенциаллар айырмасының бирдей мәнислеринде металдан мыстың закисине қарай өтетуғын тоқтың шамасы мыстың закисинен металға қарай өтетуғын тоқтың шамасынан бир неше мың есе үлкен (237-параграф).

§ 155. Тоқтың тығызлығы векторы. Тоқ күши болған $I = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$ шамасы скаляр шама болып табылады. Ол бир бирлик үақыт ишинде берилген бет арқалы өтетуғын зарядтың муғдарын усы бетке салыстырғанда зарядты алып жүретуғын бөлекшелердин қандай бағытта ҳәм қандай мүйеш пенен қозғалатуғынынан ғәрэзсиз анықтайтынынан. Әлбетте, электр тоғының бундай характеристикасы толық болмайды; көп жағдайларда зарядланған бөлекшелердин қозғалығы бағытын қарауға түркілген келеди. Зарядлардың алып өтилий бағытын есапқа алыу үшін тоқтың тығызлығы векторы түснігін киргизеді.

Тоқ оң зарядланған бөлекшелердин қозғалысынан да, терис зарядланған бөлекшелердин қозғалысынан да турады. Тәжирибелер, белгилери қарама-қарсы болған бөлекшелердин қарама-қарсы бағытларда қозғалысларының барлық қатнасларда эквивалент тоқларды пайда ететуғынын көрсетеди. Соныңтан қандай де бир белгиге ийе болған (мысалы оң белгиге ийе болған) бөлекшелердин қозғалысын қарау менен шеклениңге болады. Бундай жағдайда терис зарядлы бөлекшелердин қозғалысын шартлы түрде оң зарядлы бөлекшелердин қарама-қарсы бағыттары қозғалысы менен алмастырыуға болады.

Дәлел, оң зарядланған бөлекшелердин бир текли ағысын, яғни барлық бөлекшелер бир бағытта бирдей тезлик пенен қозғалатуғын ҳәм бул бөлекшелер кеңисликте турақты тығызлық пенен тарқалған жағдайда қараймыз.

Ойымызда бул зарядлар қозғалатуғын өткізгіштинде ишинде усы қозғалыс бағытына перпендикуляр болған ΔS_0 бетин айырып аламыз. Сан мәниси бойынша

$$i = \frac{\Delta Q}{\Delta t \cdot \Delta S_0} \quad (1)$$

шамасына тең, ал бағыты бойынша оң зарядланған бөлекшелердин қозғалыс бағытына сәйкес келетуғын, үақыт бирлиги ишинде ΔS_0 бети арқалы өтетуғын ΔQ зарядына тең векторды тоқтың тығызлығы векторы i деп атайды. Солай етеп тоқтың тығызлығының векторы сан мәниси бойынша бир үақыт бирлигиндеғи зарядлардың қозғалыс бағытына перпендикуляр қойылған бир бирлик майдан арқалы өтетуғын зарядтың муғдарына тең. Тоқтың тығызлығы векторы оң зарядлардың қозғалыс бағыты менен бағытлас.

Егер ΔS бети ықтыярлы түрде бағытланған болса, онда оның зарядлардың қозғалыс бағытына перпендикуляр болған тегисликтеги проекциясын алыу керек. Бундай жағдайда:

$$i = \frac{\Delta Q}{\Delta t \cdot \Delta S \cos \alpha}. \quad (2)$$

Бул теңликте α арқалы оң зарядлардың қозғалыс бағыты менен ΔS бетине түсирилген нормалдың арасындағы мүйеш.

Егер зарядланған бөлекшелердин ағысы бир текли болмаса, онда жүдә кишкене болған ΔS майданын ҳәм жүдә кишкене болған үақыт аралығы Δt ны аламыз. Бундай жағдайда усындай кишкене бет арқалы жүдә кишкене үақыт аралығында өткен ағысты бир текли деп қарауға болады. Бундай жағдайда өткізгіштеги берилген орын арқалы берилген үақыт моментиндеги тоқтың тығызлығы векторы

$$i = \lim_{\substack{\Delta S \rightarrow 0 \\ \Delta t \rightarrow 0}} \frac{\Delta Q}{\Delta t \cdot \Delta S \cos \alpha} \quad (2a)$$

аңлатпасының жәрдемінде есапланады. ΔS бети арқалы өтетуғын киши тоқты ΔI арқалы белгилеп

$$\Delta I = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta t}$$

формуласын аламыз, буннан кейин (2-а) теңлигинен

$$i \cos \alpha = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta I}{\Delta S}$$

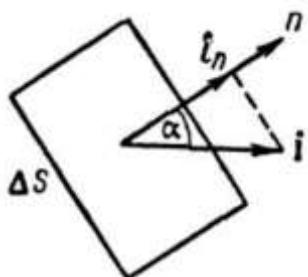
аңлатпасына ийе боламыз.

$i \cos \alpha$ шамасы тоқтың тығызлығы векторының ΔS бетине түсирилген нормалдың бағытына түсирилген проекциясы болып табылады (83-сүйрет). Буннан

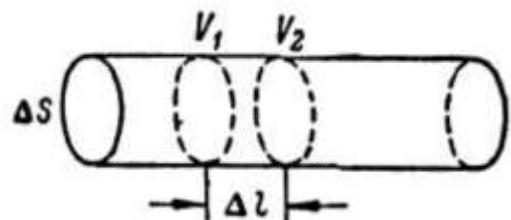
$$i_n = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta I}{\Delta S} \quad (3)$$

теңлигин аламыз ҳәм тоқтың тығызлығы векторының нормаль қураўшысының бир бирлик майдан арқалы өтетуғын тоқтың күшине тең екен.

Тоқтың тығызлығы ҳақындағы түсиник 153-параграфтағы Ом нызамына берилген анықламадан басқа анықламаны бериүге мүмкіншилік береди. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, тоқ оң зарядланған бөлекшелердин қозғалысынан пайда болған деп есаплаймыз (ал, ис жүзинде өткізгиштеги тоқ электронлардың қозғалысының салдарынан пайда болады). Еркин зарядлар өткізгиште электр майданының күшлеринің бағытында қозғалады. Демек, тоқтың тығызлығы векторы i потенциалдың түсиү бағытына қарай, яғни кернеўлік векторы E ниң бағытына қарай бағытланған.



83-сүйрет. Тоқтың тығызлығының нормаль қураўшысы i_n ди табыўға.



84-сүйрет. Тоқтың тығызлығы ушын аңлатпаны көлтирип шығарыўға.

ΔI тоғы өтип түрған цилиндр тәризли өткізгишти аламыз. Мейли, бул өткізгиштеги зарядлар оның ΔS кесимине перпендикуляр бағытта қозғалатуғын болсын (84-сүйрет). Бир биринен Δl қашықлықта жайласқан өткізгиштин еки кесiminin қараймыз. Мейли, усы кесимлердин арасындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2 = -\Delta V$ шамасына тең болсын. Өткізгиштин усы участкасының қарсылығы $R = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{\Delta I}{\Delta S}$ шамасына тең. Бул теңликтегі σ - өткізгиш соғылған материалдың салыстырмалы өткізгишлігі. Өткізгиштин биз қарап атырған участкасына Ом нызамын қолланып, мынаны аламыз:

$$\Delta I = \frac{V_1 - V_2}{R} = -\sigma \frac{\Delta V}{\Delta l} \Delta S.$$

Буннан

$$\frac{\Delta I}{\Delta S} = -\sigma \frac{\Delta V}{\Delta l}, \quad (4)$$

қатнасы келип шығады. Бирақ, $\Delta I / \Delta S$ қатнасы тоқтың тығызлығы i ға тең, узынлықтың бир бирлигендеги потенциалдың түсиүине тең болған $\Delta V / \Delta l$ шамасы өткізгиштин ишиндеги

майданың кернеўлиги E ге тең. Буннан кейин (4)-теңлик мынадай түрге енеди:

$$\mathbf{i} = \sigma \mathbf{E}.$$

Биз тоқтың тығызлығы векторы болған \mathbf{i} векторының кернеўлик векторы \mathbf{E} менен бағытлас екенлигин атап өткен едик. Соңықтан, соңғы теңлікти векторлық түрде жазыўға болады:

$$\mathbf{i} = \sigma \mathbf{E}. \quad (5)$$

Бул қатнас тоқтың тығызлығы ушын *Ом нызамы* болып табылады. Ол тоқтың тығызлығы i дин майданың кернеўлиги E ге пропорционал екенлигин ҳәм оның менен бағытлас екенлигин көрсетеди. Тоқ өтип турған өткизгиштиң ишинде майданың кернеўлиги нолге тең емес. Керисинше, егер өткизгиштиң ишинде $E = 0$ болса, онда тоқтар болмайды: $E = 0$ теңлиги орынланғанда биз электростатикалық құбылыслар менен ис алып барамыз.

§ 156. Зарядлардың сақланыўы. Стационар тоқлардың түйік екенлигі. Алдыңғы параграфта ΔS бети арқалы өтип биз атырған тоқтың күши ΔI менен тоқтың тығызлығының арасындағы байланысты таптық [155-параграфтағы (3)-формула]:

$$i_n = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta I}{\Delta S}.$$

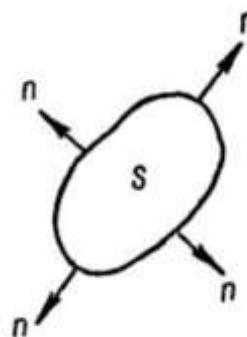
Буннан, киши ΔS майданы арқалы өтип атырған ΔI тоқ күшин былайынша жазыўға болатуғынлығы келип шығады:

$$\Delta I = i_n \Delta S. \quad (1)$$

Шекли S майданы арқалы өтип атырған тоқ болған жағдайда бул майданды ΔS элементар майданларына бөлемиз. Бундай жағдайда барлық S майданы арқалы өтип атырған I тоқтың күши ΔI тоқ күшлериниң суммасына тең:

$$I = \sum i_n \Delta S. \quad (2)$$

Солай етип, тоқ күши тоқтың тығызлығы векторының ағысы болып табылады екен.



85-сүйрет.

Түйік S бетке түсирилген сыртқы нормаллар.

Ойымызда өткизгиште айырып алынған базы бир көлемди шеклеп турған түйік бет арқалы өтетуғын I тоқ күшин анықтаймыз. Усы көлемге салыстырғанда сыртқа қарай бағытланған нормалды оң деп есаптаймыз (85-сүйрет). Бундай жағдайда α мүйешлеринин мәнислери $\pi/2$ деген киши болыўы да, үлкен болыўы да ҳәм (1)-теңлик бойынша ΔI элементар тоқ күшлериниң мәнислериниң оң болыўы да, терис болыўы да мүмкін. ΔI элементар тоғының оң мәниси ΔS бети арқалы S бети менен шекленген көлемнен оң зарядлар алып шығылатуғынлығын, ал ΔI элементар тоғының терис мәниси ΔS бети арқалы сол көлемниң ишине оң зарядлардың алып кирилетуғынлығын аңғартады. Егер берилген көлемди шеклеп турған (орап турған) S бети арқалы өтетуғын барлық элементар тоқлардың қосындысы нолге тең болса алып кирилген зарядлардың муғдары алып шығылған зарядлардың муғдарына тең болады. Егер, түйік S бети арқалы өтетуғын толық тоқ I дин шамасы нолге тең болмаса, онда биз қарап атырған көлемге алып кирилген зарядлардың муғдары менен алып шығылған зарядлардың муғдары тең болмайды, яғни

S бети менен қоршалған көлемниң ишиндеги зарядлардың улыўмалық мұғдары өзгереди. Тоқтың оң мәниси көлемниң ишиндеги зарядлардың мұғдарының кемейиүин, ал терис мәниси үлкейиүин аңғартады. Егер S бети менен шекленген көлемниң ишиндеги зарядлардың Δt үақыты ишиндеги кемейиүин белгилесек, онда

$$I\Delta t = \sum i_n \Delta S \Delta t = -\Delta Q \quad (3)$$

қатнасына ийе боламыз. Бул қатнас жабық көлемниң ишиндеги улыўмалық зарядтың өзгериси болған ΔQ шамасының сырттан зарядты алып келийдің ямаса сыртқа зарядты алып шығыўдың есабынан болатуғынлығын көрсетеди. Солай етип, (3)-қатнас зарядлардың сақланыў нызамының мәнисине ийе болады.

(3)-қатнастан түйік бет арқалы өтетуғын тоқ I ушын мынадай қатнасты аламыз:

$$I = \sum i_n \Delta S = -\frac{\Delta Q}{\Delta t}. \quad (3a)$$

Енди қараў ушын тоқ сзықларын киргиземиз. Тоқтың сзығы дегенде ҳәр бир ноқаттағы тоқтың тығыздығы векторының бағыты менен бағытлас болған сзыққа урынба бағыттағы сзығықты түснінемиз.

$\sum i_n \Delta S$ аңлатпасы S түйік бети арқалы өтетуғын тоқ сзықларының ағысы болып табылады. (3a) теңлиги түйік бет шеклеп турған көлемдеги зарядтың мұғдары өзгеретуғын болса, онда усы түйік бет арқалы өтип атырған тоқ сзықларының толық ағысының нолден өзгеше болатуғынлығын көрсетеди. Егер берилген беттин ишиндеги толық заряд өзгермейтуғын болса, онда тоқ сзықлары тек бетti кесип өтеди. Зарядлардың жыйналыўы ямаса кемейиўи орын алатуғын орынларда тоқтың сзықлары тамам болады. Базы бир областта зарядлар тұрақлы болғанда усы областтағы тоқ сзықлары үзликсiz ямаса түйік, ямаса шексизликке кетеди. Тоқ сзығы менен шекленген кеңисликти тоқтың трубкасы (тоқтың нағы) деп атайды. Тоқ трубкасы түснігінин анықламасы бойынша трубканың қәлелеген кесими арқалы өтип атырған тоқтың күши бирдей мәниске ийе болады.

Айтылғанлардан көринип турғанындай, тоқтың сзықлары түснігі (3a) теңлиktи Электростатикадағы Остроградский-Гаусс теоремасындағы етип интерпретациялауға мүмкиншилиқ береди (126-параграф). Электростатикада Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша түйік бет арқалы өтетуғын кернеўлік сзықларының ағысы усы беттин ишинде жайласқан зарядлардың суммасына тең (4π ге көбейтилген). (3a) теңлик бойынша түйік бет бойынша тоқ сзықларының ағысы усы беттин ишиндеги зарядтың кемейиүине тең.

Конденсаторды разрядлағанда (зарядсызландырғанда) пайда болатуғын тоқ сзықлары түйік болмаған тоқ сзықларына мысал бола алады. Конденсатордың зарядсызланатуғын астарлары тоқ сзықларының ақырларының (ушларының) орны болып табылады. Себеби конденсатордың зарядсызланыў үақытында олардың заряды өзгереди. Конденсаторды разрядлау процесси стационар емес: тоқтың күши үақыттың өтийи менен өзгереди ҳәм ең ақырында нолге тең болады. Ақырғы есапта қәлелеген заряд таұсылатуғын болғанлықтан, тоқ тоқтың түйік емес сзықлары бойынша көп үақыт жүре алмайды. Стационар, яғни тұрақлы, шексиз көп үақыт өтетуғын тоққа барлық үақытта тоқтың түйік сзықлары сәйкес келеди. Мысалы, гальванометр тәрепинен услап тұрылатуғын тұрақлы тоқ болған жағдайда, тоқ сзықлары шынжырдың ишки бөлімлери арқалы түйікланады ҳәм түйік сзықларды пайда етеди.

Дифференциаллық есаптың белгилеўлерин пайдаланып, биз (1)-теңлиktи қайтадан жазамыз:

$$dI = i_n dS. \quad (1a)$$

Буннан кейин (2)-теңликтеги сүмманы берилген S бети ушын жазылған интеграл менен алмастырып

(2a)

$$I = \int_S i_n dS.$$

теңлигин аламыз. Енді ақырында (3a) теңлигиндеги Δt ны шексиз киши болған үақыт интервалы dt менен алмастырып, мынаны аламыз:

$$I = -\frac{dQ}{dt}. \quad (36)$$

Бул аңлатпаға I дмқ орнына (2a) бойынша мәнисин қойып, электр зарядларының сақланыў нызамын мынадай түрде жазамыз:

$$\int_S i_n dS = -\frac{dQ}{dt}. \quad (4)$$

Зарядлардың сақланыў нызамын басқа түрде де жазыўға болады. Оның ушын (4)-теңликтин оң ҳәм шеп тәреплерин S бети өзинин ишине алған V көлемине бөлип, мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\frac{1}{V} \int_S i_n dS = -\frac{d}{dt} \left(\frac{Q}{V} \right). \quad (5)$$

V көлемин нолге шекем киширейтип, Q/V қатнасының берилген орындағы зарядлардың тығыздығы ρ ны беретуғынлығын аламыз. Солай етип, (5)-теңликтин оң бөлиминде $-d\rho/dt$ шамасы турады. Шеп тәрепи ушын

$$\lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \int_S i_n dS$$

аңлатпасын аламыз. Векторлық есаптан бул шектин \mathbf{i} векторының дивергенциясына тең екенлеги белгили:

$$\operatorname{div} \mathbf{i} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \int_S i_n dS.$$

Демек, (5)-теңлик мынадай түрди қабыл етеди:

$$\operatorname{div} \mathbf{i} = -\frac{d\rho}{dt}. \quad (6)$$

Бул дифференциаллық формада жазылған электр зарядларының сақланыў нызамы болып табылады. Егер ρ үақытқа байланыслы өзгермейтуғын болса, онда $d\rho/dt = 0$ ҳәм (6)-теңлик мынадай түрге ийе болады:

$$\operatorname{div} \mathbf{i} = 0. \quad (6a)$$

§ 157. Ленц-Джоуль нызамы. Тәжирийбелер өткізгиш арқалы электр тоғы өткендеге өткізгіштен жыллылықтың бөлинип шығатуғынлығын көрсетеди. Жыллылықтың бөлинип шығыўы зарядтың алып жүрилийи ҳәм, усыған сәйкес, усы алып жүриў ушын жумсалатуғын электрик күшлердин жумысы менен байланыслы.

Q заряды t үақыты ишинде өтетуғын өткізгіштиң кесимин аламыз: $Q = It$. Бул заряд өткізгиш арқалы t үақыты ишинде орын алмастырып базы бир $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын өтеди. Нәтийжеде электрик күшлер

$$A = It(V_1 - V_2) \quad (1)$$

жумысын ислейди. Майданның күшлеринин жумысы тоқтың үлкейиүине алып келмейди ҳәм, усыған сәйкес, өткізгішти қыздырыў ушын жумсалады. Ом нызамын пайдаланып, жумыс ушын аңлатпаны байлайынша көширип жазамыз:

$$A = I^2 R t. \quad (1a)$$

Бул аңлатпада R арқалы өткізгіштиң $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы түсетуғын

участкасының қарсылығы белгиленген.

Өткизиште бөлинип шығатуғын жыллыштықтың мұғдарының сан мәнисин есаптаймыз. I тоғының күши амперлерде, үақыт секундларда, ал $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы вольтларде аңғартылған деп болжайық. Бундай жағдайда (1)-формуланың жумысты джоуллерде береди. Ҳақыйқатында да 1 сек ишинде 1 а тоқ өткенде 1 кулонға тең электр заряды, яғни зарядтың $3 \cdot 10^9$ CGSE-бірлиги өтеди; егер электр зарядларының усындағы мұғдары потенциаллар айырмасы 1 В болған (потенциалдың $\frac{1}{300}$ CGSE-бірлиги) ноқатлардың арасында өтетуғын болса, онда мынадай жумыс исленеди:

$$A_0 = 3 \cdot 10^9 \cdot \frac{1}{300} \text{ эрг} = 10^7 \text{ эрг} = 1 \text{ дж.}$$

Джоулдың 0,24 кал екенлигин еске түсірип, ушларындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ шамасына тең болған жағдайда I ампер тоқ өтетуғын өткизиштен t секунд ишинде бөлинип шығатуғын жыллыштық ушын мынадай аңлатпа аламыз:

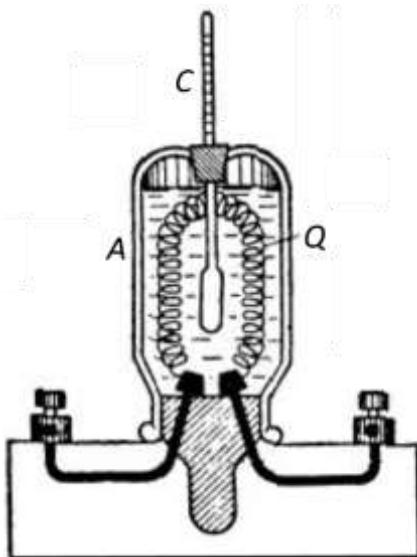
$$Q = 0,24 It (V_1 - V_2). \quad (2)$$

Бул аңлатпаны Ом нызамының жәрдеминде байлайынша көширип жазыўға болады:

$$Q = 0,24 I^2 R t, \quad (2a)$$

$$Q = 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R} t. \quad (2b)$$

(2), (2a)- ҳәм (2b) аңлатпалардағы R қарсылығының омларда аңғартылған болыўы керек.



86-сүйрет.

Өткизгиш арқалы тоқ өткенде бөлинип шығатуғын жыллыштықтың мұғдарын өлшеў ушын арналған Ленцтиң әсбабы.

(2a) қатнасы экспериментлерде Петербург университетиниң профессоры Э.Х.Ленц ҳәм Джоуль тәрепинен табылды. Бул қатнасты *Ленц-Джоуль нызамы* деп атайды. Бул нызам бойынша тоқ өткенде өткизгиштиң участкасында бөлинип шығатуғын жыллыштықтың мұғдары тоқтың өтиў үақыты t ға, участканың қарсылығы R ге ҳәм тоқ күшиниң квадраты I^2 қа пропорционал.

86-сүйретте Ленц пайдаланған әсбап көрсетилген. Спирт пенен толтырылған А ыдысы калориметр хызметин атқарған. Тоқ қарсылығы белгили болған H спиралы арқалы өткерилилген. Белгили болған t үақытының ишиндеги спирттин қызыўы C термометриниң жәрдеминде өлшенген.

Ленц-Джоуль нызамындағы 0,24 коэффициенти бирликтерди арнаұлы түрде сайлап алыўда киргизиледи: жыллыштықтың мұғдары калорияларда, тоқтың күши амперлерде, қарсылық омларда, үақыт секундларда өлшенеди. Егер биз бөлинип шыққан жыллыштықтың мұғдарын джоуллерде, тоқтың күшин амперлерде, қарсылықты омларда,

ал ўақытты секундларда аңғартатуғын болсақ, онда (2)-, (2a)- ҳәм (2б) формулалардағы санлы 0,24 коэффициентин 1 менен алмастырамыз ҳәм Ленц-Джоуль нызамы ушын

$$Q = I^2 R t \quad (3)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Тоқтың тығыздығы і ҳәм жыллылық құйатының тығыздығы о түсніктерин киргизип, Ленц-Джоуль нызамын басқа түрге келтиремиз. Жыллылық құйатының тығыздығы о ҳақында гәп еткенде, биз ўақыттың бир бирлигинде өткизгиштің көлеминің бир бирлигинен бөлиніп шығатуғын жыллылықтың мұғдарын түснінемиз. Узындығы Δl ҳәм кесе-кесиминің майданы S болған цилиндр тәрізли өткизгишти аламыз. Бундай жағдайда

$$\omega = \frac{Q}{S \cdot \Delta l \cdot t}.$$

Бул теңдикке (3)-аңлатпа бойынша Q дың мәнисин қойып

$$\omega = \frac{I^2 R}{S \cdot \Delta l}$$

қатнасына ийе боламыз ямаса $R = \rho \frac{\Delta l}{S} = \frac{1}{\sigma S} \frac{\Delta l}{S} \text{ ҳәм } \frac{I}{S} = i$ теңдиктери орынлы болғанлықтан

$$\omega = \frac{1}{\sigma} i^2$$

формуласын аламыз. Егер бул формулаға тоқтың тығыздығы i дың орнына 155-параграфтағы (5)-формулаға сәйкес оның өткизгишлик ҳәм электр майданының кернеўлиги арқалы анықланған мәнисин қойсақ (бул формула бойынша $i = \sigma E$), онда

$$\omega = \sigma E^2 \quad (4)$$

теңлигин, яғни жыллылық құйатының тығыздығының электр майданының кернеўлигинин квадратына ҳәм өткизгиштің өткизгишлигине пропорционал болатуғының көремиз.

Өткизгиштің салыстырмалы қарсылығы қаншама киши болса, онда тоқ күши өзгермеген жағдайда соншама аз мұғдардағы жыллылық бөлиніп шығады. Қарсылықтың шамасы өлшеүге болмайтуғындай киши аса өткизгишлик ҳалында өткизгиш арқалы тоқ өткенде сезилерліктей жыллылық мұғдарының бөлиніп шығыўы бақланбайды. Бундай жағдайда энергия ҳеш нәрсеге жұмсалмайтуғын болғанлықтан, түйік аса өткизгиштеп қоздырылған тоқ сырттан энергия жұмсалмағанда жұдә көп ўақытқа шекем өтип тұра береди¹⁴.

Өткизгиштеги жыллылықтың бөлиніп шығыўы техникада әхмийетли орынды ийелейди. Заводларда пайдаланылатуғын электр ошақтарының ҳәм мүмкін болған барлық қыздырышы әсбаплардың жумысы Ленц-Джоуль құбылысына тиіктірілген. Тоқтың тәсириндеги өткизгишлердин қызыўы электр лампаларындағы сымлардың қызыўы ушын пайдаланылады. Тоқтың тәсиринде өткизгишлерди қыздырып, жақтылық алыў бойынша ең бириňши тырысыўлар Ленцтің өзине тиисли. Бирақ, 1874-жылды рус инженери А. Н. Лодыгин бириňши болып жақтыландырыў мақсетлери ушын жарамалы болған ҳәм техникалық көз-қарастан жеткилики дәрежеде жетилискең жақтылық шығаратуғын лампаларды конструкциялады. 1875-жылды А. Н. Лодыгиннің лампаларының жәрдемінде Петербургта Нева дәръясына салынып атырған көпірдин құрылышы жақтыландырылған¹⁵. Бул электр қыздырыў лампаларының бириňши рет әмелде қолланылыўы болып табылады.

Бир қатар техникалық мәселелерде жыллылықтың бөлиніп шығыўы зиян келтиреди.

¹⁴ Арнаұлы түрде өткерилген тәжирийбелер түйік аса өткизгиш сақыйнада қоздырылған тоқтың шамасының бир неше жыллар дауамында сезилерліктей дәрежеде кемеймегенлигин көрсетти (Аўдарыўшылар).

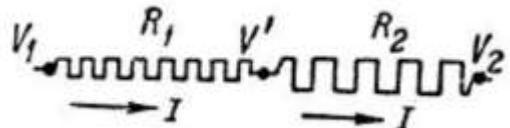
¹⁵ Рус тилинде бул көпірди "Литейный мост" (қарақалпақ тилинде "Құйылған көпір") деп атайды (Аўдарыўшылар).

Бундай зыянлы жоғалтыўлардың қатарына электр энергиясын электр станциясынан пайдаланыўшыға шекем жеткерип бериўдеги өткизгишлердеги жыллыштың бөлининп шығыў болып табылады.

Өткизгишлерде бөлининп шығатуғын жыллыштың мұғдары менен қарсылықтарды есаплаўға бир неше мысалларды келтиремиз.

1-мысал. Қарсылықтары R_1 ҳәм R_2 шамаларына тең болған избе-из жалғаған еки өткизгиштин толық қарсылығын ҳәм ҳәр бир өткизгиште бөлининп шыққан жыллыштың мұғдарларының қатнасы Q_1/Q_2 ди анықтаймыз (87-сүйрет).

87-сүйрет.
Өткизгишлерди избе-из жалғаған



Шешими. Өткизгишлерди избе-из жалғағанда тоқтың күши I еки өткизгиште де бирдей болады. Ом нызамын өткизгишлердин ҳәр бири үшін өз алдына қолланамыз:

$$IR_1 - V_1 - V' = IR_2 - V_2 - V'$$

Бул теңликлерди қосып,

$$I(R_1 + R_2) = V_1 - V_2$$

теңлигин аламыз. Буннан

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R_1 + R_2} = \frac{V_1 - V_2}{R} \quad (5)$$

Соңғы аңлатпада $R = R_1 + R_2$ шамасы еки өткизгиштин толық қарсылығы болып табылады. Солай етип, өткизгишлерди избе-из жалғағанда толық қарсылық сол өткизгишлердин қарсылықтарының қосындысына тең болады екен.

Ҳәр бир өткизгиште бөлининп шығатуғын жыллыштың мұғдарлары Q_1 ҳәм Q_2 мынаған:

$$Q_1 = 0,24 I^2 R_1 t, Q_2 = 0,24 I^2 R_2 t$$

Буннан

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{R_1}{R_2}$$

қатнасына иие боламыз. Демек, избе-из жалғағанда өткизгишлерден бөлининп шығатуғын жыллыштың мұғдары тутастырылған өткизгишлердин қарсылықтарының қатнасларындей болады. Өткизгишлерди избе-из жалғағанда қарсылығы ең үлкен өткизгиштен үлкен жыллыштың бөлининп шығады.

2-мысал. Қарсылықтары R_1 ҳәм R_2 шамаларына тең параллель тутастырылған өткизгишлердин қарсылығын ҳәм оларды бөлининп шыққан жыллыштың мұғдарларының қатнасы Q_1/Q_2 ди анықтаймыз (88-сүйрет).

Параллель тутастырылған өткизгишлердин үшларындағы потенциаллар айырмасының шамасы бирдей. Ом нызамын өткизгишлердин ҳәр қайсысына қолланамыз ҳәм олар арқалы етип атырған тоқлардың шамаларын I_1 ҳәм I_2 арқалы белгилеймиз:

$$I_1 = \frac{V_1 - V_2}{R_1}, I_2 = \frac{V_1 - V_2}{R_2},$$

Буннан

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}$$

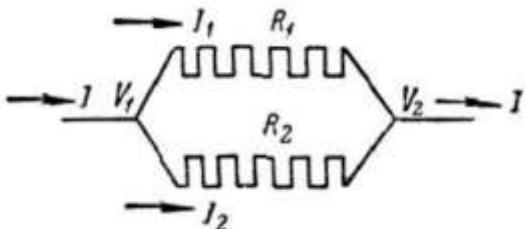
қатнасына иие боламыз, яғни параллель тутастырылған өткизгишлердеги тоқлардың күши олардың қарсылықтарына кери пропорционал. Еки өткизгиштен өтип атырған толық тоқтың күши мынаған тең:

$$I = I_1 + I_2 = (V_1 - V_2) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{V_1 - V_2}{R}$$

Бул теңликлерде R еки өткизгиштин қосынды қарсылығын аңғартады. Демек, бул жағдайда

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (6)$$

теңлиги орынлы болады, яғни өткізгішлерде параллель тутастырғанда қосынды қарсылықтың кери шамасы бир бирине тутастырылған өткізгішлердин қарсылықтарының кери шамаларының қосындысына тең болады екен.



88-сүйрет.
Өткізгіштерди параллель жалғау.

Бөлиніп шығатуғын жыллыштықтың мұғдарын есаплау үшін Ленц-Джоуль нызамы үшін жазылған (26)-формуладан пайдаланамыз. Еки өткізгіштің ушларындағы потенциаллар айырмасы бирдей болғанлықтан:

$$Q_1 = 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R_1} t, Q_2 = 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R_2} t.$$

Буннан

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{R_2}{R_1}$$

қатнасына иие боламыз, яғни өткізгіштерди параллель жалғағанда ҳәр бир өткізгіштен бөлиніп шығатуғын жыллыштықтың мұғдары өткізгішлердин қарсылықтарына кери пропорционал: қарсылығы киши болған өткізгіштен бөлиніп шығатуғын жыллыштықтың мұғдары көп болады.

Егер (6)-формула бойынша анықланған қосынды қарсылық дұрыс болса, онда еки өткізгіштен бөлиніп шыққан жыллыштық мұғдарларының қосындысының (26) формуланың жәрдемінде анықланыуының мүмкін екенлегин көрсетемиз:

$$Q = Q_1 + Q_2 = 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R_1} t + 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R_2} t = 0,24(V_1 - V_2)^2 \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) t.$$

Нәтийжеде (6)-формула бойынша мынадай жыллыштық мұғдарын аламыз:

$$Q = 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R} t.$$

§ 158. Тоқтың күшин ҳәм потенциаллар айырмасын өлшеу. Тоқтың күши I ди Δt үақыты ішинде өткізгіш бойлап алып өтилген зарядтың мұғдары ΔQ дың шамасы бойынша анықлауға болады. Себеби 152-параграфтагы (1)-формула бойынша биз

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$$

қатнасына иие боламыз. Бирақ, ис жүзинде бундай өлшеуди өткериү қыйын. Сонықтан тоқтың күшин басқа принциплерде соғылған арнаұлы әсбаплардың жәрдемінде анықлады. Кейинирек (213-параграфта) электромагнит әсбаплардың жүдә кең тарқалған типин тәрийиплеймиз. Ал ҳәзир тоқтың жыллыштық тәсирине тийкарланған әсбапты қараймыз.

"Жыллыштық" өлшеудің схемасы 89-сүйретте келтирілген.

Өлшенетуғын тоқ А ҳәм В қысқыштарына алып келинеди ҳәм жиңишке ab сымы арқалы өткерилемеди. Нәтийжеде Ленц-Джоуль нызамы бойынша бөлиніп шығатуғын жыллыштықтың тәсиринде ab сымы қызды ҳәм соның салдарынан үзаяды. ab сымының ортасына Q блогын өзиниң ишине алатуғын ҳәм T пружинасы менен тартып тұрылатуғын екинши сым тутастырылған. Q блогының көшерине S стрелкасы тутастырылған. ab сымы үзайғанда S стрелкасы бурылады (89б сүйрет). ab сымы арқалы өтетуғын тоқтың күши

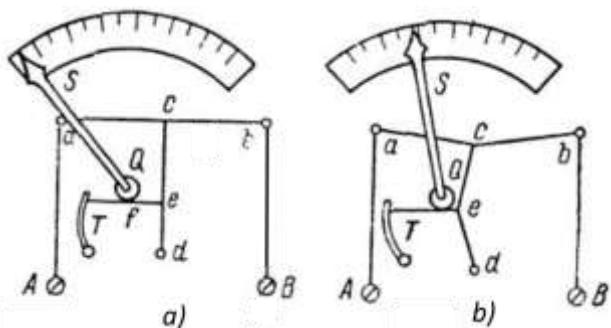
қаншама үлкен болса, ол соншама көбірек шамаға үзаяды ҳәм S стрелкасы көбірек бурылады.

Солай етип, сәйкес шкаланы градуировкалап, әсбап арқалы өтетуғын тоқтың күши I ді өлшеүге болады.

Бирақ, бұндай әсбапты үсы әсбап арқалы өтип атырған тоқтың күшин өлшеү ушын шынжырға тиккелей тутастырыўға болмайды. Себеби, алынатуғын ab сымы жүдә жиңишке болыўы керек. Бундай жағдайда оның қарсылығы дым үлкен болады. Сонықтан бундай әсбапты шынжырға тутастырыў, әдетте, шынжырдың ұлыўмалық қарсылығының өзгериүине, үсыған сәйкес тоқ күшинин өзгериүине алып келеди. Тоқтың өлшенген күшинин шамасы әсбапты шынжырға тутастырмastaн бурынғы тоқтың күшине тең болады. Усының менен бирге, әсбапты жүдә үлкен болған тоқлардың күшин өлшеүге болмайды, себеби бундай жағдайда ab сымы жанып кетеди. Сонықтан, өлшеў әсбабана параллель етип қосымша өткизгиши жалғайды ҳәм оның қарсылығын шынжыр шақаларға бөлинбестен бурын өтетуғын тоқтың белгili өтетуғындай етип сайлап алады.

89-сүйрет.

Жыллылық өлшеў әсбабының схемасы.



CC' өткизгиши арқалы өтип атырған I тоқ күшин өлшеў керек деп болжайық. Бундай жағдайда G өлшеў әсбабы CC' өткизгишине избе-из жалғанады. Өлшеўши әсбаптың AB қысқышларына параллель етип шунт деп аталағын белгili болған S қарсылығы жалғанады (90-сүйрет). Әсбаптың өзинин қарсылығы R_g , ал шунттың қарсылығы R_s болсын. Әсбап арқалы өтетуғын тоқтың күшин I_g , ал шунт арқалы өтетуғын тоқтың күшин I_s таңбасының жәрдеминде белгилейик. Бундай жағдайда, бириңишиден, CC' өткизгиши арқалы өтип атырған I тоғының шамасы I_g ҳәм I_s тоқларының қосындысына тең болыўы керек, екиншиден, I_g ҳәм I_s тоқларының шамалары R_g ҳәм R_s қарсылықтарына кери пропорционал болыўы керек, яғни (157-параграф)

$$I_g + I_s = I, \frac{I_g}{I_s} = \frac{R_s}{R_g}.$$

Бул еки теңдиктен мынаған ииे боламыз:

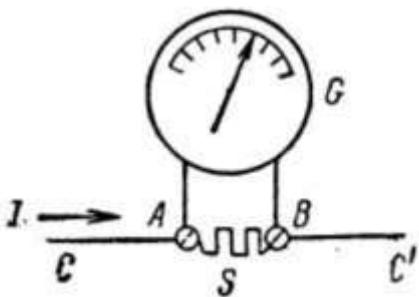
$$I_g = I \frac{R_s}{R_s + R_g}. \quad (1)$$

(1)-формуладан шунттың қарсылығы R_s қаншама киши болса, онда I ұлыўмалық тоқтың киши бөлегинин өлшеўши асбап арқалы өтетуғынлығын көремиз. G әсбабы арқалы өтетуғын I_g тоғының ұлыўмалық I тоғының $1/n$ бөлиминин өтийи ушын, (1)-формуладан көринип турғанындай, мынадай қатнастың орынланыўы керек:

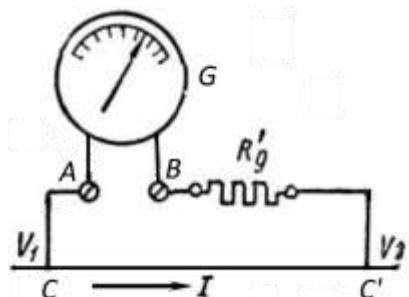
$$R_s = \frac{R_g}{n - 1}. \quad (2)$$

Мысалы, өлшеўши әсбаптың өзинин қарсылығының $1/9$ бөлегине иие шунтты алатуғын болсақ, онда өлшеўши әсбап арқалы шынжырдағы тоқтың $1/10$ шамасы өтеди. Жыллылық өлшеў әсбабына шунтты жалғап ҳәм оны амперлерде градуировкалап, *амперметр* деп аталағын, яғни тоқтың күшин амперлерде өлшайтуғын әсбапты алады. Шунттың

қарсылығы киши болғанлықтан, амперметрдин ұлыўмалық қарсылығы киши болады. Усының нәтийжесинде, амперметрди шынжырға тутастырыў ондағы тоқтың күшин сезилерлікте өзгертпейди. Амперметрдин шкаласын әдетте оның толық / тоқты (яғни, шунт ҳәм өлшеўши әсбаптың өзинен өтетуғын тоқлардың қосындысының күшин) амперлерде беретуғындағы етип градуировкалайды. Көпшиликтің жағдайларда амперметрлер шунтлардың жыйнағына иие болады, оларды пайдаланып, әсбаптың сезирлигін өзгертиўге болады.



90-сүйрет. S шунтын тутастырыў.



91-сүйрет. Потенциаллар айырмасын өлшеў ушын G

өлшеў әсбабы менен избе-из тутасқан R'_g қарсылығын тутастырыў.

Тап сол өлшеў әсбабын потенциаллар айырмасын өлшеў ушын да пайдаланыўға болады. / тоғы өтеп түрған CC' өткізгишинин үшларындағы потенциаллар айырмасын өлшеў зәрүрлігі пайда болды деп болжайық. Оның ушын G өлшеў әсбабын CC' өткізгишине параллель жалғаймыз (91-сүйрет).

G өлшеў әсбабы арқалы өтеп түрған тоқтың күши I_g мынаған тең болсын:

$$I_g = \frac{V_1 - V_2}{R_g}.$$

Бул аңлатпада $V_1 - V_2$ арқалы CC' өткізгишинин үшларындағы потенциаллар айырмасы, ал R_g арқалы G өлшеў әсбабының қарсылығы белгиленген.

Буннан:

$$V_1 - V_2 = I_g R_g$$

теңлигине иие боламыз. Өлшеўши әсбаптың қарсылығы R_g берилген шама болғанлықтан, I_g тоқ күши $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын тикелей анықтайтын. Бирақ, өлшеўши әсбапты жалғаудың $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын сезилерлікте өзгертуға үшін әсбаптың меншикли қарсылығының шамасы CC' өткізгишинин қарсылығынан үлкен болыўы керек. Оның ушын ab сымының өзинин қарсылығы жеткилики болмайды, сонлықтан оған үлкен R'_g қарсылығын избе-из жалғайды (91-сүйрет). Әдетте, бул қарсылықты әсбаптың құтысының ишине орналастырады, ал әсбаптың шкаласын вольтлерде градуировкалайды. Усындай түрде әсбапты *вольтметр* деп атайды.

Жүймақлап, биз мына жағдайды айта аламыз: бир өлшеў әсбабын амперметр сыпатында да, вольтметр сыпатында да пайдаланыўға болады; бириңи жағдайда қызатуғын сымға параллель етип шунтты тутастырады, екинши жағдайда қызатуғын сымға избе-из етип үлкен қарсылықты жалғайды. Амперметр тоқтың күши өлшенетуғын шынжырдың участкасына избе-из жалғанады; вольтметр болса үшларындағы потенциаллар айырмасы өлшенетуғын шынжырдың участкасына параллель жалғанады.

1-мысал. Жыллалық өлшеў әсбабындағы қызатуғын ab сымының қарсылығы $R_g = 1$ ом. Әсбаптың шкаласы 50 бөлімге иие, бир бөлім 0,01 а ге сәйкес келеди. Әсбапты 15 а ге шекемги тоқларды өлшеў ушын керек болатуғын шунтты сайладап алыш керек.

Шешими. Қойылған шәртке сәйкес өлшеу әсбабының барлық шкаласы $0,5 \text{ а}$ ге сәйкес келеди. Демек, шунттың ab сымы арқалы өтип атырған тоқтың шамасын

$$n = \frac{I}{I_g} = \frac{15}{0,5} = 30$$

есе кемейтиүи керек. Буннан, (2)-формула бойынша шунттың биз излеп атырған қарсылығын табамыз:

$$R_s = \frac{R_g}{n - 1} = \frac{1}{29} \text{ ом} = 0,0345 \text{ ом.}$$

Амперметрдин ұлыўмалық қарсылығы R_A

$$\frac{1}{R_A} = \frac{1}{R_s} + \frac{1}{R_g},$$

қатнасының жәрдеминде анықланады (157-параграфқа қараңыз), буннан

$$R_A = \frac{R_g R_s}{R_g + R_s} = \frac{1 \cdot 0,0345}{1 + 0,345} \text{ ом} \cong 0,0334 \text{ ом}$$

шамасын аламыз.

Усы амперметрдин жәрдеминде 110 В потенциаллар айырмасының тәсиринде қарсылығы 40 ом болған сым арқалы өтип түрган тоқтың шамасы өлшенеди деп болжайық. Бул жағдайда, амперметрди шынжырға тутастырыудың ондағы тоқтың сезилерліктей өзгертпейтуғынлығына аңсат исениүге болады. Ҳақыйқатында да, Ом нызамы бойынша шынжырдағы тоқтың күши мынаған тең:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R} = \frac{110}{40} \text{ а} = 2,750 \text{ а.}$$

Амперметрди шынжырға жалғағанда ұлыўмалық қарсылық 0,0334 ом ға артады, яғни $R_1 = 40,0334 \text{ ом}$ шамасына тең болады. Усыған сәйкес, тоқтың мәниси

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R_1} = \frac{110}{40,0334} \text{ а} \cong 2,748 \text{ а}$$

тең болып шығады. Тоқтың бул күшин амперметр көрсетеди; көринип түрғанындей, ис жүзинде бул шама тоқтың дәслепки мәниси 2,75 аден аз шамаға айрылады.

2-мысал. 1-мысалда келтирилген параметрлерге иие болған қыздырышты өлшеу әсбабын барлық шкаласы 500 в болған вольтметр сыпатаңда пайдаланыу керек. Оның ушын ab сымына қандай қосымша R'_g қарсылықты избе-из жалғау керек?

Шешими. Шәрт бойынша, өлшеу әсбабының барлық шкаласы $0,5 \text{ а}$ ге сәйкес келеди. Әсбаптың қысқышларындағы потенциаллар айырмасының 500 в ке тең болыуы ушын, әсбаптың толық қарсылығы $R_g + R'_g$

$$R_g + R'_g = \frac{V_1 - V_2}{I} = \frac{500}{0,5} \text{ ом} = 1000 \text{ ом.}$$

шамасына тең болыуы керек. $R_g = 1 \text{ ом}$ болғанлықтан, изленип атырған қосымша қарсылықтың $R'_g = 999 \text{ ом}$ болыуы керек.

Усы әсбаптың жәрдеминде CC' өткізгішинин үшларындағы потенциаллар айырмасы өлшенеди деп болжайық (91-сүйретке қараңыз), шамасы $I = 50 \text{ а}$ тоқ өтетуғын қарсылық $R = 4 \text{ ом}$. Бул жағдайда вольтметрди қосқанда CC' өткізгішинин үшінде потенциаллар айырмасын сезилерліктей өзгертпейтуғынлығына аңсат исениүге болады. Ҳақыйқатында да, Ом нызамы бойынша, CC' өткізгішинин үшларындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы мынаған тең:

$$V_1 - V_2 = IR = 4 \cdot 50 = 200 \text{ в.}$$

Қарсылығы 1000 ом болған вольтметрди CC' өткізгішине параллель жалғағанда тармақланған шынжырдың CC' өткізгішинин үшларындағы ұлыўмалық қарсылығы

$$R_1 = \frac{4 \cdot 1000}{4 + 1000} \text{ ом} \cong 3,984 \text{ ом}$$

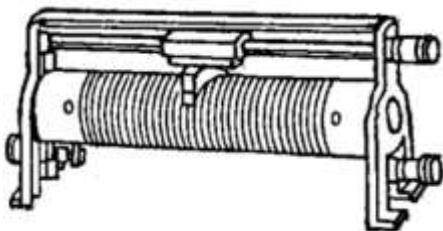
шамасына тең болады. Қарсылықтың усындай кемейиүи тоқ күшинин базы бир шамаға үлкейиүине алып келийи керек, бирақ, вольтметрди қосылудың салдарынан пайда болатуғын қәтелектинң максималлық мәнисин баҳалау ушын биз тоқ күшинин бурынғыдай 50 а шамасында қалды деп есаптай аламыз. Бундай жағдайда CC' өткізгішинин үшінде потенциаллар айырмасы

$$V'_1 - V'_2 = I \cdot R_1 = 50 \cdot 3,984 \text{ в} \cdot 199,2 \text{ в}$$

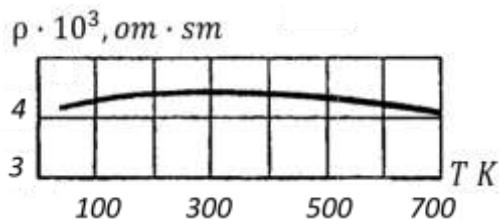
шамасына тең болады. Потенциаллардың ұсындағы айырмасын вольтметр көрсетеди. Көринип турғанындағы, оның мәниси дәслепки мәністен жұдә аз шамаға айрылады.

§ 159. Қарсылықтар ҳәм оларды өлшеу. Қарсылықтарды өлшеу үшін реостаттар дег аталатуғын әсбаплар қолланылады.

Лабораториялық практикада үлкен болмаған тоқлар үшін қозғалтқышы бар реостатлардан пайдаланады (рис. 92). Бундай реостат фарфор цилиндрге оралған сымнан туралы. Қозғалтқышты орнынан жылыстырып, шынжырға киргизилген сымның орамларының санын өзгертиүге, ұсының салдарынан киргизилетуғын қарсылықтың шамасын өзгертиүге болады. Сым үшін материал сыпатында жеткилилік дәрежеде жоқары салыстырмалы қарсылығы бар және киши температуралық коэффициентлерге ийе, яғни қарсылығы температурадан аз ғәрзели болған құймалар (константан, манганин, никром ҳәм б.) пайдаланылады. 93-сүйретте манганин үшін ρ ының T дан ғәрзлигі көлтирилген. Қарсылықтың температурадан әззи ғәрзлик реостат арқалы тоқтың өтийинин салдарынан қызығының нәтийжесинде оның қарсылығының өзгермеүі үшін керек. Ұсындағы реостаттар жұдә қолайлы, бирақ олардың конструкциясы жыллыштықтың жақсы алып берилиүин тәмийинлей алмайды. Бул күшли қызыға ҳәм күшли тоқлар бар болған жағдайларда оларды пайдаланыудың мүмкіншилигинің жоғалығына алып келеди.



92-сүйрет. Қозғалтқышы бар реостат.



93-сүйрет. Манганиннин салыстырмалы қарсылығының абсолюттік температурадан ғәрзлигі.

Үлкен тоқлар үшін рамаға тартылған спирал түріндегі оралған жүйән сымлар ямаса ленталар пайдаланылады (94-сүйрет). Сырғанайтуғын контакт шынжырға реостаттың айырым бөлімлеринің анау ямаса мынау санын қосады.

Берилген өткізгіштің қарсылығын амперметр ямаса вольтметрдиң жәрдемінде аңсат өлшеу мүмкін. Өлшенетуғын MN өткізгішине избе-из (95-сүйрет) А амперметри тутастырылады, ал ұсы өткізгішке параллель етип V вольтметрин тутастырады. Ұсы MN өткізгішинин өлшенийі керек болған қарсылығын R_g арқалы белгилеймиз. Мейли, амперметри I тоқ қүшин, ал вольтметр болса қарсылықтың ушларындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын өлшайтейеңін болсын. Амперметрдиң жәрдемінде өлшенетуғын тоқ M ноқатында тармақланады: оның I_x бөліми MN өткізгіш арқалы, ал I_g бөліми V вольтметри арқалы өтеди. Егер вольтметрди тутастырған өткізгішлердин қарсылығын есапқа алмасақ, онда

$$I_g = \frac{V_1 - V_2}{R_g}$$

теңлигине ийе боламыз. Буннан MN өткізгіши арқалы өтетуғын I_x тоғы

$$I_x = I - I_g = I - \frac{V_1 - V_2}{R_g}$$

шамасына тең болып шығады. Егер вольтметрдиң қарсылығы R_g өлшенетуғын қарсылық

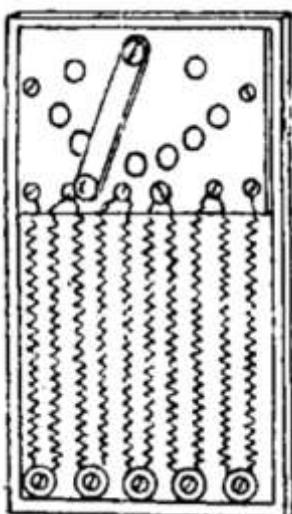
R_x тан көп үлкен болса, онда вольтметр арқалы өтетуғын тоқ I_g ның шамасы I тоғынан жүдә киши болады ҳәм сонлықтан жүйік түрде

$$I_x = I$$

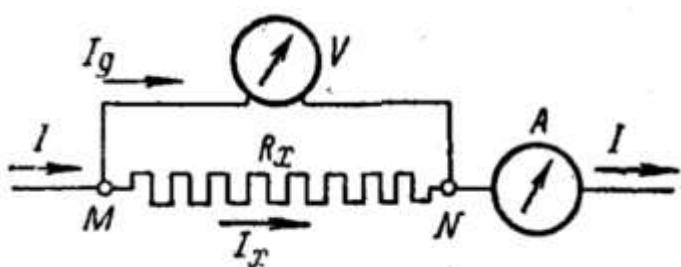
теңлигин жаза аламыз. Буннан Ом нызамы бойынша

$$R_x = \frac{V_1 - V_2}{I}$$

қатнасын аламыз. Демек, бундай жағдайда қарсылық R_x дин шамасы А амперметри менен V вольтметринің көрсетійлери бойынша тиккелей анықланады екен. Көринип тұрғанындей, бул үсыл R_g қарсылығы өлшенетуғын R_x қарсылығынан үлкен болған вольтметрди сайлап алыуды талап етеди. Жоқарырақ дәлліктеги өлшеўлер ушын өлшенетуғын қарсылықты стандарт қарсылық пенен салыстырыўға алып келинетуғын басқа үсыллардан пайдаланады. Усындау үсыллардың бири төменде тәрийипленген (167-параграф).



94-сүйрет. Сырғанайтуғын контакты бар реостат.

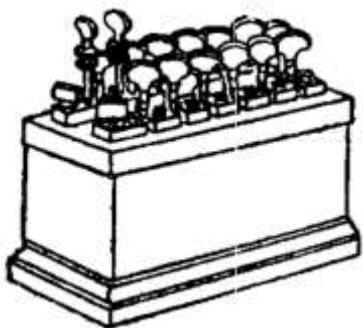


95-сүйрет. R_x қарсылығын өлшеў ушын A амперметрин ҳәм V вольтметрин пайдаланыў.

Стандарт қарсылықтарды әдетте қарсылықтар магазини деп аталағын дүзилис түрінде соғады. Оның сыртқы көриниси 96-сүйретте көлтирилген. Магазин бир қатар катушкалардан тұрады. Ҳәр бир катушкаға қарсылығы дәл белгіли болған сым оралған, сымның ушлары магазинниң құтысының изоляциялаушы қақпағына бекитилген (97-сүйрет). Пластиналардың арасында бос орын қалдырылады ҳәм оны конус тәризли мыс штепсель менен түйіқлауға болады. Штепсель орналастырылмаған жағдайда тоқ катушка арқалы өтеди. Бундай болмағанда магазинниң берилген бөлімінің қарсылығы ис жүзинде нолге тең болған болар еди. Қарсылықтары ҳәр қыйлы болған катушкалардың жыйнағы салмақтары ҳәр қыйлы болған гирлерди жайластаратуғындей тәртиpte, мысалы, қарсылықтарының шамасы бир биринен 0,1 ом ямаса 1 ом ға өзгеше болатуғындей тәртиpte жайластырылады.

§ 160. Өткізгиштеги еркін электронлар. Классикалық көз-қараслар. Жоқарыда көрсетип өткенимиздей, металлар арқалы тоқтың өтийи өткізгиштің химиялық қурамының қандай да бир өзгерислерине алып келмейди. Буннан металдың электр өткізгишигінің металдың атомларының орын алмастырыўы менен жүрмейтуғынлығы, ал электронлардың қозғалысы менен байланыслы екенлеги келип шығады. Металдың өткізгишигінің электронлық характерге иие болатуғынлығын түсіндіриў ушын металдағы атомлардың барлығы болмаса да, айырымларының электронлар менен он

зарядланған ионларға диссоциацияланған деп болжауға туұры келеди. Усының нәтийжесинде металда көп санлы еркин электронлар болады. Бул электронлар металдың ионлары тәрепинен пайда етилген кристаллық пәнжерे бойынша еркин қозғалып жүре алады (I том, 87-параграфты қараңыз). Металдағы еркин электронлар тәртипсиз жыллылық қозғалысларына қатнасады. Егер сырттан түсирилген электр майданы бар болатуғын болса, онда электронларға майдан тәрепинен белгili болған бағыттағы күш тәсир етеди ҳәм олардың орын алмастырыўы металдағы электр тоғын пайда етеди.



96-сүйрет. Қарсылықлар магазини.



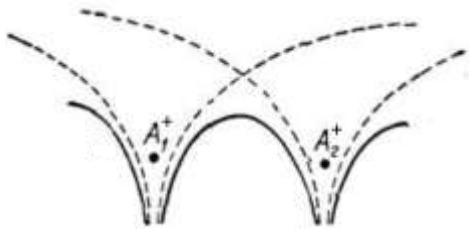
97-сүйрет. Қарсылықлар магазининиң дүзилисiniң деталы.

Металдағы электронлардың еркин орын алмастырыўының мүмкін екенлиги ҳақындағы электронлар менен кристаллық пәнжерениң түйинлеринде жайласқан он зарядланған ионлар арасындағы байланыс энергиясын қараў менен тастыыйқланады. Дәслеп бир бири менен қоңылас және ара қашықлықлары өзгериске ушаралмайтуғын A_1^+ ҳәм A_2^+ ионларын қараймыз. Ионлардың ҳәр қайсысын ноқатлық заряд деп қарай аламыз. Ионлардың ҳәр қайсысының электрон менен өз-ара тәсирлесиүне сәйкес келетуғын потенциаллық энергия E_p мынаған тен (I томдағы 61-параграфтағы айтылғанлар менен салыстырыңыз):

$$E_p = -\frac{C}{r}.$$

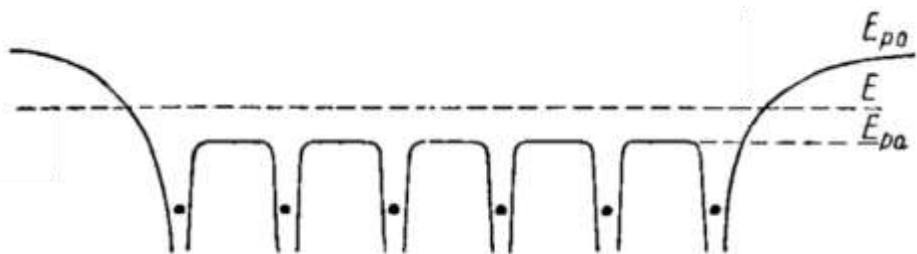
Бул теңликтегі C - константа, ал r - электрон менен ионның арасындағы қашықлық. Ҳәр бир ионға сәйкес келетуғын E_p потенциаллық энергияның мәниси 98-сүйреттеги пункттир иймекликлердин жәрдеминде көрсетилген. Ал A_1^+ ҳәм A_2^+ ионларының екеүинин бар болыўының себебинен пайда болған қосынды потенциаллық энергияның өзгерисинин жүріси тутас иймеклик пенен сәўлелендірілген.

Кристалдың пәнжересинде A_i^+ ионлары дұрыс жайласқан жағдайда барлық ионлардың пайда еткен толық потенциаллық энергиясы 99-сүйретте көлтирилгендей түрге ийе болады. Ионлардың ортасындағы кеңисликте потенциаллық энергияның иймеклиги тегис болады ҳәм ионларға жақын орынларда тар ҳәм терең потенциаллық шуқырларды береди. Бундай шуқырлардың областлары потенциаллық энергияның иймеклиги тегис өтетуғын областларға салыстырғанда киши; сонлықтан металдың ишинде E_{pa} потенциаллық энергия турақлы мәниске ийе болады деп есаплауға болады. Металдан сыртта потенциаллық энергия E_{pa} дан үлкен болған базы бир E_{p0} мәнисине ийе болады. Демек, металдың ишиндеги потенциаллық энергия сырттағы потенциаллық энергиядан киши, яғни металдың ишинде электрон потенциаллық шуқырда жайласады. Егер $E_{p0} = 0$ деп болжасақ, онда E_{pa} шамасы < 0 болады. Мейли, электрон $E_{p0} > E > E_{pa}$ теңсизлигин қанаатландыратуғын E толық энергиясына ийе болсын. Бундай электрон металдың ишинде еркин қозғала алады, бирақ металдан ушып шыға алмайды. Себеби электронның металдан шығыўы ушын $A = E_{p0} - E > 0$ жумысын ислеў керек.



98-сүйрет. Оң зарядланған ионлардың қасындағы потенциаллық иймекликлер.

Металлардағы тоқтың еркін электронлардың қозғалысларының салдарынан пайда болатуының, тәжирийбелерде тиккелей тастыйықлауға болады.



99-сүйрет. Кристаллардың потенциаллық иймекликлер.

Усындаған тәжирийбелердин тиіккарында жататуын идея мынадан ибарат: Қандай да бир тезлик пенен қозғалатуын өткізгішти көз алдымызға елеслетейік. Өткізгіштин қурамына киретуғын электронлар өзлеринің тәртипсіз қозғалысларының барысында металдың пәнжересинің тулғасы менен үзлиksiz соқлығысады. Усының салдарынан олар өткізгіштиң қозғалыс бағытындағы тезліктің қураушысына ииे болады ҳәм, усыған сәйкес оның менен бирге қозғалады. Егер өткізгішти бирден тормозласақ, онда электронлар металдың кристаллық пәнжересинің ишинде базы бир үақытқа шекем өткізгіштиң қозғалысының бағытында қозғалысын инерциясы бойынша дауам етеди. Усының нәтийжесинде өткізгіштиң ишиндеги электронлардың аұысыруы орын алады, і тоғы пайда болады ҳәм базы бир мұғдардағы Q заряды өткізгіш бойынша алып өтиледи. Бул Q зарядының мұғдарын былайынша есаплауға болады. Мейли, өткізгіштин басланғыш тезлигі v_0 болсын. Буннан кейин ол тормозланады, яғни оған $-\omega$ тезленийі бериледи. Бундай жағдайда өткізгіштеги еркін электронлар бириңиши моментте v_0 тезлигин сақлады, яғни олар өткізгішке салыстырғанда $+\omega$ тезленийіне ииे болады. Электронлардың бундай қозғалысы майданның E кернеўлиги бар болған жағдайдағыдан оларға ω тезленийінин салдарынан $f = eE$ күшинин тәсір етийине сәйкес келеди.

Солай етип, пайда болған бул күштин шамасы $f = m\omega$ ке тең болыўы керек. Бул теңликте m арқалы электронның массасы белгіленген. Демек майданның кернеўлигі болған E нин мәниси

$$E = \frac{f}{e} = \frac{m}{e}\omega \quad (1)$$

шамасына тең болыўы керек. Егер өткізгіштин ұзынлығы l шамасына тең болса, онда E кернеўлигинин болыўы өткізгіштин үшларында $V_1 - V_2 = El$ потенциаллар айырмасының пайда болыўы менен тең. Бул теңликке (1)-теңлик бойынша E нин мәнисин қойсақ, онда пайда болған потенциаллар айырмасы ушын

$$V_1 - V_2 = \frac{m}{e}\omega l$$

теңлигине иие боламыз. Кристаллық пәнжерениң тулғасына салыстырғандағы электронлардың аұысыруы менен байланыслы болған l тоғы өткізгіштин үшларына $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы түскен жағдайда пайда болатуғын тоққа эквивалент. Егер

өткізгіштин қарсылығы R болса, онда бул тоқтың күши / мынаған тең болады:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R} = \frac{m}{e} \cdot \frac{\omega}{R} l. \quad (2)$$

Мейли, өткізгішти толық тормозлау ушын кеткен ўақыт t болсын. Онда орташа тезлениң $\omega = \frac{v_0}{t}$ шамасына тең ҳәм (2)-теңлик

$$I = \frac{m}{e} \cdot \frac{v_0}{Rt} l$$

турине енеди. Буннан тормозланыұдың барысында өткізгіш арқалы өткен электр зарядларының муғдары Q ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$Q = It = \frac{m}{e} \cdot \frac{v_0 l}{R}. \quad (3)$$

Тез қозғалатуғын өткізгішти тормозлап, пайда болған потенциаллар айырмасының белгиси бойынша тоқты пайда ететуғын зарядлардың белгисин анықлауға болады, ал өткізгіш арқалы өткен зарядлардың толық муғдарын өлшеп, (3)-формула бойынша электронның заряды e ниң оның массасы m ге қатнасын анықлауға болады:

$$\frac{m}{e} = \frac{v_0 l}{QR}. \quad (4)$$

Тезленетуғын өткізгіште электр тоғының пайда болатуғынлығын биринши рет рус физиклері Л. И. Мандельштам менен Н. Д. Папалексилер 1913-1914 жыллары бақлады. Олар узын өткізгіш оралған катушканы оның симметрия көшеринин дөгерегинде тез айланбалы тербелиске алып келди. Өткізгіштин үшларына телефон жалғанған жағдайда олар катушкада пайда болған тоқлардың себебинен пайда болған сести еситкен.

(3)-формуладан өткен электр зарядларының муғдарының өткізгіштин узынлығына ҳәм оның басланғыш тезлиги v_0 ге туýры пропорционал екенлигин көринип тур. Электр зарядларының өлшенгендей муғдары Q ды алғы ушын мүмкін болғанынша үлкен тезликлерди ҳәм мүмкін болғанынша узын болған өткізгішти алғы керек. Санлы мағлыўматларды беретуғын тәжирийбелерди 1916-жылы Стюарт пенен Толмен өткерди. Олар узын өткізгіш оралған катушканы тез тормозлады. Катушка Q зарядын өлшейтуғын балластикалық гальванометр менен тутастырылған (230-параграфқа қараңыз). Бул тәжирийбелер өткізгіштеги тоқты терис зарядлардың пайда ететуғынлығын көрсетти; e/m қатнасы ушын $4,8 \cdot 10^{17} \frac{\text{зарядтың CGSE-бирлиги}}{\text{г}}$ шамасы алынды. e/m ниң бул мәниси электронлар ушын басқа усыллардың жәрдемінде алынған мәниске жақын (218-параграфқа қараңыз).

Хәзирги ўақытлары электронның зарядының оның массасына қатнасы ушын

$$\frac{e}{m} = 5,273 \cdot 10^{17} \frac{\text{зарядтың CGSE - бирлиги}}{\text{г}}$$

мәниси қабыл етилген¹⁶.

e/m қатнасының мәнисин және электронның заряды e ниң мәнисин билип [Милликэнниң тәжирийбесинен (151-параграф) $e = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$], электронның массасын табамыз:

$$m = 9,109 \cdot 10^{-28} \text{ г}$$

хәм бул шама водород атомының массасының $\frac{1}{1838}$ үлесине тең.

...

§ 161. Классикалық электронлық теорияның көз-қараслары бойынша Ом ҳәм Ленц-Джоуль нызамлары. Металлардағы еркін электронлар ҳақындағы көз-қараслар

¹⁶ Хәзирги ўақытлары қабыл етилген мәниси $-1.7588200108 \times 10^{11} \frac{\text{КJ}}{\text{kg}} = -5.27280923429 \times 10^{17} \text{ CGSE/g}$ (Аўдарыўшылар).

бириңиши рет Лоренц тәрепинен рауажландырылды; ол металлардың электр өткізгішлігінің классикалық теориясының тийкарында жатты. Лоренц металдағы еркін электронларды үзлиksiz тәртипсiz қозғалыс ҳалында болады ҳәм усыған сәйкес, еркін жүриү жолының орташа мәниси менен тәрийипленеди деп есаплады. Электронлардың еркін жүриү жолының орташа мәнисин \bar{u} арқалы белгилеймиз. Металдың көлеминің бир бирлигіндегі еркін электронлардың саны n_0 ди көлем бирлигіндегі атомлардың санына тең деп есаплауға болады. Оның мәниси $\frac{N}{\mu} \delta$ шамасына тең. Бул аңлатпадағы N Авагадро саны, μ - металдың молекулалық салмағы, δ - оның тығыздығы. Буннан

$$n_0 \cong \frac{\delta}{\mu} N \quad (1)$$

теңлигине ийе боламыз.

Статистиканың принциплеринен келип шығып, Лоренц электронлардың қозғалысының орташа кинетикалық энергиясын атомлардың илгерилемелі қозғалысларының орташа кинетикалық энергиясына тең деп есаплады. Ал бундай кинетикалық энергияның мәнисинин $\frac{3}{2}kT$ шамасына тең екенлиги белгили. Бул аңлатпадағы k - Больцман турақтысы, T - абсолют шкаладағы температура. Буннан электронның тәртипсiz қозғалысының орташа квадраттық тезлигин \bar{u} арқалы, ал оның массасын m арқалы белгилеп

$$\frac{m\bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2}kT \quad (2)$$

түріндегі теңликке ямаса

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (2a)$$

теңлигине ийе боламыз.

Буннан алдыңғы параграфта электронның массасының водород атомының массасынан шама менен 1840 есе киши екенligин айтқан едик. Сонықтан, электронлардың тәртипсiz жыллылық қозғалысының орташа тезлигинин атомлардың жыллылық қозғалысларының орташа тезлигинен көп үлкен болатуғынығы келип шығады. Водород атомының массасын былайынша көрсетиүге болады: $M = AM_H$, бул аңлатпада А - бул атомның атомлық салмағы, ал M_H - водород атомының массасы¹⁷. Буннан бул атомның жыллылық қозғалысының тезлиги (орташа квадраттық тезлигі):

$$\bar{u}_A = \sqrt{\frac{3kT}{AM_H}}$$

шамасына тең, ал усыған сәйкес

$$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_A} = \sqrt{\frac{A \cdot M_H}{m}} = \sqrt{1838A} \cong 43\sqrt{A}$$

қатнасын аламыз.

Газ молекулаларының (атомлардың) өжире температураларындағы орташа квадраттық тезлигі шама менен секундына бир неше жұз метрди, яғни жүйік түрде 10^5 см/сек шамасына тең. Демек, электронлардың жыллылық қозғалысларының тезлигинин

¹⁷ Атомлық салмақтың химиялық анықламасы бойынша M_H тиң орнына углерод атомының атомлық салмағының $1/12$ бөлегин алыў керек. Бирақ өткерилиген есаплаўларда бундай алмасырыўдың әхмийети жоқ.

мәниси 10^7 см/сек шамасының әтирапында болады.

Электронлардың тәртипсиз жыллылық қозғалыслары қандай да бир бағытта электр зарядларының алып берилийин болдырмайды ҳәм, соған сәйкес, электр тоғының пайда болыўына алып келмейди. Егер металдың ишинде қандай да бир сыртқы деректин җәрдеминде белгili бағыттағы электр майданы пайда етілсе, онда усындағы майданның тәсиринде электронлар тәртиплескен қозғалыстың қосымша v тезлигине ийе болады. Бул бағытланған қозғалыс зарядтың алып жүрилийине алып келеди ҳәм, усыған сәйкес, электр тоғының пайда болыўына алып келеди. Усындағы бағытланған қозғалыстың жұдә киши болған тезлигинин жұдә үлкен болған тығызлықтағы тоқлардың пайда ете алатуғынлығын аңсат көрсетиүге болады.

Электронлардың бағытланған қозғалысының орташа тезлигин \bar{v} арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда тезликтиң бағытына перпендикуляр қойылған беттиң бир бирлиги арқалы бир үақыт бирлигине тең үақыт ишиндеғи өтетуғын электронлардың саны $n_0 \bar{v}$ шамасына тең болады. Ҳәр бир электрон e зарядын алып жүретуғын болғанлықтан, онда беттиң бир бирлиги арқалы үақыт бирлигінде өтетуғын тоқтың тығызлығы i ушын мынадай теңдикти жаза аламыз:

$$i = e n_0 \bar{v}. \quad (3)$$

Бағытланған қозғалыстың тезлиги болған \bar{v} шамасының қандай мәниске ийе болатуғынлығын анықлау ушын мынадай айқын мағлыўматларды аламыз: мейли, өткізгіш арқалы тығызлығы $i = 100 \frac{a}{\text{см}^2} = 3 \cdot 10^{11} \frac{\text{ток күшиниң CGSE-бирлиги}}{\text{см}^2}$ шамасына тең тоқ өтетуғын болсын. Электронлардың бағытланған қозғалысының тезлиги тоқтың тығызлығы менен (3)-теңлик бойынша байланысқан:

$$\bar{v} = \frac{i}{n_0 e}.$$

Электронның заряды $e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$. (1)-теңлик бойынша металдың көлем бирлигіндеги еркін электронлардың саны болған n_0 шамасының мәниси $\frac{N}{\mu} \delta$ ге тең. Әдеттеги металл өткізгішлер ушын молекулалық салмақтың шамасы бир неше онлаған, мысалы мыс ушын $\mu = 64 \text{ г/моль}$. Көпшилил жағдайларда металлардың тығызлығы болған δ шамасы 10 нан аспайды. Буннан \bar{v} ушын

$$\bar{v} = \frac{i \mu}{N \delta e} \cong \frac{3 \cdot 10^{11} \cdot 60}{6 \cdot 10^{23} \cdot 10 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10}} \frac{\text{см}}{\text{сек}} \cong 6 \cdot 10^{-3} \frac{\text{см}}{\text{сек}}$$

шамасындағы мәниске ийе боламыз.

Демек, биз тоқ өтип турған металдағы электронлардың тәртиплескен қозғалысының тезлиги жұдә киши болады еken ҳәм өжире температураларында олардың тәртипсиз жыллылық қозғалысларының тезлиги \bar{v} дан бир неше тәртипке киши.

Тоқтың тығызлығы i ди электронлардың тәртиплескен қозғалысын пайда ететуғын электр майданының кернеўлиги E менен байланыстырамыз.

Кернеўлиги E болған электр майданы болғанда ҳәр бир электронға E ниң бағытына қарама-қарсы бағытланған $f = eE$ күши тәсир етеди. Себеби электронның заряды терис. Бул күштин тәсиринде ҳәр бир электрон өзинин еркін жүриў жолында

$$\omega = \frac{f}{m} = \frac{eE}{m} \quad (4)$$

тезленийине ийе болады. Егер майданының кернеўлиги турақлы болса, онда электронның тезлений де турақлы ҳәм ол тең өлшеўли тезлений менен қозғалады. Бирақ (4)-қозғалыс теңлемеси электронның тек еки соқлығысының арасында ғана орынлы болады. Соқлығысың моментинде электронға $f = eE$ күшинен әдеўир үлкен болған күш тәсир етеди, соның салдарынан оның қозғалысының бағытланғанлығы бузылады. Солай етип, тиккелей соқлығысқаннан кейинги электронлардың көп саны ушын бағытланған

қозғалыстың тезлиги орташа нолге тең болады. Еркин жүрий жолының ақырында электрон тезлениң ω менен еки соқлығысыңдың арасындағы үақыттың көбеймесине тең тезликке иие болады:

$$\nu_1 = \omega\tau = \frac{eE}{m}\tau. \quad (5)$$

Барлық электронлар үшін еркин жүрий үақыты $\bar{\tau}$ ды еркин жүрий жолының орташа ұзынлығы болған $\bar{\lambda}$ шамасын электронлардың орташа тезлигине бөлиү жолы менен аламыз. Тоқтың әдеттегидей тығызлықтарында ҳәм әдеттеги температураарда алып жүрилетуғын зарядтың тезлигиниң шамасы тәртипсиз жыллышың қозғалысларының тезлиги болған \bar{v} шамасына салыстырғанда жүдә кишкене болғанлықтан биз биринши тезликти (тәртиплескен қозғалыс үшін орташа тезликти) есапқа алмасақ та, сонлықтан

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}}$$

теңлиги орынланады деп есаплауымызға болады. $\bar{\tau}$ тың бул мәнисин (5)-аңлатпаға қойып, еркин жүрий жолының ақырында электронлардың бағытланған қозғалысының мынадай орташа тезликке иие болатуғынлығына иие боламыз:

$$\nu_1 = \frac{eE}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}}. \quad (6)$$

Еркин жүрий жолындағы орташа үақыттың ишиндеғи тәртиплескен қозғалыстың орташа тезлиги болған \bar{v} шамасы ν_1 тезлигиниң ярымына тең болады (соқлығысыңдардың арасындағы қозғалысты тең өлшеўли тезлениүши қозғалыс деп есаплаймыз):

$$\bar{v} = \frac{1}{2}\nu_1 = \frac{1}{2}\frac{eE}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}}.$$

Демек, электр майданының тәсиринде электронлардың тәртипсиз қозғалысына бағытланған қозғалыс қосылады, бул қозғалыстың орташа тезлиги электр майданының тезлиги E ге пропорционал.

Бул алып жүрилиүши қозғалыстың¹⁸ орташа тезлитиниң болыўы металдағы тоқтың пайда болыўына алып келеди.

\bar{v} үшін табылған аңлатпаны (3)-формулаға қойып бул тоқтың тығызлығын табамыз:

$$i = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{m \cdot \bar{v}} \cdot E \quad (7)$$

Берилген өткізгіш үшін берилген температурада $\frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{m \cdot \bar{v}}$ көбейтиүшиси турақлы, сонлықтан соңғы аңлатпа тоқтың тығызлығы үшін $i = \sigma E$ Ом нызамы болып табылады. Бул нызам бойынша тоқтың тығызлығы (155-параграфқа қараңыз) электр майданының кернеўлиги E ге туўры пропорционал.

Солай етип, Ом нызамы жоқарыда келтирілген металлардың электронлық теориясынан тиккелей келип шығады екен.

(7)-формуланы Ом нызамы үшін жазылған $i = \sigma E$ аңлатпа менен салыстырып,

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{m \cdot \bar{v}} = \sigma \quad (8)$$

шамасының металдың салыстырмалы өткізгішлигі болып табылатуғынлығын көремиз. Буннан, металдың салыстырмалы өткізгішлигиниң оның көлем бирлигіндеги еркин электронлардың саны менен электронлардың еркин жүрий жолының ұзынлығы $\bar{\lambda}$ ге туўры пропорционал екенлиги келип шығады.

Ленц-Джоуль нызамын металлардың электронлық теориясының тийкарында

¹⁸ Рус тилиндеги "переносное движение" сөзи "алып жүрилиүши қозғалыс" деп аўдарылған (Аўдарыўшылар).

таллаймыз. Сырттан түсирилген электр майданының тәсиринде қозғалып, электронлар өзлериниң $\bar{\lambda}$ еркін жүрий жолында бағытланған қозғалысы менен байланыслы болған v тезлигине сәйкес кинетикалық энергияға ийе болады. Соқлығысыұдың салдарынан электронлар кинетикалық энергиясын металдың пәнжересиниң тулғасына береди. Соқлығысыұдан кейин түсирилген майданың тәсиринде электронлар және де кинетикалық энергияға ийе болады ҳәм бул энергия және металлға бериледи. Нәтийжеде металл электр майданының күшлериниң жумысының есабынан қызады.

Отклизгиштиң көлеминиң бир бирлигінде үақыт бирлиги ишинде бөлинеп шығатуғын энергияны есаптаймыз.

Жоқарыда көрсетилип өтилгениндей [(6)-формула], өзиниң еркін жүрий жолының ақырында

$$v_1 = \frac{eE}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}}$$

шамасына тең тезликке ийе болады. Сонлықтан, соқлығысыұдың ақыбетинде электронның беретуғын энергиясының муғдары

$$E_k = \frac{mv_1^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 E^2 \bar{\lambda}^2}{m \bar{u}^2}$$

шамасына тең болады. Үақыттың бир бирлигінде электрон орташа \bar{z} рет соқлығысыұға ушырайды. I томның 53-параграфында көрсетилип өтилгениндей, соқлығысыұлардың саны \bar{z} тиң еркін жүрий жолының орташа узынлығы $\bar{\lambda}$ ҳәм жыллыштық қозғалысларының тезлиги менен байланысқан:

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{u}}{\bar{z}}$$

Отклизгиштиң көлем бирлигіндеги бир бирлик үақыттың ишинде берилетуғын энергияның шамасын E_k ны үақыт бирлигінде ишинде бир электрон ушын соқлығысыұлар саны \bar{z} ке ҳәм электронлардың көлем бирлигіндеги саны n_0 ге көбейтиў жолы менен аламыз:

$$\omega = E_k \bar{z} \cdot n_0 = \frac{1}{2} \frac{n_0 e^2 \bar{\lambda}}{m \bar{u}} E^2.$$

(8)-формуладағы $\frac{1}{2} \frac{n_0 e^2 \bar{\lambda}}{m \bar{u}}$ көбейтиўшиси металдың салыстырмалы отклизшилигі σ ға тең. Буннан, 157-параграфта көлтирилген Ленц-Джоуль нызамына сәйкес келетуғын [(4)-формула]

$$\omega = \sigma E^2$$

формуласына ийе боламыз.

Демек, металлардағы еркін электронлар ҳақындағы көз-қараслар Ом және Ленц-Джоуль нызамларын түсіндіре алады еken. Бирақ, бизлер келеси параграфларда теорияның буннан байланысқаның әдеүір қызыншылықтарға ушырайтуғынлығын көремиз. Бундай қызыншылықтарды тек кванттық механиканың жәрдемінде жөндейге болады.

§ 162. Металлардың электр отклизшилигі менен жыллыштық отклизшилигі арасындағы байланыс. Видеман-Франц нызамы буннан алдыңғы параграфта алынған жуўмақтардың әхмийетли нәтийжеси болып табылады. Бул нызам электр отклизшилик құбылысы менен жыллыштық отклизшилик құбылысын байланыстырады. Металлар жыллыштықтарды жақсы отклизшилер, ал диэлектриклер жыллыштықтарды жаман отклизшилер болып табылады. Сонлықтан, металлардың жыллыштық отклизшилигин еркін электронлардың тәсиринде пайда болады деп болжаў тәбий. Бундай болжауды қабыл етип, металлардың жыллыштық отклизшилигі ушын газлердин жыллыштық отклизшилигі ушын жазылған коэффициентті қабыл етиўге болады деп есаптаймыз. Себеби,

жыллылықтың электронлар ҳәм молекулалар тәрепинен алып берилийиниң механизмлери бирдей. Соныңтан, металдың жыллылық өткизгишлик коэффициенти и ушын I томдағы 56-параграфта келтирип шығарылған (6)-формуланы еркинлик дәрежелериниң саны $i = 3$ деп қабыл етип, тиккелей пайдаланамыз:

$$\chi = \frac{1}{2} n_0 k \bar{\mu} \bar{\lambda}.$$

Бул аңлатпада k - Больцман тұрақтысы, n_0 - электронлардың көбем бирлигиндеғи саны, $\bar{\lambda}$ - олардың металдың пәнжересиндеги еркин жүриў жолының ұзынлығы, $\bar{\mu}$ - жыллылық қозғалыстарының орташа тезлиги.

Жыллылық коэффициенти χ ның 161-параграфтағы (8)-формуланың жәрдемінде есапланатуғын электр өткизгишлик коэффициенти σ ға қатнасын алып, мынадай қатнасқа ийе боламыз:

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{m \bar{\mu}^2}{e^2} k.$$

$m \bar{\mu}^2 / 2$ шамасы электронлардың орташа кинетикалық энергиясы болып табылады; егер усы энергияны молекулалардың (атомлардың) тап сол температурадағы орташа кинетикалық энергиясына тең деп, яғни $\frac{3}{2} kT$ шамасына тең деп есапласақ, онда χ/σ қатнасы

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{3k^2}{e^2} T$$

түрине енеди. Бул қатнаста k ҳәм e шамалары тұрақтылар болып табылады (Больцман тұрақтысы ҳәм электронның заряды). Буннан мынадай жағдайға ийе боламыз: жыллылық өткизгишлик коэффициенти χ ның электр өткизгишлик коэффициенти σ қа қатнасы абсолют температура T ға пропорционал ҳәм металдың сортынан ғәрэзли емес.

Бул нызамлық эксперименталлық жол менен Видеман ҳәм Франц тәрепинен ашылды. Егер жыллылық өткизгишлик коэффициенти χ ны кал/(град·см·сек) ларда, ал электр өткизгишлик коэффициенти σ ны $\text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ларда аңғартсақ, онда T ның алдындағы көбейтиші ҳәр қыйлы металлар ушын $(4,6 - 5,5) \cdot 10^{-9}$ шамасына тең болады. Бул женде келтирилип шығарылған $3k^2/e^2$ қатнасының теориялық мәниси тап сол бирликлерде $5,3 \cdot 10^{-9}$ ға тең. Бирақ, егер χ менен σ лар ушын жазылған формулаларды Максвелдин тезликлер бойынша тарқалыў формуласының тийкарында жетилистирсек (дәллигин жоқарылатсақ), онда алынған нәтийжелердин тәжирийбелерде алынған нәтийжелерге сәйкес келийі тәменлейди. Бул сәйкес келийдің тосыннан жүзеге келетуғын характерге ийе екенлигин ҳәм теорияны буннан былай раүажландырыудың зәрурлигин көрсетеди. Бизлер металдағы еркин электронлардың электр өткизгишлик ҳәм оның менен байланыслы болған бир қатар құбылысларды улыўма түрде болса да, бәри бир, көп жағдайларда теория менен тәжирийбениң арасында айтарлықтай сәйкес келмеўлер орын алады. Электр өткизгишлик ушын жазылған $\sigma = \frac{1}{2} \frac{n_0 e^2 \bar{\lambda}}{m \bar{\mu}}$ коэффициентиниң аңлатпасы тәжирийбелерде тиккелей өлшенбейтуғын еки тұрақтыны өзиниң ишине алады: n_0 - металдың ишиндең көлем бирлигиндең еркин электронлардың саны ҳәм $\bar{\lambda}$ - электронның еркин жүриў жолының орташа ұзынлығы. Лоренц теориясы n_0 шамасы көлем бирлигиндең атомлардың санына, ал $\bar{\lambda}$ ның мәниси өткизгиштиң кристаллық пәнжересиндеги ионлардың арасындағы қашықлыққа тең деп болжайды. Бул болжаўлар тәбийи ҳәм электр өткизгишлик коэффициенти ушын алынған тәжирийбелік мәнислерге қайши келмейди. Бирақ, σ ушын алынған аңлатпа дұрыс температуралық ғәрэзликти бермейди, себеби σ ушын жазылған аңлатпадан температурадан сөзсиз ғәрэзли болған бирден-бир ағза электронлардың жыллылық қозғалысының тезлиги $\bar{\lambda}$ болып табылады. Кинетикалық теорияға сәйкес, бул шаманың мәниси T абсолют температураның квадрат

түбіринен ғәрзели. Бирақ, тәжирийбелер (154-параграф) салыстырмалы қарсылық р ның абсолют температураға туұры пропорционал, ал усыған сәйкес σ шамасының электр өткізгішилгінинң температуралық бириңші дәрежесине кери пропорционал екенлигин көрсетеді; нәтийжеде тәжирийбениң жуўмақтарына сәйкесликти орнатыў ушын $n_0 \bar{\lambda}$ көбеймесин абсолют температуралық квадрат түбірине кери пропорционал өзгереди деп есаплау керек болады; бирақ оны тийкаrlау дым қыйын.

Теориялық көз-қараслар менен тәжирийбелерде алынған мағлыұматлардың арасындағы және бир сәйкес келмеүшилик оннан да кескин түрге иие. Өткізгіште қозғалатуғын ҳәм энергияға иие болатуғын көп санлы еркін электронлар ҳаққындағы болжау өткізгішлердин жыллыштық сыйымлығының өткізбейтуғын қатты денелердин сыйымлығынан әдеүир үлкен болады деген пикирди пайдалауда етеди. Электронлардың саны атомлардың саны менен бара-бар деп есапладап, биз заттың ҳәр бир грамм-молекуласы ушын қосымша ишки энергияны аламыз. Бул қосымша энергия электронлардың тәртипсиз қозғалыслары менен байланыслы ҳәм $\frac{3}{2} kNT = \frac{3}{2} RT$ шамасына тең болыуы керек. Бул теңдикте R арқалы газ турақтысы белгиленген.

Бул моллик жыллыштық сыйымлығының $\frac{3}{2} R \cong 3 \text{ кал}/\text{град}\cdot\text{моль}$ шамасына өсетуғынлығына алып келеди. Бирақ, тәжирийбелер өткізгішлердин Дюлонг ҳәм Пти нызамын өткізбейтуғын денелернен жаман емес қанаатландыратуғынлығын көрсетеді (I том, 93-параграфты қараңыз) ҳәм олардың моллик жыллыштық сыйымлығы бизиң таллаулерымызға сәйкес 9 кал/(град·моль) шамасына емес, ал шама менен 6 кал/град·моль ге тең.

Демек, электр өткізгішилк ҳәм жыллыштық өткізгішилк процесслерине қатнасадуғын электронлар қандай да бир себеплерге байланыслы өткізгіштиң жыллыштық сыйымлығына тәсир етпейди екен. Бул жағдайды Лоренц теориясының көз-қараслары бойынша түсіндіриудің мүмкіншілігі жоқ ҳәм тек кванттық механиканың жәрдемінде түсіндіриледі.

§ 163. Металлардың электр өткізгішилгінин кванттық теориясы. Буннан алдыңғы параграфта көрсетилип өтилгениндей, электр өткізгішилк теориясының тек кванттық механиканың жәрдемінде раýажландырылыуы мүмкін. Кванттық механиканың классикалық механикадан тийкарғы айырмасы мынадан ибарат: кванттық механиканың көз-қарасы бойынша улыұма айтқанда бөлекшелердин системасы бир бириңен белгили болған айырмашылықтарға иие (үзликли, "дискрет") энергиялық ҳалларда туралды, ал классикалық теория бойынша система энергияның белгили болған шеклеринің ишиндеғи энергияның қәлеген мәнисине иие ҳалларда тұра алады. Кванттық көз-қараслар бойынша мүмкін болған бир ҳалдан екинши ҳалға өтиў секирмелі түрде энергияның шекли ΔE шамасына өзгериүи менен әмелге асады. Бундай жуўмақ атомтық физика менен молекулалық физика областларына тийисли болған көп санлы фактлер менен тастыбылғанады (III томға қараңыз).

Айтылған жағдайларды айқын мысал менен иллюстрациялаймыз. Мейли бир электрон координата басында жайласқан ноқаттың оң зарядтың кулонлық майданында жайласқан болсын. Бундай жағдайда оның потенциалы E_p мынаған тен:

$$E_p = -\frac{C}{r}.$$

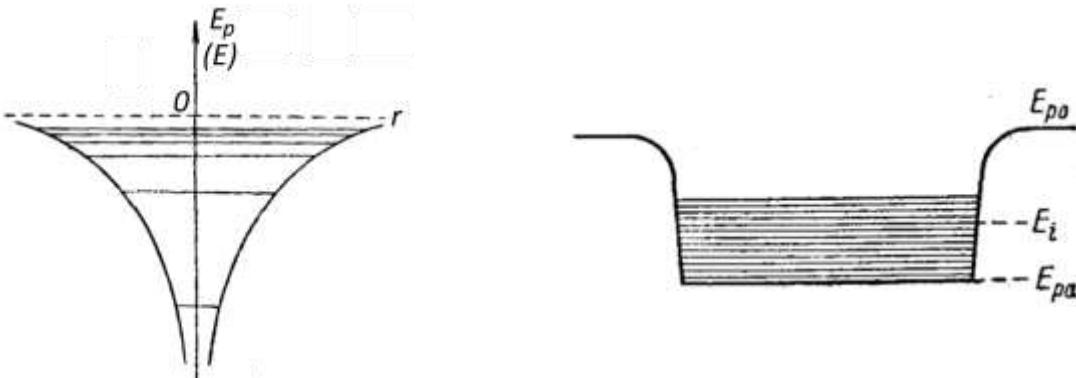
Бул теңдикте C - оң константа, ал r - координата басынан электронға шекемги қашықтық (100-сүйрет). Бул жағдайда кванттық теория бойынша (III томға қараңыз) терис энергиялар областындағы ($E < 0$) электронның толық энергиясы

$$E = -\frac{B}{n^2} \quad (1)$$

шамаларының биреүине тең болады. Бул аңлатпада V - константа, ал n саны пүтин санлардың мәнисин қабыл етеди: $n = 1, 2, 3, \dots$ (1)-формула бойынша есапланған энергиялардың мәнислери 100-сүйретте горизонт бағытындағы сзызықтарға ("қәддилерге") сәйкес келеди.

Энергияның шамаларының үзлики екенлиги ҳақындағы жүймақ атомлық системалар ушын дұрыс болады. Дара жағдайда, водород атомының ҳәм оған уқсас болған ионлардың (атом ядросының кулонлық майданындағы бир электрон) мүмкін болған энергияларының мәнислери (1)-формуланың жәрдемінде анықланады. Усының менен бирге кристалларда да электронлар тек белгили болған энергия қәддилерінде тұра алады.

160-параграфта көрсетилип өтилгениндей, металдағы электронлардың бир бөлими белгили болған атомлар менен байланысын үзеди ҳәм потенциаллық шуқырдың ишинде еркін қозғалады. Бирақ, квантлық механиканың көз-қараслары бойынша бундай қозғалыс классикалық теориядағы қозғалыстар өзара салынады. Электронлардың кристаллардағы энергиясының бул мәнислеринин қәддилердин жыйнағы түріндегі көрсетилийі мүмкін, ал әдеттегідей өлшемдерге ийе болатуғын кристаллардағы қәддилеринин саны оғада үлкен. Сонықтан, қоңсылас қәддилер бир бирине жүдә жайласады (101-сүйрет).



100-сүйрет. Кулон майданындағы электронның энергиясының қәддилери.

101-сүйрет. Электронлардың кристаллардағы энергияларының қәддилери.

Электр өткізгішлікти түсініү ушын квантлық механиканың классикалық механикадан және бир өзгешелігі бар. Бул айырма электронлардың энергияның қәддилери бойынша тарқалығына тийисли. Классикалық көз-қараслар бойынша, энергия қәддилери бойынша электронлар Больцман нызами бойынша тарқалады. Бундай тарқалығы 102-сүйреттеги 1-иймеклик сәйкес келеди. Квантлық механикада болса электронлар Паули принципі деп аталатуғын принципке бағынатуғын болғанлықтан, тарқалығы басқаша болады. Бул принцип бойынша энергияның бир қәддинде (ол "азғынған" болмаған жағдайда) еки электроннан аслам электронның жайласығы мүмкін емес. Бул электронлар бир биринен өзинин меншикли магнит моментлери бойынша айрылады (III томға қараңыз).

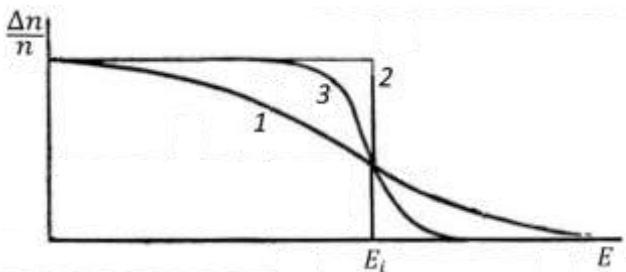
Паули принципинен абсолютт 0 температурадағы ($T = 0$) электронлардың энергияның қәддилери бойынша жайласығының классикалық ҳәм квантлық айырмалары дәрхәл келип шығады. Ҳақыйқатында да, классикалық көз-қараслар бойынша $T = 0$ болған жағдайда барлық электронлардың энергияларының нолге тең болығы керек. Паули принципи бойынша $T = 0$ температурада бир қәддидеги электронның саны екеуден үлкен болмайды. Егер кристалдағы еркін электронлардың саны n болса, онда олар $T = 0$ температурада ең төмен болған $n/2$ дана энергия қәддилерінде жайласады. Бундай жағдайда электронлардың қәддилер бойынша тарқалығы 102-сүйреттеги 2-сынық

сзызықлардың жәрдеминде көрсетиледи. Мейли E_i арқалы электронлар менен толтырылған соңғы қәддининә энергиясын аңғартатуғын болсын (101-сүйрет). 2 иймеклиги $T = 0$ болған жағдайда энергиялары $E \leq E_i$ шамасына тең болған электронлар менен бирдей болып толтырылғанлығын билдиреди (хәр бир қәддиде еки электроннан); ал $E > E_i$ энергияларға сәйкес келетуғын қәддилер бос. $T \neq 0$ температуралардағы электронлардың қәддилер бойынша тарқалығы Ферми нызамына сәйкес анықланады ҳәм бул нызамға 102-сүйреттеги 3 иймеклиги сәйкес келеди¹⁹. Жұдә жоқары температураларда Ферми иймеклиги Больцманнның классикалық нызамына сәйкес келетуғын иймекликке жақынласады.

102-сүйрет.

Электронлардың энергия қәддилери
бойынша тарқалығы.

1 - Больцман бойынша $T \neq 0$
температурада, 2-Ферми бойынша $T = 0$
температурада, 3-Ферми бойынша $T \neq 0$
температурада.



Металлар үшін E_i энергиясының үлкен мәниске ийе болатуғынлығын ҳәм бир неше онлаған мың градуслардағы атомлардың жыллылық қозғалысларының орташа энергиясына сәйкес келетуғынлығы үлкен әхмийетке ийе.

Кванттық механиканың жоқарыда көлтирилген жуўмақлары электр өткізгишилик құбылышын тийкарынан түсіндіриүге мүмкіншілік береди. Сыртқы электр майданы болмаған жағдайда электронлар тезликлердин бағыты бойынша симметриялы жайласады, бул классикалық теориядағы сыйқылды олардың тәртипсіз қозғалысына, соған сәйкес кристаллардағы бағытланған электр тоғының болмайтуғынлығына алып келеди.

Жұдә жоқары болмаған температура бар жағдайда қараймыз. Бундай жағдайда қәддилердин барлығы электронлар менен толмаған. Бундай жағдайда ҳәтте әззи сыртқы майданы электронлардың бийигирек қәддилерге алып өте алады. Себеби қәддилер бир бирине жұдә жақын жайласқан. Басқа сөз бенен айтқанда, сыртқы майданның тәсиринде электронлардың энергиясының өзгериүи мүмкін, яғни электронлар қосымша тезликке ийе бола алады. Сыртқы майданның тәсиринде электронлардың оларға тәсир ететуғын күшлердин тәсиринде орын алмастырыуы жүзеге келеди. Нәтийжеде кристал арқалы тоқ өте баслайды. Бул жағдай жоқары электр өткізгишиликке ийе болған металл кристалларға тийисли. Электр өткізгишилик σ ның шекли мәнисин түсіндіриү үшін кванттық механикаға сәйкес еркін электронлардың қозғалысының толқынлық характеристерге ийе екенligин есапқа алыу керек (III томға қараңыз). Электронлық толқынлар кристаллық пәнжереде барлық үақытта бар болатуғын бир текли емес орынларда шашырайды. Толқынлардың шашырауы болса кристалдағы электронлардың еркін жүриү жолының шекли узынлығына сәйкес келеди. Идеал пәнжере болған жағдайда толқынларды шашырататуғын бир текли болмаған орынлар тек пәнжерениң жыллылық қозғалыслары (тербелислери) менен ғана байланыслы. Бул жағдай σ ның $1/T$ шамасына пропорционаллығына алып келеди (T арқалы кристалдың абсолют температурасы белгиленген). Бизлердин көрсеткенимиздегі (154-параграф), σ ның T дан усынданғай ғәрзелигин ҳақынқатында да бақланады ҳәм оны классикалық көз-қарастан түсіндіриүдин мүмкіншілігі жоқ. Кристаллық пәнжереде араласпалар бар болған жағдайда температурадан ғәрзесиз болған бир текли емес орынлар орын алады, сонлықтан σ менен температураларың арасындағы байланыс $\sigma =$

¹⁹ Бул нызамды "Ферми-Дирак бөлистирилийи" деп атайды (Аўдарыўшылар).

$a\frac{1}{T} + b$ түрине енеди. Бул теңлікте a менен b лар арқалы константалар белгиленген. Егер қандай да бир металға басқа металды аз мұғдарда араластырғанда σ ның T дан ғәрезлиги төменги температураларда ҳақыйқатында да бақланады.

Металлардың қарсылығы жыллылық қозғалысларының салдарынан пайда болған пәнжередеги бир текли болмаған орынлардағы электронлық толқынлардың шашырауының нәтийжесинде пайда болады деген идеяны бириңши рет совет физиги Я. И. Френкель тәрепинен оның металлардың теориясы бойынша ислеген жұмысларында усынды.

Кванттық теория классикалық теорияның екинши қыйыншылығын да сапластырды, атап айтқанда еркін электронлардың металлардың жыллылық сыйымлығына тәсириниң жоқ екенligиниң себебин де түсіндірди (162-параграф). Температура жоқарылағанда электронлардың бир бөлими энергияның жоқарырақ қәддилерине өтеди. Бирақ, үш еркінлик дәрежесине сәйкес келетуғын жыллылық энергиясының орташа мәниси болған $\bar{E} = \frac{3}{2}kT$ шамасы E_i ге салыстырғанда киши болса, онда Ферми формуласына сәйкес электронлардың қәддилер бойынша тарқалыуы $T = 0$ болған жағдайдағы тарқалыудай болмайды (102-сүйреттеги 3 ҳәм 2 иймекликлери бир бириңен үлкен айырмаға ийе емес). Буннан, электронлардың улыўмалық энергиясының температурадан ғәрезлигиниң әззи екенлиги (жұдә үлкен болмаған температураларда) ҳәм буннан өз гезегинде металдағы еркін электронлардың болыўының оның жыллылық сыйымлығына ис жүзинде тәсир етпейтуғынлығы келип шығады.

Еркін электронлардың ис жүзинде металлардың жыллылық сыйымлығына тәсир етпейтуғынлығын дәлирек көрсетій ушын электронлардың тезликлер бойынша тарқалыуының санлық нызамын пайдаланыў керек.

102-сүйретте электронлардың қәддилер бойынша тарқалыуының графиги көлтирилген. Егер биз толық энергиясы энергияның E , $E+dE$ интервалында болған электронлардың салыстырмалы саны dn/n ҳақында маселени қоятуғын болсақ, онда биз басқа түрге ийе болған графики аламыз. Қәддилер энергияның ҳәр қылыш мәнислеринде бирдей болмаған тығыздылық пенен жайласатуғын болғанлықтан, яғни dE интервалының энергияның қандай областында жайласқанлығына байланыслы, бирдей болған dE интервалларына қәддилердин ҳәр қылышы санлары сәйкес келеди. Ферми бөлистирилий нызамы бойынша:

$$\frac{dn}{n} = \gamma \frac{E^{1/2}}{1 + e^{\frac{E-E_i}{kT}}} dE. \quad (2)$$

Бул формулада γ арқалы константа белгиленген²⁰, E_i болса, жоқарыда айтылып өтилгениндей, $T = 0$ температурадағы электронлардың ең үлкен энергиясы болып табылады. Бундай жағдайда 102-сүйреттеги 2 ҳәм 3 графиклериниң орнына 103-сүйретте көлтирилген графиклерди аламыз. Бул графиклерде 2 иймеклиги $T = 0$ болған, ал 3 иймеклиги $T \neq 0$ жағдай ушын алынған.

Базы бир T температурасындағы кристалдағы электронлардың орташа энергиясы

$$\bar{E} = \frac{1}{2} \int E dn$$

шамасына тең болады. Бул интеграллау E ның мүмкін болған мәнислериниң барлығы ушын алынады. (2)-тарқалыуды пайдаланып

$$\bar{E} = \gamma \int_0^{\infty} \frac{E^{3/2}}{1 + e^{\frac{E-E_i}{kT}}} dE.$$

аңлатпасын аламыз. Интеграллау төмендегидей жууық нәтийжени береди:

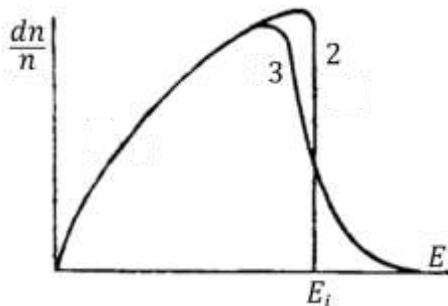
$$\bar{E} = \frac{3}{5} E_i \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_i} \right)^2 \right].$$

²⁰ γ константасының мәниси кристалдың көлеминен ғәрезли.

Турақлы көлемдеги C_V моллик жыллышық сыйымлығы энергиядан (бир молге сәйкес келетүғин) температура бойынша алынған туүйндыға тең болғанлықтан, оның ушын

$$C_V = N \frac{d\bar{E}}{dT} = \frac{\pi^2}{2} N k \left(\frac{kT}{E_i} \right) \quad (3)$$

түріндеги аңлатпаға ийе боламыз. Бул аңлатпада N - Авогадро саны болып табылады.



103-сүйрет.

Электронлардың энергиялар бойынша тарқалыўы.

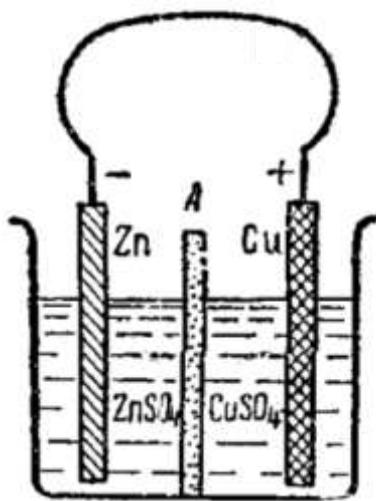
Классикалық теория бойынша электронлық газдин моллик жыллышық сыйымлығы $C_V = \frac{3}{2} N k$ аңлатпасының жәрдемінде анықланады. Жоқарыда айтылып өтілгеніндей, металлар ушын E_i бөлекшелердің онлаған мың градус температуралардағы жыллышық қозғалысларының орташа энергиясына сәйкес келеди. Демек, E_i шамасы орта температуралар ушын kT шамасынан жүзлеген есе үлкен. Ал, $\left(\frac{kT}{E_i}\right) \sim 0,01$ ҳәм электронлық газдин орташа температуралардағы жыллышық сыйымлығы ушын (3)-формула классикалық теория берген шамаға салыстырғанда жүдә киши болған шаманы береди.

§ 164. Турақлы тоқтың түйік шынжыры. Өткізгиште турақлы тоқтың өтийин болдырыў ушын оның ушларында турақлы потенциаллар айырмасын пайда етий керек. Усындаи турақлы потенциаллар айырмасының дереклеринің ҳәр қыйлы болыўы мүмкін. Бундай дереклердин мысалы болып гальваникалық элементтер хызмет ете алады

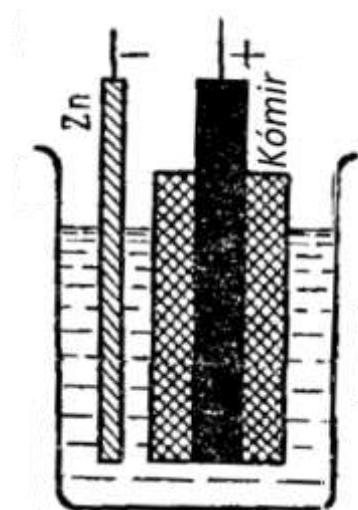
Гальваникалық элемент белгіли болған еритпеге (электролитлерге) түсирилген көпшиликтің жағдайларда еки металл пластинкалардан туралы. Мысалы, Даниэль элементи (104-сүйрет) цинк купоросының еритпесине түсирилген цинк пластинкасынан ҳәм мыс купоросының еритпесине түсирилген мыс пластинкасынан туралы. Еритпелер бир биринен А майда тесикли дийўалы менен ажыратылған. Бир бири менен тутастырылмаған пластинкалары бар Даниэль элементінде 1,1 в шамасындағы потенциаллар айырмасы пайда болады. Электродларында 1,5 в болған потенциаллар айырмасын беретүғин Лекланше элементи (105-сүйрет) нашатырдың еритпесіндеги цинк пластинкасынан ҳәм марганец перекисинің қатламы менен қоршалған көмир пластинкадан туралы.

Хәзирше, қандай себеплерге байланыслы гальваникалық элементлердин қысқыштарында потенциаллар айырмасының пайда болыўын қараўға өтпестен бурын, турақлы потенциаллар айырмасының усындаи дереги түйік шынжырға тутастырғанда нениң бақланатуғынлығын қарайық.

Элементті қысқаша тутастыратуғын шынжырдың қарсылығы R ге тең деп болжаймыз ҳәм оның сыртқы қарсылық деп атайды (106-сүйрет). Өз гезегинде элементтің өзи де R_0 қарсылығына ийе болады ҳәм оны ишки қарсылық деп атайды. Сыртқы қарсылық ушларында V_1 ҳәм V_2 потенциалларына ийе болады. Бул потенциаллар берилген қарсылықтың сыртқы өткізгиши тәрепинен тутастырылған жағдайдағы электродлардың потенциаллары болып табылады. V_1 потенциалы V_2 потенциалынан үлкен деп болжаймыз; бундай жағдайда сыртқы шынжырдағы тоқ потенциалы V_1 болған электродтан, потенциалы V_2 болған электродқа карай жүреди. Сыртқы шынжырда биз потенциалдың түсіүине ийе боламыз.



104-сүйрет. Даниэль элементи.

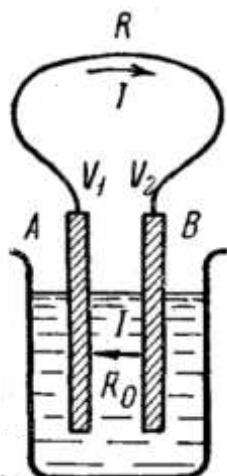


105-сүйрет. Лекланше элементи.

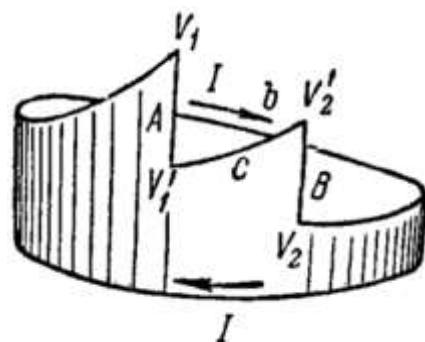
Сыртқы қарсылық R тәрепинен пайда етилген шынжырдың участкасына Ом нызамын қолланып, сыртқы шынжырдағы потенциалдың түсиүинин

$$V_1 - V_2 = IR \quad (1)$$

шамасына тең болатуғынлығы көремиз. Зарядлардың ағыуынан туратуғын стационар тоқтың түйік болыуы керек (156-параграфқа қараңыз), демек, шынжырдың ишкі бөліміндегі тоқ сыртқы бөліміндегі тоққа салыстырғанда қарама-қарсы бағытта өтийі керек. Егер шынжырдың сыртқы бөлімінде тоқ A электродынан В электродына қарай ағатуғын болса, онда ишкі бөлімде тоқ В электродынан A электродына қарай ағады (106-сүйрет). Егер электрод пенен электролиттің шегарасында потенциалдың секирмелі өзгериси болған жағдайда ғана бундай жағдайдың орын алыуы мүмкін. Бундай секириўлердин пайда ете алатуғын себеплерди биз кейинирек қараймыз. Ҳәзир тек В электроды менен электролиттің арасындағы шегарада потенциалдың V'_2 шамаға көтерилийі (секириўи) пайда болады деп болжаймыз. Барлық шынжырдағы потенциаллардың түсиўи менен секириўлерин графикинде жәрдемінде көрсетиўдің қолайлы болыуы ушын пайда болған цилиндрлик бет бойлап потенциал V ны қойып барамыз. 107-сүйретте A ҳәм В ноқатлары электродлардың түрған орнына, AbB бөлими шынжырдың сыртқы бөліміне, ал BcA бөлими шынжырдың ишкі бөліміне сәйкес келеди.



106-сүйрет. Гальваникалық элемент пенен сыртқы қарсылықтың шынжыры.



107-сүйрет. Гальваникалық элемент пенен сыртқы қарсылықтан туратуғын түйік шынжырдағы потенциалдың түсиўи менен секириўлері.

Электролиттиң ишинде тоқ V'_2 потенциалынан V'_1 потенциалына қарай жүреди. Ом нызамы бойынша шынжырдың ишкі бөліміндегі потенциалдың түсійі мынаған тең:

$$V'_2 - V'_1 = IR_0. \quad (2)$$

Бул теңліктегі R_0 - шынжырдың ишкі бөлімінин қарсылығы. Ойымызда түйек шынжырды бойлап, АВСА бағытында жүремиз ҳәм потенциалы V'_1 болған дәслепки А ноқатына қайтып келемиз; контурды айланып шыққандағы потенциаллардың түсійинин суммасы олардың көтерилиўлеринин суммасына тең болыўы керек.

Потенциаллардың секириўлерин ε арқалы белгилеймиз:

$$\begin{aligned} V_1 - V'_1 &= \varepsilon_1, \\ V'_2 - V_2 &= \varepsilon_2, \end{aligned}$$

Егер шынжыр бойынша айланып жүриўдин барысында потенциал үлкейетугын болса, онда секириўдин оң деп, ал егер жүриўдин барысында потенциалдың мәниси киширие туғын болса, онда секириўди терис деп есаплаў шәртін қоямыз. Контурды айланып өткенде потенциалдың түсійлеринин суммасының көтерилиўлердин суммасына тең болыў шәрти былайынша жазылады:

$$IR + IR_0 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2. \quad (3)$$

Шынжырды айланып шыққандағы потенциаллардың секириўлеринин суммасы болған

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2,$$

шамасы шынжырға киргизилген электр қозғаўшы күш деп аталады. Бул жағдайда секириўлердин суммасы элементтиң электр қозғаўшы күшин (э.к.к.) аңлатады. Э.к.күшин киргизиў арқалы биз (3)-аңлатпаны

$$IR + IR_0 = \varepsilon \quad (3a)$$

түринде көширип жазамыз. Бул теңлік түйек шынжыр ушын Ом нызамы болып табылады. Оны былайынша көширип жазамыз:

$$I = \frac{\varepsilon}{R + R_0}. \quad (4)$$

Буннан түйек шынжырдағы тоқтың күши I дин. э.к.к. ε ге түркесінде пропорционал ҳәм шынжырдың толық қарсылығы $R + R_0$ ге кери пропорционал екенлеги келип шығады.

$IR = V_1 - V_2$ теңлигинин орынлы екенлегин аңғарып, (3a) теңліктен

$$V_1 - V_2 = \varepsilon - IR_0, \quad (5)$$

аңлатпасын аламыз, яғни элементтиң қысқыштарындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы оның э.к. күшинен шынжырдың ишкі бөліміндегі потенциалдың түсійин алып таслағанға тең. Шынжырдың ишкі бөліміндегі потенциалдың түсійі қаншама үлкен болса, онда элементтиң қысқыштарындағы потенциаллар айырмасы э.к.күшинин шамасынан соншама күшлирек айырмаға ийе болады.

Ажыратылған элемент ушын $I = 0$ ҳәм, усыған сәйкес, шынжырдың ишкі бөліміндегі потенциалдың түсійі де нолге тең болады; бундай жағдайда (5)-аңлатпадан $\varepsilon = V_1 - V_2$ теңлигине ийе боламыз, яғни э.к.күш ε ажыратылған элементтиң қысқыштарындағы потенциаллар айырмасына тең болады.

Сыртқы қарсылық пенен түйекланған элементтиң қысқыштарындағы потенциаллар айырмасының шамасы барлық үақытта оның э.к.күшинен киши болады.

Егер элемент арқалы өтетуғын I тоғы потенциаллар айырмасының қандай да бир сыртқы дереги тәрепинен компенсацияланған болса, онда усы элементтиң қысқыштарындағы потенциаллар айырмасы оның э.к.күши ε ге тең болады (167-параграфтағы э.к.күшини компенсация усылының жәрдемінде анықлауға қараңыз).

156-параграфта биз стационар тоқ болған жағдайда тоқтың сыйықтарының түйек екенлегин көрсеттік. Буннан қозғалыўы тоқты пайда ететуғын зарядлардың түйек иймекликлер бойынша қозғалатуғынлығы келип шығады. Солай етип, гальваникалық

элементтиң шынжырында шәртли түрде оң белгиге ийе деп алған зарядлар тек потенциаллардың түсій областында (яғни AbB шынжырының сыртқы участкасында) ҳәм шынжырдың ВсА ишкі областында ғана емес, ал потенциаллардың секирийі орын алатуғын областларда да қозғалады екен (107-сүйрет). Бул потенциаллардың секирийі орын алатуғын участкаларда олар потенциалдың үлкейиү бағытында, яғни электрлік күшлердин тәсир етий бағытына қарама-қарсы бағытта қозғалады. Әлбетте, бул қозғалыс электростатикалық күшлердин тәсиринде жүзеге келмейди, ал қандай да басқа себеплерге байланыслы пайда болған күшлердин тәсиринде жүзеге келеди. Бул күшлерди тәреплик күшлер деп атайды²¹. Гальваникалық элементте тәреплик күшлер электродлардың материалының электролиттерде ерийиниң нәтийжесинде жүретуғын химиялық процесслердин есабынан жүреди.

Электр қозғаушы күш ҳақындағы түснікті тәреплик күшлер шынжырдың қәлеген орнында бар болатуғын жағдай ушын улыўмаластырамыз. Тоқтың тығызлығы ушын Ом нызамы мынадай түрге ийе:

$$\mathbf{i} = \sigma \mathbf{E}.$$

Бул аңлатпаны биз тоқты пайда ететуғын зарядларға электр күшлери тәсир етеди деген болжаудың тийкарында алған едик. Улыўма жағдайда зарядларға электрлік күшлер де, басқа да себеплерге байланыслы болған күшлердин де тәсир етий мүмкін (оларды бизлер тәреплик күшлер деп атадық). Зарядқа тәсир ететуғын тәреплик күшлерди \mathbf{f}_0 арқалы белгилеймиз.

Бундай жағдайда 161-параграфтағы (4)-аңлатпадағы зарядтың тезленийі w ны былайынша жазыў керек болады:

$$w = \frac{\mathbf{f} + \mathbf{f}_0}{m} = \frac{e\mathbf{E} + \mathbf{f}_0}{m} = \frac{e(\mathbf{E} + \mathbf{f}_0/e)}{m}.$$

\mathbf{f}_0/e қатнасын \mathbf{E}_0 арқалы белгилеймиз ҳәм оны тәреплик күшлердин кернеўлиги деп атамыз. Бундай жағдайда зарядтың тезленийі w электр майданының кернеўлиги E менен тәреплик күшлердин кернеўлиги \mathbf{E}_0 ниң қосындысы бойынша анықланады

$$w = \frac{e(\mathbf{E} + \mathbf{E}_0)}{m}.$$

Буннан кейин 161-параграфта көлтирилген таллаўларды қайталап, биз Ом нызамының аңлатпасына келемиз ҳәм ол енди

$$\mathbf{i} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{E}_0) \quad (6)$$

түрине ийе болады. Бул аңлатпада зарядлардың қозғалыуындағы тәреплик күшлердин ийелеген орны көринип тур. Тәреплик күшлер болмайтуғын орынларда $\mathbf{E}_0 = 0$ ҳәм сонлықтан бурынғы формадағы Ом нызамының алынатуғынлығы өз-өзинен көринип тур.

Тоқтың нағын (трубкасын), яғни тоқтың сзықлары менен шекленген кеңислиktи қараймыз (биз қарап атырған өткізгіштің барлығы тоқтың нағы болыўы мүмкін). Найдың кесими ΔS бойынша тоқтың күши тұрақты ҳәм оны былайынша жазыўға болады:

$$I = i_n \Delta S = \sigma(E_n + E_{0n}) \Delta S.$$

ΔS кесими тоқтың сзықларына перпендикуляр деп болжаймыз. Бундай жағдайда усы кесимге түсірилген n нормаль бағыты бойынша тоқтың сзығы I дың бағытына сәйкес келеди ҳәм

$$I = \sigma(E_l + E_{0l}) \Delta S$$

аңлатпасына ямаса

²¹ Рус тилиндеги "сторонние силы" сөзи толық түрде "үшинши тәрептен тәсир ететуғын күшлер" мәнисин береди. Биз текстте "тәреплик күшлер" терминин қабыл етемиз ҳәм усы терминди пайдаланғанымызда және бир тәрептен (үшинши тәрептен) тәсир ететуғын күшлерди түсній керек болады (Аўдарыўшылар).

$$E_l + E_{0l} = \frac{I}{\sigma \Delta S}$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бул теңликтин еки бөлімнің де найдың ұзынлығының элементи Δl ге көбейтіп ҳәм түйік найдың барлық элементлери бойынша суммалап

$$\sum (E_l + E_{0l}) \Delta l = \sum \frac{I}{\sigma \Delta S} \Delta l$$

теңлигине ийе боламыз. Найдың қәлеген кесими бойынша тоқтың күши / турақты болғанлықтан, оны сума белгисинин алдына шығарыўға болады ҳәм бұндай жағдайда

$$\sum E_l \Delta l + \sum E_{0l} \Delta l = I \sum \frac{\Delta l}{\sigma \Delta S}$$

аңлатпасын аламыз.

$\sum \frac{\Delta l}{\sigma \Delta S}$ шамасы найдың толық қарсылығына тең ҳәм оны биз $R + R_0$ арқалы белгилеймиз. Бұндай жағдайда R_0 шамасын шынжырдың тәреплик күшлер тәсир ететуғын бөлімнің қарсылығы (ишки қарсылық), ал R шамасын тәреплик күшлер тәсир етпейтуғын бөлімнің қарсылығы (сыртқы қарсылық) деп түсінемиз. Буннан кейин түйік контур ұшын $\sum E_l \Delta l$ суммасының нолге тең екенлигин көремиз. Себеби бул аңлатпа бир бирлік зарядтың найдың түйік контуры арқалы айланып өтийинин барысындағы электростатикалық күшлердин ислеген жумысын береди (электростатикалық күшлердин потенциаллығы).

Түйік контур ұшын жазылған $\sum E_{0l} \Delta l$ аңлатпа тәреплик күшлердин кернеўлигинин циркуляциясы деп аталағы. Бул шама түйік контурдың барлық элементлери бойынша алынған тәреплик күшлердин кернеўлигинин контурдың элементлери болған E_{0l} лердин бағыттарына түсирилген проекцияларының ұсы элементлердин ұзынлықтарының көбеймелеринин суммасына тең. Бул сумманы \mathcal{E} арқалы белгилеп

$$\mathcal{E} = \sum E_{0l} \Delta l, \quad (7)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бұндай жағдайда (6)-теңлик мынадай түрге ийе болады:

$$\mathcal{E} = I(R + R_0).$$

Буннан \mathcal{E} ниң контурда тәсир ететуғын э.қ.күши екенлигин көремиз. Солай етип, түйік шынжыр ұшын Ом нызамын аламыз ҳәм бул нызамда э.қ.күши тәреплик күшлердин кернеўлигинин векторының циркуляциясы сыпатында көрсетиледі.

Тәреплик күшлер шынжырдағы қәлеген орында тәсир ете алады. Тәреплик күшлер шынжырдың айырым орынларында тек потенциалдың секирмeli өзгеріўлерин пайда ететуғын жағдайда циркуляцияның тоқтың түйік контуры ұшын потенциалдың секирмeli өзгерислеринин алгебралық қосындысын ғана беретуғынлығын аңсат көриўге болады. Демек, жоқарыда келтирилген э.қ.күшине потенциалдың секириўлеринин суммасы сыпатында берилген анықлама (7)-қатнастың дара жағдайы болады. Гальваникалық элементтен ямаса элементлериң батареясынан алынатуғын турақты тоқ болған жағдайда тәреплик күшлер химиялық процесслер жүретуғын областларда тәсир етеди (шынжырдың ишки бөлими).

(7)-аңлатпадағы контурдың элементлерин шексиз киши деп есаплап, сумманы барлық түйік контурға тарқатылған интеграл менен алмастырамыз. Бұндай жағдайда э.қ.күш ұшын жазылған аңлатпа

$$\mathcal{E} = \oint E_{0l} dl$$

түрине енеди. Оң тәрепте түрған интеграл тәреплик күшлердин кернеўлиги векторының циркуляциясы болып табылады.

Мысал. Элементтиң ишки қарсылығы болған R_0 шамасы э.қ.күши \mathcal{E} болған элемент түйіқланған сыртқы қарсылық R ден k есе киши. Табыў керек: элементтиң қысқышларындағы

потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ элементтиң э.қ.күши \mathcal{E} дан қанша шамаға айрылады?

Шешими. (4)-аңлатпадан тоқтың шамасы I ди (5)-аңлатпаға қойып, элементтиң қысқыштарындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ни анықтаймыз. Бундай жағдайда

$$V_1 - V_2 = \mathcal{E} \frac{R}{R + R_0}$$

яmasa

$$V_1 - V_2 = \frac{\mathcal{E}}{1 + \frac{R_0}{R}}$$

аңлатпаларын аламыз. Шәрт бойынша $\frac{R_0}{R} = \frac{1}{k}$ қатнасы орынлы болғанлықтан, соңғы формула мынадай түрге енеди:

$$V_1 - V_2 = \frac{\mathcal{E}}{1 + \frac{1}{k}} = \frac{k}{k + 1} \mathcal{E}.$$

Демек, элементтиң қысқыштарындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы э.қ.күшинин шамасынан $\frac{\mathcal{E}}{1 + \frac{1}{k}}$ есе киши.

Егер сыртқы қарсылық R ишкі қарсылық R_0 ге салыстырғанда үлкен болса, онда $1 + \frac{1}{k}$ қатнасы 1 ге салыстырғанда киши шамаға айланады ҳәм потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ э.қ.күшинин шамасына жақынласады.

Керисинше, егер R дин мәниси R_0 ге салыстырғанда киши болса, онда $\frac{1}{k}$ шамасы үлкен болады ҳәм потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ниң шамасы \mathcal{E} ден әдеүир киши болады.

§ 165. Турақлы тоқ шынжырында бөлинип шығатуғын энергия. Турақлы тоқтың түйық шынжырындағы энергиялық қатнасларды қараймыз. 106-сүйретте э.қ.күши \mathcal{E} ҳәм ишкі қарсылығы R_0 болған элемент менен азықланатуғын турақлы тоқтың шынжыры көрсетилген. Шынжырдың сыртқы қарсылығын R арқалы белгилеймиз. Шынжырда бөлинип шығатуғын толық қујат шынжырдың сыртқы ҳәм ишкі бөлимлериндеги бөлинип шығатуғын қујатлардың қосындысынан турады. Оны

$$W = I^2 R + I^2 R_0 = I^2 (R + R_0)$$

түринде ямаса 164-параграфтағы (За) формуладағы $I(R + R_0) = \mathcal{E}$ аңлатпасын есапқа алып

$$W = I \cdot \mathcal{E} \quad (1)$$

түринде жаза аламыз. Солай етип, шынжырда бөлинип шығатуғын толық қујат тоқтың күши менен элементтиң э.қ.күшинин көбеймеси түринде аңлатылады екен. Бул қујат энергияның қандай да бир тәреплик дереклеринин есабынан бөлинип шығады. Энергияның усынданай дереги болып элементте жүретуғын химиялық реакциялар хызмет ете алады.

Демек, турақлы тоқтың шынжырында тәреплик күшлер $+I\mathcal{E}$ шамасына тең оң қујатты рауажландырады.

Енді шынжырда бөлинип шығатуғын қујаттың элемент түйықланған сыртқы қарсылық R ден қандай ғәрэзликтеке ийе екенлигин қараймыз. Берилген \mathcal{E} э.қ.күшине және R_0 ишкі қарсылығына ийе болған элемент сыртқы R қарсылығы менен түйықланған болсын; R ден мынадай шамалардың ғәрэзлигин анықтаймыз: шынжырда бөлинип шығатуғын толық қујаттың W , шынжырдың сыртқы бөлиминде бөлинип шығатуғын қујат W_0 ҳәм сан мәниси бойынша шынжырдың сыртқы бөлиминде бөлинип шығатуғын қујаттың барлық қујатқа қатнасына тең болған пайдалы тәсир коэффициент (п.т.к.) η .

Шынжырдағы тоқтың күши | Ом нызами бойынша

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + R_0}$$

формуласының жәрдеминде азықланады. Ең үлкен мәниске ол $R = 0$ болған жағдайда ериседи. Бундай жағдайдағы тоқты қысқа түйықланыў тоғы деп атайды. Оның күши

мынаған тең:

$$I_{\text{к.т}} = \frac{\varepsilon}{R_0}.$$

Сыртқы қарсылықтың мәниси үлкейгенде тоқ күшинин шамасы киширейеди ҳәм сыртқы қарсылықтың мәнисин шексиз үлкейгенде нолге асимптоталық түрде жақынласады (108-сүйретке қараңыз).

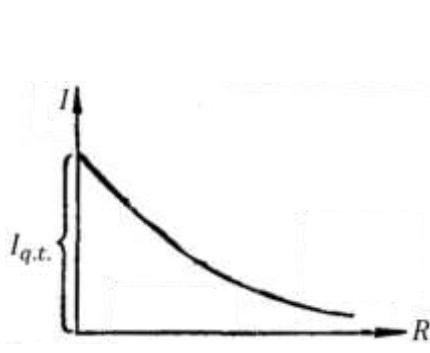
Шынжырда бөлиніп шығатуғын толық қүйат мынаған тең:

$$W = I\varepsilon = \frac{\varepsilon^2}{R + R_0}.$$

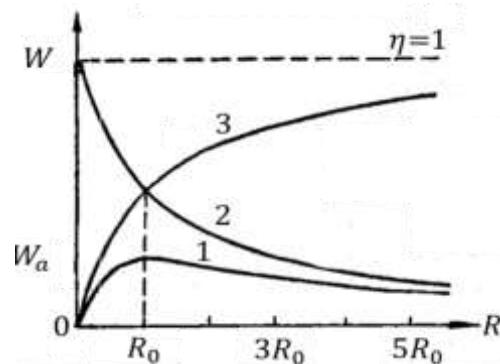
Қысқаша түйықланыў тоғы пайда болған жағдайда ($R = 0$) ол ең үлкен мәниске ийе болады.

$$W_{\max} = \frac{\varepsilon^2}{R_0}.$$

R дин үлкейиў менен қүйаттың мәниси киширейеди ҳәм R дин мәниси шексиз үлкейгенде асимптоталық рәүиште нолге үмтыйлады.



108-сүйрет. Тоқ күшининң сыртқы қарсылықтан ғәрзелигі.



109-сүйрет. Шынжырдың сыртқы бөлегінде бөлиніп шықкан қүйат W_a ның (1), толық қүйат W ның (2), пайдалы тәсир коэффициенти η ның (3) шынжырдың сыртқы бөлиминин қарсылығы R ден ғәрзелигі.

Шынжырдың сыртқы бөлиминде бөлиніп шығатуғын қүйаттың мәниси мынаған тең:

$$W_a = I^2 R = \frac{\varepsilon^2}{(R + R_0)^2} \cdot R.$$

Қысқа түйықланыў тоғы бар болған жағдайда $R = 0$. Бундай жағдайда шынжырдың ишкі бөлиминде бөлиніп шығатуғын қүйат нолге тең. $R = R_0$ теңлиги орынланғанда, яғни сыртқы қарсылық ишкі қарсылыққа тең болғанда, W_a ең үлкен мәнисине жетеди. Бундай жағдайда

$$W_{a\max} = \frac{\varepsilon^2}{4R_0},$$

яғни, қысқа түйықлағандағы қүйаттың төрттен бирине тең.

$R = R_0$ теңлиги орынланғанда қүйат W_a ның максимум шамасының алынатуғынлығына исениў үшін W_a шамасынан сыртқы қарсылық бойынша туғынды аламыз:

$$\frac{dW_a}{dR} = \frac{\varepsilon^2}{(R + R_0)^4} [(R + R_0)^2 - 2(R + R_0) \cdot R].$$

Нәтийжеде

$$\frac{dW_a}{dR} = \frac{\varepsilon^2}{(R + R_0)^4} \cdot (R_0^2 - R^2)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Максимумның шәрти бойынша биринши түүйіндінің нолге тең болыуы керек:

$$\frac{dW_a}{dR} = 0.$$

Буннан $R = R_0$ теңлигине ийе боламыз.

Бундай шәрт орынланғанда W_a шамасының минимумын емес, ал максимумын алатуғынымызды екинши түүйінде $\frac{d^2W}{dR^2}$ ның белгисин анықлау жолы менен анықлау жолы менен исенемиз.

Сыртқы қарсылықтың шамасы шексиз үлкейгенде шынжырдың сыртқы бөлімінде бөлиніп шығатуғын құйат нолге умтылады.

Пайдалы тәсір коэффициентін шынжырдың сыртқы бөлімінде бөлиніп шығатуғын W_a құйаттың барлық құйат W ға қатнасы түрінде анықланады:

$$\eta = \frac{W_a}{W} = \frac{R}{R + R_0}.$$

$R = 0$ теңлиги орынланғанда $\eta = 0$ теңлигине ийе боламыз, R дін үлкейиүи менен п.т.к. η үлкейеди ҳәм R қарсылығының шексиз үлкейиүи менен $\eta = 1$ ге умтылады. Бирақ, бундай жағдайда сыртқы шынжырда бөлиніп шығатуғын құйат нолге умтылады. Соңықтан п.т.коэффициентинің максимумы шәрти әмелий жақтан қызық емес.

109-сүйреттеги 1 иймеклиги шынжырдың сыртқы бөлімінде бөлиніп шыққан W_a құйаттың шынжырдың сыртқы бөлімінің қарсылығы R ден ғәрзилигин, 2 иймеклиги толық құйаттың R ден ғәрзилигин ҳәм, ақырында, 3 иймеклик пайдалы тәсір коэффициенті η ның сол сыртқы қарсылық R ден ғәрзилиги көрсетилген. Көринип турғанында, R дін үлкейиүи менен η шамасы да үлкейеди.

Әмелий көз-қарастан мына жағдай ең қызықты болып табылады: шынжырдың сыртқы бөлімінде бөлиніп шығатуғын W_a құйаты дәслеп өседи, ал буннан кейин $R = R_0$ теңлиги орынланғанда максимумға жетеди ҳәм буннан кейин киширеіле баслады.

$R = R_0$ теңлиги орынланғанда W_a максимум мәнисине жетеди ҳәм бундай жағдайда п.т.к. ушын $\eta = \frac{1}{2}$ шамасы алынады.

§ 166. Бир текли болмаған шынжыр ушын Ом нызамы. Кирхгоф нызамы. 153-параграфта келтирилген Ом нызамы бир текли болған шынжыр ушын, яғни ҳеш қандай ә.қ.күшлері ямаса потенциалдың секириўлери жоқ шынжырда орынланады. Бирақ, биз тек ә.қ.күшлер бар болған жағдайларда ғана шынжырдағы тұрақтың пайда болыуының мүмкін екенлигин атап өттік; гальваникалық элементлерде ә.қ.күши электродлар менен олар батырылған еритпелердин арасындағы шегарадағы потенциаллардың секиrmeli өзгерислеринің салдарынан пайда болады (164-параграф). Биз кейинирек (168-параграф) потенциаллардың секириўлериңін ҳәр қыйлы болған еки металдың контакттында ҳәм температура бир текли болмаған жағдайда пайда болатуғының көремиз. Солай етип, улыўма жағдайда потенциаллардың $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \dots$ секириўлери бар болған шынжырда қараў керек болады. Шынжырды айланып өтиўдің берилген бағытында секириўлердин ҳәр қыйлы белгилерге ийе болыуы мүмкін. Шынжырдың берилген участкасындағы потенциаллардың секириўлериңін алгебралық қосындысы $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 + \dots$ усы участкада тәсір ететуғын ә.қ.күши болған \mathcal{E} ни пайда етеди²².

Әпиўайылық ушын ҳәр бир бири менен избе-из жалғанған қыйлы болған A, B, C

²² Бир текли болмаған шынжырда тек потенциалдың секириўлери ғана емес, ал улыўма айтқанда потенциалдың үзлиksiz өзгерисинің орын алыуы да мүмкін (мысалы ионлардың концентрациялары бир орыннан екинши орынға өткенде өзгеретуғын электролитте).

өткізгішлеринен туратуғын бир текли болмаған шынжырды қараймыз (110-сүйрет).

Өткізгішлердин арасындағы контактларды 1 ҳәм 2 цифралары менен белгилеймиз. Оң тәрептеги уштағы потенциалды V_1 , ал шеп тәрептеги уштағы потенциалды V_2 арқалы белгилеймиз. А өткізгішигине бириңиши контакттағы потенциалын $V_A^{(1)}$ арқалы, ал В өткізгішинине тап сол контакттағы потенциалын $V_B^{(1)}$ арқалы белгилеймиз; тап сол сыйқылы екинши контактлар бар болған орынлардағы В ҳәм С өткізгішлерине потенциалларын сәйкес $V_B^{(2)}$ ҳәм $V_C^{(2)}$ арқалы белгилеймиз. A, B ҳәм C өткізгішлерине қарсылықтары сәйкес R_A , R_B ҳәм R_C шамаларына тең. Өткізгішлер избе-из тутастырылған болғанлықтан олар арқалы бирдей I тоғы өтеди. Өткізгішлердин ҳәр қайсысының өз алдына биз Ом нызамын қоллана аламыз:

$$\begin{aligned} IR_A &= V_1 - V_A^{(1)}, \\ IR_B &= V_B^{(1)} - V_B^{(2)}, \\ IR_C &= V_C^{(2)} - V_2. \end{aligned}$$

Бул үш теңдикти ағзама-ағза қосып

$$I(R_A + R_B + R_C) = V_1 + \left(V_B^{(1)} - V_A^{(1)}\right) + \left(V_C^{(2)} - V_B^{(2)}\right) - V_2. \quad (1)$$

теңдигин аламыз. Бирақ, $V_B^{(1)} - V_A^{(1)}$ ҳәм $V_C^{(2)} - V_B^{(2)}$ айырмалары 1 ҳәм 2 өткізгішлерине арасындағы потенциаллардың секирийи ε_1 ҳәм ε_2 болып табылады. ε_1 ҳәм ε_2 потенциаллардың секириўлерине суммасы шынжырдың берилген участкасындағы \mathcal{E} ә.қ.күшин береди, демек:

$$(V_B^{(1)} - V_A^{(1)}) + (V_C^{(2)} - V_B^{(2)}) = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \mathcal{E}.$$

Соның менен бирге R_A , R_B ҳәм R_C қарсылықтарының қосындысы шынжырдың толық қарсылығы R ди береди:

$$R_A + R_B + R_C = R.$$

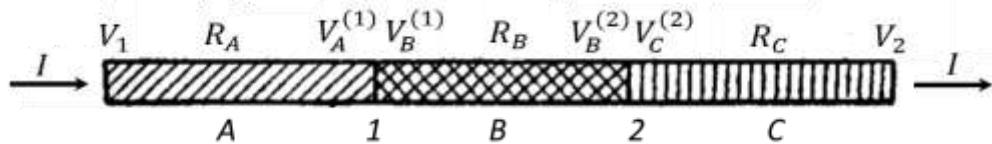
Буннан (1)-теңдикти

$$IR = V_1 - V_2 + \mathcal{E}$$

түринде ямаса

$$I = \frac{V_1 - V_2 + \mathcal{E}}{R} \quad (2)$$

түринде жазыўға болады. (2)-қатнас бир текли болмаған шынжыр ушын қолланылатуғын Ом нызамын аңғартады: тоқтың күши шынжырдағы ушларындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ менен шынжырдағы ә.қ.күши \mathcal{E} ниң қосындысының шынжырдың толық қарсылығы R ге қатнасына тең. Бундай жағдайда потенциалды тоқтың бағытында үлкейтетуғын ә.қ.күш он деп есапланады.



110-сүйрет. Бир текли емес шынжырдағы контактлар бар орынлардағы потенциаллардың секириўлери.

Егер шынжырдың берилген участкасында бар болған ә.қ.күши нолге тең болса, яғни $\mathcal{E} = 0$ теңлиги орынланатуғын болса, онда (2)-формула әдеттеги Ом нызамына өтеди:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R}.$$

Түйық шынжыр ушын $V_1 = V_2$ ҳәм толық қарсылық шынжырдың сыртқы бөліминин қарсылығы R менен шынжырдың ишки бөліминин қарсылығы R_0 ден қурадады. Буннан

$$I = \frac{\varepsilon}{R + R_0}$$

аңлатпасына ииे боламыз ҳәм ол 164-параграфтағы (4)-формулаға сәйкес келеди.

(2)-формуланың жәрдеминде аңлатылатуғын Ом нызамы қәлеген құрамалы шынжырды есаплауға мүмкіншилік береди. Бирақ тармақтарға бөлинген шынжырларды тиккелей есаплау құрамалы болып табылады. Егер Кирхгоф тәрепинен берилген теңлемелердин еки системасын пайдаланса, онда бул құрамалы болған жағдай әдеүир әпиүйайласады.

Тармақланған шынжыр оның участкалары арқалы өтетуғын тоқлардың күши, участкалардың қарсылықтары ҳәм усы участкаларға тутастырылған э.қ.күшлери менен тәрийипленеди. Бул шамалар бир бири менен байланысқан ҳәм олардың биреүлери бойынша екиншилерин табыуға болады. Мысалы, берилген қарсылықтар менен э.қ.күшлери бойынша шынжырдың участкаларының ҳәр бириндеги тоқлардың бағытлары менен күшлерин табыуға болады.

Кирхгоф теңлемелериниң ҳәр қайсысын өз алдына қараймыз.

Кирхгофтың теңлемелериниң биринши системасы. Тармақланған шынжырдағы түйин деп кеминде үш өткізгиш тутасатуғын ноқатты атайды (111-сүйрет). Биринши система түйинлерге тийисли. Бизлер турақты тоқ болған жағдайда қарайтуғын болғанлықтан, шынжырдың қәлеген ноқатында, солардың ишинде қәлеген түйинде бар болған зарядтың турақты болып қалыуы керек. Демек, қанша заряд алып келинсе, тап соншама зарядтың алып кетилиүи керек (156-параграфқа қараңыз). Егер биз түйинге келетуғын тоқларды оң белгиге ииे деп есапласақ, онда түйин арқалы кететуғын тоқларды терис белгиге иие деп есаптаймыз. Соңынтан, *түйиннен шығатуғын тоқлардың қосындысы нолге тең болыуы керек* деп жүўмақ шығарамыз. Бул жүўмақты аналитикалық түрде былайынша жазамыз:

$$\sum_{k=1}^n I_k = 0. \quad (3)$$

Бул теңликте n берилген түйинде қосылатуғын тоқлардың санын аңғартады; шынжырдың ҳәр бир түйини ушын усындей тәнлеме орынлы болады.

Берилген шынжырдың ҳәр қыйлы түйинлери ушын жазылған (3)-теңлемелердин жыйинағы Кирхгофтың теңлемелериниң биринши системасын пайда етеди.



111-сүйрет. Үш сымның жәрдеминде пайда етілген түйин.

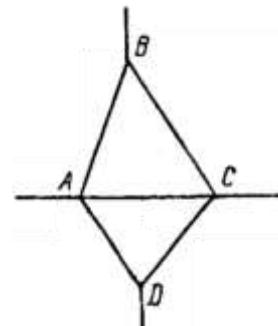
112-сүйрет. ABCA түйік контуры.

Кирхгофтың теңлемелериниң екинши системасы берилген тармақланған системада айырып көрсетиү мүмкін болған ықтыярлы түйік контурларға тийисли. Бир текли болмаған AB, BC ҳәм CA участкаларынан туратуғын ABCA ықтыярлы түйік контурды аламыз

(112-сүйрет). Контурды белгили болған бағытта бойлап өтиўди, мысалы saat стрелкасының бағытында өтиўди оң деп есаплауды, ал saat стрелкасының қозғалыу бағытына қарама-қарсы бағытта бойлап өтиўди терис деп есаплау шәрттін қабыл етемиз. Айланып өтиў бағытында қозғалғанда өсетуғын потенциалды оң, ал айланып шығыу бағытында потенциал төмөнлөйтүғын болса, онда оны терис деп есаплаймыз. Контурдың бир текли болмаған ҳәр бир AB, BC ҳәм CA участкаларына (2)-формула түрінде берилген Ом нызамын қолланамыз. AB, BC ҳәм CA участкаларының қарсылықтарын сәйкес R_1, R_2, R_3 арқалы, олар арқалы өтетуғын тоқларды I_1, I_2, I_3 арқалы ҳәм оларда ушырасатуғын ә.к.күшлерди $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3$ арқалы белгилеймиз. A, B, C ноқатлардың потенциалларын сәйкес V_1, V_2 ҳәм V_3 арқалы белгилеймиз.

113-сүйрет.

ABC, ACDA ҳәм ABCDA түйік контурлары.



Бундай жағдайда, AB, BC ҳәм CA участкаларының ҳәр қайсысы ушын Ом нызамы бойынша

$$\begin{aligned} I_1 R_1 &= V_1 - V_2 + \mathcal{E}_1, \\ I_2 R_2 &= V_2 - V_3 + \mathcal{E}_2, \\ I_3 R_3 &= V_3 - V_1 + \mathcal{E}_3 \end{aligned}$$

теңлемелерине ийе боламыз. Бул үш теңликті ағзама-ағза қосып,

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3 = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3$$

аңлатпасының орынлы екенлигине көз жеткеремиз. Көринип турғанындей, A, B, C ноқатларының потенциаллары болған V_1, V_2 ҳәм V_3 шамалары жоғалды. Бундай таллауды қәлелеген түйік контур ушын қолланыға болатуғын болғанлықтан, улыұма жағдайда түйік контур ушын мынадай теңлиkti жазыуға болады:

$$\sum_{k=1}^m I_k R_k = \sum_{k=1}^m \mathcal{E}_k. \quad (4)$$

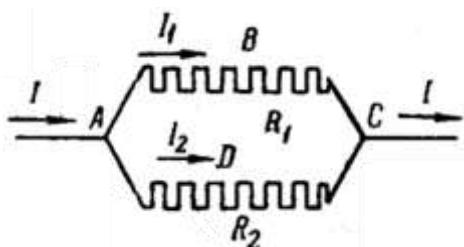
Бул теңликте m түйік контурдағы участкалардың санын аңғартады, ал k болса участканы тәрийиплейтуғын номер болып табылады. Солай етип: өткізгишлердин тармақланған шынжырында ықтыварлы түрде алынған қәлелеген түйік контурдағы шынжырдың сәйкес участкасындағы қарсылықтардағы тоқлардың күшлерине көбеймеси усы контурда ушырасатуғын ә.к.күшлердин қосындысына тең болады. Берилген тармақланған шынжырдағы айырып алынған ҳәр қыйлы түйік контурлар ушын жазылған (4)-теңлемелердин қосындысы Кирхгоф теңлемелериниң екинши системасын пайда етеди. Түйинлер менен контурлар ушын дүзилген (3)- ҳәм (4)-Кирхгоф теңлемелери тармақланған тоқлардың тармақтарын есаплауға мүмкіншилик береди. Анықланығы керек болған шамалардың саны неше болса, соншама дана (3)- ҳәм (4)-теңлемелерди дүзиү керек (теңлемелердин саны белгисизлердин санына тең болыуы ушын). Бундай жағдайда бир теңлемениң екинши теңлемениң нәтийжеси болмауына итибар бериү керек. Егер тармақта r дана түйин болса, онда тек $r - 1$ түйин ушын бир биринен ғәрэзсиз болған теңлемелерди дүзиү керек. Ең соңғы түйин ушын жазылған теңлеме оның алдындағы түйинлер ушын жазылған теңлемелердин нәтийжеси болады. Егер тармақта бир неше дана

түйік контурды айырып алғыудың мүмкіншилигі болса, мысалы $ABCA$, $ACDA$ ҳәм $ABCDA$ түйік контурлары болса (113-сүйрет), онда Кирхгофтың екінши системасының теңлемелеринің ҳәр бириниң бир бириңен ғәрзесиз түрде алышыўы шәрт.

Мысалы, 113-сүйретте көлтирилген құрамалы шынжыр ушын $ABCA$ ҳәм $ACDA$ контурлары ушын теңлемелерди дүзиүге болады: олар бир бириңен ғәрзесиз болады. Ал $ABCDA$ контуры ушын алғынған теңлеме оннан бурын алғынған екі теңлемениң нәтийжеси болып табылады. Мысалы, басқа $ABCA$ ҳәм $ACDA$ контурлары ушын бир бириңен ғәрзесиз болған теңлемелерди дүзиүге болады, бундай жағдайда $ACDA$ контуры ушын жазылған теңлеме дәслепки екі теңлемениң нәтийжеси болып табылады.

Кирхгофтың теңлемелеринің екінши системасын дүзгендеге тоқлар ҳәм ә.қ.күшлеринің белгилери ушын жоқарыда көлтирилген қағыйдаларды муқыялты түрде пайдаланыў керек.

§ 167. Айырым мәселелерди шешіү ушын Кирхгоф теңлемелерин пайдаланыў. 1. Өткізгишлерди параллель тутастырыў. Дәслеп Кирхгоф теңлемелеринің системасын бир бири менен параллель тутастырылған екі өткізгиш ҳаққындағы әпиүайы мәселе ушын қолланамыз. Мейли, қарсылықтары R_1 һәм R_2 болған екі өткізгиш параллель тутастырылған болсын. Екі өткізгиш арқалы өтетуғын тоқтың улыўмалық күши I ге тең ҳәм 114-сүйретте көрсетилгендегі бағытқа ийе. Берилген R_1 , R_2 ҳәм I шамалары бойынша өткізгиштин ҳәр қайсысындағы I_1 һәм I_2 тоқларын анықлаў керек.



114-сүйрет.
Екі В ҳәм D өткізгишлерин параллель тутастырыў.

Бул мәселедеги белгисиз шамалар I_1 һәм I_2 тоқларының мәнислери болып табылады. Демек, екі теңлеме дүзиўимиз керек. Биринши теңлемени түйинлердин бири, мысалы А түйини ушын дүземиз. I тоғын түйинге келетуғын, ал I_1 һәм I_2 тоқларын түйиннен шығатуғын деп есапладап, оларға терис белгилерин беремиз. Солай етип, А түйини ушын жазылған Кирхгофтың биринши теңлемеси былайынша жазылады:

$$I - I_1 - I_2 = 0.$$

Буннан

$$I = I_1 + I_2 \quad (1)$$

теңлемеси келип шығады. Кирхгофтың екінши теңлемесин түйік ABCDA контуры ушын жазамыз. Бул контурды saat стрелкасының қозғалыў бағытында айланып өтип, яғни А түйининен В өткізиши арқалы С түйинине өтип ҳәм буннан кейин D өткізиши арқалы А түйинине қайтып келип, биз I_1 тоғы он белгиге ийе, ал I_2 тоғы терис белгиге ийе деп жуўмақ шығарамыз. Бул контурда ә.қ.күшлери болмағанлықтан, Кирхгофтың екінши теңлемеси былайынша жазылады:

$$I_1 R_1 - I_2 R_2 = 0.$$

Буннан

$$I_1 = \frac{R_2}{R_1 + R_2} I_2, \quad (2)$$

аңлатпасына ийе боламыз. (1)- ҳәм (2)-теңлемелерди I_1 һәм I_2 тоқлары ушын биргеликте шешип

$$I_1 = \frac{R_2}{R_1 + R_2} I, I_2 = \frac{R_1}{R_1 + R_2} I$$

шамаларын анықтаймыз. Бул бизге изленип атырған шешимди береди. (2)-теңлемеден

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1},$$

қатнасын да аламыз. Бул параллель тутастырылған еки өткизгиштеги тоқтың күшлеринин олардың қарсылықтарына кери пропорционал екенлиги ҳаққындағы белгили нызам болып табылады.

2. Уитстон көпири. Уитстон көпири белгисиз болған базы бир R_x қарсылығын белгили болған R_0 қарсылығы менен салыстырыу ушын қолланылатуғын схема болып табылады. Уитстон көпириниң схемасы мыналардан турады: Е гальваникалық элементинен жүретуғын шынжыр (115-сүйрет) A түйининен баслап тармақланады. Оның бир бөлімін бир бири менен избе-из тутастырылған R_x ҳәм R_0 қарсылықтары қурайды. Екинши бөлімін әдетте керилген бир текли АС өткизгиши пайда етеди. R_x ҳәм R_0 қарсылықтары бир бири менен тутасатуғын В ноқатына G өлшеүши әсбаптың (гальванометрдин) бир қысқышы бекитилген; оның екинши қысқышы сырғанайтуғын D контакттына бекитилген. Бул контакт АС сымы бойлап қозғала алады ҳәм сонлықтан өткизгиштиң AD ҳәм DC участкаларының R_1 ҳәм R_2 қарсылықтарының қатнасын өзгерте алады. Биз төменде

$$\frac{R_x}{R_0} = \frac{R_1}{R_2} \quad (3)$$

қатнасы орынланғанда шынжырдың BGD участкасында тоқтың болмайтуғынлығын көрсетемиз. Бул қатнасты мына түрде қайтадан жазыўға болады:

$$R_x = \frac{R_1}{R_2} R_0. \quad (3a)$$

Бир текли сым ушын оның айырым участкаларының қарсылықтары олардың ұзынлықтарының қатнасындай. Солай етип, егер биз сымның AD участкасының ұзынлығы l_1 арқалы, ал DC участкасының ұзынлығын l_2 арқалы белгилесек, онда

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{l_1}{l_2}$$

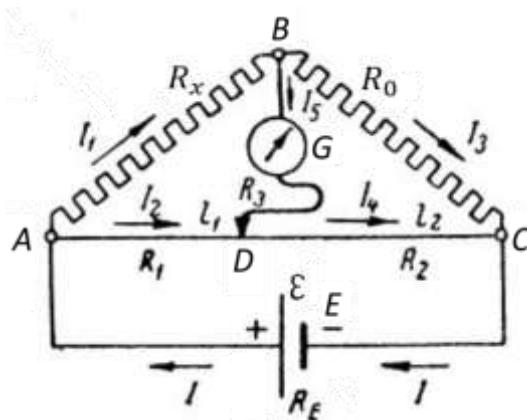
қатнасына ийе боламыз ҳәм бүннан кейин (3a) теңлиги

$$R_x = \frac{l_1}{l_2} R_0$$

түрине енеди. Бул қатнас өлшенетуғын R_x қарсылығын белгили болған R_0 қарсылығы менен салыстырыу ушын хызмет етеди. Оның ушын қозғалатуғын D контакттың G гальванометри арқалы өтетуғын тоқтың жоғалығына шекем жылдыстырады. Тоқтың жоқ екенлиги гальванометрдин стрелкасының аүйысыұының болмауы менен анықланады. Ұзынлықтардың қатнасы болған l_1/l_2 шамасын есаплау ушын керек болған шамаларды АС сымы бойлап қойылған есаплаштың сызығыштың жәрдеминде анықлады.

115-сүйрет.

Уитстон көпириниң схемасы.



(3)-қатнасты келтирип шығарыў ушын Кирхгоф теңлемелерин пайдаланамыз. Дәслеп бизге барлық R_x, R_0, R_1 ҳәм R_2 қарсылықлары, Е гальваникалық элементиниң ишки карсылығы R_E , оның э.к.күши \mathcal{E} ҳәм шынжырдың G гальванометри тутастырылған BGD участкасының қарсылығы R_3 белгили деп болжайық. Элементтен бизиң схемамыздың А ҳәм С түйинлерине тоқты өткізуғын сымлардың қарсылығын есапқа алмаймыз. Элементтен өтетуғын тоқтың күшин I арқалы, ал шынжырдың AB, AD, BC, DC ҳәм BGD участкаларындағы тоқларды I_1, I_2, I_3, I_4 ҳәм I_5 арқалы белгилеймиз.

Бизиң системамыздағы түйинлердин саны төртеў: A, B, C, D. 166-параграфта айтылғанларға мүўапық олардың үшесінде Кирхгоф теңлемелерин дүземиз. Усы үш түйинлер сыйпатында A, B ҳәм D түйинлерин қабыл етемиз. Түйинге келетуғын тоқларды биз он белгиге, ал олардан шығатуғын тоқларды терис белгиге иие деп есаплауды қабыл еткен едик. Бирақ, қурамалы системадағы тоқлардың қалай бағытланғанлығын билмейимиз мүмкин. Бундай жағдайда тоқларға ықтыярлы бағытларды бере аламыз. Кирхгоф теңлемелерин шешиүдің нәтийжесинде биз он шамалар түриндеги базы бир I_k шамаларын аламыз. Бул биз дұрыс бағыт берген тоқлар болып табылады. I_k тоқларының басқа мәнислерин биз терис шамалар түрінде аламыз; бул тоқлар үшын ҳақыйқый бағытлар биз берген бағытларға қарама-қарсы. Биз қарап атырған жағдайда 115-сүйретте стрелкалар менен көрсетилген бағытларды жазамыз. Ондай жағдайда биз төмендеги түрдеги Кирхгоф теңлемелериниң бириңи системасын аламыз:

$$\left. \begin{array}{l} A \text{ түйини } I - I_1 - I_2 = 0, \\ B \text{ түйини } I_1 - I_3 - I_5 = 0, \\ D \text{ түйини } I_5 + I_2 - I_4 = 0. \end{array} \right\} \quad (4)$$

Бизиң схемамызда ABDA, BCDB ҳәм ACEA түйік контурларын айырып алғыудың нәтийжесинде Кирхгофтың теңлемелериниң екинши системасын дүземиз. Усы контурлардың ҳәр қайсысын saat стрелкасының жүриў бағытында өтиў үшын мынадай теңлемелердин сәйкес келетуғынлығын көремиз:

$$\left. \begin{array}{l} ABDA \text{ контуры } I_1 R_x + I_5 R_3 - I_2 R_1 = 0, \\ BCDB \text{ контуры } I_3 R_0 - I_4 R_2 - I_5 R_3 = 0, \\ ACEA \text{ контуры } I_2 R_1 + I_4 R_2 + I R_E = \mathcal{E} \end{array} \right\} \quad (5)$$

Солай етип биз алты теңлемени алдық. Олар берилген э.к.күши ҳәм берилген R_x, R_0, R_1, R_2, R_3 , ҳәм R_E қарсылықлары бойынша барлық алты I, I_1, I_2, I_3, I_4 ҳәм I_5 тоғын табыўға мүмкіншилик береди. Бирақ, биз (3)-қатнасқа алып келетуғын әпиүайырақ мәселени шешиў менен шекленемиз. Атап айтқанда, G гальванометри арқалы өтетуғын I_5 тоғының нолге тең болыў шәртін табамыз. $I_5 = 0$ теңлиги орынланған жағдайда системаның екинши ҳәм үшинши теңлемелери

$$I_1 = I_3, I_2 = I_4, \quad (6)$$

теңликлерин, ал (5)-системаның бириңи және екинши теңлемелери

$$I_1 R_x = I_2 R_1, \quad I_3 R_0 = I_4 R_2. \quad (7)$$

теңликлерин береди. (6)- ҳәм (7)-теңликлерден

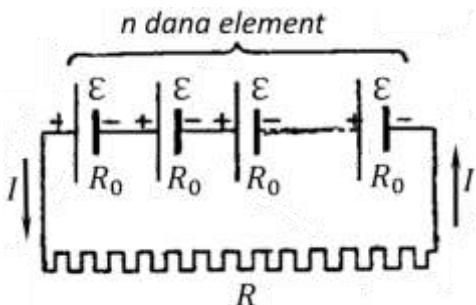
$$\frac{R_x}{R_0} = \frac{R_1}{R_2}$$

қатнасына иие боламыз. Усы қатнаслардың орын алатуғынлығын көрсетиў талап етилген еди.

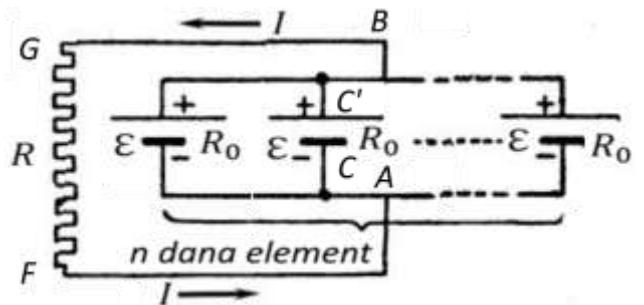
R_x ҳәм R_0 қарсылықларын салыстырыудың дәллигиниң жоқары болыўы үшын $\frac{R_1}{R_2} = \frac{l_1}{l_2}$ қатнасының бирден күшли айырмаға иие болмаўы керек. Сонықтан Уитстон көпиринин жәрдемінде белгисиз болған R_x қарсылығын анықлаў үшын оның шамасының R_0 стандарт қарсылықтың шамасынан үлкен айырмаға иие болмаўы керек. Усындай мақсетлер үшын Уитстон көпиринин BC тармағын пайда ететуғын стандарт қарсылық сыйпатында әдетте қарсылықтар магазинин алады (159-параграфқа қараңыз) ҳәм магазиннен анаў ямаса

мынау сандағы штепселлерди суұрып алғы жолы менен R_0 дин шамасын R_x тың шамасына жақынлатыуға болады.

3. Элементлерди батареяға тутастырыў. Дәслеп еки жағдайды қараймыз: элементлерди батареяға избе-из тутастырыў ҳәм элементлерди батареяға параллель тутастырыў. Әпиүайылық ушын барлық тұрастырылатуғын элементлер бирдей ε ә.қ.күшине ҳәм бирдей R_0 ишки қарсылықтарға ийе деп есаптаймыз.



116-сүйрет. Элементлерди батареяға избе-из тутастырыў.



117-сүйрет. Элементлерди батареяға параллель тутастырыў.

Мейли батареяны n дана избе-из тутастырылған элемент пайда етсін (116-сүйрет); батарея сыртқы R қарсылығы менен түйіледі. Шынжырдағы тоқтың шамасын анықлау талап етиледи. Элементлерди бир бири менен тутастыратуғын сымлардың қарсылықтарын есапқа алмаймыз.

Бизиң шынжырымызды пайда ететуғын барлық түйік контур ушын Кирхгофтың екінши теңлемесин жазамыз; бул жағдайда теңлемениң былайынша жазылатуғынлығы айқын:

$$InR_0 + IR = n\varepsilon.$$

Буннан

$$I = \frac{n\varepsilon}{R + nR_0} \quad (8)$$

аңлатпасын аламыз. Егер бул аңлатпаны бир дана ε ә.қ.күши ҳәм ишки қарсылығы R_0 болған элементи бар шынжырдағы тоқтың күшин беретуғын

$$I = \frac{\varepsilon}{R + R_0}$$

теңлиги менен салыстырсақ, онда бирдей болған n дана элементти батареяға тутастырсақ, онда ә.қ.күшинин n есе ҳәм ишки қарсылықтың да n есе үлкейетуғынлығын көремиз. Буннан сыртқы қарсылық R дин шамасы ишки қарсылық R_0 дин шамасынан жұдә үлкен болған жағдайда элементлерди избе-из жалғаудың үтимлы болатуғынлығы айқын болады. Ҳақыйқатында да, егер R дин мәниси жұдә үлкен болса, яғни $R \gg nR_0$ теңсизлиги орынланатуғын болса, онда (8)-формуланың бөліміндегі nR_0 шамасын R ге салыстырғанда есапқа алмауға болады. Бундай жағдайда жууық түрде

$$I = n \frac{\varepsilon}{R}$$

формуласына ийе боламыз. Яғни, n дана элементти избе-из жалғаудың нәтийжесинде тоқтың шамасы бир элемент болған жағдайға салыстырғанда дерлик n есе үлкен болады екен. Егер сыртқы қарсылық R улыўмалық ишки қарсылық nR_0 ден киши болса, онда (8)-формуладағы усы nR_0 шамасының қасында сыртқы қарсылық R шамасын есапқа алмауға болады. Бундай жағдайда жууық түрде

$$I = \frac{\varepsilon}{R_0}$$

қатнасын аламыз (яғни бир элемент бар болған жағдайдағыдан тоқты аламыз).

Енди баратеяға параллель тутастырылған э.қ.күшлери \mathcal{E} бирдей болған, ҳәр қайсысының ишки қарсылықтары R_0 ге тең t дана элементти қараймыз (117-сүйрет). Мейли, батарея R қарсылығы менен түйілген болсын. Тутастырытуғын сымлардың қарсылығын есапқа алмаймыз. А түйининде шынжыр бирдей болған t дана участкаға тармақланатуғын болғанлықтан, Кирхгофтың биринши теңлемеси олардың ҳәр бириндеги тоқтың шамасының шынжырдағы тоқтың шамасы I ден t есе киши болатуғынлығын көрсетеди. Басқа сөз бенен айтқанда, элементлердин ҳәр қайсысы арқалы I/t тоғы өтеди. Буннан кейин шынжырдың түйік участкаларының бири ушын Кирхгофтың екинши теңлемесин дүземиз (мысалы $ACC'BDFGA$ контуры ушын). Бундай жағдайда

$$\frac{I}{m}R_0 + IR = \mathcal{E}$$

теңлемесине ийе боламыз ҳәм буннан

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + \frac{R_0}{m}} \quad (9)$$

формуласын аламыз. Бул (9)-формула бирдей болған t элементті бир бирине параллель етип батареяға тутастырылғанда э.қ.күштиң өзгермейтуғынлығын, ал ишки қарсылықтың t есе кишигейтуғынлығын көрсетеди.

Сыртқы қарсылықтың шамасы киши болғанда элементлерди батареяға параллель тутастырыудың үтимлі болатуғынлығын аңсат көриүге болады: ҳақыйқатында да, егер R дин мәниси есапқа алмаға боларлықтай киши болса, онда оны R_0/t шамасының қасында есапқа алмаға болады ҳәм (9)-формула мынадай түрде жазылады:

$$I = m \frac{\mathcal{E}}{R_0}.$$

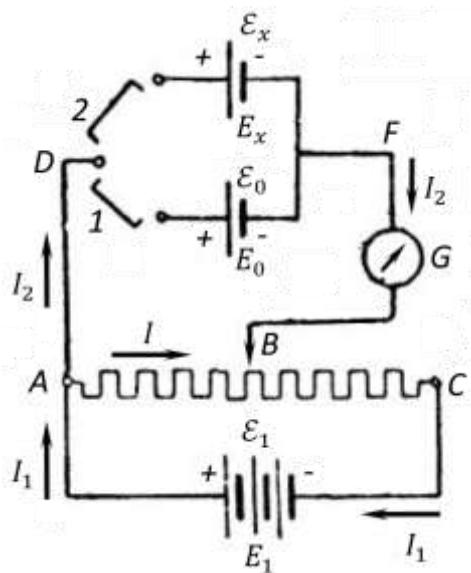
Демек, тоқтың шамасы бир элемент болған жағдайдағыға салыстырылғанда t есе үлкен болады екен. Ал, сыртқы қарсылық үлкен болған, яғни $R \gg \frac{R_0}{m}$ теңсизлиги орынлы болған жағдайда (9)-формула элементлерди батареяға параллель жалғаудың тоқтың күшинин, үлкеййине алып келмейтуғынлығын көрсетеди.

Кирхгофтың теңлемелерин пайдаланып, ҳәр қайсысы параллель тутастырылған бирдей t элементтен туратуғын n дана избе-из тутастырылған группаларды пайда еткенде I тоқ күшинин

$$I = \frac{n\mathcal{E}}{R + \frac{n}{m}R_0}$$

шамасына тең болатуғынлығын көрсетійгө болады.

4. Элементтиң электр қозғаушы күшин анықлаудың компенсациялық ұсылы. Элементтиң э.қ.күшин әдетте э.қ.күшинин шамасы жақсы белгили болған "нормаль" элемент деп аталатуғын элементтиң э.қ.күши менен салыстырып анықлау ұсылы жақсы белгили. Бул салыстырыў 118-сүйретте көрсетилген компенсациялық схеманың жәрдеминде әмелге асырылады. E_0 нормаль элементинин э.қ.күши \mathcal{E}_0 болсын. Ол э.қ.күши \mathcal{E}_0 ден үлкен болған \mathcal{E}_1 шамасына тең E_1 батареясы ҳәм э.қ.күши өлшенетуғын E_x элементи АС сыртқы қарсылығы менен түйілген болсын. E_0 нормаль элементи АС қарсылығына А гилтинин жәрдеминде АС шынжырына оның оң полюсы АС қарсылығының А ноқатына сәйкес келетуғындей етип тутастырылады. Ал терис полюс В контактты менен тутастырылған ҳәм ол АС қарсылығы бойлап сырғанап қозғала алады. Г гальванометри E_0 нормаль элементи арқалы өтетуғын тоқтың күшин өлшейди. Дәслеп, өлшенетуғын E_x элементин 2 гилтинин жәрдеминде схемадан ажыратылған деп болжаймыз.



118-сүрет.

Элементтиң электр қозғаушы күшин анықлаудың компенсациялық усылының схемасы.

Мейли, шынжырдың АВ, ВСЕ₁А участкалары арқалы I, I_1 ҳәм I_2 тоқлары өтетуғын болсын. Бундай жағдайда А түйининен Кирхгофтың бириңи тенлемесин пайдаланып

$$I_1 - I_2 = I$$

тенлигин аламыз. Шынжырдың АDE₀FB участкасының қарсылығын R_0 арқалы, ал АВ участкасының қарсылығын R_1 арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда, АDE₀FB шынжыры ушын Кирхгофтың екинши тенлемесин дүзип

$$R_0 I_2 - R_1 I = -\mathcal{E}_0$$

тенлигине ийе боламыз ямаса $I = I_1 - I_2$ тенлиги орынлы болғанлықтан,

$$R_0 I_2 - R_1 (I_1 - I_2) = -\mathcal{E}_0 \quad (10)$$

тенлемесин жаза аламыз. В контакттың жылыштырылған тоқтың шамасын нолге алып келиүге болады. Бул жағдай G гальванометриниң стрелкасының бұрылмай қалыўына сәйкес келеди. Бундай жағдайда (1)-қатнас мынадай түрге енеди:

$$I_1 R_1 = \mathcal{E}_0. \quad (11)$$

Демек, АВ участкасындағы потенциалдың түсіүі $I_1 R_1$ шамасының мәниси нормаль элементтиң э.қ.күши \mathcal{E}_0 шамасына тең болғанда оның э.қ.күши компенсацияланған, яғни нормаль элемент арқалы өтип атырған тоқтың шамасы нолге тең болады. Бундай жағдайда АВСЕ₁А контуры ушын Кирхгофтың екинши тенлемесин жазып, I_1 тоқ күшинин \mathcal{E}_1 э.қ.күшинин ҳәм барлық контурдың қарсылығы R_3 бойынша алғынатуғынлығын көремиз:

$$I_1 = \frac{\mathcal{E}_1}{R_3}.$$

Нормаль элемент компенсацияланғаннан кейин, она 1 гилтининде жәрдеминде ажыратады ҳәм оның орнына схемаға 2 гилтининде жәрдеминде өлшенетуғын E_x элементин тутастырады. Сырғанап қозғалатуғын В контакттың орнын өзгерте отырып, G гальванометри арқалы өтетуғын тоқтың шамасының және де нолге тең болыўына ериседи. Бундай жағдайда В контакттың турған орны нормаль элемент тутастырылған жағдайдағыса салыстырғанда басқаша болады ҳәм шынжырдың АВ участкасының қарсылығы базы бир басқа мәниске ийе болады. Бирақ, (11)-шәртке уқсас болған шәрттин бул жағдайда да орынланыўы керек:

$$I_1 R_2 = \mathcal{E}_x. \quad (12)$$

Тоқтың күши I_1 және \mathcal{E}_1/R_3 шамасына тең болады. Бундай жағдайда (11)- ҳәм (12)-тенликлерден э.қ.күшлериниң қатнасын аламыз:

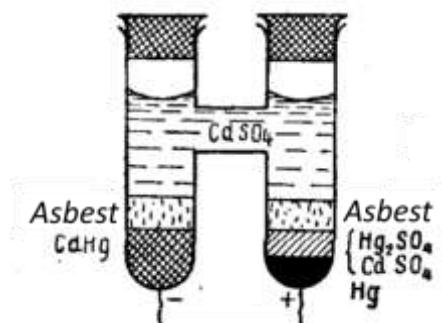
$$\frac{\mathcal{E}_x}{\mathcal{E}_0} = \frac{R_2}{R_1}$$

ямаса

$$\mathcal{E}_x = \frac{R_2}{R_1} \mathcal{E}_0.$$

Солай етип, нормаль элементтиң ә.қ.күши \mathcal{E}_0 ди ҳәм қарсылықлардың қатнасы R_2/R_1 ни билип, өлшенетуғын \mathcal{E}_x ә.қ.күшин анықлауға болады екен.

Көринип турғанында, усыл R_1 ҳәм R_2 қарсылықларының мәнислерин билиүди талап етпейди ҳәм R_2/R_1 қатнасының мәнисин билиү жеткилигі. Оны биз жылжыйтуғын В контакттының түрған орнын бойынша анықтаймыз.



119-сүйрет.
Нормаль элемент.

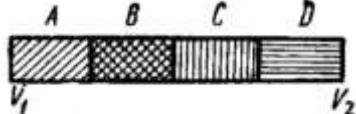
Нормаль элемент сыптында әдette сынаплы-кадмийли элемент пайдаланылады. Оның ә.қ.күши үақыттың өтийи менен жұдә аз өзгереди (электродлардың поляризациясы киши; 179-параграфқа қараңыз). Бул элемент (119-сүйрет) сынап электродтан (оң полюс) ҳәм кадмийдин амальгамасынан (терис полюс) турады. Оның арасында $CdSO_4$ кристаллары бар құқиртқышқыл сынап (Hg_2SO_4) ҳәм құқиртқышқыл кадмийдин $CdSO_4$ еритпеси бар. $20^\circ C$ температурадағы нормаль элементтиң электр қозғаушы күши $\mathcal{E}_{0,20} = 1,0183 V$ шамасына тең ҳәм ол жұдә аз шамаға өзгереди. $t^\circ C$ температурадағы ә.қ.күши $\mathcal{E}_{0,t}$ былайынша анықланады:

$$\mathcal{E}_{0,t} = \mathcal{E}_{0,20} - 4,075 \cdot 10^{-5}(t^\circ - 20^\circ) - 9,444 \cdot 10^{-7}(t^\circ - 20^\circ)^2 + 9,8 \cdot 10^{-9}(t^\circ - 20^\circ)^3.$$

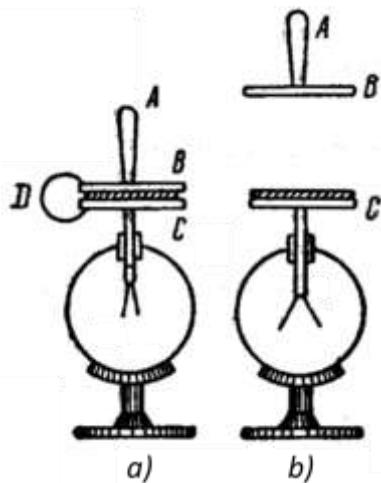
§ 168. Потенциаллардың контакттық айырмасы. Ә.қ.күшлерин пайда ететуғын себеплерди түсиниү үшін дәслеп еки металдың шегарасындағы ҳәм металл-вакуумның шегарасындағы шарайтларды қараймыз. 1797-жылы Вольта ҳәр қыйлы болған еки металды бир бирине тийдиргенде олардың арасында потенциаллар айырмасының пайда болатуғынлығын ашты. Вольта өзинен кейинги металлардың бири менен тийискенде он зарядланатуғын металлардың қатарын тапты. Бул қатар мынадай:



Буннан кейин Вольта мынадай жағдайдың орын алатуғынлығын тапты: Егер ҳәр қыйлы болған A, B, C, D металларын бир бирине избе-из тутастырса (120-сүйрет), онда өткизгишлердин үшінда пайда болатуғын потенциаллар айырмасының шамасы тек ең шетки A ҳәм D өткизгишлердин тәбиятынан ғәрзели, ал олардың ортасындағы В менен C өткизгишлеринин тәбиятынан ғәрзесиз болады екен. Ҳәр қыйлы металлардың бир бири менен тутасыуының салдарынан пайда болатуғын потенциаллар айырмасын потенциаллардың контакттық айырмасы деп атайды. Металлардың ҳәр қыйлы жуплары үшін потенциаллардың контакттық айырмасы вольттың бир неше оннан биринен вольтке шекем жетеди ҳәм ол металлардың тазалығынан, айрықша бетлериниң тазалығынан күшли ғәрзели.



120-сүйрет. Металлардың избе-из қатары.

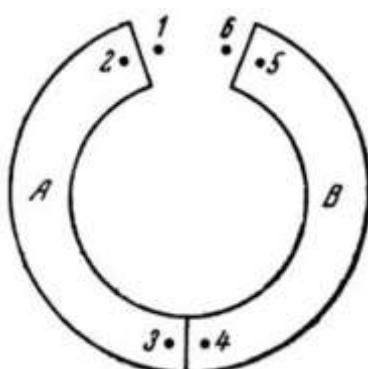


121-сүйрет. Контактлық потенциаллар айырмасын табуы.

Контактлық потенциаллар айырмасының бар екенлигин мынадай тәжирийбениң жәрдеминде анықлауға болады. Электроскоптың стерженине сынап көрилетуғын металдың *C* пластинкасын бекитеди (121 а сүйрет). Бул *C* пластинкасы жоқарғы тәрептен изоляциялаушы материалдың жуқа қабаты менен жабылған. *C* пластинкасының үстине екинши сынап көрилетуғын металдан исленген *A* изоляциялаушы тутқасы бар *B* пластинкасын жабады. Еки пластинканы *D* сымы менен тутастырады. Бундай жағдайда, жоқарыда айтылғанларға сәйкес *C* ҳәм *B* пластинкаларының арасында усы металлардың тәбиятларына сәйкес келетуғын ҳәм *D* сымының қандай металдан исленгенлигинен тәрзесиз потенциаллар айырмасы пайда болады. Усының нәтийжесинде *C* ҳәм *B* пластинкаларынан туратуғын тегис конденсатор зарядланады. Жоқарғы *B* пластинкасын жерге алып кетемиз ҳәм *D* сымын да алып кетемиз. Төменги *C* пластинкасы сынап көрилетуғын металлардың арасындағы потенциаллар айырмасына тәндей потенциалға иие болатуғындай болып зарядланған болып шығады. Бирақ әдеттеги жапырақлары бар электроскоптың сезирлигиниң жеткиликли болмауы себепли биз бундай зарядты таба алмаймыз. С ҳәм *B* пластинкаларының арасындағы потенциаллар айырмасының бар екенлигин табыу ушын *B* пластинкасын *A* тутқасын услап көтеремиз (121 б сүйрет). Бундай жағдайда пластинкалардың арасындағы қашықтық үлкейеди, ал соған сәйкес пайда болған конденсатордың сыйымлығы киширейеди (148-параграф). Бундай жағдайда пластинкалардағы зарядлар өзгериссиз сақланатуғын болғанлықтан, сыйымлық неше есе киширейген болса, онда пластинкалардың арасындағы потенциаллар айырмасының шамасы соншама есе үлкейеди. Пластинкаларды бир биринен жеткиликли дәрежеде қашықлатқан жағдайда *B* пластинкасындағы потенциал электроскоптың жапырақлары айрылғандай дәрежеде үлкейеди. Егер электроскоп вольтлерде градуировкаланған болса ҳәм оның сыйымлығы алдын-ала өлшенген болса (пластинка болмаған жағдайдағы сыйымлық және жер менен тутастырылған екинши пластинканы алып келгендеги сыйымлық), онда потенциаллардың изленип атырған айырмасын есаплауға болады. Бирақ, бул усыл жеткиликли дәрежеде дәл емес ҳәм биз төменде потенциаллардың контактлық айырмасын өлшеудің басқа усылларын тәрийиплеймиз.

Потенциаллардың контактлық айырмасының пайда болыуын толығырақ қараймыз. Еки *A* ҳәм *B* металларынан туратуғын түйік емес шынжырды аламыз (122-сүйрет) ҳәм 1, 2, 3, 4, 5, 6 ноқатлары арқалы избе-из айланып өткендеги потенциалдың өзгерисин бақтаймыз. 1 ҳәм 2 ноқатларының арасында потенциаллар айырмасы бар, сонлықтан металдағы электронлар потенциал шуқырда жайласады. 2 ҳәм 3 ноқатларының потенциаллары бирдей, себеби олар бир металға тийисли. *A* металлы менен *B*

металлының арасындағы контактта потенциаллар айырмасы пайда болады ҳәм усының нәтийжесинде 3 ноқатынан (A металлы) 4 ноқатына өткенде (B металлы) потенциалдың өзгериси орын алады. 4 ҳәм 5 ноқатлары бирдей потенциалларға ие. 5 ҳәм 6 ноқатларының арасында (B металл ҳәм вакуум) және потенциалдың секириүи орын алады. Себеби B металдағы электронлар потенциаллық шұқырда жайласқан. Солай етип, ҳәр қайлы болған еки шаманы қараўға болады: еки металдың бир бирине тийген орындағы потенциаллар айырмасы (оның потенциаллардың ишкі контакттық айырмасы деп атайды) ҳәм вакуумдеги металлардың екеүинин бетлериндеги 1 ҳәм 6 ноқатларының арасындағы потенциаллар айырмасы. Бул соңғы потенциаллар айырмасын потенциаллардың сыртқы контакттық айырмасы деп атайды. 1 ҳәм 6 ноқатларының арасындағы потенциаллар айырмасының бар болыуының себебинен A ҳәм B металларының арасында электр майданы, ал A ҳәм B металларының еркін бетлеринде электр зарядлары пайда болады.



122-сүйрет. Контакттық потенциаллар айырмасын түсіндірийгे.



123-сүйрет. Кристаллардағы энергияның қәддилеринің толық емес толтырылышы.

163-параграфта айтылып өтилгениндей, металдағы электронлар потенциаллық шұқырда жайласады, бул потенциаллық шұқырдың ишинде энергияның қәддилери болады. Температуралық абсолют нолинде төменги $n/2$ дана қәдди электронлар менен толған (n арқалы электронлардың саны белгиленген), қалғанлары бос. $T \neq 0$ температураларда электронлардың бир бөлими жоқары қәддилерде жайласады. Бирак, жүдә жоқары болмаған температураларда бундай электронлардың саны салыстырмалы үлкен емес ҳәм, сонлықтан, әпиүайылық ушын тек $n/2$ төменги қәддилер электронлар менен толған деп есаптаймыз. Бул қәддилер 123-сүйретте көрсетилген. Бул сүйретте E_{p0} - электронлардың металдан сырттағы энергиясы, ал E_i - толтырылған қәддилердин ең ақырғысына сәйкес келетуғын энергия. $A = E_{p0} - E_i$ шамасы электронның металдан вакуумге шығыу жумысын береди. Шығыу жумысын eV көбеймесиниң A шығыу жумысына тең болатуғындағы етип, электронның заряды e менен потенциаллар айырмасы V ның көбеймеси түринде сайлап алынышы керек:

$$eV = A.$$

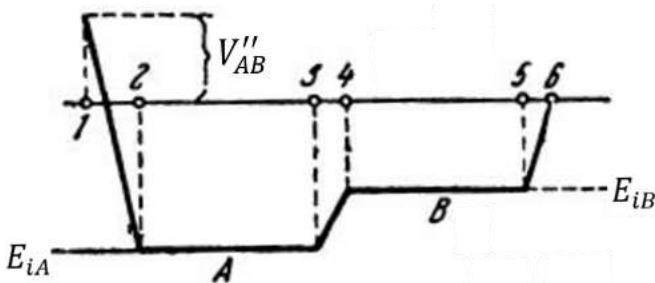
Электронның заряды турақлы шама болғанлықтан шығыу жумысының мәниси потенциаллар айырмасының мәниси $V = \frac{A}{e}$ бойынша бир мәнисли анықланады. Бирак, шығыу жумысының мәнисин потенциалдың бирликлеринде емес, ал электрон-вольт деп аталатуғын жумыстың айрықша бирлигинде өлшейди (қысқаша әВ)²³. Жумыстың бул

²³ Хәзирги ўақытлары Электронвольт (электрон-вольт, сийреклеу) электронвольт деп жазады)

бірлигі шамасы электронның зарядына тең болған зарядты потенциаллар айырмасы 1 вольт болған ноқатлардың арасында жылыстырғанда исленген жұмысқа тең. CGSE системасында $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$ шамасына тең болғанлықтан

$$1 \text{ эВ} = \frac{4,803 \cdot 10^{-10}}{300} \text{ эрг} = 1,601 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$$

теңдіктерине ийе боламыз.



124-сүйрет.
Бир бирине тийетуғын еки металдың потенциаллық шұқыры.

Металдағы электронның энергиясы көз-қарасынан еки металл бир бирине тийгенде электронның энергиясының қандай өзгерислерге ушырайтуғынлығын қараймыз. 124-сүйретте бир бирине тийетуғын еки металдың электронлардың энергиялары графикалық түрде сүйретленген. Бул сүйреттеги 1, 2, 3, 4, 5, 6 ноқатлары 122-сүйреттеги сол цифралардың жәрдемінде көрсетилген ноқатларға сәйкес келеди. E_{iA} шамасы А металлындағы ең соңғы толтырылған қәддилердеги электронның энергиясына, ал E_{iB} В металлындағы толтырылған ең соңғы қәддиге сәйкес келетуғын энергия белгиленген. Егер бул энергиялар бир бирине тең болмаса, онда металлардың контакттында 3 ноқатынан 4 ноқатына өтийге сәйкес келетуғын потенциаллар айырмасы пайда болады. Бул секириү потенциаллардың ишкі контакттық айырмасы V''_{AB} болып табылады.

2 ҳәм 1 ноқатларының арасындағы потенциаллар айырмасы металдан (2 ноқаты) вакуумға (1 ноқаты) электронлы өткериү ушын A_A жұмысын ислеү менен байланыслы. A_A жұмысы А металлынан сүйрып алынған ҳәм оның бетинин қасындағы вакуумда жайласқан электрон ийе болған $V_A = \frac{A_A}{e}$ потенциалды анықлады (1 ноқаты). Тап сол сыяқлы, В металлының бетинин қасындағы 6 ноқатындағы электронның потенциалы $V_B = \frac{A_B}{e}$ шамасына тең. Бул қатнаста A_B арқалы В металлынан вакуумға электронның шығыу жұмысы белгиленген. Солай етип, металлардың арасындағы саңлақта V'_{AB} шамасына тең потенциаллар айырмасы пайда болады (1 ҳәм 6 ноқатларының арасындағы):

$$V'_{AB} = V_B - V_A = \frac{V_B - V_A}{e}. \quad (1)$$

V'_{AB} шамасы бир бирине тийисип турған еки металдың арасындағы потенциаллардың сыртқы контакттық айырмасы болып табылады. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, ол еки металдан шығыу жұмысларының айырмасының себебинен пайда болған.

1 ҳәм 2 ноқатларының арасындағы потенциаллардың контакттық айырмасының толық мәниси V_{AB} потенциаллардың сыртқы ҳәм ишкі контакттық айырмаларынан қурады:

$$V_{AB} = V'_{AB} + V''_{AB}. \quad (2)$$

Потенциаллардың ишкі контакттық айырмасы $V''_{AB} = E_{iB} - E_{iA}$ шамасына тең (124-сүйретке қараңыз). Потенциаллардың ишкі контакттық айырмасының толық теориясы тек кванттық механиканың тийкарында берилий мүмкін. Классикалық электронлық теориясының көз-қарасларының жәрдемінде потенциаллардың ишкі контакттық айырмасын тек А ҳәм В металларындағы көлемнің бир бирлигіндеги электронлардың

термини қабыл етилген ҳәм оны eV түрінде белгилейди (Аўдарыўшылар).

саны n_0 нин ҳәр қыйлы болыұы менен түсіндіриў мүмкін. A металлындағы көлем бирлигіндеги электронлардың санын n_{0A} арқалы, ал B металлындағына n_{0B} арқалы белгилейик. Егер $n_{0A} < n_{0B}$ теңсизлиги орын алады деп есапланса, онда еки металдың бир бири менен тийисип турған бети арқалы B металлынан A металлына өткен электронлардың санына салыстырғанда A металлынан B металлына кеми्रек электрон диффузияланады. Усының салдарынан A ҳәм B металларының арасында V''_{AB} потенциаллар айырмасы пайда болады. Сәйкес теориялық есаплаўлар (майды шрифт пенен жазылған текстке қараңыз)

$$V''_{AB} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}} \quad (3)$$

теңлигинин орынланатуғындығын көрсетеди. Бул теңликте k арқалы Больцман турақтысы, e арқалы электронның заряды, T арқалы металлардың абсолют температурасы белгиленген. Бирақ, барлық металлар ушын электронлардың санлары n_{0A} ҳәм n_{0B} бир бириңен аз шамаға айылады. Соныңтан V''_{AB} потенциаллар айырмасы әдетте V'_{AB} потенциаллар айырмасынан киши ҳәм ис жүзинде потенциаллардың контакттық айырмасы V_{AB} ның шамасы V'_{AB} тиң шамасына жақын, яғни шығыў жұмыслары арқалы (1)-теңликтин жәрдемінде аңғартылады.

Бир қатар избе-из тутастырылған металлардың ушларындағы потенциаллар айырмасы тек ең шетки металлардың тәбиятынан ғәрэзли, ал аралықтық металлардың тәбиятынан ғәрэзли емес. Оның ушын избе-из тутастырылған A, B, C металларын қараймыз. Усындағы түйікленбаған шынжырдың ушларындағы потенциаллар айырмасы айырым жуплардың потенциалларының айырмаларының қосындысына тең:

$$V_{AC} = V_{AB} + V_{BC} = (V_B - V_A) + (V_C - V_B) = V_C - V_A.$$

Көринип түрғанындей, V_{AC} ның шамасы тек V_A ҳәм V_C шамаларының мәнислері бойынша анықланады, яғни V_{AC} ның шамасы егер B металлы болмаған жағдайда A ҳәм C металлары бир бирине тийип түрған жағдайда пайда болатуғын потенциаллардың айырмасына тең. Солай етип, биз мынадай жуўмақта келемиз: *бир бири менен избе-из тутастырылған металлардан түйік шынжыр пайда етілгенде (125-сүйрет) бул металлардың потенциалларының контакттық айырмаларының суммасы шынжырда қосынды* ә.қ.күшин пайда етпейди. Ҳақыиқатында да, \mathcal{E} ә.қ.күши түйік шынжырды айланып өткенде потенциаллардың барлық секириўлериниң алгебралық қосындысынан турады. Буннан, түйік шынжырды, мысалы ҳәр қыйлы болған A, B, C металларынан туратуғын шынжырды айланып өткен жағдай ушын мынаған ийе боламыз:

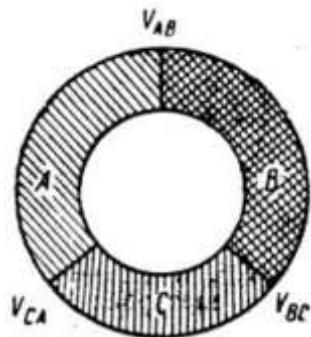
$$\mathcal{E} = V_{AC} = V_{AB} + V_{BC} = (V_B - V_A) + (V_C - V_B) = V_C - V_A.$$

Бун нәтийже шынжырдағы барлық контакттар бирдей температурада туратуғын жағдай ушын дұрыс.

Бундай нәтийжеге улыўмалық термодинамикалық көз-қараслардың тийкарында да келиүге болады. Металлар бириңи әүлад өткізгішлерге киреди, яғни олар арқалы электр тоғы өткендеги ҳеш қандай химиялық өзгерислер жүзеге келмейди. Соныңтан, егер бириңи әүлад өткізгішлерден туратуғын түйік шынжырды нолге тең болмаған ә.қ.күши пайда болған жағдайда, усы ә.қ.күши пайда еткен түрақты электр тоғы өткізгішлердин өзлериңде қандай да бир өзгерислердин пайда болыуына алып келмеген болар еди. Усының менен бирге тоқ белгили болған қуятқа ийе болған, ал бул қуят болса қоршап түрған денелер тәрепинен берилетуғын жыллылықтың есабынан жүзеге келген болар еди. Бирақ, бундай процесс жүзеге келийиниң мүмкіншилиги жоқ екинши әүлад перпетuum mobileni пайда еткен болар еди.

Биз тек потенциаллардың контакттық айрымаларның болыуының ә.қ.күшиниң пайда болыуына алып келе алмайды деген жуўмақта келемиз. Түйік контурдағы электр қозғаушы күши (шынжырдың барлық бөлімлериниң температуралары бирдей болғанда)

тек биринши әүлад өткізгішлери менен бир қатарда электр тоғы өткенде химиялық процесслер жүзеге келетуғын екинши әүлад өткізгішлери бар болған жағдайда ғана пайда бола алады.



125-сүрет.

Үш металдан дүзилген түйік шынжыр.

Классикалық электронлық теорияның ұсылларынан пайдаланып металлардағы еркин электронлардың санларының ҳәр қыйлы болыўының себебинен пайда болған потенциаллардың контакттық айырмасының екинши бөлімин қарауды көлтиремиз. Металдағы электронлардың энергияларының қәддилериниң бир бирине жұдә жақын болғанлығының ҳәм толығы менен толтырылмағанлығының себебинен бул мәселени қарауға болады.

Металлардың арасында кескин шегара жоқ, бирақ көлем бирлигиндеги электронлардың санлары n_{0A} шамасынан n_{0B} шамасына шекем үзлиksiz өзгеретуғын өтиў қатламы бар деп болжаймыз. Өтиў қатламында бир бири менен тийисип турған металлардың арасындағы шегараға перпендикуляр ҳәм ултанлары ұсы шегараға параллель болған цилиндрди бөлип аламыз (126-сүрет). Мейли, цилиндрдин ұзынлығы dx , ал ултанының майданы dS болсын. Лоренцтиң гипотезасы бойынша металдағы еркин электронлар газлердин кинетикалық теориясының тийкарғы нызамларын қанаатландыратуғын электронлық газди пайда етеди (161-параграфта айтылғанларға қараңыз).

Мейли, цилиндрдин ултаны 1 жайласқан областтағы көлем бирлигиндеги электронлардың саны $n_0 + dn_0$ шамасына, ал цилиндрдин 2 ултаны турған орындағы электронлардың саны n_0 болсын. Бундай жағдайда 2 ултанындағы электронлық газдин басымы

$$p = \frac{2}{3} n_0 \bar{\omega}$$

шамасына тең болады. Бул теңликте $\bar{\omega}$ арқалы берилген температурадағы электронлардың орташа кинетикалық энергиясы белгиленген.

Жоқарыда көріп өткенимиздей (163-параграф), берилген температурадағы электронлардың орташа кинетикалық энергиясы $\bar{\omega}$ ұшын классикалық ҳәм кванттық теориялар ҳәр қыйлы мәнислерди береди. Ұсының менен бирге классикалық теория металлардың жыллыштық сыйымлығы ұшын дұрыс болмаған нәтийжелерге алып келеди. Бирак, ұсындај жағдайға қарамастан, биз әпиўайы болғанлығы себепли $(3/2)kT$ классикалық шамасынан пайдаланамыз ҳәм процесстиң тийкарғы белгилерин анықлау менен шекленемиз.

Солай етип, цилиндрдин 2-ултанына электронлық газдин басымы p ұшын $\bar{\omega} = 3/2 kT$ аңлатпасын қойып

$$p = n_0 kT$$

теңлигине ийе боламыз. Тап сол сыйқылды цилиндрдин 1-ултанындағы электронлық газдин басымы ұшын

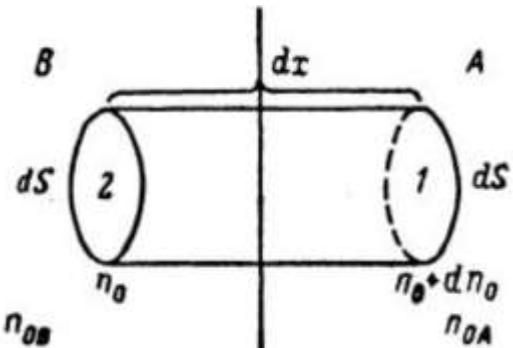
$$p + dp = (n_0 + dn_0)kT$$

аңлатпасын аламыз. Буннан цилиндрдеги басымлардың айырмасының

$$dp = kT d n_0 \quad (4)$$

шамасына тең екенлигине көз жеткөремиз. Басымлардың ұсындај айырмасының бар болыўының салдарынан электронлар 1-ултаннын 2-ултанған қарай қозғала баслайды (егер dn_0 шамасын оң деп есапласақ). Электронлардың ұсындај қозғалысы зарядлардың алып жүрилийине, яғни электронлардың буннан былай орын алмастырыуына қарсылық жасайтуғын 2 ҳәм 1 ултанларының

арасындағы dV потенциаллар айырмасының пайда болыуына алып келеди. Электр майданы тәрепинен пайда етилген тормозлаұшы құштың шамасы dr басымлар айырмасы пайда еткен құш пенен тенгескендегі динамикалық тең салмақтың пайда болады.



126-сүйрет.
Электронлар газиниң басымын есаплаұға.

Биз қаралатынан цилиндрик көлемдегі электронлардың саны $n_0 dx dS$ шамасына тең. Буннан майдан тәрепинен барлық электронларға тәсир ететуғын күш мынаған тең:

$$dF = Ee n_0 dx dS.$$

Бул формулада E - майданның кернеўлиги, e - электронның заряды. 131-параграфтағы (2а) формула бойынша майданның кернеўлиги сан мәниси бойынша

$$|E| = \frac{dV}{dx}$$

шамасына тең. Буннан

$$|dF| = e n_0 \frac{dV}{dx} dx dS$$

теңлигине ийе боламыз. Демек, $|F| = dp dS$ теңлигинин орынланыўын талап ететуғын динамикалық тең салмақтың шәрти

$$e n_0 dV = dp$$

теңлигине ямаса, егер (4)-формуланы пайдаланатуғын болсақ, онда

$$e n_0 dV = kT d n_0$$

теңлигине алып келеди. Соңғы теңлікти байлайынша жазыўға болады:

$$dV = \frac{kT}{e} \frac{dn_0}{n_0}.$$

Потенциаллардың толық айырмасы болған V''_{AB} шамасын алыў ушын бул қатнасты электронлардың көлем бирлигіндегі саны n_{0B} болған металдың B областындағы қатламынан электронлардың көлем бирлигіндегі саны n_{0A} болған металдың A областындағы қатламына шекем интеграллау керек усындей жоллар менен

$$V''_{AB} = \int_{n_{0B}}^{n_{0A}} \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn_0}{n_0} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}}$$

аңлатпасын аламыз. Бул аңлатпа 168-параграфтағы (3)-формулаға сәйкес келеди.

Жоқарыда көрсеткенимиздей, V''_{AB} потенциаллар айырмасының шамасы киши. Бул ҳәр күйлі металлардағы көлем бирлигіндегі еркін электронлардың санларының бир биринен аз шамаға айрылатуғынлығы менен байланыслы. Қандай болғанда да n_{0A}/n_{0B} қатнасының шамасын 3 тен аспайды деп есаплау керек. Бул $\ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}} \cong 1$ теңлигин береди ҳәм, усыған сәйкес, $T = 300 K$ болған жағдайда

$$V''_{AB} \cong \frac{kT}{e} = \frac{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 300}{4,8 \cdot 10^{-10}} CGSE \cong 0,03 \text{ e.}$$

шамасына ийе боламыз. Жоқарыда көлтирилген потенциаллар айырмасының екинши бөлімін классикалық көз-қарасларда талқылау тийкарынан иллюстрациялық характерге ийе ҳәм қатаң теорияда оның кванттық көз-қараслар менен алмасырылыўы керек. Бирақ классикалық көз-қарасларда түрлі қарағандағы процесстің санлық мәнислері дәл болмаса да, физикалық тәрепи айқын түрде көринеди.

§ 169. Гальваникалық элементлер. Электр тоғы өткенде ҳеш қандай химиялық өзгерислер жүзеге келмейтуғын бириңши әүлад өткизгишлери (металлар, көмир) менен бир қатарда тоқ өткенде химиялық өзгерислер болып өтетуғын екинши әүлад өткизгишлер де бар. Екинши әүлад өткизгишлерге дузлардың, кислоталардың, силтилердин еритпелери киреди. Жоқарыда көргенимиздей, металлардағы электр тоғы еркін электронлардың қозғалысына алып келинеди. Екинши әүлад өткизгишлеринде ионлар зарядларды алып жүриўшилер болып табылады. Дузларды ериткенде олардың молекулалары ионларға, яғни белгилери ҳәр қыйлы болған бөлимелерге ыдырайды. Мысалы, сууда ас дұзын ериткенде $NaCl$ молекулалары оң зарядланған Na^+ ҳәм терис зарядланған Cl^- ионларына ажыралады. Сыртқы электр майданының бул ионлардың қозғалысы екинши әүлад өткизгишиндеги тоқты пайда етеди. Электролиттик диссоциация деп аталатуғын еритпедеги молекулалардың ионларға ажыралығы процесси менен екинши әүлад өткизгишлери арқалы тоқтың өтийиниң механизмин биз электролизге арналған параграфларда биз толық қараймыз. Ал ҳәзир екинши әүлад өткизгишлериниң ә.к.күшинин пайда болыуында тутқан орнын таллаймыз.

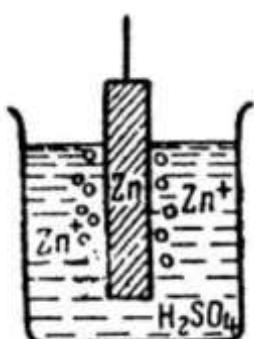
Биз жоқарыда ҳәр қыйлы бириңши әүлад өткизгишлеринен түйік контурды пайда еткенде онда ә.к.күшлердин пайда болмайтуғынлығын көрдик. Егер бириңши ҳәм екинши әүлад өткизгишлеринен түйік шынжырды пайда етсек, онда бундай шынжырда нолге тең болмаған \mathcal{E} ә.к.күшлери пайда болады. Бириңши ҳәм екинши әүлад өткизгишлериниң комбинациясының усындан түри гальваникалық элементтер пайда етеди.

Металл менен (бириңши әүлад өткизгиш) еритпениң (екинши әүлад өткизгиш) арасындағы шегарада потенциалдың секириўи орын алады. Бул секириўди үзликсиз түрде қайта тиклеў химиялық күшлердин жұмысының есабынан жүзеге келеди.

Мысал ретинде, күкирт кислотасының суудағы еритпесине түсирилген цинк пластинкасын қараймыз (127-сүйрет). Цинк ерий баслайды; бирақ цинк атомлары еритпеге нейтраль атомлар түринде емес, ал Zn^+ оң ионлары түринде өтеди. Усының нәтийжесинде еритпе оң заряд пенен, ал цинк пластинкасы болса терис заряд пенен зарядланады. Цинк пенен H_2SO_4 еритпесиниң арасындағы шегарада қос электролик қатлам пайда болады. Қос электр қатламының областында электр майданы пайда болады ҳәм цинк ионларының айырымлары цинк пластинкасына кери бағытта қайта баслайды. Нәтийжеде динамикалық тең салмақтың орнайды.

Еритпе менен металдың арасындағы потенциаллар айырмасының белгили болған мәнисинде (таза цинк болған жағдайда +0,51 В) электролик күшлер химиялық күшлерди теңлестиреди ҳәм цинктың буннан былай ерийи тоқтайды.

Бирақ, егер H_2SO_4 еритпесине басқа түрдеги металдан исленген екинши металл пластинкасын түсирсек ҳәм оны сымның жәрдеминде тутастырсақ, онда бул сым арқалы тоқ өтеди. Себеби оның әтирапында бириңши пластинканың әтирапындағыдай ионлардың еритпеге өтиў процесси жүреди, бирақ екинши пластинка бириңши пластинкаға салыстырғанда басқа потенциалға ийе болады (128-сүйрет).



127-сүйрет.
Цинк ионларының күкирт кислотасының
еритпесине өтийи.

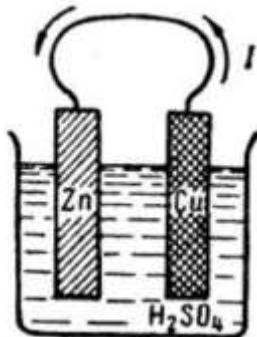
Химиялық күшлердин жумысы еки металдың қасындағы потенциалдың секириўлерин үзлиksiz түрде қайтадан тиклеп турады. Химиялық күшлердин есабынан үзлиksiz түрде тикленип туратуғын потенциаллардың бир бирине тең болмаған усындаій секириўлеринин болыўы гальваникалық элементтиң э.к.күшин пайда етеди.

Еритпеден оң зарядланған ионлар металға өтетуғын металл-еритпе жубының болыўы да мүмкін. Бундай жағдайда металл оң, ал еритпе терис зарядланады.

Усындаій көз-қарастан Даниэль элементиниң жумыс ислеўин қараймыз. 104-сүйретте схема түрінде көрсетилген Даниэль элементи, жоқарыда атап өткенимиздей, цинк купоросының ($ZnSO_4$) еритпесине тусирилген цинк пластинкасынан ҳәм мыс купоросының ($CuSO_4$) еритпесине тусирилген мыс пластинкасынан турады; еритпелер А дийўалы арқалы бөлинген. Цинк пластикасы оң зарядланған Zn^+ ионларының еритпеге өтийиниң салдарынан терис зарядланады; цинк пенен еритпениң арасындағы шегарада +0,51 В ке тең болған потенциалдың секириўи пайда болады. Мыс пластинкасы болса оған еритпеден оң зарядланған Cu^+ ионларының келип биригүйиниң салдарынан оң зарядланады ($CuSO_4$ молекулаларының терис зарядланған SO_4^{2-} ионлары менен оң зарядланған Cu^+ ионларына диссоциацияланады). Усының салдарынан мыс пенен шегарада +0,60 В болған потенциалдың секириўи орын алады.

128-сүйрет.

Күкірт кислотасына салынған цинк пенен мыс пластинкаларынан туратуғын гальваникалық элемент.



Ақырында, түйік контур бойынша айланып өтийде мыс пенен цинктың арасындағы (оның шамасы +0,006 ға тең) және еки еритпениң бир бирине тийисип турған орындағы потенциаллардың контакттық айырмасына дыққат айдарыў керек. Потенциаллардың соңғы айырмасы еритпелердин концентрациясынан ғәрэзли ҳәм вольттиң мыңдан бириндей шамаға тең болады.

Солай етип, Даниэль элементиниң э.к.күши тийкарынан металл пластинкалардың сәйкес еритпелер менен тийисип турған шегарада пайда болатуғын потенциаллардың еки секириўиниң себебинен жүзеге келеди. Потенциаллардың бул секириўлериниң мәнислери +0,5 В ҳәм +0,6 В шамаларына тең болғанлықтан, Даниэль элементиниң э.к.күши $\mathcal{E} = 1,1$ В шамасына тең. Бул э.к.күштің шамасы элементте өтетуғын химиялық реакциялардың жыллылықтары бойынша да есаплаўға болады.

Термохимиялық өлшеўлер цинктың $ZnSO_4$ цинк купоросына айланыўы (ақырғы есапта элементте усындаій құбылыс болады) $1,06 \cdot 10^5$ кал/моль муғдарындағы энергияның бөлининші шығыўы менен әмелге асады.

Мыстың мыс купоросынан ажыралып шығыўы $0,56 \cdot 10^5$ кал/моль муғдарындағы жыллылықтың бөлининші шығыўы менен жүреди.

Солай етип, заттың реакцияға түскен ҳәр бир элементиниң ҳәр бир моли ушын мынадай энергия бөлининші шығады:

$$U = (1,06 - 0,56) \cdot 10^5 \text{ кал/моль} = 5,0 \cdot 10^4 \text{ кал/моль} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ эрг/моль.}$$

Бул энергия тоқтың $A = Q\mathcal{E}$ жумысын қоллап-қуўатлаў ушын жумсалады. Бул теңликте \mathcal{E} - элементтиң э.к.күши, ал Q - алып өтилген электр зарядларының муғдары. Буннан

$$Q\mathcal{E} = U \text{ ямаса } \mathcal{E} = \frac{U}{Q} \quad (1)$$

теңликтерине ийе боламыз. Алып өтилген зарядтың муғдары Q ды аңсат есаплаўға болады.

Еритпедеги цинктиң ҳәр бир оң ионы қос оң зарядқа (сондай екенлигин кейиниремек көремиз), яғнай сан мәниси бойынша электронның екилетилген заряды $+2e$ ге ийе. Буннан, цинктиң бир моли еригенде электродтан еритпеге $Q = 2eN$ муғдарындағы электр зарядының өтетуғынлығы келип шығады. Бул теңликте N арқалы Авагадро саны белгиленген. Бундай жағдайда (1)-аңлатпа бойынша

$$\mathcal{E} = \frac{U}{Q} = \frac{U}{2eN}$$

аңлатпасын аламыз. U, e ҳәм N шамаларының сан мәнислерин қойып

$$\mathcal{E} = \frac{2 \cdot 10^{12}}{2 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 6 \cdot 10^{22}} CGSE \cong 3,5 \cdot 10^{-3} CGSE$$

шамасын ямаса $CGSE$ -бирліктеринде алынған шамасын вольттреге айландырып

$$\mathcal{E} = 3,5 \cdot 10^{-8} \cdot 300 \text{ В} = 1,05 \text{ В}$$

шамасына ийе боламыз. Бул шама Даниэль элементиниң ә.қ.күшиниң шамасына жақын.

Басқа элементлердин көпшилигинде болып өтетуғын химиялық процесслер қурамалы характерге ийе ҳәм, соңықтан, ә.қ.күшин есаплауды әпиүйайы түрде әмелге асырыў мүмкін емес.

§ 170. Термоэлектрик құбылыслар. 168-параграфта бизлер биринши әүлад өткізгишлеринен туратуғын түйік шынжырда ә.қ.күшлериниң пайда болмайтынлығын көрсеттік. Бирақ, ә.қ.күшлериниң нолге тең болыўы ҳәр қыйлы өткізгишлердин арасындағы контактлардың температуралары бирдей болған жағдайда ғана орын алады. Контактлардың температуралары ҳәр қыйлы болған жағдайда нолден өзгеше болған ә.қ.күши (термоэлектрик қозғаушы күш) пайда болады²⁴. Егер еки металдан түйік шынжырды пайда етсе ҳәм дәнекерленген орынлардың бирин қыздырса, ал екиншисин салқын ҳалда усласа, онда шынжыр арқалы тоқ өтеди.

Бул эффект *термоэлектрик құбылыслар* атамасын алды.

Термоэлектрик күшлердин пайда болыўын 168-параграфта айтылған жағдайларды пайдаланып аңсат түсіндіриүге болады. Бизлер потенциаллардың контактлық айырмасының еки себеп пенен байланыслы екенлигин көрдік: шығыў жумысларының ҳәр қыйлы болыўы ҳәм ҳәр қыйлы металлардағы көлем бирлигіндеги электронлардың санының ҳәр қыйлы болыўы. Егер бул еки себепті де нәзәрде тутсақ, онда 168-параграфтағы (2)- ҳәм (3)-формулалар бойынша А ҳәм В металларының арасындағы потенциаллардың контактлық айырмасы

$$V_{AB} = V_B - V_A + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}} \quad (1)$$

шамасына тең болады. Еки А ҳәм В металларынан туратуғын түйік шынжырда (129-сүйрет) 1 контактты T_1 температурада, ал 2 контактты T_2 температурада туратуғын болсын. V_A ҳәм V_B шығыў жумыслары менен еркін электронлардың санлары болған n_{0A} ҳәм n_{0B} шамаларын температурадан ғәрәзсиз деп есаптаймыз. Егер түйік контурды белгили бағытта айланып өткенде ушарасатуғын потенциаллардың барлық секириўлериниң қосындысы толық ә.қ.күш \mathcal{E} ға тең болады (мысалы, 129-сүйретте көрсетилген бағытта). Бундай жағдайда (1)-аңлатпа бойынша:

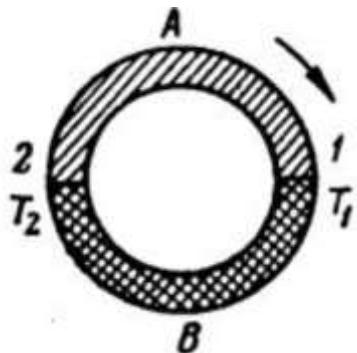
$$\mathcal{E} = V_{AB} + V_{BA} = V_B - V_A + \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}} + V_A - V_B + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_{0B}}{n_{0A}}$$

теңлигине ийе боламыз ҳәм оннан

$$\mathcal{E} = \frac{k}{e} (T_1 - T_2) \ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}} \quad (2)$$

формуласын аламыз.

²⁴ Әдетте, ҳәр қыйлы болған еки металды бир бири менен тутастырыў ушын олардың ушларын қосып дәнекерлейди (Аўдарыўшылар).



129-сүйрет.

Егер контактлардың температуралары T_1 менен T_2 ҳәр қайлы болса, онда еки металдан пайда етилген түйік шынжыр арқалы тоқ өтеди.

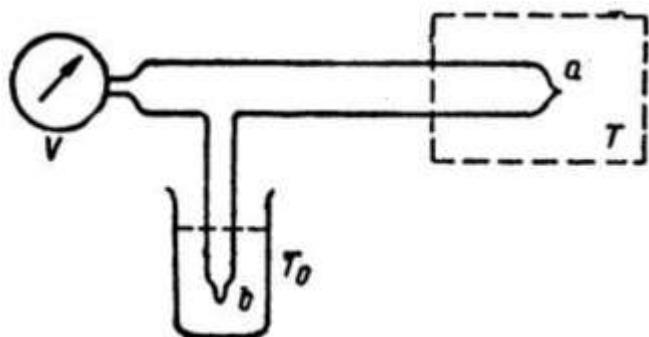
(2)-формула дәнекерленген орынлардың температуралары ҳәр қайлы болған жағдайда \mathcal{E} электр қозғаушы күшинин пайда болатуғынлығын ҳәм оның шамасының дәнекерленген орынлардың температуралар айырмасы болған $T_1 - T_2$ шамасына туýры пропорционал екенligин көрсетеди. (2)-формула электронлардың n_{0A} ҳәм n_{0B} концентрацияларының температурадан тәрэзли болыўының мүмкнішилігін есапқа алмайды.

Теория бойынша термоэлектр қозғаушы күштин шамасы ҳәр градуста вольттың жұз мыңнан бир бөлегин қурайды. Мысалы: константан менен темирден туратуғын шынжырда дәнекерленген орынлардың температураларының айырмасы 1°C болған жағдайда $5,2 \cdot 10^{-5} \text{ В}$ шамасына тең ә.қ.күши пайда болады. Бул ә.қ.күштин шамасы дәнекерленген орынлардың температураларының айырмасына жоқары дәллікте туýры пропорционал еседи. Бирақ, термоэлектр қозғаушы күшинин температура менен қурамалы характеристегі байланысқа ийе болған жағдайлар да ушырасады. Мысалы, цинк-гүмис жубы температуралардың айырмасы 0 градустан 100 градусқа шекемги интервалда $+0,5 \text{ мкв/град}$ шамасын береди, ал 300 ден 400°C температураға шекемги интервалда $+4,6 \text{ мкв/град}$ шамасын береди. Ҳәтте ә.қ.күшинин белгисинин де өзгериюи де мүмкін: вольфрам-молибден жубында температуралардың айырмасы киши болғанда тоқ қызған дәнекерленген орын арқалы молибденнен вольфрамға, ал температуралардың айырмасы үлкен болғанда тоқ вольфрамнан молибденге қарай жүреди.

Термоэлектрик күштин температуралардың айырмасынан тәрэзлигінин үсындағы характеристи температураның есійи менен көлем бирлигіндеги еркін электронлардың санының өзгериюи менен толық болмаса да түсіндіріледи. Бирақ, термоэлектрик құбылыслардың толық теориясының тек квантлық механиканың тийкарында берилиүи мүмкін.

130-сүйрет.

Температуралары термопаралың жәрдемінде өлшеўдин схемасы.



Хәзирғи үақытлары термоэлектрик құбылыслар жоқары температураларды өлшеў ушын да, жұдә әззи болған қызыўларды табыў ушын да кеңнен қолланылады. Жоқары температураларды өлшеў ушын термоэлектр қозғаушы күшлери алдын ала пукталық

пенен өлшенген белгили болған металлардың сымларынан соғылған термопаралар ямаса термоэлементлер деп атала туғын дүзилислер қолланылады. Сымлардың бир бири менен тутасқан орынлары дәнекерленеди. Бир контакт (130-сүйреттеги b контакты) температурасы белгили T_0 болған орталықта жайластырылады (мысалы, еріп атырған мұзы бар ыдыста), ал екиншиси (130-сүйреттеги a контакты) температурасы T өлшенетуғын областта жайластырылады. Шынжырда пайда болатуғын ә.қ.күшинин шамасы V вольтметринин жәрдеминде өлшенеди. Өлшенген ә.қ.күшинин шамасы бойынша температуралардың айырмасы $T - T_0$ анықланады. T_0 температурасының мәниси алдын-ала белгили болғанлықтан, температуралардың усы айырмасы бизге T ны береди. Берилген металлар ушын термопара ушын V вольтметрдин туурыдан-тууры градусларда градуировкаланған болыўы мүмкін.

V кесте.

Салқын дәнекерленген орынның температурасы 0°C болған жағдайдағы термоэлектр қозғаушы күшлери

${}^\circ\text{C}$ лардағы $T - T_0$	Термоэлектр қозғаушы күши (mV лердеги)		
	$Pt - Pt + 10\% Rh$	Константан-темир	Константан-мыс
1	0,00	0,00	0,00
100	0,64	5,2	4,3
200	1,42	10,5	9,3
300	2,29	15,8	14,9
500	4,17	26,6	-
800	7,31	43,4	-
1000	9,56	-	-
1500	15,45	-	-
1700	17,81	-	-

Жұдә жоқары болмаған температураларды өлшеу ушын константан-мыс ҳәм константан-темир термопаралары қолланылады. Заводлардағы ҳәм лабораториялардағы ошақлардың ямаса қыздырғышлардың (1700°C шамасына шекемги) температураларын өлшеу ушын бир сымы таза платина, ал екиншиси платина менен родийдин 10 процентлик құймасынан туратуғын термопара пайдаланылады.

V кестеде көрсетилген үш термопарадағы контактлардың температуралардың ҳәр қыйлы айырмаларындағы термоэлектрлик қозғаушы күшлердин мәнислерин келтирилген.

Термоэлектрлик эффектti жұдә киши қызыўларды, мысалы, жақтылық ағысының жутылышының салдарынан қызыўды табыу ушын пайдаланыўға болады. Эффектti бир бири менен избе-из тутастырылған бир қатар термопараларды пайдаланыў жолы менен қүшетиўге болады. Бундай жағдайда барлық жубыншы дәнекерленген орынлардың қызыўы, ал қатар саны тақ болған дәнекерленген орынлардың салқынлаўы мүмкін. Усындей түрдеги термопаралардың системасын термобағана деп атайды. 131-сүйретте келтирилген термобағана константан ҳәм мантанин қаңылтырларының жуқа жолақларынан турады (қалыңлығы шама менен 0,005 мм). Ортаңғы қараға боялған дәнекерленген орынлар нұрланыўдың тәсирине ушыратылады, ал қапталдағылар үлкен массаға иие мыс қабының ишинде жайлассады. Усының салдарынан олардың темпераурасы турақлы болады. Бундай термобағанада бир микроволт шамасына тең ә.қ.күши 20 эрг/сек шамасындағы жутылатуғын нұрланыўдың құйатына сәйкес келеди. Сезирликті буннан да жоқарылатыўдың ҳәм көрсетиўлердин үлкен турақтылығын вакуумлық термоэлементлерди пайдаланыў жолы менен әмелге асырыў мүмкін.

Әдетте, вакуумлық термоэлемент үлкен массаға иие А ҳәм В мыс стержендерине бекитилген константан менен манганинниң жұдә жуқа жолақларынан исленген бир

термопарарадан туралы (132-сүйрет). Барлық система ишинен ҳаұасы сорып алынған ыдыстың ишинде жайластырылған. Термопараны вакуумға жайластырыў жыллыштың жоғалыуын азайтады. Ал бул жағдай жыллыштың бурынғыдай ағысын жутқанда дәнекерленген орынның күшлирек қызығына алып келеди; нәтижеде термопараның сезирлигі 100 есеге шекем жоқарылайды. Вакуумлық термопаралардың ең жақсы үлгилеринде бир микровольтке тең ә.к.күши 0,5 эрг/сек болған нурланыудың қуұатына сәйкес келеди.

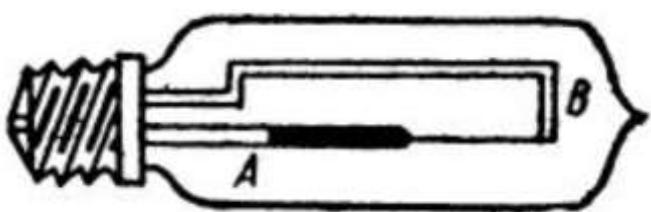
Бир бири менен тутастырылған көп санлы термопаралардың жыйнағы бир неше вольтке тең потенциаллар айырмасын ҳәм бир неше ампер қүшине ийе тоқты пайдала ете алатуғын батареяны пайдала ете алады. Бирак, усындағы термобатареяның пайдалы тәсир коэффициенти (п.т.к.) η үлкен емес. Термобатарея жұтылған жыллыштың есабынан электр тоғын берип, термодинамиканың екинши басламасын қанаатландырыуы керек. Демек оның п.т.к. сы идеал машинаның п.т.к. сынан үлкен бола алмайды:

$$\eta = \frac{T - T_0}{T}.$$

Бул теңдикте T - қызған дәнекерленген орынның температурасы, ал T_0 - салқын дәнекерленген орынның температурасы.



131-сүйрет. Термобағана.



132-сүйрет. Вакуумлық термоэлемент.

Солай етил, термобатареяның ұтымлы болыуы ушын бир дәнекерленген орынды құшли қыздырыў, ал екинши дәнекерленген орынды құшли салқынлатыў керек. Бундай жағдайда зиянлы жоғалтылардан қашып құтылыудың мүмкіншилиги кемейеди ҳәм ә пайдалы тәсир коэффициентиниң ис жүзинде алынатуғын мәниси теориялық жоллар менен алынған мәнисинен әдеүір киши болады.

Термоэлектрик эффектке кери болған құбылыс Пельтье құбылысы атамасы менен белгили. Оның мәниси мынадан ибарат: ҳәр қыйлы еки металдың тутасқан орны арқалы тоқ өткенде Ленц-Джоуль жыллыштығына қосымша жыллыштық бөлиніп шығады ямаса жутылады. Егер дәнекерленген орын арқалы тоқ өткенде бул орын қызатуғын болса, онда тоқтың бағытын өзгертуенде тап сол орында жыллыштық жутылады. Бул құбылысты бақлау ушын үш избе-из жалғанған өткізгішлердин (А өткізгіши, В өткізгіши ҳәм қайтадан А өткізгіши) 1 ҳәм 2 арқалы белгиленген тутасқан орындарын еки калориметрге орналастырады (133-сүйрет). Стрелка менен көрсетилген бағытта электр тоғын өткізгенде 1 дәнекерленген орында тоқ А металлынан В металлына қарай жүреди, ал 2 арқалы белгиленген дәнекерленген орында тоқ В металлынан А металлына қарай жүреди. Бундай жағдайда 1 орында жыллыштық бөлиніп шығады, ал 2 орында жутылады. Егер I ҳәм II калориметрлеридеги шынжырдың кесиндеринин үзынлықтары бирдей болса, онда оларда бөлиніп шығатуғын Ленц-Джоуль жыллыштықтарының мәнислері бирдей, ал Пельтье жыллыштығы болса ҳәр қыйлы белгилерге ийе болады.

Солай етил, I калориметрде базы бир үақыттың ишинде

$$Q_1 = Q + q$$

жыллыштығы, ал II калориметрде усындағы үақыттың ишинде

$$Q_2 = Q - q.$$

Жыллыштығы бөлиніп шығады. Буннан

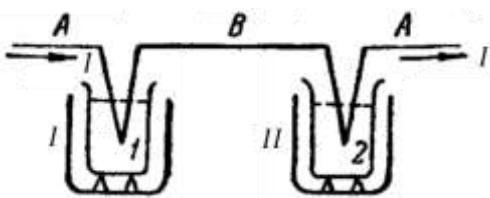
$$Q_1 = Q_2 = 2q$$

ямаса

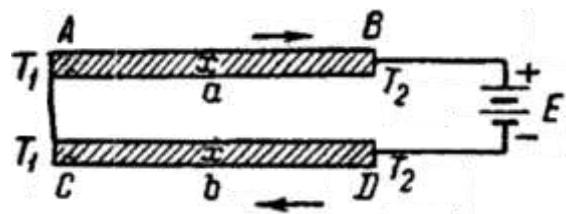
$$q = \frac{Q_1 - Q_2}{2}$$

теңдиклерине ийе боламыз. Демек, калориметрик өлшეүлер q жыллылығын тиккелей анықлауға мүмкіншилик береди екен. q жыллылығы дәнекергенген орын арқалы өтетуғын тоқтың күшине ҳәм үақытқа туýры пропорционал екен.

Сапалық жақтан Пельтье құбылысы контакттық потенциаллар айырмасының бар болыўы менен түсіндіриледи. Егер, дәнекерленген орында потенциаллардың контакттық айырмасы тәрепинен пайда етилген электр майданы электронларды тезлететуғын болса, онда бул орында қосымша жыллылық бөлиніп шығады. Егер пайда болған майдан электронларды иркетуғын болса, онда жыллылық жутылады.



133-сүйрет. Пельтье құбылысын бақлау ушын арналған тәжирийбениң схемасы.



134-сүйрет. Томсон құбылысын бақлау усылының схемасы.

Томсон тәрепинен теориялық жақтан болжап айтылған және бир термоэлектрик құбылыс бар. Оның мәниси мынадан ибарат: бир текли өткізгіште температуралар айырмасы орын алатуғын болса, онда ә.қ.күшиниң пайда болыўы керек. Усындағы ә.қ.күшиниң бар болыўының нәтийжесинде Пельтье құбылысына усаған эффект бақланады: бир текли емес қыздырылған өткізгіш арқалы тоқты өткергенде әдеттеги Лоренц-Джоуль жыллылығына қосымша жыллылық мұғдары бөлиніп шығады ямаса жутылады. Электронлар тоғының бағыты жыллылық ағысының бағыты менен сәйкес келетуғын участкаларда қосымша жыллылық мұғдары бөлиніп шығады. Электронлар тоғының бағыты менен жыллылық ағысының бағыты қарама-қарсы болған орынларда жыллылық жутылады.

Томсон құбылысын былайынша бақлауға болады: Бирдей болған АВ ҳәм СD стерженлери 134-сүйретте көрсетилгендей етип тутастырылған.

А ҳәм С ушлары жоқары болған T_1 температурасында, ал В ҳәм D ушлары төменирек болған T_2 температурада услап түрләді. Егер стерженлерди 134-сүйретте көрсетилгендей етип Е батареясының шынжырына тутастырса, онда бағыты стрелкалар менен көрсетилген электронлық тоқ AB стерженинде температураларың төменлеў бағытында, ал CD стаженинде температураларың жоқарылаў бағытында жүреді. Тоқ өтпестен бурын еки стержендеги симметриялы жайласқан a ҳәм b ноқатлары бирдей температураға ийе болады. Тоқты қосқаннан кейин, Томсон құбылысының салдарынан a ноқаты b ноқатына салыстырғанда ыссырақ болады. Себеби AB стерженинде электронлық тоқ бағыты бойынша жыллылық ағысының бағыты менен сәйкес келеди, ал CD стерженинде болса тоқтың бағыты менен жыллылық ағысының бағыттары қарама-қарсы.

Жыллылық қозғалысларына қатнасатуғын электронлардан туратуғын "газ" көз-қарасы тийкарында туратуғын жоқарыда келтирилген термоэлектронлық құбылысларды түсіндіриў тек сапалық характерге ийе. Санлық тәрептен теорияның нәтийжелери тәжирийбеде алынған нәтийжелер менен жаман сәйкес келеди. Бундай сәйкес келмеўлердин себеби металлардағы электронлардың қәсийетлерин классикалық көз-қараслардың тийкарында түсіндіриўге болмайтуғынлығы менен байланыслы. Дұрыс нәтийжелерди тек кванттық механиканың тийкарында алыў мүмкін (163-параграфқа қараңыз).

§ 171. Ярым өткізгишлер. Жоқарыда қарап өтилген құбылыслар метал-өткізгишлерге тийисли. Олардың электр өткізгишлиғы еркін электронлардың бар болыўы менен байланыслы. Ҳәзирги үақытлары физикада ярым өткізгишлер үлкен орынларды

иieldей баслады. Жоқарыда айтылып өтилгениндей (154-параграф), ярым өткизгишлер металлардан киши электр өткизгишлігі менен айрылады. Соның менен бирге ярым өткизгишлердин электр өткизгишлігі температураның өсіүі менен

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{b}{T}}$$

нызамы бойынша үлкейеди. Бул теңлікте T - абсолют температура, ал b болса ҳәр қыйлы ярым өткизгишлер ушын ҳәр қыйлы болған тұрақты.

Әдетте, ярым өткизгишлердин электр өткизгишлігі температураның жоқарылауы менен жұдә тез өседи, ал олардың салыстырмалы қарсылығы ρ соған сәйкес киширейеди. Мысалы, ярым өткизгиш болып табылатуғын таза кремнийдин (*Si*) 20°C температурада $\rho = 6 \cdot 10^4$ ом·см, ал 700°C температурада оның салыстырмалы қарсылығы $\rho \approx 0,1$ ом·см шамасына, яғни бир неше жүз мың есе киши болады.

Жұдә төменги температураларда ярым өткизгишлер изоляторларға айланады.

Температураның жоқарылауы менен өткизгишліктиң үлкейиүі ярым өткизгишлерде жыллылық қозғалысларының тоқты тасыушыларды пайда етийі менен түсіндіриледі. Ярым өткизгишлердин электр өткизгишигинин үлкейиүі энергияны беріү менен байланыслы болған жақтыландырыў ямаса басқа да тәсирлер менен байланыслы болыуы мүмкін. Ярым өткизгишлердин айрықша әхмийеті олардың бир қатар қәсийеттері менен байланыслы. Мысалы, ҳәр қыйлы болған еки ярым өткизгиштен туратуғын шынжырда еки металл өткизгишлерден туратуғын шынжырдағы салыстырғанда әдеүір жоқары болған термоэлектр қозғаушы күшин алғыға болады. Еки контакттың температураларын T_1 һәм T_2 арқалы белгилеп, еки ярым өткизгиштин шынжырындағы ә.қ.күши ушын контактлердин температураларының айырмасына пропорционал екенligin сәүлелендіретуғын мынадай аңлатпана алғыға болады:

$$\mathcal{E} = \alpha(T_1 - T_2).$$

Бул аңлатпадағы α ның мәниси $1,5 \cdot 10^{-3}$ В/град қа жетеди. Ал металларда болса α ның мәниси 10^{-5} в/град шамасында.

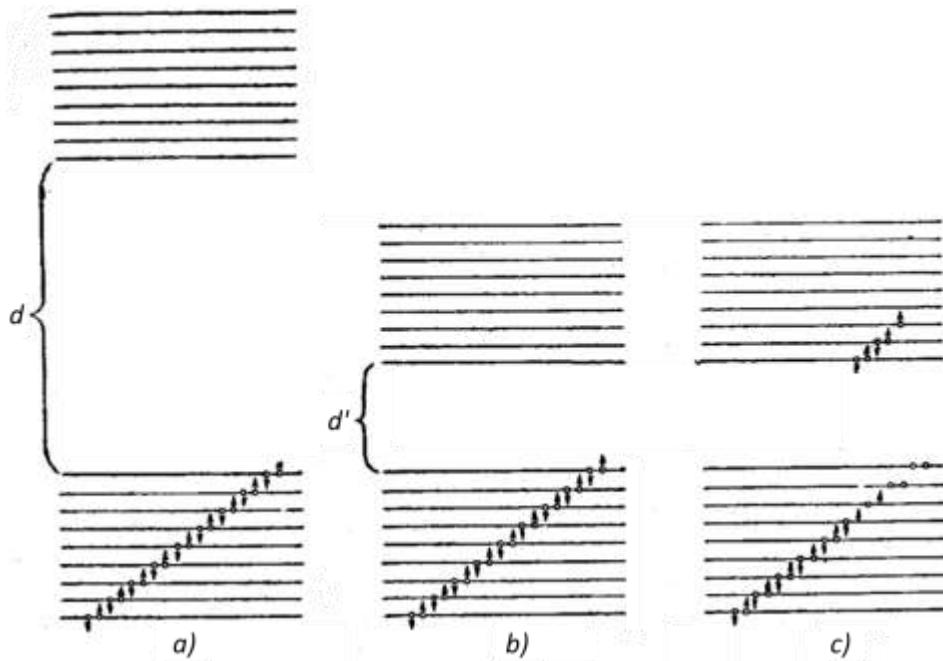
Еки ярым өткизгиштин ямаса ярым өткизгиш пенен металдың kontaktында айрықша шарайтлар пайда болады. Контакт бар болған орындағы қарсылықтың шамасы тоқтың бағытынан күшли ғәрэзли болыуы мүмкін: тоқтың бир бағытында қарсылықтың мәниси киши, ал қарама-қарсы бағытта - үлкен. Бул жағдай қатты туұрылағыштар деп аталатуғын дүзилислерде пайдаланылады (237-сүйрет).

Жоқарыда еслетилип өтилгениндей, жақтыландырыудың тәсиринде ярым өткизгишлердин электр өткизгишлігі де жоқарылайды. Бул құбылыс жақтылық ағысының шамасын өлшеү ушын қолланылады (III томға қараңыз).

Ярым өткизгишлердин қәсийеттерин тек қатты денелердин квантлық теориясының тиикарында түсіндіриүге болады. 163-параграфта металл өткизгишлерде электронлардың бир бирине жұдә жақын болған энергияның көп санлы қәддилеринде тарқалғанлығы айтылған еди. Энергияның ҳәр бир қәдди еки электрон менен толтырылады. Өткизгиште электронлар төменги қәддилерди толтырады, ал жоқарғы қәддилер бос болады. Бул сыртқы электр майданының тәсиринде электронлардың жоқарырақ жайласқан бос орынларға өте алатуғынлығын, яғни өзлеринин энергиялары, соның ишинде кинетикалық энергиясын өзгерте алатуғынлығын аңғартады. Басқа сөз бенен айтқанда, электронлар сыртқы электр майданының тәсиринде өзлеринин энергияларын өзгерте алады. Энергия қәддилери бир бирине жұдә жақын жайласқанлықтан, энергия дерлик үзлиksiz өзгереди. Бул жағдай классикалық электронлық теорияның металлардың электр өткизгишигине тийисли болған көп санлы фактларды түсіндіре алғанлығының себеплерин көрсетеди.

Кристаллық қатты денелердин толығырақ болған теориясы кристалларда энергия

қәддилериниң бир бириңен "қадаған етилген" энергиялық ҳаллар деп аталатуғын әдеүир кең болған обласы менен айрылған группаларының ("зоналары" атамасын беріү қабыл етилген) пайда болатуғынлығын көрсетеди.



135-сүйрет. Кристаллардағы рұқсат етилген ҳаллар зонасы: a) - диэлектрик, b) - ярым өткізгиш, c) - "тесиклері" бар ярым өткізгиш.

Рұқсат етилген энергиялық ҳаллардың бир бириңе салыстырғанда ҳәр қыйлы болып жайласыўлары диэлектриклердин, өткізишлердин ҳәм ярым өткізишилердин қәсийетлериниң ҳәр қыйлы болатуғынлығын түсіндіреди. Мейли, кристалда бир бири менен кең аралық пенен ажыратылған зоналар бар ҳәм тәменги зонадағы қәддилердин саны еркін электронлардың санының жартысына тең болсын. Бундай жағдайда барлық тәменги зона электронлар менен толған, ал жоқарыдағы зонада электронлар болмайды. Бул жағдай 135-а сүйретте көлтирилген. Бул сүйретте электронлар стрелкасы бар ноқатлар арқалы белгіленген. Сыртқы электр майданы (егер ол жүдә күшли болмаса) электронларды тәменги зонадан жоқарғы зонаға өткере алмайды. Себеби зоналардың арасындағы қашықтық үлкен. Сонықтан сыртқы майдан электронлардың қозғалыс ҳалының пүткіллей өзгерте, яғни оларға қосымша тезлик бере алмайды. Кристалда сыртқы майданның тәсиринде электр тоғы пайда болмайды. Бундай кристалл диэлектрик (изолятор) болып табылады. Егер тәменги зонаның барлығы электронлар менен толмаған болса, онда ҳәтте ҳәлсиз электр майданы электронларды жақын жайласқан бос қәддилерге өткере, яғни қозғалысқа көлтире алады. Бундай кристалл (металл) өткізгиш болып табылады.

Бул айтылғанлардан, кванттық ҳәм классикалық теориялардың диэлектриклер менен металлардың арасындағы айырманы пүткіллей ҳәр қыйлы етип түсіндіретуғынлығы көринип түр. Классикалық көз-қараслар бойынша барлық электронлар өзлериниң атомларының қасында беккем услап тұрылады. Металларда болса еркін электронлар болып, олардың сыртқы майданның тәсиринде алып жүрилийи электр тоғын пайда етеди. Кванттық көз-қараслардан, диэлектриклерде де, металларда да "еркін", яғни белгіли бир атомлар менен байланыспаған электронлар бар болады²⁵. Диэлектриклер менен

²⁵ Бирақ, кристаллардағы "еркін" электронлар менен ҳеш қандай құшлар тәсир етпейтуғын

металлар электронлардың энергиялық ҳалларының руқсат берилетуғын мәнислеринин зоналарының толықтырылышы ҳәм бир бирине салыстырғандағы жайласыўлары бойынша айрылады.

Зоналық теория тек металлардың электр өткизгишилігін түсіндіриудеги классикалық теория ушырасатуғын қыйыншылықтарды сапластырып ғана қоймай, ярым өткизгишлердин қәсійетлерин де түсіндіреди. Ярым өткизгиш диэлектрик сыйқылар төменги зонаның электронлар менен толық толтырылғанлығы менен тәрийипленеди (135-б сүйрет), бирақ зоналардың арасындағы қашықлық d' үлкен емес. Жеткиликли дәрежедеги жоқары температураларда төменги зонадағы электронлардың бир бөлими жоқары зонаға өтеди (төменги зонадағы босаған бос орынлар болған "тесиклер" дөңгелеклер менен көрсетилген, 135-с сүйретке қараңыз). Жоқарғы зонада еле де көп санлы толтырылмаған орынлар бар болғанлықтан, электронлар өзлеринин қозғалысы ҳалларын өзгерте алады ҳәм, усыған сәйкес олар сыртқы майданның тәсиринде тезлик алады. Нәтийжеде олар электр өткизгишилік пайда етеди. Соныңқа, ярым өткизгиштеги энергиялық ҳаллардың жоқарғы зонасын өткизгишилік зонасы деп атайды. Өткизгишилік зонасына өткен электронлардың саны n' мынаған тең:

$$n' = ae^{-\frac{b}{2kT}}.$$

Бул теңдикте a ҳәм b - турақлы шамалар. Усы аңлатпаға сәйкес, электр өткизгишиліктиң температурадан ғәрзелигі мынадай түрге ийе:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{b}{2kT}}.$$

Ярым өткизгишлердин электр өткизгишилігі және де бир өзгешеликке ийе. Электронлардың төменги толған зонадан жоқары зонаға өтийі төменги зонада еркін орынлар болған "тесиклерди" пайда етеди. Бул төменги зонадағы электронлардың электр өткизгишилік процессине қатнасыўға мүмкіншілік жаратып береди. Сыртқы майданның тәсиринде электронлардың орын алмастырылышының нәтийжесинде "тесик" электронның қозғалыў бағытына қарама-қарсы бағытта жылжыйды. Усындағы "тесиктиң" жылжыўы он зарядтың орын алмастырылышына эквивалент.

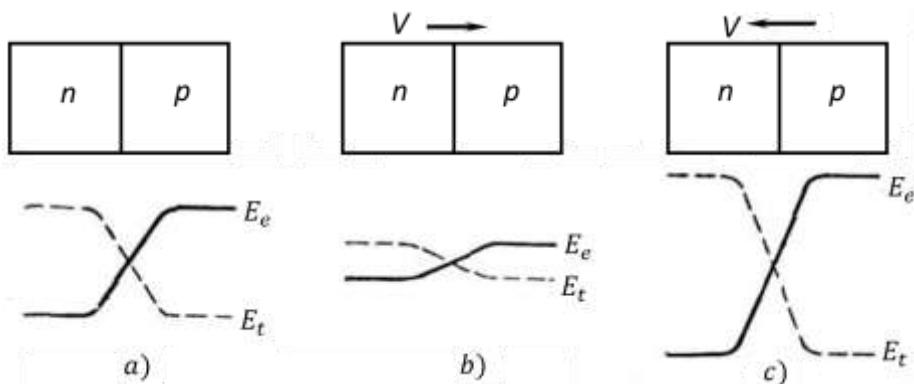
Энергия зоналарының көрсетилген схемасы таза затларға тийисли. Қосымталар бар болған жағдайда локаллық характерге ийе қосымша энергия қәддилеринин пайда болыўы мүмкін. Усындағы қәддилерде жайласқан электронлар электр өткизгишилікке қатнаса алмайды, бирақ, бул қәддилер тәрепинен электронлардың үслап алыныўы ямаса басқа зоналарға берилийи қосымша өткизгишилік электронларының ямаса "тесиклердин" пайда болыўына алып келе алады. Өткизгишилік электронларының пайда болыўына алып келетуғын қосымтаны донорлық (мысалы кремнийдеги мышьяқ), ал "тесиклердин" пайда болыўына алып келетуғын қосымталарды акцепторлық (мысалы кремнийдеги бор) қосымта деп атайды. Берилген ярым өткизгишлердеги көп болған заряд тасыўшыларды тийкарғы заряд тасыўшылар, ал салыстырмалы аз мұғдардағы заряд тасыўшыларды тийкарғы емес заряд тасыўшылар деп атайды. Егер тийкарғы заряд тасыўшылар электронлар болып табылатуғын болса, онда ярым өткизгишилік электронның, ал тийкарғы заряд тасыўшылар "тесиклер" болатуғын жағдайда ярым өткизгишилік "тесиклик" деп атайды. Электронлар менен "тесиклердин" санлары салыстырлықтай болса, онда ярым өткизгишилік электр өткизгишилігін аралас электр өткизгишилік деп атайды.

Ярым өткизгишилік электрлік өткизгишилігінин механизмінің электронлық ямаса

хақындықтың еркін электронлардың арасында үлкен айырмаса бар. Теория бул айырманы кристалдың ишиндеги электронның массасы менен хақындықтың еркін электронның массасының арасында айырманың бар болыўы менен байланыстырады. Электронның кристалдың ишиндеги массасын "эффективлик" масса деп атайды.

"тесиклик" екенлиги ҳақындағы мәселе Холл эффектиниң белгиси бойынша шешилийи мүмкін (217-параграф).

Ярым өткизгиштиң электр өткизгишлигі "тесиклердин" қозғалысының салдарынан пайда болған жағдайда да, ҳақыйқатында да электронлардың қозғалатуғының нәзерде тұтыў керек. Мәселе соннан ибарат, электронлар зонаны дерлик толық толтырып туратуғын болса, олардың бир бағыттағы қозғалысы бос орын болған "тесиктиң" қарама-қарсы бағытта қозғалысына эквивалент. Бирақ, сонда да, электронлардың бос орынлар көп болған зонадағы қозғалысы менен дерлик толық ииеленген зонадағы қозғалысы бир қатар жағдайларда (мысалы Холл эффектиниң белгилери ҳәр қыйлы болған жағдайда) ҳәр қыйлы болады. Сонықтан, ярым өткизгишлердин электронлық ҳәм "тесиклик" өткизгишилдерин бир бириңен айырыуға туұры келеди. Бул еки типтеги өткизгишилдиктің болыўы еки ярым өткизгиштиң шегарасындағы "жабыўшы қатламның" пайда болыўына алып келеди²⁶. Ал бундай қатламның болыўы еки ярым өткизгиштиң ямаса металл менен ярым өткизгиштиң арасындағы туұрылау тәсириниң пайда болыўына алып келеди.



136-сүрет. Сыртқы электр майданы бар болған жағдайдағы электронлық (n) ҳәм тесиклик (p) ярым өткизгишлердин шегараларындағы потенциаллық энергияның өзгерійи.

Бир бири менен тийисип түрған ярым өткизгишлердеги еки түрли заряд тасыўшылардың (электронлар менен "тесиклердин") потенциаллық энергиялары ҳәр қыйлы. Нәтийжеде шегарада потенциалдың секирийи жүзеге келеди (136-сүретке қараңыз). Электронлар менен "тесиклер" еки ярым өткизгиштиң арасындағы шегара арқалы диффузияланады (168-параграфта гәп етилген бир бириңе тийип түрған еки металдың арасындағы шегара арқалы электронлардың диффузиясы менен салыстырыңыз).

Сыртқы майдан болмаған жағдайда (136-а сүрет) еки бағытта алып өтилген зарядлардың муғдары бирдей ҳәм қосынды тоқ нолге тең. Сыртқы электр майданы бар болғанда еки ярым өткизгиште де электронлардың энергиясы өзгереди. Егер, n -ярым өткизгиштен p -ярым өткизгишке қарай потенциалдың үлкейиүи орын алатуғын болса n -ярым өткизгиштеги электронлардың энергиясы үлкейеди. Нәтийжеде еки ярым өткизгиштиң арасындағы шегарадағы потенциалдың секирийинин шамасы киширейеди (136-б сүрет) ҳәм электронлар бир ярым өткизгиштен екиншисине аңсат өте алатуғын болады, контакт арқалы тоқ өтеди. Оның күши потенциаллар айырмасының үлкейиүи менен тез өседи. Керисинше, егер p -ярым өткизгишинен n -ярым өткизгишине қарай потенциал өсетуғын болса, онда еки ярым өткизгиштиң арасындағы потенциалдың секирийи үлкейеди (137-с сүрет) - "жабыўшы қатлам" пайда болады. Енди, егер

²⁶ Жабыўшы қатлам - рус тилинде "запорный слой" (Аўдарыўшылар).

потенциаллар айырмасы жүдә үлкен болмаған жағдайда электронлар контакт арқалы өте алмайды, яғни бир ярым өткизиштен екинши ярым өткизишке қарай өтетуғын тоқтың құши жүдә киши болады.

Әлбетте, тийкарғы емес заряд тасыўшылар ушын ярым өткизишлердин арасындағы шегара арқалы өтиў шәрти тийкарғы заряд тасыўшылардың өтиў шәртине салыстырғанда кери болады. Бирақ, тийкарғы емес заряд тасыўшылардың санының киши екенлигине байланыслы, олар тәрепинен пайда етилетуғын тоқ киши болады ҳәм контакт арқалы улыўмалық тоқтың өтиўинде сезилерліктей орынды ийелемейди.

Тап сондай "жабыўши қатламның" ярым өткизиш - металл шегарасында да пайда болыўы мүмкін.

Советлер Союзында ярым өткизишлердин қәсийетлерин эксперименталлық үйрениў А.Ф.Иоффе ҳәм оның хызметкерлери тәрепинен кең масштабларда өткерили. Еки ярым өткизиштин арасындағы шегарарадағы туýрылаўши қәсийеттин пайда болыўын бир үақытта ҳәм бир биринен ғәрэзсиз Б.И.Давыдов, Шоттки ҳәм Мотт анықлады.

§ 172. Қыздырылған өткизишлер тәрепинен электронлардың шығарылыўы. Буннан алдыңғы параграфларда металдан электронлардың сыртқа шығарылыўының шығыў жумысы деп аталатуғын $A = eV_A$ шамасына тең болған жумыстың орынланыўы менен байланыслы екенлиги көрсетилген еди. Өжире температураларында металдың ишиндеги электронлардың санының жүдә киши бөлеги ғана металдан шығыў ушын жеткилики болған энергияға иие бола алады. Температураның жоқарылаўы менен тез қозғалатуғын электронлардың саны артады ҳәм усыған байланыслы металдан ажыралып шыға алатуғын электронлардың санының көбейиўи керек. Бул процесс қыздырылатуғын сүйықлықтан молекулалардың пуўланыўына уқсас. Жеткилики дәрежеде жоқары болған температурада металл тәрепинен электронларды сезилерліктей шығарыўы басланады. Бул құбылысты *термоэлектронлық эмиссия* деп атайды.

Бул құбылысты классикалық электронлық теорияның көз-қарасларының тийкарында таллаймыз. Мейли, берилген металдан электронның шығыў жумысы eV_A шамасына тең болсын. Бундай жағдайда металды $\frac{1}{2}mv^2$ кинетикалық энергиясы eV_A шамасынан кем болмаған электронлар таслап шығады, яғни

$$\frac{1}{2}mv_k^2 = eV_A. \quad (1)$$

шәрти орынланады. $mv_k^2/2$ энергиясын атомлардың (ямаса молекулалардың) жыллылық қозғалысларының орташа энергиясы менен салыстырамыз. Классикалық теория бойынша орташа энергия $\frac{3}{2}kT$ шамасына тең болыўы керек (k арқалы Больцман тұрақтысы белгиленген). Бул энергияны шығыў жумысы болған eV_A шамасына теңлестирип, бөлекшелердин орташа энергиясы шығыў жумысына тең болатуғын температураны табамыз:

$$\frac{3}{2}kT_k = eV_A.$$

Буннан

$$T_k = \frac{2eV_A}{3k} \quad (2)$$

формуласына иие боламыз. Ҳәр қайлы металлар ушын шығыў жумысының мәниси 1 дең 4,5 әВ ке шекем өзгереди. Егер биз $V_A = 2$ В, яғни потенциалдың $\frac{2}{300}$ CGSE-бирлигін қабыл етсек, онда

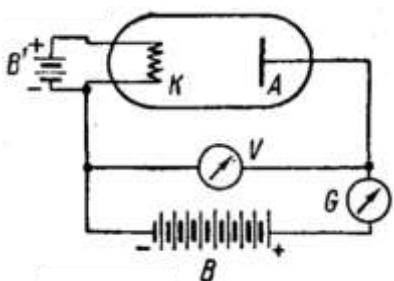
$$T_k = \frac{2 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 2}{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 300} \cong 15000 \text{ K},$$

яғни электронлардың металдан ушын шығыўы ушын зәрүр болған энергиясы

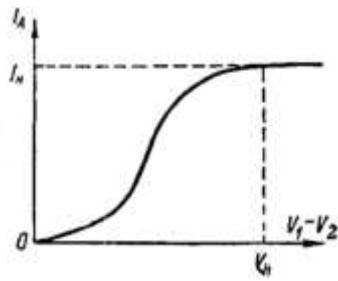
салыстырмалы жүдә жоқары болыўы ҳәм онлаған мың градус температурадағы атомлардың жыллылық қозғалысларының орташа энергиясына сәйкес келиўи керек. Бирақ, ҳақыйқатында, сезилерлікте мұғдардағы электронлар 1000 - 3000 К температурада, яғни әдеўир төмен болған температураларда ушып шыға алады.

Бул жағдай электронлардың энергиялар бойынша белгили түрдеги тарқалыўы менен түсіндіриледи. Усыған байланыслы электронлардың бир бөлими орташа энергияға салыстырғанда үлкен энергияларға ийе болады. Усындағы электронлардың есабынан эмиссия басланады.

Егер қызған металл тәрепинен шығарылған электронларды сыртқы электр майданының тәсиринде тезлететуғын болсақ, онда олар тоқты пайда етеди. Бундай электронлық тоқты вакуумде алыўға болады. Бундай жағдайда молекулалар ямаса атомлар менен соқылығысы ў электронлардың қозғалысларына кесент бермейди. Электронлық тоқтың күши бойынша қызған металл тәрепинен шығарылатуғын электронлардың саны ҳақындағы жуўмаққа келиўге болады.



137-сүйрет. Катодлық лампаның жәрдемінде термоэлектронлық эмиссияны бақлау.



138-сүйрет. I_A анод тоғының катод пенен анодтың арасындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасынан ғәрзлиги.

Термоэлектронлық эмиссия құбылысын ишинен ҳаўасы сорып алынған ҳәм ишинде еки электроды бар найдан туратуғын катод лампасының жәрдемінде үйрениў аңсат. Бул еки электродтың бири сым түриндеги K электроды (137-сүйрет) ҳәм диск ямаса пластинка түриндеги A электроды болып табылады. Катод деп аталатуғын K электроды B батареясының терис полюсы менен тутастырылған, ал анод деп аталатуғын A электроды сол батареяның оң полюсы менен тутастырылған. K катодын қосымша B' батареясының жәрдемінде қыздырыўға болады. K катоды ҳәм A анодының арасында пайда етилген электростатикалық майдан қыздырылған K катодынан шығатуғын электронларды тезлетеди: усының нәтийжесінде K менен A ның арасында вакуум арқалы ушатуғын электронлардың ағысы $KAGBK$ шынжырын түйікрайды. Тоқ шынжырында пайда болатуғын тоқтың күши G әсбабының жәрдемінде өлшенеди. V вольтметри K катоды ҳәм A анодының арасындағы потенциаллар айырмасын өлшеўге мүмкіншилик береди.

Тәжирийбелер лампа арқалы өтетуғын тоқтың (оны анод тоғы деп атайды) катодтың температурасынан ҳәм катод пенен анодтың арасындағы потенциаллар айырмасы болған $V_1 - V_2$ шамасынан ғәрезли екенligin көрсетеди. Катодтың температурасы турақлы болғанда анод тоғының күши I_A потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ның өсіүи менен үлкейеди. Бирақ I_A тоқ күши менен $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының арасындағы ғәрезлик тоқ пенен потенциаллар айырмасының арасында туўры пропорционаллық байланыс болған Ом нызамына усаған нызам менен аңғартылмайды. Бул ғәрезлик 138-сүйретте көрсетилгендей әдеўир құрамалы характеристеге ийе. Дәслеп тоқтың шамасы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының шамасына байланыслы әстелік пенен, кейин тезирек, буннан кейин және әстелік пенен өседи ҳәм белгили болған $V_1 - V_2 = V_h$ шамасынан баслап өсиўди пүткіллей тоқтатады. Тоқтың шамасы тойыныў шамасына жетеди.

I_A анод тоғы менен $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының арасындағы ғәрзеликтиң усындей харктери сапалы түрде былайынша түсіндіриледи. Электродлардың арасындағы қашықтық жеткиликли дәрежеде үлкен болғанда $V_1 - V_2 = 0$ теңлигі орынланған жағдайда анод тоғының шамасы да нолге тең²⁷. Себеби, катодтан ушып шыққан электронлар оның әтирапында электронлық бултты пайда етеди. Бул булт енди ушып шығатуғын электронлар ушын тормозлайтуғын электр майданын пайда етеди; усындың нәтижесинде электронлардың буннан былайғы эмиссиясы тоқтайды: металдан неше дана электрон ушып шықса, тап соншама дана электрон электронлық булттың майданының тәсиринде металлға қайтады. Электронлардың арасында майданды пайда еткенде электронлық булттың электронлары тезлениң алады ҳәм анод пенен катодтың арасында тоқ пайда болады. Тоқтың күши I_A потенциаллар айырмасы болған $V_1 - V_2$ шамасына байланыслы өседи. Теориялық есаплаўлар (186-параграф) I_A тоқ күшинин $(V_1 - V_2)^{3/2}$ шамасына пропорционал екенligин көрсетеди:

$$I_A = \alpha(V_1 - V_2)^{3/2}. \quad (3)$$

(3)-формула Богуславский-Ленгмюр формуласы деп аталады. Бул формуладағы α коэффициентинин шамасы электродлардың формасы менен жайласыўларынан ғәрзели. Солай етип, I_A тоқ күши $V_1 - V_2$ шамасына туýры пропорционаллықтан тезирек өседи екен.

Бирақ потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ның буннан былай өсиўи менен тоқтың өсиўи иркile баслайды. Себеби K катоды тәрепинен берилген температурда шығарылатуғын электронлардың улыўмалық саны шекленген. $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының шамасы катодтан шығатуғын барлық электронларды сорып алыўға жеткиликли болған V_t шамасына жеткенде тоқтың буннан былай өсиўи пүткіллей тоқтайды. Бұндай жағдайда тоқтың шамасы тойының тоғы I_t ның шамасына жетеди. Бул жағдайға 138-сүйреттеги графикиң горизонт бағытындағы бөлими сәйкес келеди.

Жоқарыда айтылған жағдайдың тийкарында I_t тойының тоғының сан шамасының берилген температурдағы катодтан үақыт бирлиги ишинде ушын шығатуғын барлық электронлардың зарядларының шамасына тең екенлиги келип шығады.

Демек, егер биз катодтан үақыт бирлигинде ушып шығатуғын электронлардың санын n арқалы белгилесек, онда тойының тоғының сан шамасы ушын

$$I_t = ne$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликте e - электронның заряды. Буннан катодтан үақыт бирлигинде ушып шығатуғын электронлардың саны ушын

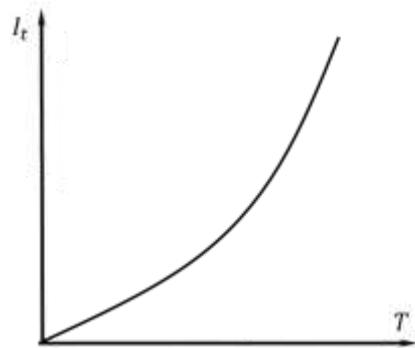
$$n = \frac{I_t}{e} \quad (4)$$

теңлигине ийе боламыз.

Тәжирийбелер тойының тоғының шамасының катодтың температурасының жоқарылауы менен дым тез өсетуғынлығын көрсетеди. Тойының тоғының электронларды шығаратуғын металдың температурасынан ғәрзелигинин харктери 139-сүйретте көрсетилген.

(4)-формула бойынша, I_t тойының тоғы қызған металдан ушын шығатуғын электронлардың санын өлшейди. Егер I_t толық тоғының орнына тойының тоғының тығызылығы болған i_t шамасын, яғни әмиттерлеўши металдың бир бирлик бетинен берилген T температурдағы шығатуғын тоқтың шамасын киргизсек, онда биз үсы T температурдағы металдың бетинин бир бирлигинен шығатуғын электронлардың санын өлшемиз.

²⁷ Электродлар бир бирине жақын жайласқан жағдайда $V_1 - V_2 = 0$ теңлигі орынланған жағдайда да тоқтың шамасы нолге тең болмайды.



139-сүрет.

I_t тойының тоғының катодтың температурасы T дан ғәрзелиги.

Квантлық теория тойының тоғының тығыздығы i_t шамасының мәнисин есаплауға мүмкіншиликті береди (майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз):

$$i_t = BT^2 \cdot e^{-\frac{eV_A}{kT}}. \quad (5)$$

Бул формулада T - металдың абсолюттік температурасы, eV_A - шығың жумысы, k - Больцман тұрақтысы, B - ҳәр қыйлы металл үшін ҳәр қыйлы болған константа.

VI кесте.

Эмиссиялық тұрақты B менен eV_A шығың жумысы

Эмиттерлеүши бет	$B, a/cm^2 \cdot \text{град}^2$	$eV_A, \text{эВ}$
Pt	32	5,3
W	60	4,5
Mo	55	4,2
Th	70	3,4
W + Cs	3,2	1,36
W + Ba	1,5	1,56
W + Th	3,0	2,63
Барийдин оқиси	1,18	1,84

(5)-формула тойының тоғының тығыздығы i_t ның температураға байланыслы жүдә тез өсетуғынлығын көрсетеди; өсиў нызамы тиіккарынан $e^{-\frac{eV_A}{kT}}$ экспоненциаллық көбейтишиси бойынша анықланады.

Металдың таза бети үшін B шамасының теориялық мәниси $120 a/cm^2 \cdot \text{град}^2$ шамасына тең. Ҳақыйқатында ҳәр қыйлы металлар үшін B шамасы кең шеклерде вариацияланады ҳәм B ның мәниси металдың бетинің ұзыннан ҳәм оның тазалығының дәрежесинен ғәрзели. Бизлердин жоқарыда көрсеткемиздей, тап усындай ғәрзелик шығың жумысы eV_A үшін да орын алады. Адсорбцияланған Cs, Ba, Th, барийдың оқислеринің жуқа қатламы шығың жумысының шамасын жүдә күшли өзгертийге қабиletli. Катодтың салыстырмалы жоқары болмаған температураларында әдеүир үлкен болған электронлық тоқларды алыў үшін усы жағдайдан пайдаланады.

VI кестеде ҳәр қыйлы таза металлар ҳәм белгili болған басқа заттың жуқа пленкасы менен жабылған вольфрам үшін B менен шығың жумысы eV_A ның мәнислері келтирилген.

eV_A шығың жумысы (5)-формулағы дәрежениң көрсеткишинде киретуғын, ал B шамасы көбейткіш болғанлықтан, үлкен тоқларды алыўға жетиў үшін eV_A шығың жумысының мәниси тиіккары орынды ийелейди. Сонықтан, эмиссиялық тұрақты B ның мәнисинин қиши болыуына қарамастан, вольфрамның бетин Cs, Ba ҳ.б. менен қаплау жүдә утымлы болып табылады.

(5)-формуладағы айырым факторлардың түтқан орнын айқын түрде аңғарыў ушын төмөндегидей санлы мысалларды көлтиремиз.

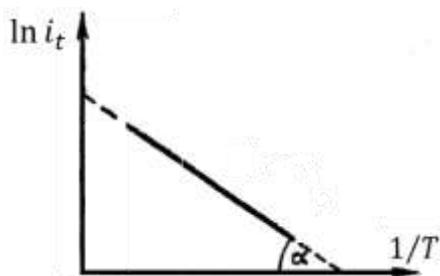
VI кестеде көлтирилген мағлыўматтар бойынша, вольфрамның таза бети ушын шығыў жумысы $eV_A = 4,5 \text{ эВ}$ ҳәм эмиссиялық турақты $B = 60 \text{ а/см} \cdot \text{град}^2$. Буннан, $T = 1000 \text{ K}$ температурадағы тойының тоғының тығызлығы i_t мынаған болады:

$$i_t = 60 \cdot 1000^2 \cdot e^{-\frac{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 4,5}{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 1000 \cdot 300}} \text{ а/см}^2 \cong 1,3 \cdot 10^{-15} \text{ а/см}^2.$$

Вольфрамның тап сол бети $T = 1000 \text{ K}$ температурада тойының тоғының тығызлығы ушын

$$i_t = 60 \cdot 3000^2 \cdot e^{-\frac{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 4,5}{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 3000 \cdot 300}} \text{ а/см}^2 \cong 11 \text{ а/см}^2$$

шамасын береди. Көринип түрғанында, T температуралық 1000 нан 3000 K ге көтерилиүү тойының тоғының шамасының 10^{16} есе үлкейеди екен.



140-сүйрет.

Тойынған тоқтың логарифминиң $1/T$ шамасынан сыйықлы фәрэзлиги.

Вольфрамның цезий менен қапланған бети ушын, $eV_A = 1,36 \text{ эВ}$ ҳәм $B = 3,2 \text{ а/см}^2 \cdot \text{град}^2$. Буннан $T = 1000 \text{ K}$ ушын тойынған тоқтың тығызлығы ушын

$$i_t = 3,2 \cdot 1000^2 \cdot e^{-\frac{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 1,36}{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 1000 \cdot 300}} \text{ а/см}^2 \cong 0,46 \text{ а/см}^2$$

шамасы алышады. Солай етип, вольфрамның бетин цезий менен қаплау $T = 1000 \text{ K}$ температурада таза вольфрамға салыстырғанда шама менен $3 \cdot 10^{14}$ есе үлкен болған тойының тоғын алыша мүмкиншилик береди.

I_t тойының тоғының шамасын өлшеү шығыў жумысы eV_A ниң мәнисин табыуға мүмкиншилик береди. Ҳақыйкатында да, (5)-формуланы логарифмлеп

$$\ln i_t = \ln B + 2 \ln T - \frac{eV_A}{kT}$$

аңлатпасын аламыз. Биринши еки ағзаның қосындысы болған $\ln B + 2 \ln T$ шамасын жууық түрде турақты деп есаплауға болады, себеби $\ln T$ ның мәниси $1/T$ ның мәнисине салыстырғанда әдеүир әстелик пенен өзгереди. Соңықтан, жууық түрде

$$\ln i_t = \text{const} - \frac{eV_A}{k} \cdot \frac{1}{T} \quad (6)$$

теңлигин аламыз. Егер ордината көшерине $\ln i_t$ ның мәнислерин, ал абсцисса көшерине $1/T$ ның мәнислерин қосақ (140-сүйрет), онда, (6)-формулаға сәйкес, $\ln i_t$ шамасының $1/T$ шамасынан фәрэзлиги тууры сыйық пенен аңғартылады. i_t ның температура T дан фәрэзлигинин усындаи характеристи тәжирийбеде жақсы тастыйықланады. Туурының абсцисса көшери менен жасайтуғын мүйеши α ниң тангенси (6)-аңлатпа бойынша $1/T$ шамасының алдында түрған коэффициент пенен анықланады, яғни биз мынадай қатнасқа ийе боламыз:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{eV_A}{k}. \quad (7)$$

Эксперименталлық мағлыўматтар бойынша $\ln i_t$ шамасының $1/T$ шамасынан фәрэзлигин таўып ҳәм усы фәрэзлик бойынша қыялыш мүйеши α ны есапладап, биз (7)-аңлатпа бойынша шығыў жумысының мәнисин анықтай аламыз. VI кестеде көлтирилген шығыў жумысларының мәнислери усындаи усылдың жәрдеминде анықланған.

Термоэлектронлық эмиссия құбылышы ҳәзири заман электротехникасы менен радиотехникасында оғада әхмийетли орынды ийелейди. Кенотронлар, күшайткыш ламапалар х.т.б. деп аталатуғын дүзилислердин жумыс ислеуі термоэлектронлық эмиссия

құбылысына тийкарланған.

Қыздырылған бетлердин зарядланған бөлеклешелерди шығарыуы тек металлардаға емес, ал басқа да қатты денелерде бақланады. Электронлық ярым өткізгишлер тийкарынан электронларды эмиттерлейди. Ионлық кристаллар оң ҳәм терис ионларды эмиттерлейди, ал айырмалы жағдайларда еки белгиге ийе ионлар да эмиттерленеди. CdJ_2 , ZnJ_2 , CaF_2 , TlJ , TiJ_2 ҳәм басқа да көплеген дузлар $600 - 700 K$ температурада тек оң зарядланған ионларды шығарады. Силтили галогенлик дузлар ($NaCl$, KCl ҳәм басқалар) $700 - 800 K$ температураларда тек оң ионларды, ал $900 - 1000 K$ температуралардан жоқары болған температураларда терис ионларды шығарады.

Силтили металлардың пүүларында қыздырғанда оң ионларды ҳэтте металлар да шығарады.

Электронлардың жыллылықтың тәсириндеги эмиссиясынан басқа сыртқы электр майданының тәсириндеги, сондай-ақ электронлар менен ионлардың келип урылышының салдарынан жүзеге келетуғын эмиссия да бар. Кейинги эмиссияны екинши электронлық эмиссия деп атайды.

Металлардан электронларды жулып алған жеткиликли болған сыртқы электр майданын есаплау үшін қатламның структурасын дәл билиуди талап етеди. Микроскопиялық гедирбұдырлықтар беттеги электронға тәсир ететуғын күштиң шамасын әдеүир өзгертийи мүмкін. Жүйе үшін қасында $10^8 V/cm$ шамасына барабар майданың градиентин пайда етиў керек. Усындау үлкен майданларды пайда етиў үшін цилиндрик конденсатордағы майданың характеристинен пайдаланыўға болады. 149-параграфта айтылғанлар бойынша конденсаторды пайда ететуғын цилиндрлердин арасындағы майданың кернеўлигі

$$E = \frac{2Q}{\epsilon r l}$$

шамасына тең. Бул теңликтегі Q - заряд, l - цилиндрдин ұзындығы, ϵ - цилиндрлердин арасындағы орталықтың диэлектрик тұрақтысы, r - ишкі цилиндрдин көшеринен баслаган есапланған қашықтық. Бундай конденсатордың сыйымлығы мынаған тең:

$$C = \frac{\epsilon l}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}}.$$

Бул теңликтегі R_2 ҳәм R_1 арқалы сәйкес сыртқы ҳәм ишкі цилиндрлердин радиуслары белгиленген.

$C = \frac{Q}{V_1 - V_2}$ қатнасынан пайдаланып ($V_1 - V_2$ арқалы потенциаллар айырмасы белгиленген)

$$\frac{Q}{l} = \frac{\epsilon(V_1 - V_2)}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}}.$$

қатнасын аламыз. Q/l қатнасының бул мәнисин E үшін жазылған аңлатпаға қойып,

$$E = \frac{V_1 - V_2}{r \ln \frac{R_2}{R_1}}$$

формуласын аламыз. Буннан $r = R_1$ болған ишкі цилиндрдин бетиниң қасындағы майданың кернеўлигинин

$$E = \frac{V_1 - V_2}{R_1 \ln \frac{R_2}{R_1}}$$

шамасына тең болатуғының көремиз. R_1 шамасы жүдә киши болған жағдайда E ниң мәнисинин жүдә үлкен болыўы мүмкін. Тәжирийбелерди өткергенде ишкі цилиндр сыпатында диаметри бир неше микрон болған жицишке сабакты алады, бундай жағдайда потенциаллардың $V_1 - V_2$ айырмасы жүдә үлкен болмаса да сабактың бетиниң қасындағы майданың кернеўлигинин шамасы $10^8 V/cm$ шамасына шекем жетеди. Тәжирийбелерди вакуумде өткериў ҳәм бетлерди пүкталық пенен тегислеў керек. Себеби, бетлер тегис болмаған жағдайда сабак пенен сыртқы цилиндрдин арасында разряд пайда болады. Бетлердин жүдә тегис болыўы да шәрт. Тап усындау болған қосымша құбылыслардың жүзеге келийин мүмкін болғанынша сапластырып,

электронлардың сыртқы электр майданы тәрепинен жулып алғанатуғынлығын экспериментте анықланды ҳәм электронларды жулып алған шынын зәрүрли болған майданның кернеўлигинин $10^7 - 10^8 \text{ В/см}$ шамасынан басланатуғынлығы табылды.

Екинши электронлық эмиссия ҳәр қыйлы затлардың бетин электронлар ямаса ионлар менен бомбалайда бақланады. Электронлар менен бомбалайды бет тәрепинен шығарылған электронлардың бир бөліми шағылысқан бириңи электронлар, ал қалған бөліми денелерден сүйөрьліп алған екинши электронлардан турады. Бет тәрепинен шығарылған электронлардың улыұмалық саны бетке келип түсін электронлардың санынан көп болыўы мүмкін. Мысалы, алюминий шынын, оған келип түсетуғын электронлардың энергиясы 350 эВ болған жағдайда, беттен шығатуғын электронлардың саны келип түсетуғын электронлардың санынан 1,75 есе үлкен болады. Қурамалы бетлерден электронлардың екинши эмиссиясы айрықша үлкен болады. Мысалы сыптында, гүмистиң бетиндеги оқистиң жуқа қатламы бар цезийдин қатламын көрсетіүге болады. Бундай пленкалар шынын екинши электронлардың саны бириңи электронлардың санынан онлаған есе үлкен.

Хәзирги ўақытлары екинши электронлық эмиссия электровакуумлық әсбаплардың ишинде тоқларды қүшетиү ислеринде пайдаланылап атыр (Кубецкийдин фотокөбейткышлери ямаса найлары).

§ 173. Термоэлектронлық эмиссияның теориясы. Қызған металлардың бетинен электронлардың шығарылышы олардың жыллылық қозғалысларының есабынан жүзеге келеди. Электронның металдан шынын шығыўы шынын тек оның тезлигинин үлкен болыўы ғана емес, ал оның сәйкес бағытқа иие болыўы да зәрүр. Сонықтан тезликтиң электрон шынын шығатуғын металдың бетине перпендикуляр бағыттағы қураушысының мәниси базы бир шамаға тең болған электронларды қараймыз. Егер биз туұры мүйешли XYZ координаталар системасын алсақ ҳәм оның OX көшерин металдың бетине перпендикуляр етип алсақ, онда бизге тезликтериниң v_x қураушылары берилген $v_x, v_x + dv_x, v_y, v_y + dv_y, v_z, v_z + dv_z$ интервалының ишинде жататуғын v_x, v_y, v_z қураушылары иие болған электронлардың саны dn_0 мынаған тең:

$$dn_0 = \alpha \frac{1}{1 + e^{\frac{E_k - E'_i}{kT}}} dv_x dv_y dv_z. \quad (1)$$

Бул аңлатпада α - константа, $E'_i = |E_{pa} - E_i|$, E_i - температураларының мәниси $T = 0$ болғандағы электронлардың максималлық энергиясы. E_{pa} - потенциаллық энергия ҳәм E_k арқалы $\frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$ шамасына тең кинетикалық энергия белгиленген.

OX көшеринин бағытындағы қураушысының мәниси $v_x, v_x + dv_x$ интервалында жататуғын, ал қалған қураушылары тезликтиң ықтыярлы мәнислерине иие болған электронлардың санын есаплаш ушын (1)-формуланың оң тәрепин v_y ҳәм v_z бойынша $-\infty$ тең $+\infty$ ке шекем интеграллаймыз:

$$dn_{0x} = \alpha dv_x \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + e^{\frac{E_k - E'_i}{kT}}} dv_y dv_z. \quad (2)$$

Эмиссия бақланатуғын температураларда металлардан шынын шығыўға қәбилетли болған электронлар шынын $E_k - E'_i \gg kT$ теңсизлиги орынланатуғын болғанлықтан, онда $e^{\frac{E_k - E'_i}{kT}}$ шамасы бирден көп үлкен ҳәм жуўық түрдеги

$$\frac{1}{1 + e^{\frac{E_k - E'_i}{kT}}} \cong e^{-\frac{E_k - E'_i}{kT}} = e^{\frac{E'_i}{kT}} \cdot e^{-\frac{m}{2kT}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}$$

²⁸ Дұрысырағы Ферми-Дирак статистикасына бағынады (Аўдарыўшылар).

теңликлерин жаза аламыз. Буннан кейин (2)-аңлатпана

$$dn_{0x} = \alpha \cdot e^{\frac{E'_i}{kT}} \cdot e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mv_y^2}{2kT}} dv_y \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}} dv_z$$

түринде қайтадан жазыўға болады. Усының менен бирге

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi}$$

теңлигиниң орынланатуғынлығы белгили. Буннан

$$dn_{0x} = \alpha \cdot \frac{2\pi kT}{m} \cdot e^{\frac{E'_i}{kT}} \cdot e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x \quad (3)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Енди металдың бетиниң бир бирлигинен ўақыт бирлигинде ушып шығатуғын электронлардың санын есаптаймыз. v_x қураўшысының мәниси $v_x, v_x + dv_x$ интервалының ишинде жататуғын электронлардың dn_{0x} группасын қараймыз. Ўақыт бирлигинде беттин бир бирлигинен ултанының майдан бир бирликке, ал бийиклигиниң сан мәниси v_x қа тең болған группасын электронлары беттен ушып шығыўға үлгереди (141-сүрет, 161-параграфтағы таллаудың усылы менен салыстырыңыз). Бундай электронлардың саны мынаған тең:

$$dn_x = dn_{0x} \cdot v_x.$$

Ўақыт бирлигинде, беттин бир бирлиги арқалы ушып шығатуғын электронлардың саны болған n шамасын dv_x ты v_{xa} дан $+\infty$ ке шекем интеграллаұжолы менен анықтаймыз. Бул жерде v_{xa} арқалы электронның металдан ушып шығыўы ушын жеткилики болған тезликтин v_x қураўшысының минималлық мәниси белгиленген. Солай етип,

$$n = \int_{v_{xa}}^{+\infty} v_x dn_{0x}. \quad (4)$$

v_{xa} шамасын мынадай пикирлерден анықтаймыз. Металдың ишиндеги потенциаллық энергия тұрақты ҳәм барлық орынларда E_{pa} шамасына тең (101- ҳәм 123-сүреттер)²⁹. Демек, электронның металдан ушып шығыўы ушын оның тезлигиниң v_x қураўшысы

$$\frac{1}{2}mv_{xa}^2 = |E_{pa}|$$

теңлигин қанаатландыратуғын v_{xa} шамасынан киши болмаўы керек. Буннан

$$v_{xa} = \sqrt{\frac{2|E_{pa}|}{m}}$$

теңлигине ийе боламыз. v_{xa} ның бул мәнисин (4)-теңликтеке қойып ҳәм (3)-теңликти пайдаланып

$$n = \alpha \frac{2\pi kT}{m} \cdot e^{\frac{E'_i}{kT}} \int_{\sqrt{\frac{2|E_{pa}|}{m}}}^{+\infty} e^{-\frac{mv_x^2}{kT}} v_x dv_x$$

теңлигиниң орынлы екенлигин табамыз. Интеграллауды орынлап

$$n = \alpha \frac{2\pi k^2 T^2}{m^2} \cdot e^{-\frac{|E_{pa}| - E'_i}{kT}}$$

формуласын аламыз. Тойының тоғының тығыздығы i_t ушын аңлатпана ушып шығатуғын электронлардың саны n ді электронлардың заряды e ге көбейтиў жолы менен аламыз:

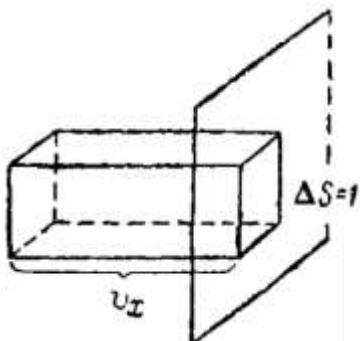
$$i_t = \alpha e \frac{2\pi k^2}{m^2} T^2 e^{-\frac{|E_{pa}| - E'_i}{kT}}.$$

Ең ақырында $|E_{pa}| - E'_i = eV_a$ теңлигиниң орынлы екенлигин аңғарып (бул теңликтеке eV_a арқалы шығыў жумысы белгиленген), соңғы формууланыбылайынша жазамыз:

²⁹ 101- ҳәм 103-сүреттердеги энергиялардың қәддилерин сәүлелендиретуғын горизонт бағытындағы сыйықтардың толық энергияға сәйкес келетуғынлығын нәзерде тутыў керек.

$$i_t = BT^2 e^{-\frac{eV_a}{kT}}.$$

Бул формулада B арқалы турақты шама белгиленген. Солай етип, Ферми тарқалығы нызамын пайдаланып биз 172-параграфта берилген ҳәм дұрыс екенлиги экспериментте тастыйықланатуғын тойының тоғызының тығызлығы ушын жазылған аңлатпаға келдик.



141-сүйрет.

Беттин майдан бирлигинен үақыттың бир бирлигінде ушып шығатуғын электронлардың санын есаплаұға.

α турақтысының теориялық мәниси $\frac{2 m^3}{h^3}$ шамасына тең. Бул аңлатпада m - электронның массасы, а h - Планк турақтысы деп аталатуғын турақты. Оның мәниси $6,624 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек шамасына тең.

Бул B ның мынадай мәнисине алып келеди:

$$B = \frac{4\pi me k^2}{h^3} = 120 \text{ а/см}^2 \cdot \text{град}^2.$$

Экспериментлер бир қатар металлар ушын $B \cong 60 \text{ а/см}^2 \cdot \text{град}^2$ шамасын, яғни еки есе киши болған шаманы береди. Бул жағдайды былайынша түсіндіриүге болады: $v_x \geq v_{xa}$ теңсизлиги орынланатуғын электронлардың барлығы металдан ушып шықпайды, олардың бир бөлими металдың бетинде шағылышады.

XVII БАП

ЭЛЕКТРОЛИТЛЕР МЕНЕҢ ГАЗЛЕРДЕГИ ТОҚЛАР

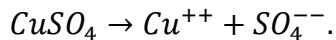
§ 174. Электролитлик өткізгишлик. Таза сүйкіліктердің көпшилигі электр тоғын жаман өткөреди. Солардың ишинде, пүткілләй таза суу, керосин, минераль майлар ҳ.т.б. жүдә жаман өткізгишлер болып табылады. Бирақ дузлардың, кислоталардың ҳәм силтилердин сүйдағы ҳәм басқа да сүйкіліктердің еритпелери тоқты жақсы өткөреди. Мысалы, дистилляцияланған сууға аз ғана ас дұзын ($NaCl$) қосыў ямаса оған құкирт кислотасының (H_2SO_4) бир неше тамшысын тамызыў оны жақсы өткізгишке айландырыў ушын жеткиликті.

Бизиң курсымыздың ҳәр қыйлы бөлимелеринде бизге дузлар менен кислоталардың еритпелери арқалы электр тоғының өтийінде бул затлардың қурамың өткізгишлердің өткізгишлерге ыдырайтуғын атап өтийгө туýры келди. Тоқ өткенде қурамың өткізгишлердің өткізгишлердің үсындағы әүладын биз екінши әүлад өткізгишлер ямаса электролиттер деп, ал олардың өткізгишлігін электролитлик өткізгишлик деп атадық. Электролитлик өткізгишлик еритпеде ионлардың, яғни зарядланған атомлар менен молекулалардың бар болыуының себебинен жүзеге келеди. Сыртқы электр майданының тәсиринде ионлардың қозғалысы электролиттеги тоқты пайда етеди, ал бириңи әүлад өткізгишлерде болса (металлардағы) тоқ еркін электронлардың қозғалысының салдарынан пайда болады.

Бизлер жоқарыда толығы менен таза сүйдің тоқты жүдә әззи өткеретуғынлығын көрсеткен едик. Бул сүйдің тийкарынан нейтраль молекулалардан туратуғынлығын ҳәм онда сыртқы электр майданының тәсиринде қозғалып, тоқты пайда ететуғын еркін электронлар менен ямаса қандай да бир еркін зарядланған бөлекшелердин жоқ екенлигин билдиреди. Сүйда бир қатар затларды, мысалы, қантты, глицеринди ҳ.т.б. ериткенде алынған еритпе де тоқты өткөрмейди. I томның 85-параграфында көрсетилгендей, бул еритпелерде осмослық басым болады, оның шамасы Вант-Гофф формуласының жәрдемінде жақсы анықланады. Бул затлардың молекулалары еригенде қандай да бир өзгерислерге ушырамайды, олар нейтраль болып қала береди ҳәм диссоциацияланбайды. Дузлар менен кислоталардың еритпелери болса Вант-Гофф формуласының жәрдемінде есаплап алынған осмослық басымға сылыстырғанда үлкен басымды пайда етеди. Бизлер осмослық басымның аномаль үлкен басымының пайда болыуын түсіндіриў ушын еритилген заттың молекулаларының бир бөлимин диссоциацияланады, яғни бөлеклерге бөлинеди деп есаплаў керек. Соның менен бирге еритпениң өткізиш болыуы молекуланың диссоциацияланған бөлиминиң зарядланған екенлигин, яғни ионлар болып табылатуғынлығын көрсетеди. Молекулалардың диссоциациясы сүйдағы еритпелерде айрықша үлкен. Бул жағдай сүйдің үлкен диэлектрик тұрақтыға иие болыуы менен түсіндіриледи ($\varepsilon = 81$).

Мейли, С ыдысына (142-сүйрет) мыс купоросы $CuSO_4$ тиң сүйдағы еритпеси күйілған ҳәм оған еки электрод түсирилген болсын: K - көмирден ҳәм A - мысттан исленген. Электродларға B батареясының полюслары тутастырылған ҳәм мысттан исленген A электродына батареяның оң полюсы, ал көмирден соғылған K электродына терис полюс тутастырылған. Бундай жағдайда электронлар зарядланады ҳәм еритпедеги олардың арасында электр майданы пайда болады. Бул майданның тәсиринде мыс купоросының молекулалары диссоциацияланғын ионлар қозғала баслайды ҳәм еритпе арқалы тоқ өтеди. Оң зарядланған ионлар K катодқа қарай қозғалады ҳәм олар өзиниң зарядын электродқа берип, усы электродта нейтралланған бөлекшелер түринде бөлиніп шығады. Терис ионлар A анодына қарай қозғала баслайды ҳәм сол орында айрылып шығады.

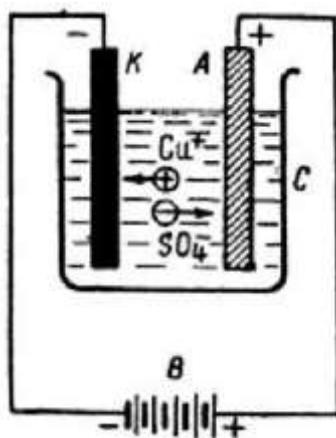
Мыс куроросының еритпеси арқалы базы бир ўақыт ишинде тоқты өткериip, көмир катодтың қара болған бетинде қызығыш реңдеги металл мыстың пайда болғанлығын аңғарыўға болады. Бул бизде еритпеде мыстың оң зарядланған ионлар түринде болғанлығына исеним пайда етеди. $CuSO_4$ молекуласының диссоциацияланған бөлими, яғни SO_4^{2-} групласының терис ионларды пайда етиўи керек. Солай етип, биз мынадай нәтийжеге келемиз: мыс купоросының молекулалары еригенде мыстың оң ионлары менен терис зарядланған SO_4^{2-} ионларына диссоциацияланады екен. Оны биз былайынша жазамыз:



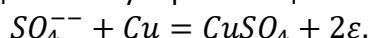
+ + ҳәм -- қос белгилери бул жағдайда ионлардың еки зарядлық екенлигин, яғни еки электроның жоғалтыудың ямаса еки артық электронды қосып алтыудың нәтийжесинде пайда болатуғынлығын аңғартады.

142-сүрет.

Мыс купоросының еритпесиндеги электролиттик өткизгишилгингендеги Cu^{++} ҳәм SO_4^{2-} ионларының қозғалыслары.



Мыстың Cu^{++} оң ионлары катодқа қарай қозғалады ҳәм сол жерде олар мыс атомлары түринде бөлигип шығады. SO_4^{2-} терис ионлары анодқа қарай қозғалады. Егер бул анод мыстан исленген болса (биз қарап атырған мысалда анодты арнаўлы түрде мыстан исленген деп болжадық), онда анодта нейтралланған SO_4^{2-} ионлары мыс пенен химиялық реакцияға кириседи ҳәм қайтадан мыс купоросының молекулаларын пайда етеди:



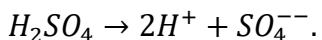
Бул формулада ϵ арқалы анодқа өткен электронды аңғартады.

Мыс купоросының қайтадан пайда болған молекулалары еритпеге өтеди. Нәтийжеде мыс купоросының еритпедеги муғдары өзгериссиз қалады; катодта мыс бөлиніп шығады, ал анодтағы мыс SO_4^{2-} ионлары менен реакцияға кириспе, еритпеге өтеди.

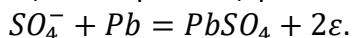
Бул мысалдан тән алтыў керек: ол биринши тәрептен электролиттің өткизгишилгигиниң ериген заттың молекуласының диссоциациясының салдарынан пайда болған ионлардың қозғалысының салдарынан пайда болатуғынлығын, екинши тәрептен электродларда ериген затлардың құрамалық бөлимелериниң бөлиніп шығыўының шәрт емес екенлигин билдиреди. Электролиздин ең ақырғы нәтийжеси ионлардың ажыралып шығатуғын орынларда болып өтетуғын химиялық реакциялардан ғәрэзли. Бул реакцияларды екинши реакциялар деп атайды ҳәм оларды есапқа алмай электролиттик диссоциация процессин айқынластырыудың мүмкіншілігі болмайды. Көринип түрғанындей, екинши реакциялардың характеристири тек еритпениң тәбияты бойынша ғана емес, ал электродлар соғылған материалдан да ғәрэзли.

Электродларды сайлап алтыўға байланыслы бир еритпениң электролизиниң нәтийжелериниң ҳәр қыйлы болыўы мүмкін. Мысал ретинде H_2SO_4 қүқиrt кислотасының суýдағы еритпесиниң электролизин қараймыз. Қүқиrt кислотасының молекулалары водородтың оң ионлары H^+ менен терис SO_4^{2-} ионларына диссоциацияланады. SO_4^{2-}

ионларының заряды сан мәниси бойынша бир водородтың ионының зарядынан еки есе үлкен. Биз бул жағдайды былайынша жазамыз:

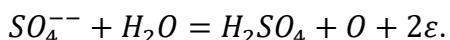


Дәслеп күкирт кислотасының еритпесине қорғасын электродлар түсирилген деп болжайық. Бундай жағдайда катод болып хызмет ететуғын электродта газ тәризли водород бөлинип шығады. Анодта болса SO_4^{2-} ионы бөлинип шыға баслады ҳәм ол катодтың материалы менен химиялық реакцияға кириспейді. Сульфидин пайда етеди:



Еритпедеги күкирт кислотасының муғдары кемейе баслады, электролиздин нәтийжесинде күкирт кислотасының ыдырауын аламыз.

Енди күкирт кислотасының тап сол еритпесин алып, платинадан соғылған электродлар болған жағдайды қараймыз. Бул жағдайда бурынғыдай, катодта газ тәризли водород бөлинип шығады. Анодта бөлинип шығатуғын SO_4^{2-} ионлары болса платина менен химиялық реакцияға кириспейді, ал суу менен реакцияға кириседи. Бул реакция мына түрде етеди:

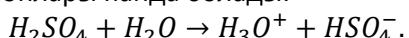


Демек, бул жағдайда қайтадан күкирт кислотасы пайда болады, ал анодтың қасында газ тәризли кислород бөлинип шығады. Ақырғы есапта биз мынаған ийе боламыз: еритпедеги күкирт кислотасының муғдары өзгериссиз қалады; электродлардың қасында газ тәризли водород пенен кислород бөлинип шығады. Соның менен бирге анодта бөлинип шыққан ҳәр бир кислород атомы ушын катодта еки водород атомы бөлинип шығады. Демек, суудың бир молекуласы бир кислород атомына ҳәм еки водород атомына бөлинеди екен. Солай етип, күкирт кислотасының электролизиниң барысында жүзеге келетуғын екинши реакциялардың нәтийжесинде суу ыдырайды, ал күкирт кислотасының өзи қайтадан тикленген болып шығады.

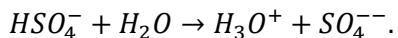
Бул ҳәм басқа да жағдайларды таллап, металлар менен водородтың барлық үақытта оң ионларды пайда ететуғынлығын көремиз. Оларды катионлар деп атайды. Молекулалардың басқа бөлимелери (радикаллар, галогенлер х.т.б.) терис ионларды пайда етеди (анионларды).

Хақыйқатында, диссоциация процесси текстте баянланған жағдайларға салыстырғанда құрамалы болған характерге ийе. Себеби ионлар суудың молекулалары менен тәсирлеседи. Мысалы, суудағы етитпеде водородтың оң ионы H^+ (еркин протон) еркин ҳалда қалмайды, ал суудың молекуласы менен биригип H_3O^+ ионын пайда етеди (гидроксоний ионы). Оң ионлар гидрацияға да ушырайды (суу молекулалары менен бирикпе), мысалы мыстың дузлары еригенде $Cu(H_2O)_4^{2+}$ группалары х.т.б. пайда болады.

Суу еритпелериндеги диссоциация процессинин өзин диссоциацияланатуғын молекула менен суудың молекуласының арасындағы өз-ара тәсирлесіүдің нәтийжеси деп қарауға болады. Мысалы, H_2SO_4 күкирт кислотасының H_2O суу молекуласы менен диссоциациясының нәтийжесинде H_3O^+ ҳәм HSO_4^- ионлары пайда болады:



Буннан кейин, молекулалық HSO_4^- ионы суу менен реакцияға кириспеп, еки зарядлы SO_4^{2-} ионының пайда болығына алып келеди:



Әдеттеги тең салмақтық ҳалында еритпеде SO_4^{2-} ионлары да, HSO_4^- ионлары да бар ҳәм соның менен бирге екиншилери бириншилерине салыстырғанда әдеүір көп ушырасады. Бирак, электролиздин ҳәм екинши реакциялардың ең ақырғы нәтийжеси тийкарғы текстте көрсетилгендей болады.

§ 175. Фарадей нызамлары. Электролиттик өткізгишлик нызамлары 1836-жылы эксперименталлық жоллар менен М.Фарадей тәрепинен ашылды. Бундай нызамлардың

саны екеў.

Фарадейдин биринши нызамы электродта бөлинип шыққан заттың мұғдары, тоқтың күши ҳәм тоқтың электролит арқалы өткен үақыты арасындағы байланысқа тийисли. Бул нызам мынадай әпиүайы мәниске ийе: электродта бөлинип шыққан заттың массасы M тоқтың күши I ге ҳәм тоқ өткен үақыт t ға пропорционал:

$$M = kIt. \quad (1)$$

Бул аңлатпада k арқалы бөлинип шыққан затқа ҳәм электролиттин қурамына ғәрзели болған пропорционаллық коэффициенти белгиленген.

Тоқтың күши болған I шамасының үақыт t ға көбеймеси электролит арқалы өткен электр зарядларының мұғдары Q ға тең:

$$It = Q.$$

Буннан Фарадейдин биринши нызамына мынадай түр бериүге болады:

$$M = kQ, \quad (1a)$$

яғни, бөлинип шыққан заттың мұғдары M электролит арқалы өткен электр зарядларының мұғдарына туұры пропорционал. k коэффициенти бөлинип шыққан заттың электрохимиялық эквиваленти деп атайды.

$Q = 1$ теңлиги орынланатуғын жағдайда

$$M = k$$

теңлигине ийе боламыз. Демек, электрохимиялық эквивалент сан мәниси бойынша электролит арқалы зарядтың бир бирлиги өткенде бөлинип шығатуғын заттың мұғдарына тең.

Фарадейдин екинши нызамы электрохимиялық эквивалент k ның анықлайды.

Фарадейдин екинши нызамын келтирип шығармастың бурын заттардың базы бир химиялық характеристикаларын еске түсіремиз. Элементтиң химиялық эквиваленти деп сан мәниси бойынша химиялық бирикпелерде водородтың 1,0078 граммын алмастыратуғын граммларда аңлатылатуғын берилген элементтиң массасына тең өлшем бирлигине ийе болмаған шамаға айтады.

Элементтиң валентлиги деп химиялық бирикпеде берилген элементтиң бир атомын алмастыратуғын водород атомларының санына айтады. A арқалы элементтиң атомлық салмағын, ал n арқалы оның валентлигин белгилеп, химиялық эквиваленттиң A/n шамасына тең екенлигин көремиз. Егер биз элементтиң A/n граммын алатуғын болсақ, онда бул элементтиң мұғдары бир грамм-эквивалентti қурайды.

Фарадейдин екинши нызамының мәниси элементтердиң k электрохимиялық эквивалентинин олардың химиялық эквивалентлерине пропорционал екенлигинен ибарат:

$$k = C \frac{A}{n}. \quad (2)$$

Бул аңлатпада C - барлық элементтер үшін бирдей болған пропорционаллық коэффициенти. Әдетте C коэффициентинин орнына оған кери болған

$$\frac{1}{F} = C$$

шамасын алатуғын болсақ, онда Фарадейдин екинши нызамы мынадай түрге ийе болады:

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n}. \quad (2a)$$

F шамасын *Фарадей саны* деп атайды. (2a) формуладағы электрохимиялық эквивалент k ның мәнисин Фарадейдин биринши нызамының аңлатпасын (1)-теңликке қойсак, Фарадейдин еки нызамын бириктіретуғын формуланы аламыз:

$$M = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n} Q. \quad (3a)$$

Буннан, егер заттың бир грамм-эквиваленти бөлинип шығатуғын болса, яғни сан

мәниси бойынша A/p шамасына тең болған заттың массасы M бөлиніп шығатуғын болса, онда Q шамасының сан мәниси F ке тең болыўы керек.

Солай етип, *Фарадей саны* F сан мәниси бойынша заттың бир грамм-эквивалентиниң бөлиніп шығыўы ушын керек болған электр зарядының мүғдары Q тең.

Электрохимиялық эквивалентлерди өлшеў Фарадей саны F ушын мынадай мәнисти береди:

$$F = 96494 \frac{\text{кулон}}{\text{грамм} \cdot \text{эквивалент}}.$$

Электронлық теорияны дөреткенде Фарадейдин нызамлары айрықша орынды ийеледи. (3)-формуладан қәлеген заттың бир грамм-эквивалентин ажыратып алыш ушын электролит арқалы белгили мүғдардағы электр зарядының, атап айтқанда сан мәниси Фарадей саны F ке тең болған электр зарядларының өтийи керек. Грамм-эквиваленттеги атомлардың саны N' элементтің валентлиги n нен ғәрезли ҳәм

$$N' = \frac{N}{n}$$

шамасына тең болатуғынлығы көринип тур. Бул теңдикте N - Авогадро саны. Солай етип, ҳәр бир граммның бөлиніп шығыўы элемент арқалы

$$q = \frac{F}{N'} = \frac{F}{N} \cdot n \quad (4)$$

мүғдарындағы электр зарядының өтийи менен байланыслы. Электролитлердин өткизгишилгінин ионлық теориясы бойынша электролит арқалы тоқтың өтийи ионлардың орын алмастырыўына алыш келинеди. Бундан (4)-формуладан ҳәр бир элементтің ионының элементтің валентлиги n ге пропорционал болған q зарядына ийе болатуғынлығы келип шығады.

Ионның ең киши заряды e бир валентли ионның ($n = 1$) зарядына сәйкес келеди:

$$e = \frac{F}{N}. \quad (5)$$

Элементтің валентлиги пүтин n саны менен аңғартылатуғын болғанлықтан, қәлеген ион тәрепинен алыш жүрилетуғын зарядтың мүғдары q дың

$$q = ne$$

теңдигинин жәрдемінде анықланатуғынлығы келип шығады. Демек, ионның заряды пүтин сан еселенген ең киши болған e шамасына тең болады екен. Солай етип, Фарадейдин нызамы заттың атомлық теориясы менен биргеликтे электролит атомлық құрылышы ҳақындағы көз-қарасқа алыш келеди. Бундай жуўмақ 1881-жылы Гельмгольц ҳәм Стоней менен бир үақытта ҳәм бир бириңен ғәрэсиз түрде исленди. Заттың ҳәр бир атомы e элементар зарядына пүтин сан еселенген зарядты жоғалта ямаса қосып ала алады. Бундай элементар e зарядының электронның заряды екенligи айқын көринип тур. Егер атом (ямаса молекула) бир ямаса бир неше электроның жоғалтатуғын болса, онда он зарядланған ион пайда болады. Егер атом (ямаса молекула) өзине бир ямаса бир неше артық электронды қосып алатуғын болса, онда терис ион пайда болады.

Электролиттик диссоциацияда водород ҳәм силтили металлар (литий, натрий, калий ҳ.т.б.) бир валентли оң ионларды пайда ететуғын болғанлықтан, олар бир электроның жоғалтқан атомлар болып табылады. Цинк пенен мыс өзлеринин сульфатларының ($ZnSO_4$ ҳәм $CuSO_4$) диссоциациясында еки валентли оң ионларды пайда етеди, яғни олар еки электрон жетпейтуғын атомлар болып табылады.

Cl , Br , J бир валентли терис ионларды пайда етеди - олардың атомлары бир бирден артық электронларды тутып алады.

Бир элементтің өзи ҳәр қыйлы валентликке ийе бола алады. Усыған сәйкес ҳәр қыйлы зарядларға ийе ионлар да пайда болады. Мысалы, еки валентли темирдин дузларының

диссоциациясында пайда болатуғын темирдин оң ионы еки электронын жоғалтқан темир атомы, ал, темирдин үш валентли дүзларының диссоциациясының салдарынан пайда болған темирдин оң ионы үш электронын жоғалтқан темир атомы болып табылады.

(5)-қатнас Фарадей сыйны F ҳәм Авагадро саны N бойынша электронның зарядын анықлауға мүмкіншилік береди. Авагадро саны N ди $N = 6,023 \times 10^{23}$ моль⁻¹ шамасына тең деп болжап,

$$e = \frac{F}{N} = \frac{96494}{6,023 \cdot 10^{23}} \text{ к} = 1,601 \cdot 10^{-19} \text{ к} = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$$

шамасын аламыз. Бул электронның зарядының үақытлары қабыл етилген мәниси болып табылады. Бирақ Авагадро саны N ди эксперименталлық анықлау ұсылларының электронның зарядын тиккелей өлшеү ұсылларына салыстырғанда дәллигинин тәмен екенligine байланыслы (5)-теңлік Фарадей саны F пенен электронның заряды е бойынша Авагадро саны N ди анықлау ушын қолланылады.

§ 176. Электролиттик диссоциация. 174-параграфта көрсетилип өтилгениндей, электролиттик өtkizгишлик ерийтуғын затлардың молекулаларының диссоциациясының салдарынан еритпедеги ионлардың бар болыўының салдарынан жүзеге келеди. Молекулалар еритпеде ериткиштин молекулалары менен өз-ара тәсирлесіудің тәсиринде диссоциацияланады. Диссоциацияның дәрежеси ериген заттың молекулаларының тәбиятынан да, ериткиштин молекулаларының тәбиятынан да ғәрэзли. Егер зат ериткиш сыпатында пайдаланылатуғын болса, онда усы заттың диэлектрик тұрақтылысы менен оның диссоциацияны пайда ете алыў қабилетлиги арасында параллелизм бар: ериткиштин диэлектрик тұрақтылысы қаншама үлкен болса, онда ол жоқары дәрежели диссоциацияны пайда ете алады.

Диссоциацияның дәрежесинин характеристикасы ушын диссоциация коэффициенти α шамасын қараў ушын киргизеди. Еритпениң көлеминин бир бирлигінде ериген заттың n_0 дана молекуласы бар болсын. Олардың ишинде

$$n'_0 = \alpha n_0$$

молекула ионларға диссоциацияланған, ал

$$n''_0 = n_0 - \alpha n_0 = (1 - \alpha) n_0$$

молекула диссоциацияланбаған. Диссоциация коэффициенти α еритпедеги молекулалардың диссоциацияланыў дәрежесин көрсетеди, егер

$$\alpha = 1$$

теңлиги орынланатуғын болса, онда молекулалардың барлығы диссоциацияланған, ал егер

$$\alpha = 0,$$

теңлиги орынлататуғын болса, онда диссоциация болмаған.

Диссоциацияның берилген дәрежесинде биз молекулалардың ионласыўы менен ионлардың нейтраль атомларға айланыўы (молизация) процесси арасындағы тең салмақтың пенен ис алып барамыз. Үақыт бирлигіндеги диссоциацияланатуғын молекулалардың саны бар болған молекулалардың санына пропорционал. Демек, үақыт бирлигінде көлем бирлигінде пайда болатуғын ионлардың жупларының санын

$$\Delta n'_0 = \beta \cdot (1 - \alpha) n_0 \quad (1)$$

шамасына тең деп болжауға болады. Бул теңликтегі β - пропорционаллық коэффициенти. Молекуланың пайда болыўы ушын еки белгиге ийе ионлардың керек болатуғынлығына байланыслы, қайтадан тикленетуғын молекулалардың саны оң ионлардың санына да, терис ионлардың санына да пропорционал. Ҳәр бир белгиге ийе ионлардың көлем бирлигіндеги саны αn_0 шамасына тең болғанлықтан, көлем бирлигінде үақыттың бир бирлигіндеги қайтадан тикленетуғын ионлардың жупларының санын

$$\Delta n''_0 = \gamma \cdot \alpha n_0 \cdot \alpha n_0 = \gamma \alpha^2 n_0^2 \quad (2)$$

шамасына тең деп есаплауға болады. Бул теңликте γ - пропорционаллық коэффициенти. Ионизация процесси менен молизация процессиниң арасындағы тең салмақтық шәртинин жаңадан пайда болатуғын ионлардың санының қайтадан қосылатуғын ионлардың жубының санына тең болыўы керек екенлиги өз-өзинен түснікли, яғни

$$\Delta n'_0 = \Delta n''_0$$

теңлигиниң орынлы болыўы керек. Буннан, (1)-хәм (2)-теңликлер бойынша

$$\Delta n''_0 = \gamma \cdot \alpha n_0 \cdot \alpha n_0 = \gamma \alpha^2 n_0^2$$

теңликлерине ийе боламыз ҳәм усы теңликтердин тийкарында

$$\frac{1 - \alpha}{\alpha^2} = \frac{\gamma}{\beta} \cdot n_0 \quad (3)$$

формуласын аламыз. Бул формула диссоциация коэффициенти α ның көлем бирлигиндеги ериген молекулалардың саны n_0 менен байланыстырады.

Коэффициентлердин γ/β қатнасы n_0 ден ғәрэзли емес, ал еритпениң тәбиятынан ҳәм усы еритпе түрған шарайтлардан (температурадан) ғәрэзли.

(3)-формула еритпедеги молекулалардың диссоциациясының дәрежеси ҳақында базы бир жуўмақтарға келийге мүмкіншилик береди. Дәслеп, еритпени жүдә әззи (сүйкى) деп болжаймыз, яғни көлем бирлигиндеги ериген заттың молекулаларының саны нолге жақын: $n_0 \approx 0$, бундай жағдайда жуўық түрдеги

$$\alpha \approx 1$$

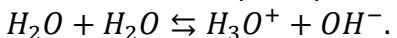
теңлигин аламыз, яғни әззи еритпелерде α ның мәниси бирге жақын. Бул барлық молекулалардың диссоциацияланғанлығын билдиреди.

Керисинше, егер бир диссоциацияның дәрежеси киши деп болжасақ, онда (3)-теңликтеги бөлімдеги α коэффициентин бирге салыстырғанда есапқа алмауға болады. Бундай жағдайда

$$\alpha = \sqrt{\frac{\gamma}{\beta} \cdot \frac{1}{\sqrt{n_0}}} \quad (3a)$$

теңлигине ийе боламыз ҳәм диссоциацияның дәрежесиниң көлем бирлигиндеги ериген заттың молекулаларының санының квадрат коренине кери пропорционал екенлигин көремиз ямаса, басқа сөзлер менен айтқанда, еритпениң концентрациясының квадрат коренине кери пропорционал.

Диссоциация коэффициентиниң мәнисин еритпениң электр өткізгішлиги бойынша анықлауға болады (178-параграфқа қараңыз); α шамасы еритпениң тәбияты менен концентрациясына байланыслы бирден киши болған ҳәр қыйлы мәнислерге ийе болады. Мысалы, KCl ушын 0,0001 моль/л шамасына тең концентрацияда $\alpha = 0,993$ шамасы алғынады, ал концентрация 1 моль/л шамасына тең болса, онда $\alpha = 0,757$ теңлиги алғынады. Таза суұ да диссоциацияланған, бирақ жүдә төмен дәрежеде. Суұ оң H^+ ионларына және гидроскилдинг терис OH^- ионларына диссоциацияланады. H^+ оң ионлары суұ менен биригип H_3O^+ ионларының пайда болыўына алып келеди. Соңықтан диссоциация процессиниң барлығы мынадай харakterге ийе болады:



Жүдә таза суұ ушын α ның мәниси жуўық түрде $1,7 \cdot 10^9$ шамасына тең ҳәм α ниң усы мәнисине H^+ ионларының шама менен 1 литрге 10^{-7} моли сәйкес келеди. Бундай жағдайда 1 см³ суұды шама менен $6 \cdot 10^{12}$ дана H^+ ионларының ҳәм тап сондай шамадағы OH^- гидроксидинг ионларының бар болатуғының ансат есаплап шығарыуға болады.

Электрохимияда ҳәр қыйлы еритпелердеги H^+ ионларының концентрацияларын анықлау әхмийетли орынды ийелейди. 1 литрдеги моллерде аңғартылатуғын бул концентрация $[H^+]$ арқалы белгиленеди. Усы $[H^+]$ шамасынан алынған онлық логарифмди pH символының

жәрдеминде белгиленеди:

$$pH = \lg[H^+].$$

Сүй ушын $[H^+] = 10^{-7}$ ҳәм, ұсыған сәйкес, $pH = -\lg 10^{-7} = 7$. $pH < 7$ теңсизлиги орынланатуғын орталықты ашши, ал, $pH > 7$ теңсизлиги орынланатуғын орталықтарды силтили деп атайды.

§ 177. Еритпедеги ионлардың энергиясы. Потенциаллардың контактлық айырмасы құбылысын қарап, биз электронлардың металдың ишинде сыртындағы ерки электронға салыстырғанда киши потенциаллық энергияға иие болатуғының көрдик. Металдан электронды айырып алыў ушын белгили бир жумыстың исленийи керек. Тап сол сыйқлы, еритпениң ишиндеғи ион базы бир белгили потенциаллық энергияға иие болады. Еритпедеги ионның энергиясы ҳақындағы мәселени биз дәслеп макроскопиялық көз-қарастар қараймыз. Биз бослықта жайласқан радиусы r болған q шамасындағы заряд пенен зарядланған шарға иилемиз деп болжайық. Оның энергиясын мынаған тәң (138-параграфқа қараңыз):

$$E_p = \frac{q^2}{2r}.$$

Диэлектрик тұрақтысы ϵ ге тәң болған диэлектриктиң ишинде орналастырылған тап сондай шар

$$E'_p = \frac{q^2}{2\epsilon r} \quad (1)$$

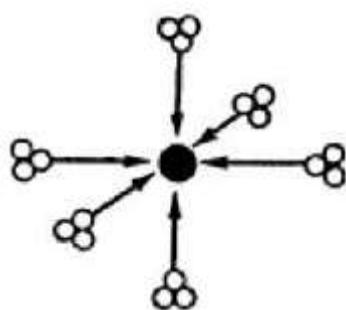
энергиясына иие болады.

Егер еритпедеги ионды диэлектрик орталықта жайластырылған заряды q ға тәң болған тап сондай шар деп қарасақ, онда оның потенциаллық энергиясы (1)-формула менен аңғартылады. Бул ионды еритпеден бослықта алып шығыў ушын потенциаллық энергиялардың айырмасына тәң болған жумысты ислеў керек:

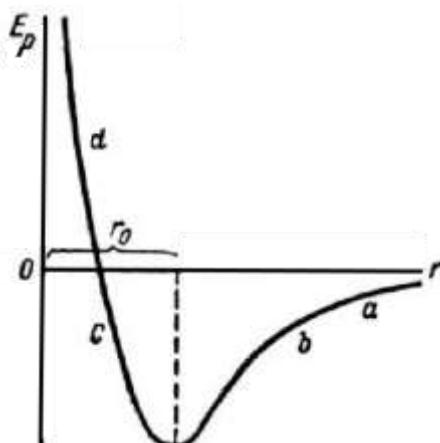
$$A = E_p - E'_p = \frac{q^2}{2r} \left(1 - \frac{1}{\epsilon} \right). \quad (2)$$

Ионның радиусы шама менен $2 \cdot 10^{-8}$ см ге тәң деп есапладап, A жумысының жуғық түрде 3 әв шамасына тәң екенligине көз жеткеремиз.

Еритпедеги ионның энергиясын дәлирек анықлау ушын оның өзин қоршап турған молекулалар менен өз-ара тәсирлесіүйн қарай керек.



143-сүйрет. Ионды қоршап турған сүй молекулалары.



144-сүйрет. E_p потенциаллық энергияның r қашықтығынан ғәрзелигі.

Ериткиш сыптында ең көп ушырасатуғын сүй поляр үш атомлы молекулалардан туралы. Басқалардан алыста турған ионды аламыз ҳәм оған симметриялы түрде алты тәрептен сүйдің нейтраль атомын жақынластырамыз (143-сүйрет). Электр майданының тәсиринде ионның зарядының белгисинен ғәрзесиз оған сүйдің поляр молекулалары тартылады. Себеби олар барлық үақытта ионның зарядына өзиниң қарама-қарсы белгиге иие заряды менен бурылады. Ион менен молекуланың бир бири менен тәсирлесіүине сәйкес келетуғын потенциаллық энергияның шамасы молекулалардың ионларға жақынласыўы менен кемейеди ҳәм 144-сүйреттеги db иймеклигинин

төменге қараған бөлими менен көрсетиледи. Поляр молекулалар менен ионның арасындағы қашықтық r киши болғанда тартысың күши ийтерисиң күши менен алмасады ҳәм потенциаллық энергияның шамасы үлкейе баслайды (144-сүйреттеги cd иймеклигининң бир бөлими). Ион менен молекуланың арасындағы қашықтықтың белгили болған мәнисине потенциаллық энергияның минимумы ҳәм ионның дөгерегиндеги молекулалардың орныңы ауқалы сәйкес келеди. Ионға алты молекуланы жақынластырыудың орнына оның әтирапында қалыңдығы еки-үш молекуланың сыйықты өлшемлеріндегі болған қабықтың пайда болыуы ушын жеткилики болған молекулалардың алты групласын жақынластырыуға болады. Бундай жағдайдағы потенциаллық энергияның иймеклиги де 144-сүйретте көрсетилген, бирақ теренцірек минимумлы иймекликтей болады. Молекулаларды буннан кейин де қосың потенциаллық иймекликти күшли өзгертуейді, себеби ионның дөгерегиндеги майданның кернеулиги қашықтықта байланыслы тез кемейеди. Жеткилики сандағы молекулаларды қосың жолы менен биз сыйықтың ишинде тамшыны аламыз. Солай етип, ионды еритпеге киргизгендең энергиясының өзгериси 144-сүйретте көрсетилген потенциаллық энергияның иймеклигинин тереңлеги менен бериледи. Ериткиштиң ишиндең ионның потенциаллық энергиясын (1)-формуланың жәрдемінде көрсетиүгө болады. Тек ғана ϵ нин мәниси ериткиштиң макроскопиялық жоллар менен анықланған диэлектрик тұрақтысының мәнисинен бир қанша өзгеше болады.

Жұдә әззи ериткиште ионлардың өз-ара тәсирлесіүін есапқа алғыудың кереги болмайды (бизлер оны есапқа алмадық). Ҳәр бир ион ериткиштиң қоңсылас молекулалары менен ғана тәсирлеседи. Нәтийжеде ион менен ериткиштиң молекулаларының арасындағы өз-ара тәсирлесіүдің салдарынан сольват деп аталатуғын комплекс пайда болады ҳәм бундай комплекслер таза ериткиште қозғалады.

Жұдә әззи болмаған еритпелерде ионлардың өз-ара тәсирлесіүін есапқа алғыу керек. Барлық ионлар сан мәниси бойынша бирдей зарядтарға ийе деп болжайық. Белгили бир ионды қарайық. Оның менен оннан r_i қашықтығында жайласқан ион менен тәсирлесіүге сәйкес келетуғын потенциаллық энергия $q_i^2/\epsilon r_i$ шамасына тең. Егер ионлардың екеүинин белгилери бирдей болса, онда потенциаллық энергияның белгиси он, ал ионлардың зарядтары ҳәр қыйлы белгилерге ийе болса, онда потенциаллық энергияның мәниси терис. Бир ионның оны қоршап турған барлық ионлар менен өз-ара тәсирлесіүіне сәйкес келетуғын потенциаллық энергия $q_i \sum \frac{q_j}{\epsilon r_i}$ шамасына тең. Ҳәр қыйлы белгиге ийе болған q_i зарядтары бар болған жағдайда бул сүмманың ағзалары да ҳәр қыйлы белгилерге ийе болады ҳәм сүмманың шамасы үлкен болмайды. Егер берилген ионның әтирапында бирдей сандағы оң ҳәм терис ионлар бар болса, онда потенциаллық энергияның шамасы нолға тең болған ҳәм олар бир биринен орташа бирдей қашықтықтарда жайласқан болар еди. Бундай жағдайда ионның потенциаллық энергиясы оның әтирапында басқа ионлар болмаған жағдайдағыдан мәнислерге ийе болады. Бирақ, шын мәнисинде басқашарақ жағдай орын алады. Жыллық қозғалысларының салдарынан ҳәр бир ион еритпениң өзин қоршалған молекулалары менен соқлығысады ҳәм, гейпара жағдайларда басқа ионларға жақынласады. Зарядтары бирдей белгиге ийе болған ионлардың ийтериси олардың жақынласыуына қарсылық жасайды, ал белгилери ҳәр қыйлы болған ионлардың арасындағы тартылыс күшлери олардың бир бири менен жақынласыуына алып келеди. Усының салдарынан оң ионға жақын орынларда терис ионлар, ал терис ионлардың әтирапында оң ионлар жайласады. Ҳәр бир ион қарама-қарсы белгиге ийе болған ионлардың булты менен қоршалғандай ауқалда болады.

Ионлық кристаллардың пәнжересінде (мысалы ас дузы кристаллында) ҳәм бир оң ион алты терис ион, ал ҳәр бир терис ион алты оң ион менен қоршалған. Солай етип, еритпедеги ионлардың тарқалыуы сыйықтықтағы нейтрал атомлардың тарқалыуы менен кристаллық пәнжередеги ионлардың тәртиплескен тарқалыуының аралығында болады. Буннан еритпедеги ионлардың жыйнағының ионлық кристаллық пәнжередеги жағдайға үксас энергияның запасына ийе болатуғындық келип шығады. Демек, басқа да ионлары бар еритпеден ионды алып шығыу ушын исленген жұмыстың шамасы таза еритпеден сол ионды алып шығыу ушын исленген жұмыстан үлкен болады. Бирақ бул қосымша жұмыстың шамасы (2)-формуланың жәрдемінде алынатуғын энергияның шамасынан жұдә үлкен емес.

Ионның қоршалған орталық пенен тәсирлесіү күшлери тек электростатикалық характерге ийе болмайды. Бул жағдай ҳәр қыйлы заттардың арасындағы (мысалы, еки металдың арасындағы

ямаса металл менен электролиттиң арасындағы) потенциалдардың секириүлерин анықлағанда жүдә абылды болыұды талап етеди. Мысалы, егер биз металл менен электролиттиң арасындағы бир рет металдан электролитке бир электронды, екинши рет ионды алғып өткендеги потенциалдың секириүин анықтайтуғын болсақ, онда потенциалдың секириүі үшін ҳәр қылыш мәнислерди аламыз. Бир бирлик зарядты бир ноқаттан екинши ноқатқа көширгенде электростатикалық потенциалдардың айырмасын жумыстың аңлатпасы бойынша тек қоршаған орталық пенен электростатикалық тәсирлесіү күшлеринен басқа ҳеш қандай күшлер менен тәсир етпейтуғын бир бирлик идеал ноқатлық зарядты көширген жағдай үшін ғана анықланыуы мүмкін. Қандай да бир ҳақыйқый зарядты көширгенде (электронды, ионды) электростатикалық өз-ара тәсирлесіү күшлері менен бир қатарда алғып өтилетуғын бөлекшелердин әүладына ҳәм бир бири менен шегараласатуғын затлардың түрлерине байланыслы күшлирек ямаса әззирик күшлердин де пайда болыуы мүмкін (мысалы, квантлық механикада қаралатуғын "алмасыу күшлері"). Бундай жағдайда ҳақыйқый зарядланған бөлекшениң орнын алмасыуда исленген жумыстың шамасы бойынша потенциаллар айырмасының шамасын анықлау тек потенциаллары анықланатуғын еки ноқат бир орталықта жайласқан жағдайда ғана әмелге асырылады. Егер ноқаттар ҳәр қылыш орталықтарда жатқан болса, қандай бөлекшениң орын алмастыратуғынына байланыслы ҳәр қылыш мәнислердин алыныуы мүмкін.

§ 178. Электролиттик өткизгишлик теориясы. Сыртқы электр майданы болмаған жағдайда электролитте ионлар жыллылық қозғалысларына қатнасады ҳәм усыған байланыслы, қосынды тоқтың шамасы нолге тең. Майдан бар болған жағдайда оң ионлар u_+ қосымша тезлигине, ал терис ионлар оған қарама-қарсы бағытта u_- қосымша тезлигине ийе болады. Тәртипсиз болған жыллылық қозғалысларына ионлардың көширмeli тезлиги қосылады ҳәм еритпеде белгили бағыттағы зарядлардың алғып жүрилийи, яғни әлектр тоғы пайда болады.

Металлардың электр өткизгишligin қарағанымызда (161-параграф) бизлер электронға майданың оның еркін жүриү жолының узынлығындағы тәсирин қарадық. Усының менен бирге биз металдың кристаллық пәнжересиниң тулғасын пайда ететуғын ионлар менен соқлығысқанда сыртқы майданың тәсиринде алынатуғын қосымша тезлиkti толық жоғалтады деп есапладық. Ал электролиттеги ионлардың қозғалысын биз макроскопиялық жақтан қараймыз; биз электролиттеги ионға еки күш тәсир етеди деп есаплаймыз: бириňшиسى электрлік qE күши (q арқалы ионның заряды, E арқалы әлектр майданының кернеўлиги белгиленген) ҳәм орталықтың қарсылық күши. Бундай көз-қарастың дурыс екенligи ионлардың электронларға салыстырғанда ири ҳәм ериткишtiң молекулалары менен тығыз қоршалғанлығы менен дәлилленеди. Көпшилик жағдайларда ионларға "нейтраль молекулалар жабысқан", сонлықтан сыртқы E майданының тәсиринде сольват деп аталағатуғын толық комплекс қозғалады.

Ионлардың қозғалысларының тезликлеринде сүйкелис күшлериниң шамасы тезлиkkе пропорционал ҳәм сол сүйкелис күшлериниң бағыты ионның қозғалыу бағытына қарама-қарсы деп есаплауға болады. Солай етип, оң ионға тәсир ететуғын сүйкелис күшин $-k_+u_+$ шамасына тең деп есаплауға болады, бул жерде где k_+ арқалы сүйкелис коэффициенти белгиленген. Оң ионның массасын m_+ арқалы, ал оның тезленийин ω_+ арқалы белгилеп оң ионның бағытланған қозғалысы үшін мынадай түрдеги теңлемени жаза аламыз:

$$m_+\omega_+ = qE - k_+u_+. \quad (1)$$

Бул теңлеме киши тезликлерде qE әлектр күшлериниң үлкен орынды ийелетуғынлығын, солардың тәсиринде ионның u_+ тезлигиниң үлкейетуғынлығын көрсетеди. Бирақ, u_+ тезлигиниң үлкейиүи менен k_+u_+ сүйкелис күши де үлкейеди ҳәм ўақыттың базы бир моментинде (1)-тенликтин оң тәрепи нолге тең болатуғын шамаға жетеди:

$$qE - k_+u_+ = 0;$$

бундай жағдайда ω_+ тезлениң де нолге айланады ҳәм тезлик

$$u_+ = \frac{qE}{k_+} \quad (2)$$

шамасына тең турақты мәниске ийе болады.

Буннан биз ионның қәлиплескен бағытланған қозғалысының тезлиги болған u_+ шамасының электр майданының кернеўлиги E ге туұры пропорционал екенligин көремиз.

Тап сондай қатнасты терис ионның тезлиги u_- ушын да аламыз:

$$u_- = \frac{qE}{k_-}. \quad (2a)$$

Бул теңликтегі k_- — терис ион ушын сүйкелис коэффициенти.

Электролиттеги тоқ еки белгиге ийе ионлардың қозғалысынан пайда болады; ҳәр бир белгиге ийе болған ионлардың көлем бирлигидеги саны $a\eta_0$; демек, оң ионлардың майданының бағытында, ал терис ионлардың майданға қарама-қарсы бағыттағы қозғалысларынан пайда болған тоқлардың қосындысы мынаған тең:

$$i = i_+ + i_- = q\alpha a\eta_0 u_+ + q\alpha a\eta_0 u_- = q\alpha a\eta_0 (u_+ + u_-). \quad (3)$$

Бул теңликтегі q арқалы ионлардың ҳәр қайсысы тәрепинен алып жүрилетуғын заряд белгиленген.

η эквивалент концентрация деп еритпениң көлеминиң бир бирлигине сәйкес келетуғын ериген заттың грамм-эквивалентиниң санын атайды. Бундай жағдайда $\eta = \frac{n_0}{N'}$. Бул қатнаста n_0 - бир бирлик көлемдеги ериген заттың молекулаларының саны, ал N' - грамм-эквиваленттеги молекулалардың саны. $q\eta_0$ көбеймесин N' шамасына көбейтип ҳәм бөлип, $q\eta_0 = qN' \cdot \frac{n_0}{N'}$ теңлигине ийе боламыз. Бирақ, айтылғанлар бойынша, $\frac{n_0}{N'} = \eta$, ал $qN' = F$. Бул теңликтегі F - Фарадей саны. Буннан

$$q\eta_0 = \eta F$$

теңлигине ийе боламыз. $q\eta_0$ дин тул мәнисин (3)-аңлатпаға қойып

$$i = F\eta\alpha(u_+ + u_-)$$

теңлигин ямаса бул аңлатпаға ионлардың u_+ ҳәм u_- тезликлериниң орнына олардың (2)-хәм (2a)-теңликлери бойынша мәнислерин қойсақ

$$i = F\eta\alpha \left(\frac{q}{k_+} + \frac{q}{k_-} \right) E \quad (4)$$

формуласына ийе боламыз.

Майданың кернеўлиги $E = 1$ болған жағдай ушын сан мәниси бойынша ионлардың тезликтерине таң болған q/k_+ ҳәм q/k_- қатнаслары ионлардың қозғалышылығы деп аталады. Оларды u_+^0 ҳәм u_-^0 арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда (4)-теңликтегі болайынша көширип жазыўға болады:

$$i = F\eta\alpha(u_+^0 + u_-^0)E. \quad (4a)$$

Берилген еритпе ушын $F\eta\alpha(u_+^0 + u_-^0)$ шамасы турақты. Ом нызамы бойынша тоқтың тығызылығы $i = \sigma E$ шамасына тең болғанлықтан, (4a) теңлиги электролиттик өткізгишлик ушын Ом нызамын аңғартады. Электролит ушын электр өткізгишлик коэффициентиниң мәниси

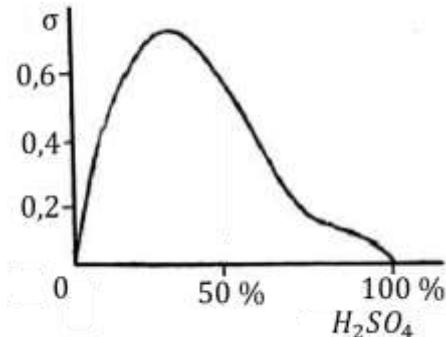
$$\sigma = F\eta\alpha(u_+^0 + u_-^0) \quad (5)$$

шамасына тең болып шығады. (5)-қатнас электролиттиң электр өткізгишлинин диссоциация коэффициенти α ға ҳәм ионлардың қозғалмалылықтарының қосындысы болған ($u_+^0 + u_-^0$) шамасына пропорционал екен.

Диссоциация коэффициенти α еритпениң концентрациясынан ғәрзели. Сонлықтан, (5)-формула менен аңғартылатуғын α ның η дан ғәрзилиги қурамалы характерге ийе болады. Таза ериткиш ушын электр өткізгишлик нолге тең ($\sigma = 0$), себеби концентрация η нолге тең. Буннан кейин, η ның үлкейиүи менен электр өткізгишлик үлкейеди ҳәм базы бир

максимумға жетеди. Концентрациясы үлкен еритпелер ушын σ қайтадан киширейеди, себеби диссоциация дәрежеси α киширейеди. 145-сүйретте σ ның күкирт кислотасының суудағы еритпесинің концентрациясынан ғәрзслиги көлтирилген.

145-сүйрет.
Күкирт кислотасының суудағы еритпеси
ушын электр өткизгишлик σ ның
еритпениң концентрациясынан ғәрзслиги.



σ/η шамасы эквивалент электр өткизгишлик деп аталады. Оны Λ арқалы аңлатамыз. Бундай жағдайда (5)-аңлатпа бойынша

$$\Lambda = F\alpha(u_+^0 + u_-^0). \quad (6)$$

теңлигине иие боламыз. Фарадей саны F тұрақты шама болып табылады, берилген электролит ушын ионлардың қозғалыштарының қосындысы болған $u_+^0 + u_-^0$ шамасы да тұрақты шама. Сонлықтан, (6)-формула бойынша

$$\Lambda = Ca. \quad (6a)$$

теңлигине аламыз. Бул теңликтегі C - тұрақты сан. Солай етип, эквивалент электр өткизгишлик диссоциация коэффициенти α ға пропорционал. Жүдә әззи еритпе ушын $\alpha = 1$ ҳәм бундай жағдайда $\Lambda = C$, яғни жүдә әззи еритпе ушын эквивалент электр өткизгишлик концентрациядан ғәрзли болмай қалады. Эквивалент электр өткизгишликten Λ_∞ арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда (6a) формуладан

$$\alpha = \frac{\Lambda}{\Lambda_\infty}$$

қатнасына иие боламыз. Буннан диссоциация коэффициенти α ның берилген концентрациядағы ҳәм жүдә әззи концентрациядағы эквивалент электр өткизгишликтердин қатнасы бойынша анықланатуғынлығы келип шығады.

Λ_∞ шамасының мәниси ионлардың қозғалмалылықтарының қосындысы менен тиккелей байланыслы. Ҳақыйқатында да, (6)-тенлемеден

$$\Lambda_\infty = F(u_+^0 + u_-^0)$$

теңлигин аламыз. Буннан жүдә әззи концентрациядағы эквивалент концентрацияны анықлап ионлардың қозғалмалылықтарының қосындысын табуға болады.

Ионлардың қозғалмалылықтарының өзлерин анықлау ушын u_+^0/u_-^0 қатнасын да анықлау жеткиликli. Бул қатнасты төмендегидей есаплаудың жәрдеминде анықлауға болады. Көлем бирлигиндеги ҳәр бир белгиге иие ионлардың саны n_0 ди электролиттин барлық бөлімлери ушын бирдей деп есапладық. Бирақ, ионлардың ҳәр қыйлы қозғалмалылықтарының болыуынан олардың саны катодтың қасында ҳәм анодтың қасында үақыттың өтийи менен өзгереди.

Мейли, диссоциация толық болатуғындай дәрежеде ($\alpha = 1$) еритпе соншама әззи болсын. Бундай жағдайда көлем бирлигиндеги жуп ионлардың саны n'_0 көлем бирлигиндеги ериген заттың молекулаларының саны n_0 ге тең. Бундай жағдайда катодтың қасында көлем бирлигинде n_0 оң ион болды (ҳәм соншама терис ионлар болды). Тоқтың өтийи менен оң ионлар катодқа келе баслайды, ал терис ионлар оннан кете баслайды. Катодқа жаңадан келип атырған оң ионлар онда бөлинип шығады ҳәм оларды есапқа

алыўдың кереги болмайды. Ал терис зарядланған ионларға келсек, онда t ўақытының ишинде катодқа тийип түрған көлемнің ҳәр бир бирлигинен $n_0 u_- t$ дана ион кетеди. Усының салдарынан тап соншама оң ионлар жуптың ишине кирмей қалады ҳәм катодта бөлиніп шығады.

Солай етип, t ўақытының ишинде катодтың қасындағы ионлардың жупларының саны $n_0 u_- t$ шамасына киширейеди ҳәм

$$n_{0t}^{(K)} = n_0 - n_0 u_- t = n_0 (1 - u_- t)$$

шамасына тең болады. Демек, t ўақыты ишинде катодтың қасындағы ионлардың жупларының саны мынадай қатнаста өзгереди:

$$\frac{n_{0t}^{(K)}}{n_0} = 1 - u_- t. \quad (7)$$

Тап усындај жоллар менен t ўақытының ишинде анодтың қасындағы ионлардың жуплары мынадай қатнаста өзгериске ушырайды

$$\frac{n_{0t}^{(A)}}{n_0} = 1 - u_+ t. \quad (7a)$$

Бизиң болжайымыз бойынша диссоциация толық, сонлықтан көлем бирлигиндеги ионлардың жубының саны көлем бирлигиндеги ериген молекулалардың санына тең, ал бул сан эквивалент концентрация η ға тең. Буннан (7)-теңлик бойынша

$$\frac{\eta_t^{(K)}}{\eta_0} = 1 - u_- t \quad (8)$$

теңлигine ийе боламыз. Бул теңликтегі $\eta_t^{(K)}$ арқалы электролиз басланғаннан кейин t ўақыт өткеннен кейинги катодтың қасындағы эквивалентлик концентрацияның мәниси, ал η_0 арқалы эквивалентлик концентрацияның басланғыш мәниси. Соның менен бир қатарда (7a) дан

$$\frac{\eta_t^{(A)}}{\eta_0} = 1 - u_+ t \quad (8a)$$

теңлиги келип шығады. Бул теңликтегі $\eta_t^{(A)}$ — электролиз басланғаннан t ўақыт өткеннен кейинги анодтың қасындағы эквивалент концентрацияның мәниси.

(8)- ҳәм (8a)-қатнасларынан мынаны аламыз

$$\frac{u_+}{u_-} = \frac{\eta_0 - \eta_t^{(A)}}{\eta_0 - \eta_t^{(K)}}.$$

Ионлардың қозғалғышлықтары u_+^0 ҳәм u_-^0 олардың тезликтерине пропорционал, сонлықтан

$$\frac{u_+}{u_-} = \frac{\eta_0 - \eta_t^{(A)}}{\eta_0 - \eta_t^{(K)}} \quad (9)$$

қатнасына ийе боламыз. (9)-теңликтен электролиздин салдарынан электродлардың қасындағы еритпелердин концентрациясының төменлеў дәрежесин изертлеп, ионлардың қозғалғышлықтарының қатнасларын табыўға болады екен. (5)- ҳәм (9)-формулаларды пайдаланып, ионлардың қозғалғышлықтарының өзлериниң мәнислерин де табыўға болады.

Базы бир ионлар ушын u_+^0 ҳәм u_-^0 қозғалғышлықтарының мәнислері VII кестеде көлтирилген.

VII кестеде көлтирилген мағлыўматлардан майданның кернеўлигинин жетисиү мүмкін болған мәнислеринде (E ниң шамасы 1 см де бир неше вольт) ионлардың тезликтериниң жүдә киши екенлеги ҳәм бир секундтағы сантиметрдин бир неше мыңнан биринен аспайтуғынлығы көринип тур. Концентрацияланған еритпелердеги ионлардың

қозғалғышлығының сүйік еритпелелердегиге салыстырғанда киши. Концентрацияланған еритпелердеги сыртқы майданға салыстырғанда басқа ионлардың пайда еткен майданларын есапқа алмауға болмайды.

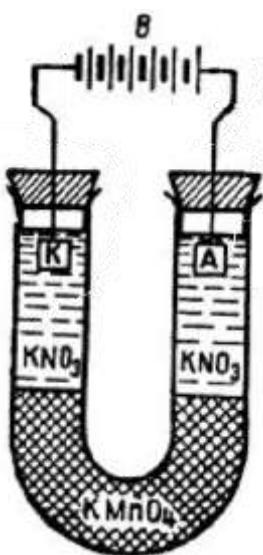
VII кесте

Ионлардың қозғалғышлықтары

($\text{см}^2/\text{сек}\cdot\text{Влердеги}$)

Ионлар	u^0
H	0,003263
K	0,000669
Na	0,000450
OH	0,001802
Cl	0,000677
NO_3	0,000639

Ионлардың қозғалысларын боялған еритпелерди пайда ететуғын ионларды пайдаланыў жолы менен тиккелей бақлауға болады. *К* ҳәм *A* арқалы белгиленген платина электродлары орналастырылған *U*-тәризли трубкаға бирдей болған тығызлықтағы ҳәр қыйлы болған еки еритпени қуяды: төменине интенсивли фиолет реңге иие калий перманганаты ($KMnO_4$), ал жоқарысына реңсиз калий нитраты (KNO_3) еритпеси. Трубка арқалы тоқ өткерилгенде MnO_4^- ионының боялған еритпесинин шегарасы анодқа қарай сезилерліктей жылысады.



146-сүйрет.
Ионлардың қозғалғышлығын үренийдің
усылы.

§ 179. Электродлардың поляризациясы. Қандай да бир электролитке бирдей болған еки металл электрод түсирилген болсын (мысалы, мыс купоросының сүðағы еритпесине еки платина электрод түсирилген). Бундай комбинацияның нолден өзгеше болған э.қ.күшин бермейтуғынлығын биз жоқарыда айттық; нолге тең болмаған э.қ.күши электродқа ҳәр қыйлы болған биринши әүлад өткізгішлерин салғанда орын алады.

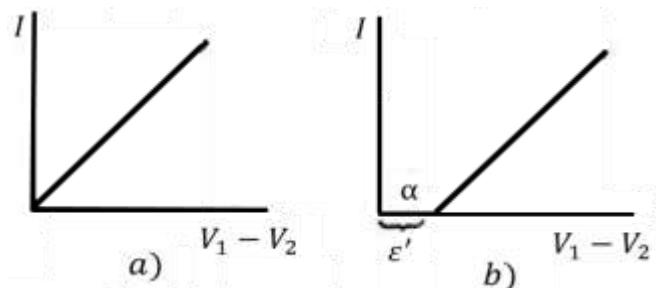
Бирақ, биз платина электродлар орналастырылған мыс купоросының еритпесинен тоқ өткеремиз. Оның ушын электродларды э.қ.күшиниң қандай да бир сыртқы дерегине, мысалы, гальваникалық элементке тутастырыўымыз керек. Бундай жағдайда катодтың хызметин атқаратуғын пластинка электродта мыс, ал анодта болса SO_4^{2-} ионлары бөлиніп шығады; бул ион сүй менен химиялық реакцияға кириседи ҳәм усы реакцияның салдарынан құқырт кислотасы (H_2SO_4) пайда болады ҳәм электродтың қасында кислород бөлиніп шығады.

Нәтийжеде электродлардың симметриясы бұзылады: олардың бири мыстың қатlamы, ал екиншиси кислород плenкасы менен қапланған болып шығады. Енди еритпеген батырылған электродлар бирдей болмайды ҳәм өзиниң ә.к.күшине ийе болған гальваникалық элементті пайда етеди. Бундай элементті поляризацияланған элемент деп атайды.

Егер оны сыртқы деректен ажыратсақ ҳәм қандай да бир қарсылық пенен түйілласақ, онда жаңадан пайда болған элемент тоқты береди. Кери тәртипте өтетуғын химиялық реакциялардың салдарынан электродлардың симметриясы тикленгенше (яғни әлемнен разряждланғанша) тоқтың өтийі дауам етеди.

Электродлардың материаллары бирдей болған жағдайда еритпелердин электролизиниң салдарынан дәслепки симметрияның бузылышы барлық үақытта да орын алады. Бундай жағдайдағы электродлардың өзгерисин электродлардың поляризациясы, ал пайда болған ә.к.күшин поляризациялық ә.к.күши деп атайды. Ҳақыйқатында, поляризация барлық үақытта жоқарыда көрсетилгендей болып қайтымлы түрде өте бермейди: элементтің разрядынан кейин дәслепки ҳалдың толық қайта тикленбекен болуы мүмкін.

Поляризациялық ә.к.күшиниң бар болуы бир қатар әхмийетли жүйемдерге алып келеди.



147-сүйрет.

I тоқ күшиниң потенциаллар айырмасынан ғәрзелиги: a – биринши әүләд өткізгіши үшін, b – екинши әүләд өткізгіши үшін (электролит үшін).

Бириншиден, биз электролиттер үшін Ом нызамын қандай түрде пайдаланыўға болатуғынлығы ҳақындағы мәселени қарай аламыз.

Биринши әүләд өткізгіши арқалы I тоғы өткенде өткізгіштің ушларындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы ҳәм оның қарсылығы R Ом нызамы бойынша байланысқан:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R}. \quad (1)$$

Сонлықтан, тоқ күшиниң потенциаллар айырмасынан ғәрзелиги графикте координаталардың басынан өтетуғын туғырының жәрдемінде сүйретленеди (147а сүйрет).

Электролит арқалы тоқ өткенде электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ (бизлер оларды бирдей заттан исленген деп болжаймыз) тек биринши моментте IR көбеймесине тең болады, электродлардың поляризациясының нәтийжесінде базы бир үақыт өткеннен кейин бурынғы I тоғын услап тұрыў үшін

$$V_1 - V_2 = IR + \mathcal{E}' \quad (2)$$

потенциаллар айырмасын түсірийгे түұры келеди. Усы жағдайға сәйкес, I тоқ күшиниң $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасынан ғәрзелиги

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R} = \frac{\mathcal{E}'}{R} \quad (3)$$

қатнасының жәрдемінде бериледи, яғни бул ғәрзлик (1)-Ом нызамындағыдай координата басы арқалы өтетуғын емес, ал абсцисса көшерин координатасы \mathcal{E}' шамасына тең болған ноқат арқалы өтетуғын туғыры сызықтың жәрдемінде көрсетиледи (147б сүйрет).

(2)-теңликтегі сәйкес, электролит арқалы t үақыты ишинде өткен тоқ

$$A = I(V_1 - V_2)t = I^2Rt + \mathcal{E}'It \quad (4)$$

жұмысын ислейди. Бирақ I^2Rt электролитте бөлиніп шыққан жылдылық Q болып табылады. Буннан

$$A = Q + \mathcal{E}'It \quad (5)$$

теңлигин аламыз, яғни жылдылық ушын кететуғын Q жылдылығы менен бир қатарда электролизде және $A' = \mathcal{E}'It$ шамасына тең қосымша жұмыс та орынланады екен.

Электр тоғы электролиттің ыдырауына алып келмейди. Ерітуғын зат ериү процессинде ионларға диссоциацияланады. Тоқ өткенде тек электродтағы ионлардың ажыралып шығыўы ғана жүзеге келеди. Бирақ, биз 164-параграфта электролитке батырылған өткізгіш пенен электролиттің арасында потенциаллар айырмасының пайда болатуғының көрдик. Усының нәтийжесинде электролиттің қасындағы ионларға электр күшлери тәсір етеди. Электродта ажыралып шығыў ушын, ионлардың базы бир потенциаллық барьер арқалы өтийи керек. $A' = \mathcal{E}'It$ жұмысы усы потенциаллық барьер арқалы өтийи ушын жұмысалады. Қарсылық R дин шамасы дым киши етип алса, онда Ленц-Джоуллық $Q = I^2Rt$ жылдылығының бөлиніп шығыўы ушын исленетуғын жұмыстың шамасын қәлегенше киши етип алғыфа болады (оның ушын үлкен электродларды алғы ҳәм оларды бир бирине жүдә жақын жайластырыў керек). Бирақ, A' жұмысынан қашып қутылыўға болмайды: оның мәниси электролиттің қурамы ҳәм электродлар исленген заттан тәрзели. Егер электродлардың поляризация қайтымлы болатуғын болса, онда \mathcal{E}' шамасының мәниси поляризациялық э.қ.күшиниң шамасының мәнисине тең болады. Бирақ, көпшилик жағдайларда оның мәниси үлкен. Электродта берилген ионлардың ажыралып шығыўы процессинң басланыўы ушын "артық кернеўдин" болыўы керек. Бул артық кернеўдин мәниси вольттиң бир неше оннан бирине жетеди. Мысалы,, күкирт кислотасының сүйдағы еритпесиниң электролизиниң басланыўы ушын электродтағы потенциаллар айырмасының 1,22 вольтке тең болыўы талап етиледи; ал, ҳақыйқатында, таза платина электродларын пайдаланғанда (бул жағдайда сүйдың ыдырауына алып келетуғын) электролиз процесси тек 1,64 вольт болған жағдайда ғана басланады.

Берилген ионлардың ажыралып шығыўы басланатуғын электродлардағы потенциаллар айырмасы ажыралып шығыў потенциалы деп аталады. Ҳәр қыйлы ионлар ушын ажыралып шығыў потенциалының ҳәр қыйлы болыўы бирдей белгиге иле болған ионлар бар еритпеден (мысалы, Cu^+ ҳәм Zn^+ ионлары) бир сорттағы ионларды ажыратып алғыфа мүмкіншилик береди. Бул жағдай электролиздин техникалық қолланылығында таза металларды алғы ушын әхмийетли орынды ийелейди.

Бул параграфта қаралатуғын электродлардың поляризациясынан жүзеге келетуғын екинши нәтийже гальваникалық элементлердин э.қ.күшиниң олардың жұмысы басланғаннан кейинги төменлеўи болып табылады. Гальваникалық элементті сыртқы қарсылық пенен түйіқлағанда усы қарсылық арқалы тоқ өтеди ҳәм электролиттің ыдырауы орын алады. Усының нәтийжесинде электродлар поляризацияланады ҳәм элементтиң ең дәслепки \mathcal{E} э.қ.күшин киширейтетуғын поляризациялық э.қ.күши пайда болады. Усының менен бирге, элементте болып өтетуғын өзгерислер оның ишки қарсылығын арттырады. Мысалы, электродлардың бириnde водородтың көбиклери пайда болғанда элементтиң ишки қарсылығы күшли үлкейеди.

Поляризациялық э.қ.күшиниң зиянлы тәсиринен қутылыў ушын гальваникалық элемент ақырғы есапта электродлардың поляризациясы болмайтуғын бириңи ҳәм екинши әүләд өткізгішлериниң комбинациясынан түрлійі керек. Даниэль элементтінде бул жағдай мыс ҳәм цинк пластинкаларының бир бириңен ишинде геүекликлер бар дийўал менен ажыратылған ҳәр қыйлы еритпелерде жайластырыў жолы менен әмелге асырылады (104-сүйрет). Усының нәтийжесинде, элемент жұмыс испеп турған үақытта тек цинк

пластинкасының ерийи ҳәм мыстың мыс пластинкасының үстине барып отырыуы ғана орын алады. Ал бундай өзгерислер пластинкалардың өзлеринде өзгерислердин болыўына алыш келмейди. Бирақ, ишинде геўек орынлар бар дийўал арқалы еритпелердин сапластырыў мүмкин болмаған диффузиясы Даниэль элементинин жумыс ислеў үақытын шеклейди ҳәм оны әмелій жақтан утымлы емес дүзилиске айландырады.

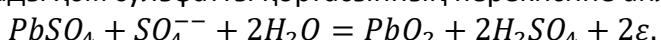
Лекланше элементтің катодтың қасында бөлинип шығатуғын водород марганец перекиси менен реакцияға кириседи. Усының салдарынан көмир электродтың поляризациясы орын алмайды.

Нормаль элементтің салыстырмалы құрамалы дүзилиси (167-параграф), ондағы электродлар менен электролитлердин комбинациясында поляризация ис жүзинде орын алмайды. Нормаль элементтің жумыс ислеўинин барысында электр қозғаушы күши үақыттың өтийи менен өзгериске ушырамайды.

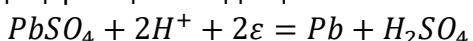
§ 180. Электролиздин техникалық қолланылығы. 1. Аккумуляторлар. 179-параграфта көргенимиздей, тоқтың өтийинин салдарынан электролитке тусирилген еки бирдей металл электродтың поляризацияланатуғының ҳәм гальваникалық элементті пайда ететуғының көрдик. Пайда болған гальваникалық элементтің өзи базы бир үақыттың ишинде тоқтың дереги болып хызмет ете алады. Солай етип, бирдей болған еки бириńши әүлад өткізгіштен ҳәм екинши әүлад өткізгіштен (электролиттен) системаны пайда етиў жолы менен биз аккумуляторды, яғни әлектр энергиясын топтай алатуғын әсбапты ала аламыз.

Бирақ, аккумулятордың баҳалы болып шығыуы ушын оның еки шәртті қанаатландырыуы керек: а) электродлардың поляризациясының орнықлы болыўы керек, б) аккумуляторда болып өтетуғын процесслердин қайтымлы болыўы керек. Бириńши шәрт тоқ алынбаған үақытта аккумулятордың өзинен өзи разрядланбауы ушын зәрүрли; екиншиси оның буннан былай ислеўи ушын жарамсыз болып қалыўына алыш келетуғын өзгерислердин болмауы ушын керек.

Бириńши техникалық аккумулятор күкирт кислотасының (H_2SO_4) суýдағы еритпесиндеги еки қорғасын пластинкадан ибарат. Қорғасын пластинкалар күкирт кислотасы менен химиялық реакцияға кирисип, олардың бети қорғасын сульфатының ($PbSO_4$) қатламы менен қапланады. Аккумулятор арқалы сыртқы деректен тоқты өткергенде (аккумулятордың зарядланылығы) мына формула бойынша SO_4^{2-} терис ионлары анодқа қарай қозғалады ҳәм сульфатты қорғасынның перекисине айландырады:



Оң водород ионлары катодқа қарай қозғалады ҳәм



формуласы бойынша сульфатты қайтадан тиклейди.

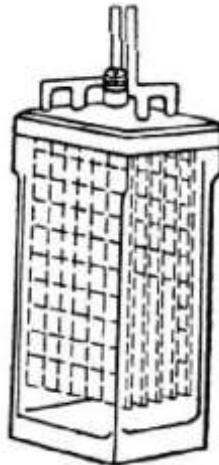
Солай етип, электродлардың арасындағы симметрия бузылады: биреүи қорғасыннан, ал екиншиси қорғасынның перекисинен туралады. Бундай аккумулятор "зарядланған", ол тоқтың дереги болып хызмет ете алатуғын гальваникалық элементтің хызметин атқара алады.

Сыртқы шынжырға "тоқ берип", аккумулятор разрядланады, ондағы процесслер кери бағытта өтеди. Разрядланыудың ақырында пластинкалардың екеўи де қорғасын сульфатының бирдей қатламы менен қапланады ҳәм аккумулятордың ә.к.күши нолге шекем төмөнлейди.

Биз жоқарыда тәрийиплеген аккумулятордағы болып өтетуғын химиялық реакциялар тек пластинкалардың бетлерин ғана өз ишине алатуғын болғанлықтан, онда топланған энергияның муғдары көп емес ҳәм соңынан бундай аккумулятор утымлы емес. Аккумулятор тез разрядланады. Аккумулятордың сыйымлығын, яғни онда топланған энергияның муғдарын үлкейтиў ушын ҳәр қыйлы үсыллар қолланылады. Ҳәзирги заман

қорғасын акумуляторларында (148-сүйрет) оң электродтың бети бир неше рет алдын-ала зарядлау ҳәм разрядлау жолы менен жумсартылған (қәлипластериилген) қабырға тәризли қорғасын пластинкасынан тұрады. Терис электрод бөлімлери қорғасынның окиси пастасы менен толтырылған тор түрине ийе. Зарядлау процессинде қорғасынның окиси қорғасынға өтеди. Бундай аккумулятордың ә.қ.күши дәслеп 2,1 вольтке шекем көтериледи, кейин узақ үақыт дауамында тұрақлы болып қалады ҳәм зарядлаудың ақырында 2,7 вольтке шекем тез көтериледи. Буннан кейин электродлардағы химиялық реакциялар тоқтайды, оларда газ көбиклериниң көп сандағы ажыралып шығыўы басланады: аккумуляторды "қайнап атыр" деп айтады. Усындан жағдайда аккумуляторды зарядлауды тоқтатады. Разрядланыуда процесслер кери бағытта өтеди: дәслеп ә.қ.күштин шамасы 2,7 вольттен 2,1 вольтке шекем тез төменлейди ҳәм буннан кейин узақ үақыт тұрақлы болып қалады. Разрядланыудың ақырында ә.қ.күшиниң шамасы және төменлейди. Әдетте разрядланыуды 1,85 вольттен төменге түсірмейди, себеби күшли разрядланыудың ақыбетинде қайтымлы болмаған қорғасын сульфатының пайда болыўы процесси жүреди. Усының нәтийжесинде аккумулятор бұзылады.

148-сүйрет.
Қорғасын аккумулятор.



Аккумулятордың сыйымлығы деп оның ә.қ.күшиниң 2,7 вольттен 1,85 вольтке шекем кемейиү барысындағы разрядланыуында беретуғын электр зарядларының мұғдарына айтады. Бул сыйымлық әдетте ампер-саатларды өлшенеди (1 ампер-саат = 3600 кулон).

Аккумулятордың пайдалы тәсир коэффициенті деп оның разрядланыуында қайтып беретуғын энергияның мұғдарының зарядлауда жумсалған энергияға қатнасына тең. Ҳәзирги үақытлардағы қорғасын аккумуляторларының пайдалы тәсир коэффициенті 80% ке жетеди³⁰.

Техникалық талаптарға мүйапық, аккумуляторларды анау ямаса мынау өлшемлердеги батареяларға тутастырады. Үлкен аккумуляторлардың сыйымлығы жүзлеген ҳәм мыңлаған ампер-саатларға, ал ә.қ.күшиниң шамасы жүзлеген вольтке жетеди. Аккумуляторлардың техникада қолланылыуының түрлери жүдә көп.

Ҳәзирги үақытлары қорғасынлы аккумуляторлар менен бир қатарда силтили *темир-никель аккумуляторлары* да қолланылады. Олардың катоды болып ишинде майда күйіслықтары бар темир пластинка хызмет етеди. Анод никель окисиниң гидратынан $[Ni(OH)_3]$ тұрады. Силтиниң (KOH) еритпеси электролит болып табылады. Темир-никель аккумуляторлардың ә.қ.күши $\mathcal{E} = 1,45$ в; олардың пайдалы тәсир коэффициенті

³⁰ Ҳәзирги үақытлары пайдаланылып атырған қорғасын аккумуляторларының пайдалы тәсир коэффициентиниң шамасы 80-90 (зарядлау-разрядлау тоғы бойынша процентке, ал энергиясы бойынша 70-80 процентке жетеди (Аўдарыўшылар).

қорғасынлы аккумуляторлардың пайдалы тасир коэффициентинен киши ҳәм 60 проценттен артпайды. Бирақ, олар қорғасын аккумуляторлардан жеңил, оларды эксплуатациялау аңсат ҳәм қысқа ўақытлардың ишинде үлкен тоқларға шыдам бере алады (разрядка тоқларының үлкен мәнислеринде қорғасын аккумуляторлар бұзылады).

2. Электрометаллургия. Металлургияда электролизди ҳәр қыйлы мақсетлерде пайдаланады. Алюминий менен таза мысты электролитлик алғыу кең түрде тарқалған.

Руданы балқытқанда алынатуғын мыс әдетте құқиртли CuS ҳәм Cu_2S бирикпелерине ийе болады. Бундай мыстан анодларды соғады, ал электролит хызметин құқирт кислотасының еритпеси атқарады. Бундай жағдайда электролитте жүдә таза мыс бөлинип шығады (бундай мысты "электролитлик мыс" деп атайды).

Хәзирги заман техникасында пайдаланылатуғын алюминийди оның балқытылған дузларынан толығы менен электролиздың жәрдемінде алады. Электролит сыпатында балқытылған фторлы алюминийдин қос дузы ҳәм глинозём қосылған натрий хызмет етеди³¹. Электродлар сыпатында көмирден исленген пластиналарды қолланады. Дуз тоқ өткенде бөлинип шығатуғын жыллышықтың есабынан балқыт қалда болады. Алюминий шығаратуғын заводлар арзан электр энергиясының дереклери болған гидроэлектростанциялардың қасында жайласады. Алюминийдин дузларының электролизи болып өтетуғын ванналар арқалы онлаған мың ампер тоқты өткереди.

Электролиттик жоллар менен магний, натрий ҳәм басқа да силтили металлар өндіриледи.

3. Гальванопластика. 1837-жылы Петербург илимлер академиямының академиги Б.С.Якоби мыстан жасалған рельефлик жуқа қатламлы предметтерди алғыу ушын биринши болып электролизди пайдаланды; Якоби тәрепинен ойлап атылған процесс гальванопластинка атамасына ийе болды. Дәслеп бул объекттин мумнан ямаса басқа түрдеги пластик материалдан таярланған ҳәм оған электр өткізгішлик қәсийетин пайда етиў ушын графит қатламы менен қапланған моделін таярлап алады. Бул модель мыс купоросының электролизиндеги катодтың хызметин атқарады. Ал анод сыпатында мыс пластинка қолланылады. Бундай жағдайда моделде қалыңлығы электролиздин қанша ўақыт даўам өткенлигине ғәрзели болған мыс пластинкасы отырады. Пайда болған планка кейин моделден айрып алынаады.

Электролизди бир материалдан исленген предметтиң бетине басқа материалдың (металдың) қатламын отырғызыу ушын да пайдаланылады. Мысалы, электролиттик усылдың жәрдемінде никеллеу кеңнен қолланылады Гальванопластика китаплар менен басқа да баспа басылымларындағы сүүретлерди пайда етиў ушын клише таярлау техникасында үлкен әхмийетке ийе.

4. Жуқа изоляциялаушы бетлерди алғыу. Алюминий катод сыпатында хызмет ететуғын жағдайда бор силтисиниң еритпесиндеги алюминий ҳәм қорғасын электродлары арқалы тоқ өтеди. Егер алюминий анод болса, онда ол окистиң жүдә жуқа болған қатламы менен қапланады ҳәм өтип атырған тоқтың шамасы нолге шекем төмендейди. Пайда болған пленца 40 В потенциаллар айырмасына төтепки бере алады.

Бундай изоляциялаушы пленкаларды алғыудың мүмкіншилиги әмелде еки бағдарда пайдаланылады: бириншиден өзгермeli тоқларды туұрылау (237-параграфқа қараңыз) ҳәм, екиншиден, үлкен сыйымлықта ийе болған конденсаторларды алғыу ушын. Соңғы жағдайда алюминийдин жуқа жапырақтарының арасына алдын-ала электролит синдирилген қағазды қояды. Тоқтың өтийинин барысында алюминий жапырақтардың бири жуқа изоляциялаушы пленка менен қапланады ҳәм соның нәтийжесинде жапырақ

³¹ Көпшиликтік жағдайларда алюминийди алғыу ушын ең дәслепки шийки зат сыпатында қурамында 50 – 60% глинозём болған боксит (Al_2O_3) хызмет етеди.

электролит пенен биргеликте конденсаторды пайда етеди. Изоляциялайтуғын пленканың қалыңлығының жүдә киши болыұына байланыслы конденсатордың сыйымлығы жүдә үлкен болады. Усындей электролитлик конденсаторлардың сыйымлығы үлкен болмаған өлшемлерде де 10^{-2} ф шамасына жетеди.

§ 181. Қатты денелердин электролиттик өткізгишлигі. Дұзлардың молекулалары тек еригенде ғана емес, ал балқығанда да диссоциацияланады. Буннан алдыңғы параграфта алюминийдин, магнийдин, натрийдин ҳәм басқа да металлардың балқытылған дұзларының санаатта үлкен масштабларда қолланылатуғынлығын көрдик. Усындей балқытылған дұзлардың электролиттик өткізгишлигі еритпелердин өткізгишилгинен ҳеш қандай айырмаға ийе емес. Бирақ, қатты ҳалдағы дұзлар да электролиттик өткізгишилкке ийе. Бундай жағдайда электролиттик өткізгишли тән болған мысалының тас дұзын көрсетиүге болады.

Тас дұзының кристаллары ионлық кристаллық пәнжерениң үлгиси болып табылатуғынлығы белгіли (I томдағы 87-параграфқа қараңыз). Натрийдин оң ионлары менен хлордың терис ионлары кублық пәнжерениң түйинлеринде жайласқан. Әдеттеги температураларда тас дұзы жақсы изолятор болып табылады. Бирақ, жоқары температураларда, 600°C температурадан баслап ол еле қатты болып қалып, сезилерлікке өткізгишилкке ийе болады (тас дұзының балқыў температурасы 780°C). Тас дұзының кристаллының қарама-қарсы қанталларынан өткізитуғын металл пластинкалары менен қаплап, оларға потенциаллар айырмасын түсирип ҳәм кристалды қыздырғыштың жәрдемінде қыздырып, кристалл арқалы тоқтың өтийін бақлауға болады. Тап сондай өткізгишилкке галогенлик-гүмислик дұзлар, хлорлы қорғасын ҳәм басқа да кристаллар ийе.

П. И. Лукирский, С. А. Щукарев ҳәм О. Н. Трапезниковалар тас дұзының қатты кристаллары арқалы тоқ өткенде Фарадей нызамының орынланатуғынлығын көрсетti. Бул өткізгишилктиң электролиттик характерге ийе екенligиниң туұрыдан-туұры дәлили болып табылады.

Қатты кристалдың электролиттик өткізгишлигі әдетте оның қыйрауына алып келеди. Мысалы, қызған тас дұзының электролизинде катодтың қасында көзге фиолет реңли сабақлардай (дендритлер деп аталатуғын) болып көринетуғын ҳәм кристалға терең киретуғын натрий ажыралып шығады.

Кристаллардың электр өткізгишлигі температура менен өседи. Потенциаллар айырмасы үлкен болғанда тоқтың кескин түрде өсиүине алып келетуғын *тесиү* орын алады³². Тесиү кристалға тиккелей күшли электр майданының тәсіринде (шама менен 10^6 в/см болған), соның менен бирге кристалдың ишиндеги жергилікли қызығындағы есабынан жүзеге келийи мүмкін; соңғы жағдайда жыллыштық тесиүи атамасына ийе. Жыллыштық тесиүи құбылысының теориясы совет алымлары Н.Н.Семенов ҳәм В.А.Фок тәрепинен дөретилди.

Сыртқы электр майданының тәсіринде кристаллық пәнжере арқалы ионлардың қозғалысының механизми усы үақытларға шекем толық анықланбаған. Ең әпиүайы гипотезаның мәниси мынадан ибарат: жоқары температураларда ионлардың тең салмақлық орнының әтирапындағы тербелислериниң амплитудалары соншама үлкен болып, сыртқы майданының электрлік күшлери тәрепинен пайда етілген күшлердин тәсіринде айырмаланады. Бирақ, екінши тәрептен қәлеген ҳақыйқый кристалдың идеаллық үзликсиз пәнжереден әдеүір айырмасының бар екенligин нәзерде тутыў керек. Кристалдың ишинде көп санлы микроскопиялық жарықтар ҳәм пәнжерениң басқа да бузактықтары

³² Рус тилиндеги "пробой" сөзи "тесиү" сөзи менен алмастырылған (Аўдарыўшылар).

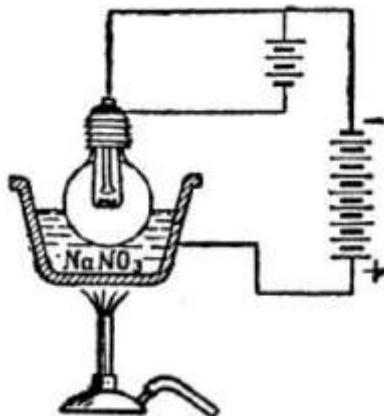
бар ҳәм олар кристалдың өзгешелигинин қәлиплесиүнде үлкен орынды ийелей алады.

Шийше сыйқлы қатты денелердин өткизгишилгинин электролитлик характерге ийе екенлиги жақсы анықланған. Олар кристаллық структураға ийе емес ҳәм оларды қатты денелер менен емес, ал жабысқақлығы жүдә үлкен сүйкілік пенен салыстырған дұрыс болады. Әдеттеги шийше өжире температураларында тоқты жүдә жаман өткереди, бирақ оларды қыздырығанда олар жақсы өткизгишке айланады ҳәм бул өткизгишилк электролитлик характерге ийе болады.

Қыздырылған шийшениң өткизгишилгинин электролитлик характерин аңсат демонстрациялауға болады. Вольфрам сымға ийе болған электр лампасын төменги тәрепин 300°C температурадағы балқытылған натрий силитрасына (NaNO_3) түсіреди (149-сүйрет). Бундай температурада шийше еле қатты ҳалда болады ҳәм атмосфералық басымның тәсиринде қысылмайды. Темир ыдысты оң полюс пенен, ал лампаның вольфрам сымын терис полюс пенен тутастырады; лампаның спиралы тоқтың басқа дерегинен қыздырылады. Бундай жағдайда спираль электронлардың дереги болып табылады. Электр майданы тәрепинен тезлетилген бул электронлар спираль менен лампаның шийшесинин арасындағы электр тоғын пайда етеди. Буннан кейин қызған шийшениң электролитлик өткизгишилигі орын алады ҳәм, ең ақырында, балқытылған шийше менен темир ыдыс арқалы өтип тоқ тутасады. Шийшеде катод тәрепке қарай натрийдин ионлары қозғалады; базы бир үақыттан кейин лампа ишкі тәрептен металл натрийдин жылтыраған айнасы менен жабылады.

149-сүйрет.

Шийшениң электролитлик өткизгишилгін бақлау усылы.



Кристаллардың электролитлик өткизгишилгін бақлау арқалы ионлардың қозғалышының анықлауға мүмкіншиликті береди. Гүмистиң қатты галогенник дузларының электролизинде (AgCl , AgBr , AgJ) тек гүмистиң оң ионы қозғалады екен, ал галогенлердин ионлары қозғалыссыз қалады. Тап усындағы құбылыс тас дузының (NaCl) электролизинде де орын алады. Бул бирикпеде жүдә жоқары болмаған температураларда тек Na^+ ионлары қозғалады; ал жоқарырақ болған температураларда Cl^- ионлары қозғала баслады. Хлорлы қорғасынның (PbCl_2) электролизинде тек хлордың ионлары ғана қозғалады, ал кристаллық пәнжередеги металдың ионлары қозғалмайды. 154-параграфта бизлер базы бир бирикпелердин, мысалы Cu_2O ның (ярым өткизгишлер), электронлық өткизгишилкке ийе болатуғының көрсеткен едик. Ал, енди қатты дузлардың (NaCl , AgCl ҳ.т.б.) ионлық өткизгишилкке ийе екенлигін атап өтемиз. Бирақ, CuJ , Ag_2S сыйқлы бирикпелер де болып, олар аралас өткизгишилкке ийе болады; олардағы тоқ ионлардың да, электронлардың да қозғалысларының бар болыўының салдарынан пайда болады.

§ 182. Газлердеги электр тоғы. Атмосфералық басымға жақын ҳәм оннан үлкен болған басымларда газлер жақсы изоляторлар болып табылады. Бул олардың молекулаларының нейтраль ҳәм газлерде еркин электронлардың ямаса қандай да бир басқа түрдеги заряд

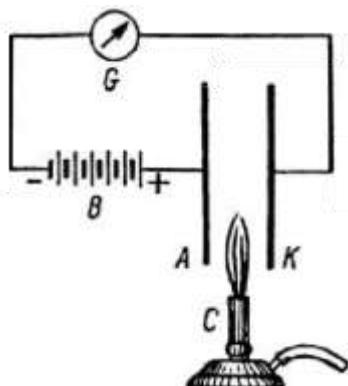
тасыўшылардың жоқ екенлигин аңғартады.

Бирақ, егер газдин массасында қандай да бир жоллар менен ионлар пайда етисе (газди ионластырса), онда ол өткизгишке айланады.

Газди ионластырыуды қыздырып жолы менен оның молекулаларын жалынында, рентген ямаса ультрафиолет нурлар ямаса радиоактив затлардың нурларында диссоциациялау арқалы әмелге асырып болады. Усынданай өткизгишликти газдин өз бетинше емес өткизгишилиги деп атайды.

Усының менен бир қатарда газлерде (айрықша сийреклетилген) тоқтың өтип тұрыуына себепши болған электр майданының тәсиринде тезлетилген бөлекшелердин соқлығысындарының салдарынан пайда болған ионлардың есабынан да өткизгишликтиң жүзеге келийү мүмкін. Бундай өткизгишликти өз бетинше өткизгишилик деп атайды

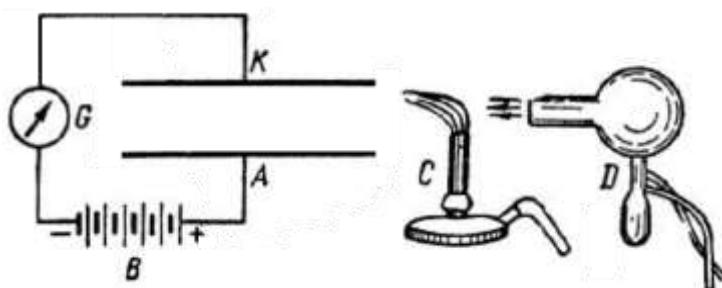
Өз бетинше емес өткизгишликти жүдә әпиүайы түрде демонстрациялауға болады. А ҳәм K пластинкаларының арасына (150-сүүрет) В батареясының жәрдемінде кернеүлігі E болған электр майданы түсириледи. Ҳаўаның жақсы изоляциялық қәсийетлерге ийе болғанлығының себебинен $ABGKA$ шынжырында тоқ пайда болмайды ҳәм G гальванометриниң стрелкасы бурылмайды.



150-сүүрет.

Жалынның қасындағы ҳаўаның өткизгишилиги.

Егер пластинкалардың арасына C горелкасының жалынын жайластырсақ, онда жалында ҳаўаның ионларының пайда болыуының себебинен A ҳәм K пластинкаларының арасындағы ҳаўа өткизгишлик қәсийетке ийе болады ҳәм G гальванометр шынжырда тоқтың пайда болғанлығын көрсетеди.



151-сүүрет. Ионлардың ҳаўаның ағысы менен алып жүрилиүи.

Жалында пайда болған ионлардың қандай да бир үақыттың ишинде (жүдә киши болмаған) сақланатуғынлығын көрсетиүгे болады. Оның ушын A ҳәм K электродларын горизонт бағытында жайластырамыз ҳәм C горелкасын базы бир қашықтықта жайластырамыз (151-сүүрет). Бул жағдайда жалында пайда болған ионлар электродлардың арасындағы кеңисликке келип түспейди ҳәм олардың арасындағы ҳаўа өткизгишлик қәсийетке ийе емес. Бирақ, егер биз үлкен болмаған D вентиляторының

жәрдеминде ҳаұаны жалын арқалы үрлесек ҳәм оны электродлардың арасындағы кеңисликке бағдарласақ, онда олардың арасында тоқ пайда болады. Бул ең болмағандай ионлардың бир бөлімінің ҳаұаның ағысы менен горелкадан электродқа бараман дегенше өзлеринің зарядларын сақтайтуғынлығын көрсетеди. Горелка менен электродлардың арасындағы қашықтықтың шамасы ҳәм ҳаұаның ағысының тезлигі бойынша ионлардың өмиринің узынлығының секундтың оннан бир бөлегіндегі болатуғынлығы анықлауға болады.

Өз бетинше емес разрядта пайда болатуғын тоқлардың шамасы жұдә киши, шама менен $10^{-6} - 10^{-12} \text{a}$. Усындағы әззи тоқларды өлшеудің көпшиликтік жағдайларда тарлы ямаса квадрантлық электрометрлерди пайдаланып, жанапай усыллардың жәрдемінде әмелге асырылады. Бундай жағдайларда еки усыл қолланылады. Олардың бири соққы усылы деп аталады³³. Бул усылдың схемасы 152-сүйретте көрсетилген еди. А ҳәм K пластинкаларының арасындағы ҳауа қандай да бир жоллар менен ионластырылады ҳәм олардың арасында тоқ пайда болады. Пластинкалардың арасындағы ионларды тезлететуғын майданды B батареясы пайда етеди; C ҳәм D лар тарлы электрометрдин пышақтары; G оның сабағы, усы сабақтың аүйысы юғарынша оған берилген потенциалдың мәниси өлшенеди; B' - электрометрдин пышақтарының арасында потенциаллар айырмасын пайда ететуғын батарея. Егер a переключатели 152-сүйретте пунктір менен көрсетилгендей аүхалда турған болса, онда электрометрдин сабағы Z жер менен тутасқан болады ҳәм, сонлықтан, оның потенциалы нолге тең: сабақ аүйеспаған ҳалда қалады. a переключателиның жәрдемінде сабақты жерден ажыратсақ (152-сүйретте переключателдин аүхалы тутас сызықтың жәрдемінде көрсетилген) сабаққа K пластинасынан зарядлар аға баслайды ҳәм сабақ аүйесады. Мейли, секундомер менен өлшенген t ўақытының ишинде сабақтың потенциалы V шамасына жеткен болсын; бундай жағдайда оған берилген зарядтың муғдары Q

$$Q = CV$$

шамасына тең болады. Бул теңдикте C - электрометр, A ҳәм K пластиналары және тутастырышы сымлардан туратуғын барлық системаның сыйымлығы. A ҳәм K пластинкаларының арасында t ўақыты ишинде өтетуғын тоқтың орташа мәниси I мынаған тең:

$$I = \frac{Q}{t} = \frac{CV}{t}.$$

С ның мәнисин билип ҳәм V менен t лардың шамаларын өлшеп, усындағы жоллар менен тоқтың күши болған I ди анықлаймыз. Мысалы, егер сыйымлық $C = 50 \text{ см} \cong 5,5 \cdot 10^{-11} \phi$ ҳәм электрометрдин сабағы 27,5 сек ишинде 0,05 вольтке шекем зарядланған болса, онда

$$I = \frac{5,5 \cdot 10^{-11} \cdot 0,05}{27,5} \text{a} = 10^{-13} \text{a}$$

шамасына ийе боламыз. Көринип турғанында, биз тәрийиплеген усыл жұдә киши тоқларды өлшей алады екен. Бирақ оның кемшилиги t бақлау ўақыты ишиндеги тоқтың тек орташа мәнисин ғана анықлауынан ибарат.

Екинши усыл тұрақты аүйысы юғары усылы деп аталады. Бул усылда A ҳәм K пластинкаларын (153-сүйрет) түйіклатуғын жұдә үлкен болған R қарсылығының ушларындағы потенциаллар айырмасын электрометрдин жәрдемінде өлшеудің алып келинеди (қалған белгилеўлер 152-сүйреттеги белгилеўлерге сәйкес келеди). Өлшенген $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының ҳәм R қарсылығының мәнислері бойынша тоқтың күши Ом нызамы бойынша есапланады:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R}.$$

³³ Рус тилиндеги "метод натекания" сөзи "соққы усылы" түрінде айдарылды (Айдарышылар).

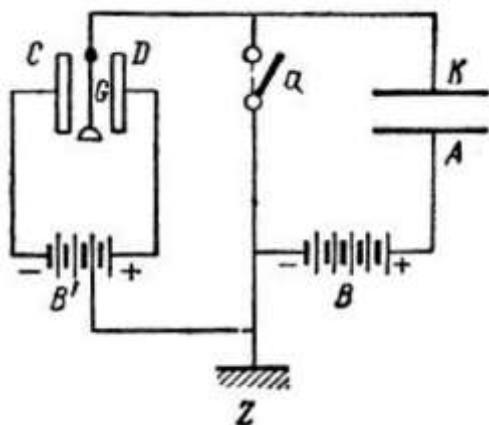
Мысалы, $R = 100$ мом = 10^8 ом қарсылығы ҳәм $V_1 - V_2 = 0,01$ в потенциаллар айырмасы болған жағдайда тоқтың күши

$$I = \frac{0,01}{10^8} a = 10^{-10} a$$

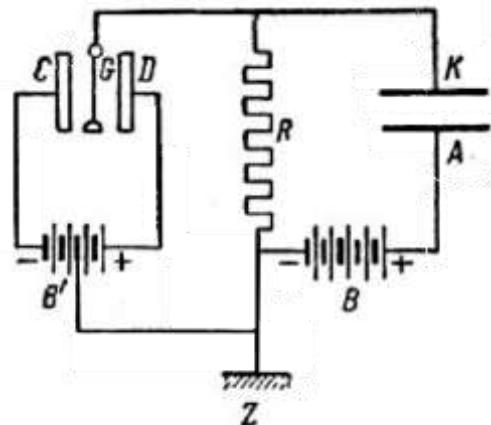
шамасына тең болып шығады.

Сабактың инерциясының киши болатуғынлығына байланыслы бул усыл берилген үақыт моментинде тоқтың күшин өлшеүге мүмкіншілік береди. Усылдың кемшилиги жүдә үлкен қарсылықтың шамасын дәл өлшеудің қыйын екенлеги менен байланыслы.

Атмосфералық басымлардағы ҳәм оннан үлкен болған басымлардағы газлердеги өз бетинше емес өткизгишлик ионлық өткизгишлик болып табылады.



152-сүйрет. Соққы усылының жәрдеминде киши тоқларды өлшеў.



153-сүйрет. Турақты аўысыў усылының жәрдеминде киши тоқларды өлшеў.

Егер ионизация процессининде нәтийжесинде молекулалардан электронлар жулып алынатуғын болса, онда олар молекулаларға бирден тартылады ҳәм сонлықтан олар еркин болып қалмайды, ал молекулалық терис ионларды пайда етеди.

Төменги басымларда электронлар еркин болып қалады ҳәм бундай жағдайларда өткизгишлик электронлық характерге ийе болады.

§ 183. Газлердин өз бетинше емес өткизгишигигиниң теориясы. Газлердин өз бетинше болмаған өткизгишигигиниң теориясы электролитлердин теориясына үқсас (178-параграф).

Мейли, ионизатор үақыттың бир бирлиги ишинде газдин көлеминин бир бирлигинде ҳәр бир белгиге ийе болған Δn_0 дана ионды пайда етсін. Кери процесс болған ионлардың молизациясы (ямаса оны гейпара жағдайларда рекомбинация деп те атайды) көлем бирлигиндеги оң зарядланған ионлардың санына да, терис зарядланған ионлардың санына да туұры пропорционал.

Берилген моментте газдин көлем бирлигинде n_0 дана оң зарядланған ионлар менен тап соншама терис зарядланған ионлар бар деп болжаймыз. Бундай жағдайда көлем бирлигиндеги үақыт бирлигинде молизацияланатуғын (рекомбинацияланатуғын) ионлардың саны мынаған тең болады:

$$\Delta n'_0 = \gamma n_0^2.$$

Бул теңліктегі γ арқалы молизация коэффициенті белгіленген.

Тең салмақтың шәрти қайтадан пайда болған ионлар Δn_0 менен $\Delta n'_0$ жоғалатуғын ионлардың теңлигі түріндегі жазылады:

$$\Delta n_0 = \gamma n_0^2. \quad (1)$$

Буннан берилген шарайтта газдин көлем бирлигиндеги (бирдей белгидеги) ионлардың саны n_0 ушын

$$n_0 = \sqrt{\frac{\Delta n_0}{\gamma}} \quad (2)$$

аңлатпасына ииे боламыз.

Ионластырылған газ тегис параллель болған еки электродтың арасында жайласқан ҳәм пластинкалардың арасында кернеўлиги E болған электр майданы пайда етилген деп болжаймыз. Бундай жағдайда ионлар майданның тәсиринде қозғала баслайды ҳәм тоқ пайда болады. Электродларға жетип барған ионлар оларға өзлеринің зарядларын береди. Солай етип, ионлардың жоғалығы газдин көлеминиң ишиндеги молизацияның есабынан ғана емес, ал ионлардың электродлардың қасындағы нейтралласыўының есабынан да болады екен. Ионлар электродларға диффузияның есабынан да жетип бара алады, бирақ биз буннан былай бул эффектти есапқа алмаймыз.

Мейли, электродлардың арасындағы тоқтың күши I болсын. Бундай жағдайда t ўақытының ишинде $Q = It$ муғдарындағы заряд алып етилген болады ҳәм, соған байланыслы, t ўақытының ишинде электродқа жетип барған ҳәм оған өзинин зарядын берген ионлардың саны It/q шамасына тең болады (яғни ўақыт бирлигінде I/q муғдарындағы заряд жетип барады). Бул аңлатпаларда q арқалы бир ионның заряды белгиленген. Мейли, S - электродларды пайда ететуғын ҳәр бир пластинканың бетинин майданы, ал l - олардың арасындағы қашықлық болсын. Бундай жағдайда пластинкалардың арасындағы газдин көлеми Sl шамасына тең ҳәм, усыған сәйкес, газдин көлем бирлигінде ўақыттың бир бирлигінде өткен тоқтың нәтийжесинде

$$\Delta n'_0 = \frac{I}{qSl}$$

шамасына тең сандағы ионлар кетеди. I/S шамасының тоқтың тығызлығы i екенлигин аңғарып, соңғы теңлікти былайынша көширип жазамыз:

$$\Delta n''_0 = \frac{i}{ql}.$$

Тоқ болған ўақыттағы тең салмақлық шәрти (1)-теңлик бойынша емес, ал жаңадан пайда болған ионлардың саны Δn_0 жоғалатуғын ионлардың саны болған $\Delta n'_0 + \Delta n''_0$ шамасына тең болыўы керек. Буннан мынадай теңлик келип шығады:

$$\Delta n_0 = \gamma n_0^2 + \frac{i}{ql}. \quad (3)$$

Еки шеклик жағдайды қараймыз. Бириншиден, тоқтың тығызлығы i соншама киши ҳәм усыған сәйкес

$$\frac{i}{ql} \ll \gamma n_0^2 \quad (4)$$

шәрти орынланады, яғни тоқтың бар болыўының себебинен алып кетилетуғын ионлардың санын молизацияның салдарынан жоғалатуғын ионлардың санына салыстырғанда есапқа алмайтуғындай дәрежеде киши деп болжаймыз. Бундай жағдайда биз қайтадан (1)-теңликтің ҳәм оннан келип шығатуғын көлем бирлигіндеги ионлардың саны n_0 турақлы болатуғын (2)-теңликтің қайтадан қайтып келемиз Мейли, оң зарядланған ионлардың тезлиги u_+ шамасына ҳәм терис зарядланған ионлардың тезлиги u_- болсын. Бундай жағдайда биз катодқа ўақыт бирлигінде $n_0 u_+ S$ дана оң ионның келип жететуғынлығын аламыз. Усының менен бир ўақытта катодтан $n_0 u_- S$ дана терис ион кетеди ҳәм нәтийжеде катодтың қасында еле жупласпаған $n_0 u_- S$ дана оң ион қалады. Демек, усы жағдайға сәйкес, катодтағы бир бирлик ўақыттың ишинде бөлиніп шығатуғын ионлардың саны $n_0(u_+ + u_-)S$ шамасына тең болады; ал анодта болса ўақыт бирлигінде тап сондай сандағы терис ионлар бөлиніп шығады. Сонлықтан, тоқтың тығызлығы i ушын мынадай теңлікти аламыз:

$$i = qn_0(u_+ + u_-). \quad (5)$$

Электролиттеги ионлардың қозғалысын таллағанымыздай (178-параграфта) таллау жолы менен биз ионлардың теңлескен тезлиги майданның кернеўлиги E ге пропорционал деп болжай аламыз:

$$u_+ = u_+^0 E, u_- = u_-^0 E;$$

u_+^0 ҳәм u_-^0 шамалары газ ионларының қозғалыштықтары болып табылады ҳәм олардың сан мәнислери кернеўлик бирге тең болғандағы ионлардың тезлигине тең (5)-теңликтеке ионлардың u_+ ҳәм u_- тезликтеринің орнына қозғалыштық арқалы алынған аңлатпаларды қойып, мынаны аламыз:

$$i = qn_0(u_+^0 + u_-^0)E. \quad (6)$$

Тәжирийбениң берилген шарайтларында q , u_+^0 ҳәм u_-^0 шамалары тұрақты болғанлықтан, соның менен бирге тоқтың киши тығызлықтарында n_0 шамасын да тұрақты болып қалады деп болжап $\sigma = qn_0(u_+^0 + u_-^0)$ шамасының да тұрақты екенligine көз жеткеремиз. Демек, (6)-аңлатпа Ом нызамын аңғартады екен:

$$i = \sigma E.$$

Бул теңликтеги σ - газдин өткізгішлігі. Тек тоқтың i тығызлығының жүдә киши мәнислери ушын ғана Ом нызамының орынлы екенligin және бир рет атап өтемиз; тоқтың i тығызлығының қандай мәнисиниң жеткиликли дәрежеде киши екенliginiң критерийи (4)-теңлик пенен бериледи. Биз төменде бул теңликтеги басқа формулировканы беремиз.

Енди екінши шеклик жағдайда қараймыз. Бул жағдайда тоқтың күши i ионлардың жоғалығы олардың электродлардағы нейтралласығы бойынша анықланатындаидай дәрежеде үлкен болығы керек. Сонықтан молизацияның салдарынан олардың санының кемейиүин есапқа алмаға болады, яғни

$$\gamma n_0^2 \ll \frac{i}{ql}$$

теңсизлигиниң орынланығы керек. Бундай жағдайда (3)-теңлик мынадай түрге ийе болады:

$$\Delta n_0 = \frac{i}{ql}. \quad (7)$$

(7)-теңлиkti қанаатландыратуғын тоқтың тығызлығын i_t арқалы белгилеп,

$$i_t = \Delta n_0 ql. \quad (8)$$

теңлигин аламыз. Бул (8)-теңликтен тоқтың күшиниң тығызлығы болған i_t шамасының майданның кернеўлиги E дән, соған сәйкес электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ дән тәрзесиз екенligin көрсетеди. Тоқтың тығызлығы i_t берилген шарайтлардағы мүмкін болған максималлық тоқ болып табылады (берилген Δn_0 , q ҳәм l шамалары ушын) ҳәм тойының тоғының тығызлығы деп аталады. (8)-теңликтен қутылмеген нәтийже келип шығады. Атап айтқанда, I тоқ күши қаншама үлкен болса тоқтың тығызлығы болған i_t шамасы да үлкен болығы керек (яғни электродлар бир бириңен қаншама алыс жайластырылған болса). Бул жуўмақ тек ионизацияның электродлардың арасындағы барлық кеңисликте жүзеге келетуғын, яғни электродлардың арасындағы қашықтық l үлкен болған участка ушын дұрыс. Солай етип, үлкен l шамасы орын алғанда пайда болатуғын ионлардың улыўмалық саны үлкен болады, ал бул жағдай тойының тоғының тығызлығы болған i_t шамасының өсиүине алып келеди.

Жоқарыда көріп өтилген еки шеклик жағдайлардың ортасындағы жағдайларда I тоқтың күши потенциаллар айырмасының шамасының Ом нызамы бойынша өсиүине салыстырғанда әстерек өседи. Жоқарыда айттылғанларды жуўмақладап, биз мыналарды айта аламыз: тойының тоғы I_t ға салыстырғанда көп киши болған I тоқларында Ом нызамы орынланады: I тоқтың күши электродлардың арасындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасына пропорционал өзгереди, яғни Ом нызамы орынланады. Үлкен $V_1 - V_2$

потенциаллар айырмасында Ом нызамы орынланбайды - тоқтың шамасы тойының тоғының мәнисине жетеди. I тоқ күшинин электродларға түсирилген $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасынан ғәрезлигинин ұлыўмалық характеристири 154-сүйретте *abc* иймеклиги менен берилген. $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының жүдә жоқары болған мәнислеринде "тесиү" (пробой) орын алады ҳәм тоқтың күши кескин өседи (*cd* иймеклигинин пункттир сызық пенен сызылған бөлими). Газлердин өз бетинше емес өткизгишлигиндеги тоқтың тойының болатуғыны А.Г.Столетов тәрепинен табылды. Ол тәменги басымлардағы газ арқалы разрядтың катодты ультрафиолет нурлар менен жақтыландырағанда пайда болатуғын электронлардың есабынан жүзеге келетуғының бақлады.

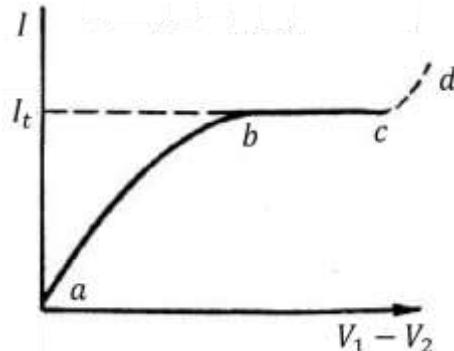
Тегис параллель пластинкалар бар болған жағдайдағы олардың арасында ионластырылған газ болған жағдайдағы потенциалдың түсіүинин тарқалыуы ҳақындағы мәселени қараймыз.

128-параграфта айтылып өтилгениндей, ионизация болмаған жағдайда майданның кернеўлиги E электродлардың арасындағы барлық ноқаттарда турақты ҳәм оң электродтан терис электродқа қарай жылышқанда потенциал V тең өлшеўли кемейеди. OX көшерин электродларға перпендикуляр етип түсирип ҳәм координаталар басын оң электродтың тегислигингде орналастырып, электродлардың арасындағы потенциал V ның тарқалыуының $V_1 V_2$ туýрысы менен сүйретленетуғының көрсетіүге болады (155-сүйрет).

Электродлардың арасындағы барлық кеңисликте тең өлшеўли ионизация орын алғанда, яғни қәлелеген көлемнин ҳәр бир бирлигидеги оң ҳәм терис ионлардың санлары бирдей болған жағдайда газ молекулалық өлшемлерге салыстырғандағы үлкен көлемлерде нейтраль болып табылады ҳәм потенциалдың макроскопиялық тарқалыуы туýрысызықты болып қала береди. Ал, тоқ болған жағдайда аүхал өзгереди. Бундай жағдайда анодтың қасында терис зарядланған ионлардың артықмашлығы, ал катодтың қасында оң зарядланған ионлардың артықмашлығы пайда болады. Электродлардың қасында тарқалыуы I иймеклиги менен сүйретленетуғын көлеммелик ρ зарядлары пайда болады. Көлеммелик зарядлардың бар болыуы майданның кернеўлиги E ни өзгертереди: электродлардың арасындағы кеңисликте кернеўлик турақты болмайды.

154-сүйрет.

Өз бетинше емес өткизгишик орын алған жағдай ушын тоқтың күши I дин потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ден ғәрезлиги.



132-параграфта айтылып өтилгениндей, майданның кернеўлиги E зарядлардың тығызлығы ρ менен былайынша байланысқан:

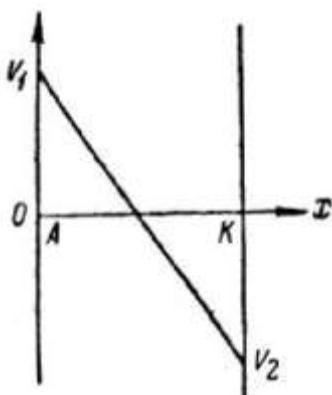
$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi\rho.$$

E майданы биз қарап атырған жағдайда тек x_1 координатасына ғәрезли. Сонықтан жоқарыда жазылған аңлатпа мынадай түрге енеди:

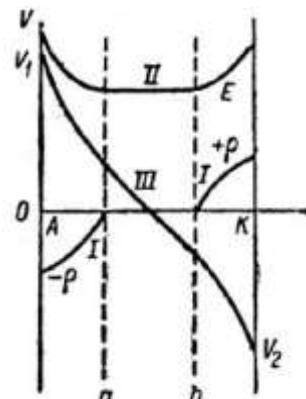
$$\frac{dE}{dx} = 4\pi\rho. \quad (9)$$

Электродлардан үлкен қашықтықтардағы кеңисликте $\rho = 0$ (156-сүйреттеги *ab* обласы)- ҳәм (9)-аңлатпа бойынша E дин координата бойынша алынған туýынды нолге тең, яғни кернеўлик E ның өзи турақты. Электродларға жакын орынларда ρ ның мәниси нолге тең емес ҳәм соған сәйкес dE/dx туýындысы да нолге тең емес. Буннан E ның x қа байланыслы өзгеретуғының келип

шығады. Анодтың қасында ρ ның мәниси терис, сонлықтан, (9)-теңлик бойынша dE/dx түүндүсі да терис мәниске ийе, яғни E ның мәниси анодтан үзақласқан сайын киширейеди. Катодтың қасында ρ оң ҳәм бул орында E үлкейеди. Усы жағдайлардың барлығын есапқа алғанда электродлардың арасындағы кернеўлук E ның тарқалыуы ушын 156-сүрреттеги II менен көрсетилген иймекликті аламыз.



155-сүррет. Ионизация болмаған жағдайдағы потенциал V ның электродлардың аралығындағы тарқалыуы.



156-сүррет. Электродлардың арасындағы I - көлемлик заряд ρ ның, II - майданның кернеўлуги E ның, III - потенциалдың тарқалыуы.

Ақырында потенциал V ның тарқалыуын қараймыз. V потенциалы майданның кернеўлуги менен 131-параграфтағы $E = -\frac{dV}{dx}$ қатнасы арқалы байланысқан. Биз қарап атырған жағдайда n нормалы OX көшери менен бағытлас болғанлықтан

$$-\frac{dV}{dx} = E$$

теңлигине ийе боламыз ҳәм буннан мынадай жағдайды аламыз: көлемлик зарядлар болмайтуғын ab областында E шамасы да, dV/dx түүндүсі да тұрақты, яғни потенциалдың тең өлшеўли төменлеўи орын алады. E шамасы үлкен болған электродлардың қасында потенциалдың төменлеўи электродлардан алыстағы орынларға салыстырғанда тезирек төменлейді. Электродлардың арасындағы кеңисликтеги потенциалдың өзгерисинин ұлыўмалық жолы 156-сүрреттеги III иймеклик пенен берилген.

§ 184. Молизация коэффициентлерин ҳәм газ ионларының қозғалышлықтарын эксперименталлық анықлау. Молизация коэффициенти γ менен ионлардың қозғалышлықтары u^0 ди анықлаудың бир неше эксперименталлық усыллары бар.

Олардың ишиндеңи ең туўрыдан-туўры анықтайтуғын усылларды қараймыз.

Бириңи рет ҳәр қыйлы газлер ушын молизация коэффициентлері γ лардың мәнислері ионизация процесси болып өтетуғын областттан ҳәр қыйлы қашықлықтардағы газдин ағысындағы ионлардың санын анықлау жолы менен әмелге асырылды.

Ионизатордың тәсіри тоқтағаннан кейин көлем бирлигіндеги ионлардың саны n_0 молизацияның салдарынан кемейе баслайды. Үақыттың берилген t моментіндеги көлем бирлигіндеги ионлардың санын n арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда киши dt үақыты ишинде молизацияның салдарынан жоғалатуғын ионлардың санын dn арқалы белгилесек, онда үақыт бирлигі ишинде жоғалатуғын ионлардың саны $-\frac{dn}{dt}$ шамасына тең болады. Анықламасы бойынша молизация коэффициенти γn^2 шамасына тең болыуы керек (γ арқалы молизация коэффициенти белгиленген): Сонлықтан

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma n^2$$

ямаса

$$\gamma dt = -\frac{dn}{n^2} \quad (1)$$

теңликтерине ийе боламыз. Ыақыт t ны ионизатор тоқтатылған үақыттан баслап есаплаймыз. Бундай жағдайда ионлардың саны n ниң үақыт t дан ғәрзеслиktи анық түрде алыу ушын (1)-аңлатпаны $t = 0$ ден үақыттың базы бир t моментине шекем интеграллауымыз керек:

$$\int_0^t \gamma dt = - \int_{n_0}^n \frac{dn}{n^2}.$$

Бул теңликтегі n_0 арқалы ионизатордың жумысы тоқтатылған моменттеги ионлардың саны, ал n арқалы t үақыт моментіндеги ионлардың саны белгиленген. Интегрлалауды орынлаймынадай теңлике ийе боламыз:

$$\gamma t = \frac{1}{n} - \frac{1}{n_0}. \quad (2)$$

Буннан n ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$n = \frac{n_0}{1 + \gamma n_0 t}. \quad (3)$$

(3)-аңлатпа ионизатордың тәсіри тоқтағаннан кейин ионлардың саны болған n шамасының үақытқа байланыслы өзгериүин береди.

Газдин ағысындағы ионизация жүзеге келетүғын областтан ҳәр қылыш қашықлықтардағы ионлардың санын анықлау бойынша эксперименталлық өлшеўлер (2)-қатнасқа тийкарланған. Базы бир шекленген көлемде ионизацияны пайда етеди. Усы көлем арқалы газдың ағысы үрленеди. Ионизация болып өткен орыннан d қашықлығында батареяның бир полюсына тутастырылған электрод жайластырылады, батареяның екинши полюси жерге тутасқан. Бундай жағдайда электродтың әтирапында пайда болған электр майданының тәсіринде оған бир белгиге ийе ионлар келип түседи. Жеткилики дәрежеде құшлы болған майданда үақыт бирлигінде электродқа келип түсетуғын ионлардың саны үақыт бирлигіндеги электродтың қасында өтетуғын газдин көлеміндеги ионлардың санына, яғни $nS\nu$ шамасына тең. Бул көбеймеге S - электродтың майданы, ал ν - ағыстың тезлиги. Усының нәтижесінде электродқа $Q = nS\nu q$ заряды бериледи (q арқалы бир ионның заряды белгиленген).

Өлшеўлер ҳәр қылыш болған еки d_1 ҳәм d_2 қашықлықтары ушын өткерилиеди. Мейли, d_1 қашықлығында

$$Q_1 = n_1 S \nu q$$

заряды, ал d_2 қашықлығында

$$Q_2 = n_2 S \nu q$$

заряды өлшенген болсын. (2)-формула бойынша мынадай теңликлер алынады:

$$\frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_0} = \gamma t_1 \text{ ҳәм } \frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_0} = \gamma t_2.$$

Бул теңликлерде t_1 менен t_2 арқалы газдин ағысындың ионизация областынан электродтың сәйкес биринши ҳәм екинши орынларына жетип барыўы ушын кеткен үақыттар белгиленген.

Буннан мынадай теңлике ийе боламыз:

$$\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1} = \gamma(t_2 - t_1).$$

Бирақ $t_2 - t_1 = \frac{d_2 - d_1}{\nu}$ теңлигинин орынлайтын екенлегин есапқа алыуымыз керек (ν арқалы ағыстың тезлиги белгиленген). Демек, мына теңликтин орынланатуғынлығына көз жеткеремиз:

$$\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1} = \gamma \frac{d_2 - d_1}{v}.$$

Бул теңликтен n_2 менен n_1 лердин олардың Q_1 ҳәм Q_2 лер арқалы аңлатылған мәнислерин қойып мынадай формуланы аламыз:

$$\left(\frac{1}{Q_2} - \frac{1}{Q_1} \right) S v q = \gamma \frac{d_2 - d_1}{v}.$$

Буннан молизация коэффициенти ушын

$$\gamma = S q \left(\frac{1}{Q_2} - \frac{1}{Q_1} \right) \frac{v^2}{d_2 - d_1} \quad (4)$$

формуласына ийе боламыз.

Q_1, Q_2 ҳәм v шамаларын өлшеп және S, q ҳәм $d_2 - d_1$ шамаларын билип, (4)-формула бойынша молизация коэффициенти γ ны табамыз.

Молизация коэффициенти γ ның шамасы $\gamma = \frac{\Delta n'_0}{n_0^2}$ қатнасы бойынша анықланады, бул теңликтен $\Delta n'_0$ - көлем бирлигіндеги үақыт бирлигінде жоғалатуғын ионлардың саны, ал n_0 - көлем бирлигіндеги ионлардың саны. Демек, γ ның өлшеми $L^3 T^{-1}$ түринде жазылады ҳәм $\text{см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ ларда өлшенийи мүмкін. Ҳәр қыйлы газлер ушын γ ның мәнислері VIII кестеде көлтирилген.

γ коэффициентиниң шамасы басымнан әззи ғәрэзли. Тек жұдә киши болған басымларда сезилерліктең киширеяди. Температуралың жоқарылауы менен γ киширеяди.

VIII кесте.

1 атм басымдағы ҳәм 18°C температурадағы молизация коэффициенттері ($\text{см}^3 \cdot \text{см}^{-1}$)

Газ	$\gamma \cdot 10^6$
Хауа	1,67
Кислород	1,61
Водород	1,44
Углерод окиси	0,87

Газлердин өз бетинше емес өткізгішлігінде ҳәм олардың ионласыўында пайдаланылатуғын шамалардың мұғдары менен танысыў ушын бир неше мысалларды көлтиремиз.

1-мысал. Ҳәр қайсысының бетиниң майданы $S = 100 \text{ см}^2$ шамасына тең ҳәм бир бириңен $l = 5 \text{ см}$ қашықтың түрған тегис электродлардың арасында рентген нурлары менен ионластырғанда $I_t = 10^{-7} \text{ а}$ шамасындағы тойыныў тоғы бақланады.

1 сек үақыттың ишинде 1 см^3 көлемниң ишинде рентген нурларының тәсиринде пайда болатуғын ионлардың жупларының саны Δn_0 ді ҳәм 1 см^3 көлемде бар болыуы мүмкін болған ионлардың саны n_0 ді анықлаңыз. Пайда болатуғын ионларды бир валентли деп есаплау керек.

Шешими. Тойыныў тоғының тығызылдығы болған i_t шамасының мәниси мынаған тең:

$$i_t = \frac{I_t}{S} = \frac{10^{-7}}{10^2} \text{ а}/\text{см}^2 = 10^{-9} \text{ а}/\text{см}^2.$$

Бир (бир валентли) ионның заряды q дың шамасы $1,6 \cdot 10^{-19}$ кл. Буннан 183-параграфтағы (8)-формула бойынша

$$\Delta n_0 = \frac{i_t}{ql} = \frac{10^{-9}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1} = 1,25 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$$

шамасына ийе боламыз. 1 см^3 көлемдеги ионлардың жупларының ең мүмкін болған саны n_0 ді 183-параграфтағы (2)-формула бойынша анықтаймыз:

$$n_0 = \sqrt{\frac{\Delta n_0}{\gamma}}$$

VIII кестеге сәйкес, хауа ушын $\gamma = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ екенлигин есапқа алып мынадай

мәнисти аламыз:

$$n_0 = \sqrt{\frac{1,25 \cdot 10^9}{1,67 \cdot 10^{-6}}} \text{ см}^{-3} \cong 2,7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}.$$

Атмосфералық басымда 1 см³ ҳаўада $2,7 \cdot 10^{19}$ молекула болады. Демек, берилген жағдайда рентген нурлары барлық молекулалардың тек 10^{12} бөлімін ғана ионластыра алады екен. Бул ионизацияция электролитлердеги ионизацияның дәрежесине салыстырғанда жүдә киши. Әззи еритпелерде ериген заттың дерлик барлық ионлары диссоциацияланады.

2-мысал. Жердин өткізундеги атмосфералық ҳаўада топырақтың радиоактивлигинин салдарынан ҳәм космослық нурлардың тәсиринде 1 сек ишинде 1 см³ көлемде ионлардың орташа 5 жұбы пайда болады. Ҳәр қайсысының майданы $S = 100 \text{ см}^2$ болған бир бириңен $l = 5$ қашықтығында жайласқан еки электродтың арасындағы тойының тоғының мәнисин анықлаңыз.

Шешими. 183-параграфтағы (8)-формула бойынша мынадай аңлатпаны жазамыз.

$$I_t = i_H S = \Delta n_0 q l S.$$

Пайда болған ионлар $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ к зарядына тең деп есапладап (электронның зарядындай), мынадай нәтийжени аламыз:

$$I_t = 5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5 \cdot 10^2 \text{ а} = 4 \cdot 10^{-16} \text{ а}.$$

Солай етип, атмосфералық ҳаўа жүдә киши болса да, бирақ сезилерліктей тәбийий өз бетинше емес өткізишилкке ийе болады екен.

3-мысал. Рентген нурларының тәсиринде ионластырылған ҳаўада нурлардың тәсирі тоқтатылған моменттен баслап қанша үақыттан соң ионлардың жубының саны еки есе төменлейди.

Ионлардың ең дәслепки санын $n_0 = 10^6 \text{ см}^{-3}$ шамасына тең деп есаплаймыз.

Шешими.

$$n = \frac{n_0}{1 + \gamma n_0 t}$$

түринде жазылатуғын (3)-формулада молизиацияның салдарынан ионлардың саны еки есе кемейтетуғын үақыт $t = \tau$ ны анықтайтуғын теңлемени аламыз:

$$\frac{1}{2} n_0 = \frac{n_0}{1 + \gamma n_0 \tau}.$$

Буннан мынадай

$$\tau = \frac{1}{\gamma n_0}.$$

Бул теңликке $n_0 = 10^6 \text{ см}^{-3}$ ҳәм $\gamma = 1,67 \cdot 10^{-6} \text{ см}^8 \text{ сек}^{-1}$ шамаларын қойып, ионлардың жупларының санының еки есе кемейтетуғын үақыт ушын

$$\tau = \frac{1}{10^6 \cdot 1,67 \cdot 10^{-6}} \text{ сек} = 0,6 \text{ сек}$$

шамасын аламыз. Солай етип, 0,6 сек үақыт өткеннен кейин газде ионлардың ең дәслепки мұғарының ярымы қалады.

4-мысал. 1-мысалда көлтирилген шәртлер бойынша ионлардың эффективлик диаметрин табыңыз.

Шешими. Эффективлик диаметр деп бөлекшелердин еркін жүриў жолының узынлығын ямаса үақыт бирлигіндеги бир бири менен соқлығысыўларының санын анықтайтуғын бөлекшелердин диаметрине айтатуғынлығын атап өтемиз. Бундай жағдайда соқлығысатуғын бөлекшелерди қатты шариклер түринде қарайды.

1-мысалдың шәрти бойынша 1 см³ газде 1 сек үақыттың ишинде $\Delta n_0 = 1,25 \cdot 10^9$ дана ионлардың жуплары пайда болады. Тең салмақтық ҳалда молизиацияның салдарынан 1 см³ көлемде 1 сек дауамында тап сондай мұғардағы ионлардың жубының жоғалыуы керек. Ионлар өз-ара соқлығысыўлардың нәтийжесинде нейтралланады деп болжаймыз.

I томдағы 53-параграфта айтылғанлар бойынша бир бирлиқ үақыттың ишинде молекула

$$\bar{z} = \sqrt{2} \cdot \pi \sigma^2 \bar{v} n_0$$

шамасына тең соқлығысыўларға ушырайды. Бул теңликтегі σ - молекуланың эффективлик диаметри, \bar{v} - молекулалардың жыллылық қозғалыстарының орташа тезлиги, n_0 - көлем бирлигіндеги молекулалардың саны. Бул формуланы ионлардың бир бири менен соқлығысыў санын анықлау

ушын қолланып, биз n_0 шамасын көлем бирлигидеги ионлардың жубы сыпатында қабыл етийимиз керек. Көлем бирлигинин ишиндеги барлық ионлардың соқырысынаның улыўмалық саны мынаған тен болады:

$$Z = \bar{n}_0 \sqrt{2} \cdot \pi \sigma^2 \bar{v} n_0^2.$$

Биз қабыл еткен болжай бойынша, Z саны ионлардың молизацияланған жупларының саны $\Delta n'_0$ ге тен болыуы керек:

$$\Delta n'_0 = \sqrt{2} \pi \sigma^2 \cdot \bar{v} n_0^2.$$

Буннан

$$\sigma = \sqrt{\frac{\Delta n'_0}{\sqrt{2} \cdot \pi \bar{v} n_0^2}}, \quad (5)$$

Ионлардың жыллылық қозғалысларының саны молекулалардың жыллылық қозғалысларының санына тен, яғни ҳауа ушын өжире температурасында $\bar{v} = 5 \cdot 10^4$ см/сек шамасы орын алады. \bar{v} ның бул мәнисин (5)-аңлатпаға қойып ҳәм 1-мысалдың мағлыўматлары бойынша $\Delta n'_0 = 1,25 \cdot 10^9$ см⁻⁸.сек⁻¹ ҳәм $n_0 = 2,7 \cdot 10^7$ см⁻⁸ шамалары орынлы деп болжап эффективлик диаметр ушын мынадай шаманы аламыз:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1,25 \cdot 10^9}{1,41 \cdot 3,14 \cdot 5 \cdot 10^4 \cdot (2,7 \cdot 10^7)^2}} \text{ см} \cong 2,8 \cdot 10^{-6} \text{ см.}$$

Нейтраль молекулалардың эффективлик диаметрлері $2,5 \cdot 10^{-8}$ см шамасының әтирапында; солай етип, ионлардың эффективлик диаметрлері шама менен 100 үлкен екен. Буны түсіндіриў аңсат: ҳәр қыллы белгиге иие болған зарядларға иие болып, ионлар бир бири менен электростатикалық күшлер арқалы тартысады. Бул, өз гезегинде, олардың арасындағы соқырысынаның үлкейтеди ҳәм, соған сәйкес олардың эффективлик диаметрлеринин үлкеййіне алып келеди.

Газдин ағысы менен ионларды иркиү жолы менен ионлардың қозғалыштықтарын анықлаудың әпиүайы болған усылын қараймыз. Мейли, A_1 ҳәм A_2 лер газге жайластырылған еки тор болсын (157-сүүрет). A_1 ҳәм A_2 торларының арасындағы газ қандай да сыртқы ионизатордың тәсиринде ионластирылсын. Егер A_1 торы терис, ал A_2 торы он зарядланған болса, онда терис ионлар A_2 торына қарай $u_- = u_-^0 E$ тезлиги менен қозғалады. Бул теңдикте u_-^0 - ионлардың қозғалыштығы, E - торлардың арасындағы майданың кернеўлуклери. A_2 торына алып келинетуғын заряд электрометрдин жәрдеминде бақланады. Егер, енди газди A_2 торы арқалы A_1 торына қарай v тезлиги менен үрлене басласа (157-сүүретте стрелкалар менен көрсетилген), онда ионлардың A_2 торына қарай қозғалысының тезлиги $u_-^0 E - v$ шамасына тен болады. Газди үрлеўдің тезиги v ның үлкейиү менен бул тезликтиң шамасы киширейеди. $u_-^0 E - v$ шамасының мәниси нолге тен болғанда терис зарядланған ионлар A_2 торына жетип барыўды тоқтатады ҳәм электрометрдин зарядланыўы тоқтайды. Солай етип, $u_-^0 E = v$ теңдиги орынланатуғын моменттиң жүзеге келиүи мүмкін. Буннан v ҳәм E шамаларының мәнислері бойынша терис ионлардың қозғалыштығы анықланады.

A_1 ҳәм A_2 торларының белгилерин өзгертип, тап усындај жоллар менен он ионлардың қозғалыштығы болған u_+^0 шамаларын да анықлаўға болады.

Газдин басымы бир атмосфераға тен болғандағы ҳәр қыллы ионлардың қозғалыштарын өлшеўдің жуўмақтары IX кестеде келтирилген.

Кең шеклерде ионлардың қозғалыштығы басым r ға кери пропорционал. Он ионлардың қозғалыштығы майданың кернеўлигі E ден сезилерліктең ғәрезли емес; жұдә үлкен болмаған E майданында терис ионлардың да қозғалыштықтары да майданың кернеўлигі E ден ғәрезли емес. Бирақ үлкен E лерде кернеўлуктиң буннан былай өсиюи менен қозғалыштық та өседи. Солай етип, 183-параграфта жұдә үлкен болмаған E лерде ионлардың тезликтеринин майданың кернеўлигине

пропорционаллығы жөнинде қабыл етилген болжай ақланады.

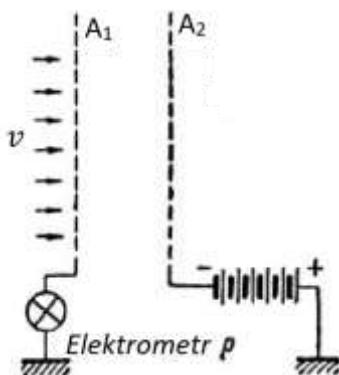
IX кесте

$$p = 1 \text{ атм басымдағы ҳәм } 18^\circ\text{C температурадағы}$$

ионлардың қозғалғышлығы ($\text{см}^2/\text{сек}\cdot\text{В}$)

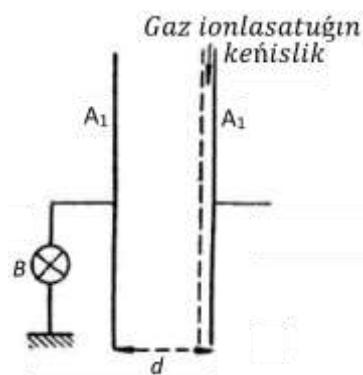
Газ	u_+^0	u_-^0	$\frac{u_-^0}{u_+^0}$
Водород	5,91	8,26	1,4
Кислород	1,29	1,79	1,4
Азот	1,27	1,84	1,4
<i>CO</i>	1,10	1,14	1,0
Хлор	0,65	0,51	0,8

Ионлардың қозғалғышлықтарының, айрықша терис зарядланған ионлардың қозғалғышлықтарының газдин патасланыўынан күшли ғәрэзли болатуғынлығын атап өтиў керек. Оғада киши муғдардағы қосымта, мысалы кислородтың қосылыўы, терис зарядланған ионлардың қозғалғышлықтарын онлаған, ҳәтте жүзлеген есе өзгертереди. 1 атм басымдағы кислородтың излери бар гелийде $u_+^0 = 5,09 \text{ см}^2/\text{сек}\cdot\text{в}$ ҳәм $u_-^0 = 6,31 \text{ см}^2/\text{сек}\cdot\text{в}$. Пүткіллей таза болған гелийде оң зарядланған ионлардың қозғалғышлығы u_+^0 дерлик өзгериссиз қалады, ал терис зарядланған ионлардың қозғалғышлығы болған u_-^0 шамасының мәниси оғада үлкен болған $500 \text{ см}^2/\text{сек}\cdot\text{в}$ шамасына жетеди. Бул гелииди ионластырғанда қозғалғышлықтары жүдә жоқары болған еркин электронлардың пайда болатуғынлығы менен түсндириледи. Кислородтың ҳеш болмаса киши излери болғанда, электронлар кислородтың нейтраль атомлары менен қосылады ҳәм киши жылжығышлықта иие болған терис молекулалық ионларды пайда етеди.



157-сүйрет.

Ионлардың қозғалғышлығын жүдә әпиүайы түрде анықлаудың усылы.



158-сүйрет. Ионлардың

қозғалғышлығын анықлайтуғын усылдың схемасы.

Ионлардың қозғалғышлықтарын анықлаудың басқа усылының мәниси мынадан ибарат: Газ тегис электрод А₁ дин қасында ионластырылады (158-сүйрет). А₁ электроды менен оған параллель болған А₂ электродының арасына ўақытқа байланыслы дәйирли түрде өзгеретуғын $E = E_0 \sin \frac{2\pi}{T} t$ майданы түсіріледи. Бул аңлатпада t - ўақыт, T - дәйир, E_0 - тұрақты шама. А₂ электроды В электрометри менен тутасқан. Қозғалғышлығы үлкен болған бир белгиге иие ионларды, мысалы, терис ионларды қараймыз. Ҳәр бир берилген моментте олар $u_- = u_-^0 E$ тезлигине иие болады. Майданның кернеўлиги E ўақытқа байланыслы өзгеретуғын болғанлықтан, тезлик u_- да өзгереди. Мейли, бириңи ярым дәйирде, яғни $t = 0$ дең $t = \frac{T}{2}$ ўақытына шекем E майданы терис ионларды А₂ электродына қарай тезлететуғын болсын. Бундай жағдайда келеси ярым дәйирдин ишинде майдан ионларды қарама-қарсы бағытта, А₁ электродына қарай тезлетеди. $t = 0$ дең $t = \frac{T}{2}$

ге шекемги ўақыт ишинде ионлар мынадай жолды өтеди:

$$s = \int_0^{T/2} u_-^0 E_0 \sin \frac{2\pi}{T} t dt = \frac{T}{\pi} u_-^0 E_0.$$

Егер s шамасы электродлардың арасындағы қашықтық d дан киши болса, онда A_1 электродының қасында пайда болған ионлар A_2 электродына жете алмайды ҳәм оның менен тутастырылған B электрометрдин стрелкасы аүыспайды. T дәүирин өзгертип, $s = d$ шәрти орынланатуғын жағдайда алғыўға болады. Бундай жағдайда зарядлар A_2 электродына жетип келеди ҳәм оны биз электрометрдин стрелкасының аүйсыўы бойынша көремиз. Бундай жағдайда

$$d = \frac{T}{\pi} u_-^0 E_0$$

теңлиги орынланады ҳәм белгили болған T, d ҳәм E_0 шамалары бойынша изленип атырған қозғалғышлық u_-^0 анықланады.

Дәүир T және де үлкейтілсе A_2 электродына (екинши ярым дәүирдин, ишинде) бизиң болжаўымыз бойынша әстерек қозғалатуғын оң ионлар да жетип келеди. Бундай жағдайда электрометрдин аүйсыўы киширейеди. Усындан жоллар менен басқа белгиге ийе болған ионлардың қозғалғышлығын анықлауға болады.

Ионлардың қозғалғышлығының ийелейтуғын орнын көрсететуғын санлы мысал көлтиремиз.

Мысал. 1 см³ ҳаўада тең салмақтың ҳалда ионлардың $n_0 = 10^7$ жубы болатуғындай дәрежеде рентген нурлары менен ионластырылған ҳаўаның өткизгишлиғи σ ны анықланыз. Ионлардың зарядын бир ретлик деп есаплаңыз³⁴.

Шешими. 183-параграфтағы (6)-формула бойынша мынадай аңлатпаны жаза аламыз:

$$\sigma = q n_0 (u_+^0 + u_-^0).$$

Ионның заряды q ды кулонларда, n_0 ди см⁻³ те ҳәм u_+^0 менен u_-^0 шамаларын см²/сек·в бирликлери менен алып σ ны ом⁻¹ см⁻¹ бирликлеринде аламыз. Ҳаўаны тийкарынан азоттан турады деп есапладап, ионлардың қозғалғышлықтарының қосындысы $u_+^0 + u_-^0$, ушын IX кестеде көлтирилген мағлыұматлар бойынша мынадай шаманы аламыз:

$$u_+^0 + u_-^0 = 1,27 + 1,84 = 3,11 \text{ см}^2/\text{сек} \cdot \text{в}.$$

Буннан, $n_0 = 10^7$ см⁻³ ҳәм $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ к мәнислерин пайдаланып

$$\sigma = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^7 \cdot 3,11 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cong 5 \cdot 10^{-12} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$$

шамасын аламыз.

Бул нәтийжени металлардың өткизгишлиғи менен салыстырыу қызықты. IV кестеде көлтирилген мағлыұматлар бойынша $\sigma = 6,4 \cdot 10^5$ ом⁻¹ см⁻¹. Буннан берилген мысалдың шәртлеринде ионизацияланған ҳаўаның өткизгишигинин мыстың өткизгишигинен шама менен 10^{17} есе киши екенлигин көремиз.

Электролиттердин өткизгишлиғи олардың құрамы менен концентрациясынан ғәрэзли. Мысал ретинде 1 л сүйға 2,92 г ас дұзы $NaCl$ еритилген жағдайда пайда болған электролиттиң өткизгишигин есаптайық

I томның 85-параграфында осмослық басым бойынша бундай шарайтларда $NaCl$ молекулаларының 0,44 иниң ионларға диссоциацияланғанлығын көрдик. Бул ионлардың жубының санының барлық ериген молекулалардың санының 0,44 бөлегиндегі екенлигин аңғартады. $NaCl$ дың молекулалық салмағы 58 ге тең болғанлықтан, көлем бирлигидеги ериген молекулалардың санының мынаған тең болатуғынлығы келип шығады:

$$n_0 = \frac{2,92 \cdot 6 \cdot 10^{23}}{58 \cdot 1000} \text{ см}^{-3} \cong 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}.$$

Буннан көлем бирлигидеги ионлардың жубының санының

$$n'_0 = 0,44 \cdot 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cong 1,3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$$

шамасына тең екенлиги келип шығады. Электролиттиң өткизгишигин 178-параграфтағы (5)-формула бойынша анықтаймыз:

$$\sigma = F \eta \alpha (u_+^0 + u_-^0) = n'_0 q (u_+^0 + u_-^0).$$

³⁴ "Бир ретлик" деп айтқанда ионның зарядының шамасының электронның зарядының шамасындағы екенлигин аңғартады (Аўдарыўшылар).

VII кесте бойынша электролиттеги Na^+ ҳәм Cl^- ионларының қозғалғышлықтарының қосындысы
 $u_+^0 + u_-^0 = 0,000450 + 0,000677 \cong 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{сек}\cdot\text{в}$

шамасына төң ҳәм бүннан мынадай шаманы аламыз:

$$\sigma = 1,3 \cdot 10^{19} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,1 \cdot 10^{-8} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cong 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}.$$

Солай етип, көрсетилген электролиттиң өткізгішилігі биз келтирген мысалдағыдан ионластырылған ҳауаның өткізгішилігінен шама менен 10^9 есе үлкен болады екен. Электролиттиң бундай салыстырмалы үлкен өткізгішилігі көлем бирлигіндеги ионлардың санының үлкен екенлеги менен түсіндіриледі: 1 см^3 электролиттеги ионлардың саны 1 см^3 рентген нурларының тәсіринде ионластырылған ҳауадағы ионлардың санынан шама менен 10^{12} есе үлкен; ал электролиттеги ионлардың қозғалғышлықтары газ ионларының қозғалғышлықтын мың есе киши.

§ 185. Электронлық тоқтың вакуум арқалы өтиңі. Өз бетинше емес болған өткізгішиліктің шеклик жағдайы сыпатында вакуум, яғни қалдық газдин басымы жүдә киши ҳәм соңықтан электронлардың еркін жүрий жолының ұзынлығы электродлардың арасындағы қашықлықтан үлкен болған орталық арқалы өтетуғын электронлық тоқты қарауға болады. 170-параграфта биз вакуум арқалы электронлық тоқты жүзеге келтириў ушын металдың қыздарын бети сыйқылы электронлардың дерегин пайдаланыудың керек екенлегин көрдик.

Усындаған жоллар менен қыздырылған катод пенен анодтың арасында алынатуғын электронлық тоқ Ом нызамына бағынбайды. 170-параграфта көрсетилип өтилгениндей тойының тоғы I_t ға салыстырғанда киши болған I тоқлары ушын Богуславский-Ленгмюр формуласының орынлы екенлегин көрдик (186-параграфтағы келип шығарылышын қараңыз):

$$I = \alpha(V_1 - V_2)^{3/2}. \quad (1)$$

Бул формула бойынша тоқтың шамасы потенциаллар айырмасының $3/2$ дәрежесине пропорционал өседи. I дин потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ден усындаған ғәрээли болыўы электродлардың арасында электронлық булттың пайда болыўы менен байланыслы. Потенциаллар айырмасы үлкен болғанда тоқ катод тәрепинен үақыт бирлигінде шығарылатуғын электронлардың саны n менен анықланатуғын тойының жетеди.

Қыздар катодты пайдаланып, туұры сзызықты ушатуғын электронлардың ағысын алыуға болады. K катодына үлкен болмаған b тесиги бар A анодын жақын жайластырсақ, биз электронлық ямаса катодлық нур деп аталағын электронлардың C дәстесин аламыз. Бул электронлық нурды электронлардың бир қатар қатты денелердин бетине келип үрілішін салдарынан пайда болатуғын жарқын жақтылықтың шығыуы (люминесценция) бойынша табыуға болады. Бундай қатты денелердин қатарына уран шийшеси, виллемит, құқыртли цинк ҳ.т.басқалар киреди.

Катодлық нурлар бириңи рет XIX әсирдин ортасында бақланды, бирақ тек XX әсирдин басында ғана олардың терис зарядқа ийе болған элементар бөлекшелердин - электронлардың ағысы екенлеги анықланды.

Электронлардың соқырысынан болмаған жағдайлардағы қозғалысы электр майданы тәрепинен $f = eE$ қүшиниң тәсіринде жүзеге келеди (e арқалы электронның заряды, E арқалы майданның кернеўлиги белгіленген). Бундай жағдайда майданның барлық жұмысы $A = e(V_1 - V_2)$, бул формулада $V_1 - V_2$ шамасы арқалы электронның жолының басланғыш ҳәм ақырғы ноқаттарындағы потенциаллар айырмасы белгіленген, оның кинетикалық энергиясы болған E_k шамасының үлкейиүи ушын жумсалады. Егер басланғыш тезлік нолге тең болса, онда кинетикалық энергияның шамасы мынаған тең болады:

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = e(V_1 - V_2). \quad (2)$$

168-параграфта биз электронның энергиясының муғдарын электронвольттер деп аталағын айрықша бирлікте өлшеудің қабыл етилгенлегин айтЫп өткен едик (қысқаша

эВ). Бир электронвольт электронның ушларындағы потенциаллар айырмасы 1 В болған жолды өткенде алатуғын энергиясының мұғдарына тең.

Сол параграфта

$$1 \text{ эВ} = 1,601 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$$

теңлигинин орынлы екенлеги де көрсетилди. Көп санлы есаплаўларда N есе (N арқалы Авағадро саны белгиленген) үлкен болған бирликти пайдаланған қолайлыш; бил бирлик заттың бир молине тийисли болған энергияны көрсетеди ҳәм эв/моль деп аталады. Көринип турғанындей,

$$\begin{aligned} 1 \text{ эв/моль} &= 1,601 \cdot 10^{-12} \cdot 6,023 \cdot 10^{23} \text{ эрг/моль} = \\ &= 9,643 \cdot 10^{11} \text{ эрг/моль} = 23055 \text{ кал/моль.} \end{aligned}$$

Электронның ушларындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ шамасына тең болған жол арқалы өткендеги тезлиги v ны аңсат анықлауға болады (басланғыш тезликти нолге тең деп болжаймыз):

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} \sqrt{V_1 - V_2}}. \quad (3)$$

Бул аңлатпаға электронның заряды e менен массасы m ди қойып, мынаны аламыз.

$$v(\text{см/сек}) = 5,930 \cdot 10^7 \cdot \sqrt{V_1 - V_2 (\text{В})} \quad (3a)$$

Солай етип, электронның тезлиги оның өткен жолының ушларындағы потенциаллар айырмасының квадрат коренине туұры пропорционал екен. Ушларындағы потенциаллар айырмасы 1 В болған жолды өткенде электрон $5,93 \cdot 10^7$ см/сек шамасындағы тезликке ийе болады.

Х кесте

Ушларындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ шамасына тең болған жағдайдағы электронның тезлиги v ушын алынған мағлыўматлар

$V_1 - V_2, \text{ В}$	$v, \frac{\text{см}}{\text{сек}}$	$\beta = \frac{v}{c}$
10^2	$5,93 \cdot 10^8$	0,0198
10^8	$1,88 \cdot 10^9$	0,0626
10^4	$5,85 \cdot 10^9$	0,195
10^5	$1,64 \cdot 10^{10}$	0,545
$5 \cdot 10^5$	$2,59 \cdot 10^{10}$	0,863
10^6	$2,82 \cdot 10^{10}$	0,9411

(3)-формула электронның тезлиги жақтылықтың тезлигинен киши болған жағдайлар ушын дұрыс. Электронның тезлигинин шамасы жақтылықтың тезлигине шамаласқанда салыстырмалық теориясына сәйкес өзгерислерди есапқа алыуға туұры келеди (218-параграфқа ҳәм I томдағы 31-параграфқа қараңыз). Х кестеде ушларындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ шамасына тең болған жағдайдағы салыстырмалық теориясының талапларын есапқа алғандағы электронның тезликлеринин мәнислері келтирилген. Үшинши бағанада электронның тезлиги v ның жақтылықтың тезлиги c ға қатнасы келтирилген³⁵.

³⁵ Китаптың авторлары "салыстырмалық теориясына сәйкес массаның тезликке байланыслы болыўы" түснігін кеңнен қолланады. Бирақ, биз массаның релятивисттик инвариант екенлигин және еске саламыз ҳәм электронның толық энергия менен тезлигинин арасында

$$E = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

түриндеги қатнастың бар екенлигин атап өтемиз (m_e арқалы электронның массасы

Х кестеде келтирилген мағлыұматлардан потенциаллар айырмасының шамасы $V_1 - V_2 = 100 \text{ В}$ болғанда электронның ҳақыйқый тезлигинин (3a) формула беретуғын шамаға тең болатуғынлығын көриүге болады. Бирақ потенциаллар айырмасының шамасы $V_1 - V_2 = 10^6 \text{ В}$ шамасына жеткенде электронның ҳақыйқый тезлиги $2,82 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$ шамасына тең болады, ал салыстырмалық теориясының талапларын есапқа алмайтуғын (3a)-формула бойынша есапланған тезлик v ның шамасы $5,93 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$ шамасына тең, яғни жақтылықтың тезлигинин шамасынан да үлкен болған болар еди. Ал салыстырмалық теориясы бойынша жақтылықтың вакуумдағы тезлигинен үлкен тезлик болмайды.

Электронлық нур менен өткерилиген тәжирийбе бизде электронлар ҳақында массаға ҳәм электр зарядына ииे, белгили болған траекториялар бойынша қозғалатуғын бөлекше ҳақындағы көз-қарасларды пайда етеди. Бирақ I томдағы 31-параграфта классикалық механиканың қолланылығы шегаралары ҳақында гәп еткенимизде биз элементар бөлекшелерге (айрым электронларға, протонларға ҳ.т.б.) классикалық "бөлекшелерге" қолланылығы мүмкін болған көз-қарасларды пайдаланыға болмайтуғынлығын атап өттік. Элементар бөлекше гәптиң әдеттеги мәнисинде "бөлекше емес" ҳәм оның ушын траектория ҳақындағы түснікті қолланыға болмайды. Элементар бөлекшелер анықсызылық қатнаслары деп аталатуғын қатнасларға бағынады ҳәм соған сәйкес, олардың ҳәр қайсысының дәл анықланған координата ҳәм дәл анықланған тезликтің векторы менен анықланығы мүмкін емес³⁶. Анықсызылық қатнаслары бойынша координата x ҳәм тезликтің v_x қураушысының бир үақытта тек Δx ҳәм Δv_x дәлліклеринде ғана анықланығы мүмкін:

$$\Delta x \cdot \Delta v_x \geq \frac{h}{m}. \quad (4)$$

Бул аңлатпада m — бөлекшениң массасы, ал $h = 6,624 \cdot 10^{-34} \text{ эрг·сек}$ тұрақты болып табылады ҳәм оны Планк тұрақтысы деп атайды.

Кейинирек (III томға қараңыз) тек жүдә пүкталық пенен өткерилиген тәжирийбелердин (4)-қатнасқа алып келетуғынлығын көремиз ҳәм сонда оның физикалық мәнисин толық айқынластырамыз... Ҳақыйқатында бул қатнас классикалық механиканың көз-қарасларының элементар бөлекшелерге қолланылығының шеклерин ғана көрсетеди. Сонықтан, қандай жағдайларда электронлар ҳақындағы көз-қараслардан пайдаланыға болатуғынлығы, ал қандай жағдайларда электронларды классикалық механиканың "бөлекшелери" сыпатында қарауға болатуғынлығын анықлау мүмкін екен.

Биз жоқарыда электронлық "дәсте" көз-қарасыны тийкарында таллаған жағдайлардың барлығының (4)-қатнасқа сәйкес келетуғынлығын аңсат көриүге болады.

Оның ушын биз I томдағы 31-параграфтағы мысалды еске түсирийимиз керек. Егер дәстениң кеңлигі $\Delta x = 10^{-2} \text{ см}$ болса (ал тәрийипленген тәжирийбелерде биз дәстениң кеңлигин оннан да дәл анықтай алмаймыз), онда (4)-қатнас бойынша

$$\Delta v_x \sim \frac{h}{m \cdot \Delta x} \cong \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{9 \cdot 10^{-28} \cdot 10^{-2}} \text{ см/сек} \cong 7 \cdot 10^2 \text{ см/сек}$$

белгиленген). Сонықтан электронның кинетикалық энергиясы ушын $E_{kin} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - m_e c^2$ шамасына тең болады. Бул аңлатпада $m_e c^2$ арқалы электронның тынышлықтағы энергиясы белгиленген. Нәтийжеде электронның кинетикалық энергиясы менен оның туўры сзызықты жолының ушларындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ арасында мынадай қатнас орын алады:

$$E_{kin} = e(V_1 - V_2).$$

³⁶ Квантлық механикадағы анықсызылық принципи деп аталатуғын принцип немис физиги Вернер Гейзенберг тәрепинен 1927-жылы ашылды ҳәм ол физикалық квантлық механиканың ең тийкарғы принциплеринин бир болып табылады (Аўдарыўшылар).

шамасын аламыз.

Бирақ, барлығы болып 1 В болған тезлетиүши потенциалда (ал, электронлық дәстелерди алатуғын трубкалардағы тезлениүши потенциаллардың шамасы оған салыстырғанда әдеүир жоқары) (За)формуласы бойынша электронның тезлиги $v \cong 5,9 \cdot 10^7$ см/сек шамасына тең ҳәм, усыған сәйкес, (4)-қатнас тәрепинен талап етилетуғын ΔV_x шамасының мәниси тезликтиң шама менен 0,001 % мәнисин қурайды, яғни эксперименттің мүмкін болған дәллігінің шеклеринен алыста қалады. Бундан, тәрийипленген тәжирийбелерде, тап сол сыйқылды усы томда қарап өтилетуғын басқа тәжирийбелерде де, электронды биз әдеттеги "бөлекше" сипатында қарауға болатуғынлығы келип шығады.

§ 186. Богуславский-Ленгмюр формуласын келтирип шығарыў; тоқ күшинин флюктуациялары. Эпиүайылық ушын, бир бирине параллель жайласқан еки шексиз үлкен тегис электрод берилген деп болжаймыз (160-сүрет). Электродлардың арасындағы қашықтықты d арқалы белгилеймиз, шеп тәрептеги электродты катод деп есаптаймыз ҳәм оның потенциалын нолге тең етип аламыз: $V_K = 0$. Оң тәрептеги электродтың (анодтың) потенциалын V_A арқалы белгилеймиз. Катод электронлардың дереги болып табылады.

Майдан тәрепинен тезлетиленетуғын электронлар бир электродтан екиншисине қарай қозғалады ҳәм тоқты пайда етеди.

OX көшерин электродларға перпендикуляр етип түсиремиз. Электродлардың жайласыўларында симметрия болғанлықтан, электронлық булт тәрепинен пайда етилетуғын зарядлардың көлемлик тығызлығының мәниси р тек x координатасынан ғәрэзли болады, эквипотенциаллық беттер электродларға параллель болып жайласады ҳәм майданның кернеўлиги векторы E ҳәмме орынларда OX көшери менен бағытлас.

Тоқтың тығызлығы i сан мәниси бойынша беттиң бир бирлигі арқалы ўақыт бирлигинде алып өтилген зарядтың муғдарына тең.

Стационар режимде тоқтың тығызлығы i ўақыт бойынша турақлы ҳәм x координатасының барлық мәнислері ушын бирдей.

Зарядлардың көлемлик тығызлығы ρ менен V потенциалының арасындағы байланыс 132-параграфтағы (3)-формула менен бериледи:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi\rho. \quad (1)$$

Биз қарап атырған жағдайда V потенциалы тек электродлардың тегислигине перпендикуляр бағытта ғана, яғни OX көшеринин бағытында ғана өзгереди; сонлықтан V ның x координатасы бойынша туғындысы ғана нолге тең емес ҳәм (1)-теңлик мынадай түрге енеди:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -4\pi\rho. \quad (2)$$

Термоэмиссияда электронлар катодтан жыллыштық тезликтери менен ушып шығады. Олар электронлар тәрепинен әдеттегидей сыртқы электр майданының тәсиринде алатуғын тезликтерден киши. Сонлықтан электронлардың дәслепки тезликтерин нолге тең деп есаптаймыз. Бундай жағдайда электронлар электродлардың арасындағы V потенциаллар айырмасы менен тәрийипленетуғын ноқатқа жеткенде

$$\frac{mv^2}{2} = eV \quad (3)$$

формуласының жәрдемінде анықланатуғын v тезлигине ийе болады. i тоқтың тығызлығы көлемлик зарядтың тығызлығы ρ ҳәм электронлардың қозғалысының тезлиги арқалы

$$i = -\rho v \quad (4)$$

теңлеги бойынша анықланады. Бул теңликтин оң тәрепинен минус белгиси қойылған, себеби i векторының бағыты оң зарядлардың қозғалысының бағытына сәйкес келеди.

(2)-, (3)- ҳәм (4)-аңлатпалардан мынаны табамыз:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = 4\pi i \sqrt{\frac{m}{2e}} \cdot V^{-1/2}.$$

Бул теңліктиң он ұәм шеп тәреплерин $\frac{dV}{dx} dx$ шамасына көбейтіп

$$\frac{d^2V}{dx^2} \cdot \frac{dV}{dx} dx = 4\pi i \sqrt{\frac{m}{2e}} \cdot V^{-1/2} \cdot \frac{dV}{dx} dx \quad (5)$$

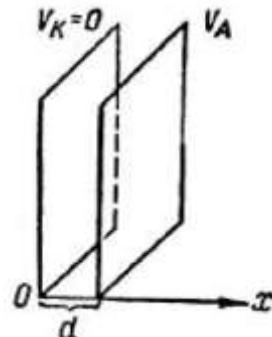
теңлигине ийе боламыз. (5)-теңлікти 0 ден x қа шекем интеграллап, мынаны жаза аламыз:

$$\int_0^x \frac{d^2V}{dx^2} \cdot \frac{dV}{dx} dx = 4\pi i \sqrt{\frac{m}{2e}} \int_0^x V^{-1/2} \cdot \frac{dV}{dx} dx. \quad (6)$$

Шәрт бойынша $x = 0$ теңлиги орынланғанда $V = 0$ болыуы керек; ұсының менен бирге бизге $x = 0$ теңлиги орынланғанда $\frac{dV}{dx} = 0$ теңлиги де орынланады деп есаплау керек болады.

160-сүрет.

Богусловский-Ленгмюр формуласын келтирип шығарыға.



Бул соңғы шәрт мынадай жағдайлардан келип шығады: катодтың қасында сол катодтың электронлары тек диффузияның есабынан келип жететуғын электронлық бұлт пайда болады. Демек, катодтың қасында майданның кернеўлиги $E = 0$, буннан мынадай талап келип шығады:

$$\frac{dV}{dx} = 0.$$

Бундай шарайтларда (6)-теңлікти интеграллаудың нәтийжесинде төмендегидей аңлатпаны аламыз:

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 = 16\pi i \sqrt{\frac{m}{2e}} \cdot V^{1/2}$$

ямаса

$$\frac{dV}{V^{1/4}} = 4\sqrt{\pi i} \cdot \sqrt[4]{\frac{m}{2e}} \cdot dx.$$

Бул аңлатпаны x тың өзгериү шеклерин болған 0 ден d ға шекем интеграллаймыз:

$$\int_0^{V_A} \frac{dV}{V^{1/4}} = 4\sqrt{\pi i} \cdot \sqrt[4]{\frac{m}{2e}} \cdot \int_0^d dx.$$

$x = 0$ ноқатында $V = 0$ ұәм $x = d$ ноқатында $V = V_A$ теңліклери орынлы болғанлықтан, шеп тәрептеги интеграл ушын интеграллау шеги сыпатында 0 ұәм V_A шамаларын алдық. Интеграллау

$$\frac{4}{3} V_A^{3/4} = 4\sqrt{\pi i} \cdot \sqrt[4]{\frac{m}{2e}} \cdot d$$

теңлигин береди. Бул теңлікти тоқтың тығыздығы i ге қарата шешип,

$$i = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{1}{d^2} \cdot V_A^{3/2} \quad (7)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Тоқтың тығыздығы i дан ұлыўмалық I тоғына өтий ушын i шамасын электронларды эмиттерлейтуғын беттиң майданы S ке көбейтій керек:

$$I = iS.$$

Ұсының менен бирге бизин белгилеўлеримизде V_A шамасының электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ге сәйкес келетуғынлығын есапқа алсақ, онда (7)-аңлатпадан мынадай формуланы аламыз:

$$I = \frac{S\sqrt{2}}{9\pi} \cdot \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{1}{d^2} (V_1 - V_2)^{3/2}.$$

Бундай жағдайда

$$\frac{S\sqrt{2}}{9\pi} \cdot \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{1}{d^2} = \alpha$$

белгилеүин қабыл етсек (бул жағдайда α шамасы электродлардың берилген өлшемлери менен жайласыўлары ушын турақты шама), онда мынадай формуланы аламыз:

$$I = \alpha(V_1 - V_2)^{3/2}.$$

Бул формула 172-параграфтағы (3)-формула менен бирдей.

Жұдә әззи болған электронлық тоқта үақыт бирлиги ишинде анодқа жетип келген электронлардың саны n үлкен емес. Бундай жағдайларда тоқтың күши I дин фруктуациялары сезиледи. Тоқтың күшинин үлкен фруктуациялары I томда еслетилип өтилген газдин басымының, оның тығызырының, ҳ.т.б. фруктуацияларына үқсас; олардың жүзеге келийін электр зарядларының үзликли болған "автомат" тәбияты, яғни электронлардың бар болыўы менен байланыслы.

Бақлау үақытын бир бирине тең болған киши Δt үақытларына бөлемиз. Бундай жағдайда анодқа Δt үақыты ишинде жетип барған электронлардың орташа саны $\bar{n}_{\Delta t}$ шамасына тең. Ҳәр бир айрым $\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t_k, \dots$, үақыт аралықтарында катодтан ушып шығыудың тәртипли емес екенлигине байланыслы анодқа жетип барған электронлардың саны $n_{\Delta t_k}$ орташа мәнис болған $\bar{n}_{\Delta t}$ шамасынан айырмаға иие болады:

$$\begin{aligned} n_{\Delta t_1} &= \bar{n}_{\Delta t} + \delta_1 n \\ n_{\Delta t_2} &= \bar{n}_{\Delta t} + \delta_2 n \\ &\dots \\ n_{\Delta t_k} &= \bar{n}_{\Delta t} + \delta_k n \\ &\dots \end{aligned}$$

Усы жағдайға байланыслы $I_k = n_{\Delta t_k} \cdot \frac{e}{\Delta t_k}$ тоқ күшлери де (бул теңлilikтеги e - электронның заряды), берилген Δt_k үақыт аралығында бақланатуғын орташа мәнислер бир бириңен айрылады:

$$\begin{aligned} I_1 &= \bar{I}_{\Delta t} + \delta_1 I \\ I_2 &= \bar{I}_{\Delta t} + \delta_2 I \\ &\dots \\ I_k &= \bar{I}_{\Delta t} + \delta_k I \\ &\dots \end{aligned}$$

Бул теңліклерде $\bar{I}_{\Delta t} = \bar{n}_{\Delta t} \cdot \frac{e}{\Delta t}$ арқалы үақыт аралықтарының барлығындағы тоқтың күшинин орташа мәнислері белгиленген.

Сәйкес статистикалық есаплау тоқтың күшинин орташа квадратлық аұысыўы болған $\overline{\delta_k I^2}$ шамасының мынаған тең екенлигин көрсетеди:

$$\overline{\delta_k I^2} = \frac{\bar{I}_{\Delta t} \cdot e}{\Delta t}. \quad (8)$$

Егер биз бақлауды үлкен Δt үақыт аралығында өткеретуғын болсақ, онда бул аұысыўдың шамасы соншама киши болады: бул нәтийже айқын, себеби үақыттың үлкен аралықтарында катодтан шыққан электронлардың санының тосыннан өзгериүинин салдарынан келип шығатуғын тоқтың күшинин шамасындағы үлкейиўлер менен киширейиўлер жақсырақ тегисленеди. Екиншиден, $\overline{\delta_k I^2}$ аұысыўының мәниси электронның зарядының шамасы e ден ғәрэзли. Теорияның бул нәтийжеси де түснікли: мысалы, егер электронның заряды болған e шамасы ҳақыйқый мәнисинен үлкен болса, онда тоқтың күшинин шамасы бурынғыдай болған жағдайда ушып шығатуғын электронлардың саны киши болған болар еди ҳәм, усыған сәйкес, тоқтың күшинин орташа мәнистен аұысыўы сезилерліктей болған болар еди.

Ток күшинин сондай болып "дирилдеўин" электр ҳәм магнетизмде "түйиртпек" эффект деп атайды ҳәм электронлардың дәстесинин түйиртпеклердин ағысы менен үқсас екенлигин көрсетеди.

Фруктуациялық тербелислерди гармоникалық қураўшыларға жайыўға болады. Требелислердин тәртипсиз болғанлығы себепли оларды мүмкін болған 1 жийиликлерине иие болған шексиз көп санлы қураўшыларға, яғни *tumac спектрге* жайыўға болады (I томға қараңыз). Егер фруктуациялық тербелислерди микрофонның жәрдемінде бақлайтұғын болсақ, онда олар шаўқымды пайда етеди; буннан тоқтың фруктуациялық тербелислеринин атамасы болған

электрлік шаўқымлар атамасы пайда болды.

Түйиртпелик эффектте электронлардың катод трубкасы арқалы ушып өтиў ўақытына шекемги дәйирге шекем ($\sim 10^{-8}$ сек) барлық жийиликлер ушын гармоникалық қураўшылардың амплитудалары бирдей. Егер катод лампасын (137-сүйрет) R қарсылықта T температураға ийе шынжыр деп қарасақ, онда лампаның электродларында пайда болатуғын потенциаллар айырмасының флюктуациялық айырмасының амплитудасының орташа квадраттың мәниси мынаған тең болады:

$$\overline{\delta V^2} = 4kT R \Delta\nu. \quad (9)$$

Бул теңдикте k - Больцман тұрақтысы ҳәм $\Delta\nu$ - жийиликлердин айырып алғынған интервалының кеңлигі. Анод тоғының флюктуациялық тербелислеринин амплитудасының орташа квадраттың мәниси $\overline{\delta I_a^2}$ мынаған тең

$$\overline{\delta I_a^2} = 4kT \frac{\Delta\nu}{R}. \quad (10)$$

Егер лампа көлемлік зарядлар болмаған жағдайда ислейтуғын болса, онда соңғы формуланыбылайынша көширип жазыўға болады:

$$\overline{\delta I_a^2} = 2eI_a \Delta\nu. \quad (10a)$$

Қызыған катодтан ушып шығатуғын электронлардың тәртипсиз жыллылық қозғалысларының үзлиksiz флюктуацияларға ушырайтуғынлығына байланыслы жоқарыда көрсетилген тербелислер пайда болады. Олардың амплитудасы температурадан ғәрзеси ҳәм оның киширейиүи ушын тек температураны төменлетиў керек болады. Тоқтың күшинин флюктуациялық тербелислери электрлік өлшеўлердин дәллигин анықлады. Өлшенетуғын тоқтың шамасы оның флюктуацияларының шамасынан үлкен болыўы керек.

Усындағы флюктуациялар менен бир қатарда катодлық лампада катодтың бетинин айырым участкаларының активлигинин өзгерисинин есабынан эмиссия тоғының өзгерийи де мүмкін. Анод тоғының $v \approx 10^{-3}$ сек⁻¹ жийилигиндеги тоқтың күшинин тербелислерине алып келетуғын усындағы өзгерислер Джонсон тәрепинен ашылды ҳәм "жылтылдау" атамасына ийе болды.

Резонанслық контурдың жәрдемінде тоқтың күшинин флюктуациялық тербелислеринин гармоникалық қураўшыларының бириң айырып алып, оның амплитудасының орташа квадраттың мәнисин өлшеўге болады. $\overline{\delta I_a^2}$ шамасының өлшеўде алғынған мәниси менен (10a) формуласының жәрдемінде есаплаў жолы менен алғынған мәнисин салыстырыў электронның заряды e ни анықлаўға мүмкіншилик береди. Усындағы жоллар менен өткерилген өлшеўлердеги бақлаўлардың дәллигінде (1%) электронның зарядының шамасы ушын басқа үсыллар менен өлшеўлерде алғынған мәниске сәйкес келетуғын шама алынды.

Тоқтың тығызлығының флюктуациялық тербелислери еркін электронлардың алып жүрилиў менен тоқ пайда болатуғын тек электронлық лампалардаға емес, ал тоқтың қалеген өткізишлеринде де орын алады (металларда, ярым өткізишлерде, электролиттерде).

§ 187. Электронлардың газдеги еркін жүриў жолының узынлығы. Газ орталықта қозғалысының барысында электрон атомлар ҳәм молекулалар менен соқылышысады. Оның еркін жүриў жолының узынлығын молекулалардың еркін жүриў жолының узынлығын анықлағандағы таллаўлардың жәрдемінде анықлаўға болады.

I томның 53-параграфында биз молекулалардың еркін жүриў жолының орташа узынлығын анықлаған едик:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 n_0}. \quad (1)$$

Бул формулада n_0 - молекулалардың көлем бирлигіндеги саны, σ - молекулалардың эффективлик диаметри; дәлірек айтқанда σ шамасы соқылышының молекулалардың эффективлик радиуслары болған r ҳәм r' шамаларының қосындысы болып табылады: $\sigma = r + r'$. Ең ақырында бөлшектің бөліміндеги $\sqrt{2}$ санының соқылышының процессине барлық молекулалардың, яғни "ушып келип басқа молекула менен соқылышысатуғын" ҳәм "басқа молекула ушып келип урылатуғын" молекулалардың қатнасатуғынлығына байланыслы

пайда болғанлығын еске түсіремиз. Электронның еркін жүрий жолының орташа узынлығын тапқымыз келетуғын болса, биз еки жағдайда есапқа алғыымыз керек: бириңишиден, электронның өлшемлери атомлар менен молекулалардың өлшемлеринен жұдә киши, сонлықтан эффективлик диаметр ушын жазылған $\sigma = r + r'$ аңлатпасында молекуланың радиусы r дінг қасында электронның радиусы r' ты есапқа алмаға болады; екіншиден, массасының киши болығына байланыслы электронның тезлиги молекулалардың тезлигинен жұдә үлкен, сонлықтан (1)-формуланың бөліміндеги $\sqrt{2}$ көбейтишисин сақлаудың зәрүргилік жоқ.

Усының нәтийжесінде электронлардың еркін жүрий жолының орташа узынлығы ушын

$$\bar{\lambda}_e = \frac{1}{\pi r^2 n_0} \quad (2)$$

аңлатпасына ииे боламыз. Бул аңлатпада r - электрон қозғалатуғын газдин молекулаларының эффективлик радиусы.

Электронлардың еркін жүрий жолының орташа узынлығы болған $\bar{\lambda}_e$ шамасы, молекулалардың еркін жүрий жолының орташа узынлығы сыйықлы газдин басымы p_f кери пропорционал.

(1)-формулада берилген газдин молекулалары ушын (яғни, $r = r'$ теңлиги орынланғанда) эффективлик диаметр $\sigma = 2r$, буннан (1)- ҳәм (2)-формулаларды салыстырыў арқалы мынаған ииे боламыз:

$$\bar{\lambda}_e = 4\sqrt{2 \cdot \lambda} \cong 5,6\bar{\lambda}.$$

Демек, электронлардың еркін жүрий жолының орташа узынлығы тап сондай басымдағы газ молекуласының еркін жүрий жолының узынлығынан шама менен 5,6 есе үлкен болады екен.

Хәр қыйлы газлердеги және хәр қыйлы басымлардағы электронлардың еркін жүрий жолының орташа мәниси болған $\bar{\lambda}_e$ шамасының сан мәнислери XI кестеде берилген.

XI кесте

0°C температурадағы электронның еркін жүрий жолының
ортаса мәнислери $\bar{\lambda}_e$ (см лердеги)

Газ	Басым		
	$1 \text{ мм } Hg$	$10^{-2} \text{ мм } Hg$	$10^{-4} \text{ мм } Hg$
He	$7,4 \cdot 10^{-2}$	7,4	740
Ne	$6,6 \cdot 10^{-2}$	6,6	660
Ar	$4,4 \cdot 10^{-2}$	4,4	440
H_2	$7,5 \cdot 10^{-2}$	7,6	750
N_2	$3,6 \cdot 10^{-2}$	3,6	360
O_2	$4,1 \cdot 10^{-2}$	4,1	410

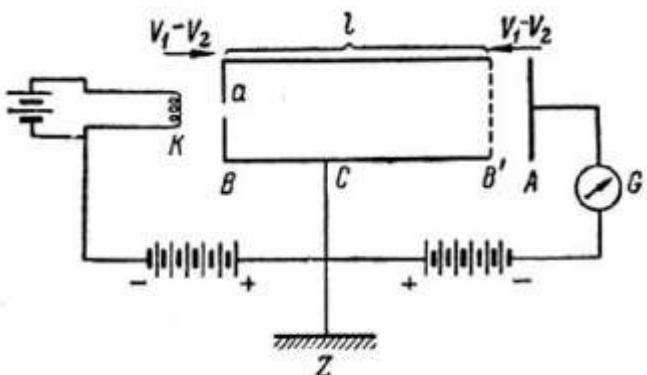
Ескертиў: "1 мм Hg " 1 мм сынап бағанаасының басымы мәнисин береди (Аўдарыўшылар).

XI кестеде көлтирилген мағлыўматлардан ҳәзирғи үақытлардағы вакуумлық насослардың жәрдемінде аңсат алынатуғын $10^{-4} \text{ мм } Hg$ басымларда электронлардың еркін жүрий жолының узынлығының бир неше метрге жететуғынлығы көринип тур. Сызықты өлшемлери бир неше онлаған сантиметр болған ыдысларда жақсы шекленген жайылмаған электронлық дәстелердин алынатуғынлығы усы жағдай менен түсіндіріледи.

Электронлардың еркін жүрий жолының орташа узынлығын экспериментте

молекулалық дәстени пайдаланып, газ молекулаларының еркин жүрий жолының орташа узынлығы анықлау тәжирийбесиниң идеясы менен сәйкес келетуғын усылдың жәрдемінде анықлауға болады (I томдағы 54-параграфты қараңыз).

Бул усылдың схемасы 161-сүйретте көлтирилген: К электронлардың дереги болып табылатуғын қыздырылған катод; В - а тесиги бар анод. Әсбалтың барлық бөлими басымы төмен болған ыдыстың ишинде жайласқан. В анодынан электронлардың еркин жүрий жолының орташа мәнисинен киши қашықлықта жайласқан. Анод пенен катодтың арасында $V_1 - V_2$ шамасына тең тезлетиұши потенциаллар айырмасы түсирилген ҳәм оның тәсиринде электронларға белгили болған тезлик бериледи. а тесиги арқалы өтип, электронлар С металл цилинтрилиниң ишинде қозғалатуғын дәстени пайда етеди. Бул цилиндрдин потенциалы В анодының потенциалы менен бирдей. С цилиндрі В' торы менен тамам болады. Солай өтип, С цилиндриниң ишинде майдан жоқ ҳәм электронлар тұрақты тезлик пенен қозғалады. В' торы арқалы ушып өтип, олар А электродына келип түседи ҳәм оған өзиниң зарядын береди. С цилиндриниң узынлығы электронлардың еркин жүрий жолының орташа узынлығынан үлкен, ал А электроды В' торынан $\bar{\lambda}_e$ шамасынан көп киши қашықлықта жайласқан.



161-сүйрет.
Электронлардың еркин жүрий жолының орташа узынлығын анықлау усылының схемасы.

Дәстениң базы бир электронлары С цилиндриниң ишинде газдин молекулалары менен соқлығысады, соның нәтийжесинде олар бир қапталға бурылады ҳәм сол С цилиндриниң ишкі бөліміне қарай ямаса В' торына қыя бағытта ушып келеди. А электроды менен В' торының аралығына К катод пенен А анодының аралығына түсирилген тезлетиұши потенциаллар айырмасына тең болған $V_1 - V_2$ иркиұши потенциаллар айырмасы түсириледи. Бундай жағдайда В' торына перпендикуляр бағытта қозғалатуғын электронлар, яғни соқлығысынан ушырамаған электронлар А анодына жетип келеди ҳәм G гальванометри менен өлшенетуғын I тоғын пайда етеди.

В анодынан қашықлығы l ди өзгертиү ушын А электроды менен В' торын қозғалатуғын өтип ислейди.

I томдағы 54-параграфта көлтирилген формула бойынша дәстениң l жолын соқлығысынан береди:

$$n = n_0 e^{-l/\bar{\lambda}}$$

шамасына тең. Бул формулада n_0 - дәстедеги бөлекшелердин ең дәслепки үақыттағы саны, ал $\bar{\lambda}$ - олардың еркин жүрий жолының орташа узынлығы.

Бул формуланы электронлық дәсте ушын да қолланыуға болады: бул формула үақыт берилгінде А анодына жеткен электронлардың саны n ди береди.

Тоқтың күши I электронлардың саны n ге пропорционал болғанлықтан

$$I = I_0 e^{-l/\bar{\lambda}_e}$$

аңлатпасын жаза аламыз.

Бирдей басымларда ҳәм тоқтың бирдей I_0 басланғыш мәнислері ушын l дин ҳәр

қыйлы болған еки мәнисиндеги I тоқ күшиниң мәнислерин есаплаймыз. Бундай жағдайда

$$I_1 = I_0 e^{-l_1/\bar{\lambda}_e}, I_2 = I_0 e^{-l_2/\bar{\lambda}_e}$$

хәм буннан

$$\frac{I_1}{I_2} = e^{-(l_1 - l_2)/\bar{\lambda}_e}$$

теңликлерине ийе боламыз. Соңғы формуладан электронның еркин жүриў жолының орташа мәниси $\bar{\lambda}_e$ ушын төмендегидей аңлатпанды аламыз:

$$\bar{\lambda}_e = \frac{l_2 - l_1}{\ln I_1/I_2}.$$

l_1 менен l_2 қашықтықтары да, I_1 ҳәм I_2 тоқ күшлери де тиккелей өлшенетуғын болғанлықтан, усындај жоллар менен $\bar{\lambda}_e$ шамасының мәниси анықланады.

Эксперименталлық мағлыўматлар электронлардың еркин жүриў жолының узынлығының теориялық мәнисин тастыйықлады. Бирак, электронлардың еркин жүриў жолының орташа узынлығы электронлардың тезлигинен ғәрезли екенлигін атап айтыв керек; киши тезликлер менен қозғалатуғын электронлар ушын газлердин көпшилигінде оның шамасы газлердин кинетикалық теориясы бойынша анықланған молекулалардың еркин жүриў жолының орташа узынлығынан киши. Улкен тезликлерде оның мәниси газлердин кинетикалық теориясы бойынша анықланатуғын мәниске жақынласады.

Бизлер ұсы үақытқа шекем бир неше рет газ молекулаларының бир бири менен соқлығысыұын серпимли шарлардың бир бири менен соқлығысыұы түринде қарауды жүдә әпиүайластырылған екенлигін көрсеткен едик.

Молекулалар болса бир бири менен тиккелей тийискен жағдайда ғана емес, ал қашықтықтан да тәсирлесетуғын зарядланған бөлекшелердин қурамалы системалары болып табылады. Электронлардың молекулалар ямаса атомлар менен соқлығысыұында мәселе оннан да қурамаласады. Электрон молекула ямаса атом менен сол молекула менен атомның ҳақыйқый өлшемлерине салыстырғанда үлкен болған қашықтықтарда тәсирлесе баслайды ҳәм олардың арасындағы қашықтықтардың киширейиүи менен өз-ара тәсирлесіү күшлеринң шамасы үлкейеди. Буннан электрон менен соқлығысыұы бойынша анықланатуғын молекуланың эффективлик диаметриниң ушып келетуғын электронның тезлигинен ғәрезли екенлиги келип шығады. Эффективлик диаметр ушын бундай жағдайда алынатуғын шама молекулалардың бир бири менен соқлығысыұы ушын алынатуғын эффективлик диаметрден өзгеше болады.

Электронлардың молекулалар менен соқлығысыұы теориясында 0°C температурадағы ҳәм 1 мм Hg басымдағы 1 cm^3 көлемде жайласқан барлық молекулалардың толық кесе-кесимин қарайды.

Бул толық кесим S мынаған тең:

$$S = \pi r^2 n_0.$$

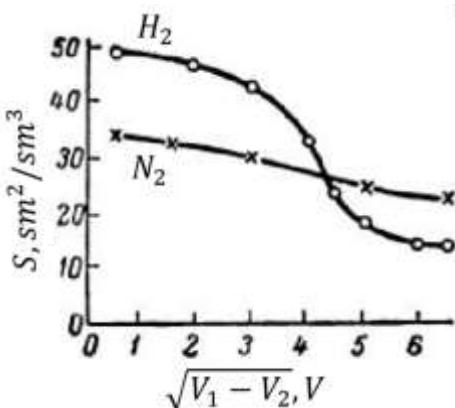
Бул теңликтегі r - молекуланың радиусы, ал n_0 - молекулалардың 0°C температурадағы ҳәм 1 мм Hg басымдағы молекулалардың саны.

r шамасын электронлардың еркин жүриў жолының орташа мәниси $\bar{\lambda}_e$ бойынша анықлад, мысалы, водород атомы ушын (H_2) 25 В шамасындағы тезлетиүши потенциал ушын $S = 20 \text{ cm}^2/\text{cm}^3$ кесимин алады. Жоқарыда айтылғанларға сәйкес, S электронлардың тезлигинен ғәрезли.

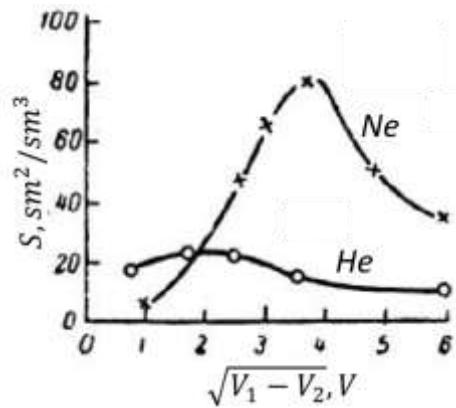
162-сүйретте S тиң H_2 ҳәм N_2 ушын алынған эксперименталлық мәнислерин көлтирилген. Абсцисса көшерине тезлетиүши потенциаллардың квадрат коренлери, яғни электронлардың тезлиги v ға пропорционал болған шамалар қойылған. Оң тәрепте молекулалардың еркин жүриў жолының узынлығы бойынша газлердин кинетикалық теориясының тийкарында есапланған S тиң мәнислері қойылған. Көрнеп түрғанындей, электронлардың киши тезликлеринде водород ушын молекулалардың эффективлик кесимлери газлердин кинетикалық теориясы бойынша есапланған мәнистен еки есе үлкен; жоқары тезликлерде болса электронлардың еркин жүриў жолы бойынша алынған кесим менен газлердин кинетикалық теориясы бойынша есапланған басым бир бири менен сәйкес келеди.

He, Ne, Ar, Kr, Xe инерт газлеринде киши тезликлер менен қозғалатуғын электронлар ушын

эффективлик кесимлер жұдә киши, буннан кейин олар үлкейеди ҳәм бир неше вольт шамасындағы тезликтің потенциалларда максимумға жетеди, ал буннан кейин киширейеди. Жұдә киши тезликлер менен қозғалатуғын электронлар ушын ($V_1 - V_2 \cong 1$ В) газлердин кинетикалық теориясы бойынша анықланатуғын эффективлик кесимлерден әдеүір киши. Атомлар электронлар ушын "мөлдір" болатуғындағы болып көринеди: электронлар атом арқалы қозғалыў бағытын өзгерпестен өтеди. Рамзауэр тәрепинен ашылған бул эффектти тек квантлық механиканың тийкарында түсіндіриўге болады³⁷.



162-сүйрет. 0°C температурада ҳәм 1 мм Hg басымдағы 1 cm^3 көлемдеги H_2 ҳәм N_2 молекулалары ушын эффективлик кесим S тиң электронлардың тезлигинен ғәрэзлиги.



163-сүйрет. 0°C температурада ҳәм 1 мм Hg басымдағы 1 cm^3 көлемдеги He ҳәм Ne молекулалары ушын эффективлик кесим S тиң электронлардың тезлигинен ғәрэзлиги.

163-сүйретте He ҳәм Ne атомлары ушын атомлардың эффективлик кесими S тиң соқлығысышы электронлардың тезликлеринен ғәрэзлиги келтирилген. Бул сүйретте де оң тәрептеге газлердин кинетикалық теориясы бойынша анықланған эффективлик кесимлер қойылған.

§ 188. Электронлардың атомлар ҳәм молекулалар менен соқлығысышылары. Үлкен емес тезликлерде электронлардың атомлар ҳәм молекулалар менен соқлығысышы серпимли характерге ийе болады. Электронлардың массасы m атомның ямаса молекуланың массасы M нен әдеүір киши болғанлықтан, электрон серпимли соққыда өзиниң тезлигин сан шамасы бойынша дәрлик өзгерпейди: тезлик тек бағыты бойынша өзгереди. Электрон атомнан ямаса молекуладан серпимли түрде "секиреди". Усыған сәйкес, серпимли соқлығысышылардың салдарынан электронның молекулаға беретуғын энергиясының мүғдары оның дәслепки кинетикалық энергиясының жұдә киши бөлеген құрайды.

Электронның тезлигі v молекуланың тезлигинен көп үлкен болғанлықтан, биз молекуланы тынышлықта турыпты деп есаптай аламыз. Бундай жағдайда орайлық соққы ушын 1 томның 28-параграфында шарлардың серпимли соқлығысышы ушын алынған формууланы пайдаланып, соқлығысышыдан кейин молекуланың

³⁷ Рамзауэр эффекті (Рамзауэр-Таунсенд эффекти атамасы менен де белгили) - киши тезликлер менен қозғалатуғын электронлардың нейтраль газлердин атомлары менен аномаллық түрдеги әззи шашырауы қубылысы. Бириңи рет 1921-жылы немис физиги Карл Рамзауэр тәрепинен электронлардың аргондағы шашырауын изертлеудің барысында ашылды. Кейинирек бул эффект басқа заттарда да бақланды. Тап сол ўақытлары бул эффект Д. Таунсенд тәрепинен де ғәрэзсиз түрде ашылды.

Бул эффектти классикалық механиканың көз-қарасларының тийкарында түсіндіриўдің мүмкіншилігі жоқ. Сонықтан, бул эффекттің ашылышы квантлық механиканың қәлиплесійнде, атап айтқанда бөлекшелердин толқынлық қәсийетке ийе болатуғынлығының ашылышында үлкен әхмийетке ийе болды (Аўдарыўшылар).

$$v' = \frac{2mv}{m + M}$$

тезлигине иие болатуғынлығын анықтаймыз. Бул формулада v - электронның соқлығысынан бурынғы тезлиги.

Бөлімдеги электронның массасы m ди атомның массасы M ниң қасында есапқа алмай, жууық түрде мынадай аңлатпаға иие боламыз:

$$v' = \frac{2mv}{M}.$$

Атом ямаса молекула тәрепинен алынған кинетикалық энергия мынаған тең:

$$\Delta E_k = \frac{Mv'^2}{2} = \frac{4m}{M} \frac{mv^2}{2}.$$

Электрон тап сондай муғдардағы кинетикалық энергияны жоғалтады. $\frac{mv^2}{2}$ шамасының электронның басланғыш кинетикалық энергиясы E_k екенлигин нәзерде тұтып,

$$\Delta E_k = \frac{4m}{M} E_k$$

теңлигине иие боламыз. Орайлық емес соқлығысында жоғалған энергияның шамасы киши болады; электрон ямаса молекула менен серпимли соқлығысында электронның орташа

$$\overline{\Delta E_k} = xE_k \quad (1)$$

шамасындағы энергияны жоғалтады. Бул аңлатпада

$$x = \frac{2m}{M}. \quad (1a)$$

x шамасы киши бөлшек болып табылады. Мысалы, электронлардың неон атомлары менен серпимли соқлығысындағы $x = 5,45 \cdot 10^{-8}$, ал аргон атомлары менен соқлығысын $x = 2,76 \cdot 10^{-5}$.

Солай етип, атом ямаса молекула менен серпимли соқлығысқанда электрон өзинин энергиясының жүз мындағай бөлегин ғана жоғалтады екен.

Электронның тезлиги үлкейгенде серпимли болмаған соқлығысында жүзеге келеди, бундай жағдайда электрон соқлығысқан атомға ямаса молекулаға өзиниң энергиясын толығы менен бере алады. Берилген энергия атомның (молекуланың) қозығы ямаса оның ионласынды, яғни оннан бир ямаса бир неше электронды жулып алғын ушын жумсалады. Егер энергия атомның қозығы ушын жумсалатуғын болса, онда ол кейин нурланып энергиясына ямаса жылдылыққа айланады.

Бул бапта биз тек ионизацияға алып келетуғын серпимли емес соқлығысында болады қараймыз; бундай жағдайда бир ретлик ионизация жүзеге келеди, яғни атом ямаса молекула электрон менен серпимли болмаған соқлығында өзиниң электронларының тек биреүин ғана жоғалтады ҳәм, соған сәйкес, бир валентли оң ионға айланады деп болжаймыз.

Ионизация ушын зәрүрли болған энергияны E_j арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда электронның атомды ионластырынды ушын оның кинетикалық энергиясының E_j шамасынан киши болмауы керек. Электронның кинетикалық энергиясы

$$\frac{mv^2}{2} = e(V_1 - V_2)$$

шамасына тең болғанлықтан (бул теңдикте $V_1 - V_2$ арқалы электронларды тезлететуғын потенциаллар айырмасы белгиленген), майданның ионизация ушын зәрүрли болған электронды тезлететуғын потенциаллар айырмасының ең киши мәниси

$$e(V_1 - V_2)_j = \frac{mv_j^2}{2} = E_j \quad (2)$$

шамасына тең болыуы керек.

$(V_1 - V_2)_j$ потенциаллардың айырмасын берилген атомның ямаса молекуланың ионизациялық потенциалы деп атайды.

E_j ионизация потенциалын электронволттерде (эВ) аңғартады.

Ионизациялық потенциалларды анықлаудың көп санлы эксперименталлық усыллары бар. Бул потенциалларды анықлаудағы базы бир қыйыншылық атом менен молекуланың қоздырыўға алып келетуғын потенциаллар айырмасы менен айырыў зәрүрлиги менен байланыслы. Биз мәниси мыналардан ибарат болған әпиўайы жағдайды ғана қараймыз. Катод трубкасында қызған К катоды менен А анодының арасында электронлық тоқ алынады. Трубкада үлкен емес муғдардағы газ болып, электронлардың еркин журиў жолының узынлығы анод пенен катод арасындағы қашықтық l ден киши болсын.

Электронлар газдин молекулалары менен тек серпимли түрде тәсир етисетуғын болса, онда тоқ толығы менен электронлық болады ҳәм оның күши I Богуславский-Ленгмюр формуласының жәрдеминде анықланады (186-параграфқа қараңыз):

$$I = \alpha(V_1 - V_2)^{3/2}.$$

Сонлықтан, егер биз абсцисса көшерине $(V_1 - V_2)^{3/2}$ шамасының мәнислерин қоятуғын болсақ, онда I тоқ күшиниң $(V_1 - V_2)^{3/2}$ ғәрэзлигиниң 164-сүүреттеги Oa иймеклиги менен сүүретленетуғынлығын көремиз. Бирақ, электронлардың тезликleri трубкадағы газди ионластырыў ушын жеткиликли болса, онда трубканың көлеминде қосымша электронлар менен оң ионлар пайда болады ҳәм I тоқтың шамасы кескин түрде өседи (164-сүүреттеги иймекликтің ab бөлими). I тоқтың шамасының $(V_1 - V_2)^{3/2}$ шамасынан ғәрэзлигинде кескин үзилис орын алатуғын ноқатқа сәйкес келетуғын потенциаллар айырмасы ионизациялық потенциал болып табылады.

XI кесте

Ионизациялық потенциаллар (вольтлердеги)

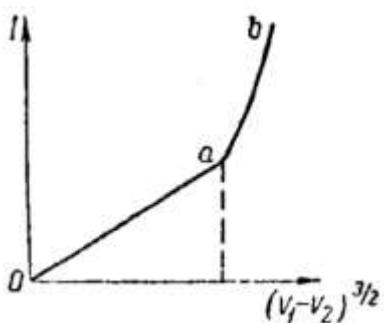
Атомлар ямаса молекулалар	$(V_1 - V_2)_I$
Водород, H	13,54
Гелий, He	24,47
Неон, Ne	21,47
Аргон, Ar	15,69
Сынап, Hg	10,38
Натрий, Na	5,12
Калий, K	4,32
Цезий, Cs	3,87
Водород молекуласы, H_2	15,4
Азот молекуласы, N_2	15,8

XI кестеде базы бир атомлар менен молекулалардың ионизациялық потенциаллары көлтирилген.

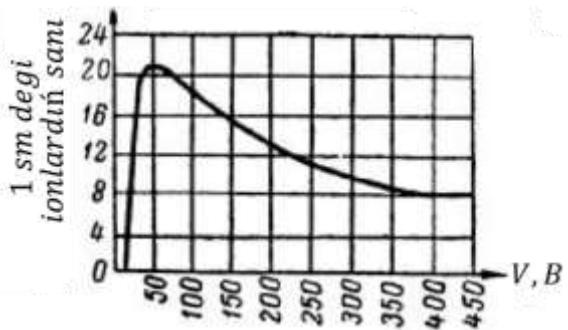
Егер электронның тезлиги ионизация ушын талап етилетуғын тезликтен үлкен болса, онда ол соқлығысында тек ионизация ушын зәрүрли болған энергиясын ғана береди ҳәм оның өзи соқлығысындан кейин қалған кинетикалық энергиясы менен қозғалысын даўам ете береди. Соқлығысындардың барлығы ионизацияға алып келе бермейди. Үлкен тезликлер ушын ионизацияның итималлығы киширейеди, электрон атомның қасынан оны ионластырмай ушып етийге "ұлгереди". 165-сүүретте ҳәр қыйлы тезликлерге ие болған электронның 1 мм сынап бағанасының басымындай басымда 1 см жолды өткенде пайда ететуғын сынаптың оң ионларының (Hg^+) санын беретуғын иймеклик көрсетилген. Көринип турғанында, потенциаллар айырмасы 50 В болған тезлететуғын майдандағы ионизацияның итималлығы максимумға жетеди (сынаптың ионизация потенциалы 10,4 В);

тезлетиүши потенциаллардың үлкен мәнислеринде ионизацияның итималлығы киширейеди. 165-сүйретте иймекликтің максимумында электрон өзинин 1 см жолында шама менен 20 дана Hg^+ ионын пайда етеди. Сондай шәртлер орынланғанда 1 см жолда ол шама менен 57 рет соқлығысатуғын болғанлықтан, соқлығысыўлардың тек $\frac{20}{57}$ шамасы ғана (яғни, улыұма соқлығысыўлардың 35 проценти) ионизацияға алып келеди. Басқа барлық соқлығысыўларда ионизация алып келетуғын соқлығысыўлардың проценти киши болады.

Усы үақытқа шекем биз тек электронның соқлығысыўының салдарынан жүзеге келетуғын ионизация ҳақында гәп еттик. Бирақ ионлар менен соқлығысыўдың нәтийжесинде де ионизацияның жүрийи мүмкін. Бирак, ҳәзируги үақытлары жүдә үлкен энергияларда ионлардың ионизацияланатуғынаны анықланған, сонлықтан, бизди қызықтыратуғын барлық газ өткізгішилігінде ионлардың ионизациясы тек екинши дәрежели орынды ғана ийелейди.



164-сүйрет. Ионизацияға байланыслы тоқтың күши I дин үақытлар айырмасы $V_1 - V_2$ ден ғәрзелиги графигидеги үзилистиң пайда болыўы.

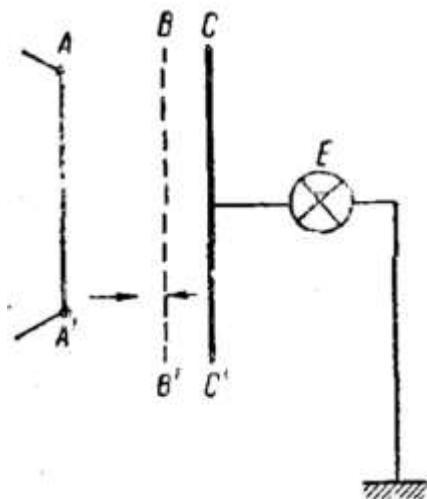


165-сүйрет. Сынаптағы (Hg^+) пайда болатуғын ионлардың электронлардың тезлигинен ғәрзелиги.

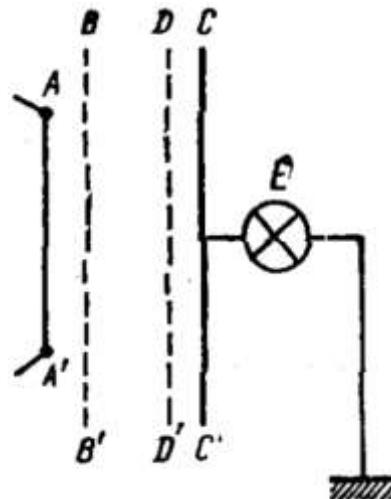
Жоқарыда тәрийипленген схема менен бир қатарда, ионизациялық потенциалларды анықлау ушын басқа ҳәр қайлы болған схемалар қолланылады. Франк ҳәм Герц 1913-жылы ионизациялық потенциалларды мынадай схеманың жәрдемінде анықлады (166-сүйрет). Жабық ыдыста орналастырылған қыздырылатуғын AA' сымы электронлардың дерегиниң хызметин атқарды. E электрометри CC' электродына келип түсетуғын зарядларды табыўға мүмкіншилик берди. Қыздырылатуғын сым менен CC' электродының арасына BB' торы орналастырылды. Контакттық потенциаллар айырмасының пайда болмаўы ушын CC' электроды менен BB' торы платинадан соғылды. Үйдистың ишиндеги барлық кеңислик тәменги басымдағы изертленетуғын газ ямаса пүү менен толтырылды. AA' сымы менен BB' торының арасына электронларды тезлететуғын $V_A - V_B$ потенциаллар айырмасы түсирилген. BB' торы менен CC' электродының аралығына электронларды иркетуғын $V_B - V_C$ потенциаллар айырмасы түсирилген. Егер сан мәнислери бойынша $V_B - V_C$ потенциаллар айырмасы $V_A - V_B$ потенциаллар айырмасынан үлкен болса, онда электронлар тор арқалы өтеп, кери қарай ийтериледи ҳәм CC' электродына жетип келмейди. Бирақ, егер электронлардың $V_A - V_B$ потенциаллар айырмасының тәсиринде алынатуғын тезлиги BB' ҳәм CC' лардың аралығында соқлығысыўлар атомларды ионластыра алатуғын болса, онда оң зарядланған ионлар пайда болады. Бул ионлар $V_B - V_C$ потенциаллар айырмасының тәсиринде тезлетиледи ҳәм CC' электродына жетип, оған оң зарядын береди ҳәм ол E электрометри тәрепинен бақланады. Солай етип, CC' электродында оң заряд пайда болатуғын $V_A - V_B$ потенциаллар айырмасының шамасының анықланыўы мүмкін. Бул потенциаллар айырмасы изертленетуғын атомлардың ионизациялық потенциалын анықлады.

Франк ҳәм Герцтің усылы үлкен болған бир кемшиликтің ийе: CC' электродындағы оң заряд электронлардың атомларды ионизациялауының салдарынан ғана емес, ал оларды қоздырыудың салдарынан да пайда болыўы мүмкін. Биз кейинирек бундай жағдайда (III томға қараңыз) қозған

атомның жақтылықты нурландырып, өзиниң нормаль ұалына өтетуғынлығын көремиз. Егер бул нурланыў спектрдин ұльтрафиолет областына тийисли болса, онда CC' электродына келип түсип оннан электронларды жулып алғы мүмкін (жақтылықтың тәсіринде электронларды усындағы етип жулып алғыуды фотоэффект деп атайды, III томға қараңыз). Терис электронларды жоғалтыұдың нәтийжесинде CC' электродының өзи оң зарядланады ҳәм бундай зарядланыуды E электрометринің жәрдемінде көриүге болады.



166-сүйрет. Ионизациялық потенциалларды анықлау ушын арналған Франк ҳәм Герц усылының схемасы.



167-сүйрет. Ионизациялық потенциалларды анықлайтыуын үсулдың схемасы.

Электронлардың соққысының нәтийжесинде жүзеге келетуғын атомлардың қозыўын олардың ионласыўынан айырыў ушын, мынадай үсыл пайдаланылды: қызатуғын AA' сымы менен CC' электродының арасына еки BB' ҳәм DD' торлары жайластырылады (167-сүйрет). Сым менен BB' торының арасына электронларды тезлетиў ушын $V_A - V_B$ потенциаллары, ал BB' ҳәм DD' торларының арасына электронларды иркетуғын $V_B - V_D$ потенциалы түсирилген. Ең ақырында, DD' торы менен CC' электродының арасында бағытын ықтаярлы түрде өзгертиүге болатуғын әззи майдан түсирилген. Егер, қызған сымнан ушып шықкан электронлар BB' ҳәм DD' торларының арасындағы кеңисликте ионизацияны пайда ететуғын болса, онда пайда болған оң ионлар CC' электродына жетип келеди ҳәм оған DD' торы ҳәм CC' электродының арасында түсирилген қосымша әззи майданның бағытынан ғәрэзсиз оң заряд береди. Ҳақыйқатында, егер бул майдан BB' ҳәм DD' торларының арасындағы майдан менен бағытлас болса, онда ол ионларды CC' электроны тәрепке қарай ионды күшлирек тезлетеди. Егер майдан қарама-қарсы бағытланған болса, онда DD' ҳәм CC' арасындағы потенциал сан мәниси бойынша $V_B - V_D$ потенциаллар айырмасынан киши етип алынатуғын болғанлықтан, ионларды иркиў ушын жеткиликсиз болады.

Енди электронлардың BB' ҳәм DD' торларының арасында атомлар менен соқлығысып, оларды тек қоздыратуғын жағдайды қараймыз. Қозған атомлар жақтылық шығарады ҳәм бул жақтылық BB' ҳәм DD' торларынан және CC' электродынан электронларды ушырып шығарады. Егер DD' торы менен CC' электродының арасындағы қосымша майданның бағыты BB' ҳәм DD' торларының арасындағы майданның бағытындай болса (бундай жағдайда оң зарядланған ионлар CC' тәрепке қарай тезленеди), онда электронлар CC' электродынан ийтерилип тасланады ҳәм бул электрод оң зарядқа иие болады. Егер қосымша майданның бағытын қарама-қарсы етип алсақ, онда CC' электродынан жулып алғанған электронлар оған қайтып келеди, оған және DD' торынан да электронлар келип жетеди ҳәм ол терис зарядқа иие болады. Солай етип, қосымша майданның бағытын өзгертиў жолы менен атомлардың ионизациясы менен қозыўын айырыўға болады.

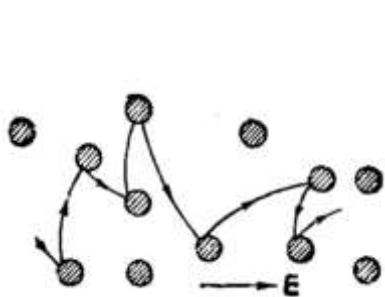
Сынаптың пүйлары менен өткерилген экспериментлер серпимли емес соқлығысыўлар болып өтетуғын потенциаллардың үш мәнисин алғы мүмкіншилигин жаратты: 4,9; 6,7 ҳәм 10,4 В. Бул потенциаллар критикалық потенциаллар атамасына иие болды. Олардың дәслепки екеўи сынап атомларының қозыўына, ал үшиншиси ионизацияға алып келеди.

§ 189. Төменгі басымлардағы газлердеги электронлардың қозғалғышлығы. Электролитлердеги ҳәм газлердеги жүдә үлкен болмаған басымлардағы ионлардың қозғалғышлығын қарағанда ионлардың тезлигине пропорционал болған сүйкелис күшилерниң болатуғынығына итибар бердик. Бул ионлардың еркин жүриў жолының киши болатуғынығына байланыслы мүмкін болды. Электронлардың газдеги қозғалысын қараған жағдайда мәселени майда-шүйдесине шекем қараў керек болады.

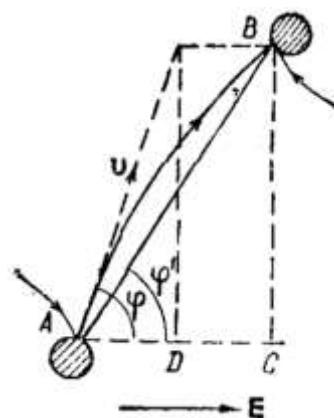
Әпійайылық ушын электронлардың газдин атомлары менен тек серпимли соқлығысыўларын ғана қараймыз. Усындан жағдайлар ушын 188-параграфтагы (1)-формуладан соқлығысыўдың нәтийжесинде электронның тезлигинин, сан мәнисиниң дерлик өзгермейтуғынығы, тезликтин бағытының қәлеген түрде өзгеретуғынығы келип шығады: электронның бир тәрепке қарай ушып кетиў ямаса оның кейин қарай секириў мүмкін. Егер майданның кернеўлиги E шамасына тең болса, онда соқлығысыўлардың аралығында электрон мынадай турақты тезлениў алады

$$w = \frac{eE}{m} \quad (1)$$

хәм усыған сәйкес, параболаның кесіндиси бойынша қозғалады. Газдин атомларының арасындағы оның барлық жолы 168-сүйретте көрсетилгендей түрге иие болады.



168-сүйрет. Электронның газдин атомларының арасындағы жолы.



169-сүйрет. Еки соқлығысыўдың арасындағы электронның жолын анықлауда.

Бир биринен соң жүзеге келетуғын еки соқлығысыўдың арасындағы электронның жолын толық қараймыз. 169-сүйретте кернеўлик векторы E ның бағыты стрелканың жәрдемінде көрсетилген. Мейли, электронның тезлиги v соқлығысыўдан кейин А атомы менен E векторы менен φ мүйешин жасайтуғын болсын. Электрон тәрепинен майданның кернеўлиги E ның тәсіринде алынатуғын қосымша тезлиkti v тезлигине салыстырғанда киши деп есаптаймыз. Бундай жағдайда AB доғасының жәрдемінде көрсетилген электронның жолы электр майданы болмаған жағдайда электрон A ҳәм B атомларының арасында өтетуғын еркин жолы $\lambda = AB$ дән үлкен айырмаса иие болмайды. AB менен кернеўлик E ның арасындағы мүйешти φ' арқалы белгилеймиз.

Соқлығысыўлардың арасындағы τ үакыты ишинде электр күши

$$dA = eE\lambda \cos\varphi'$$

жұмысын орынлады. Көп соқлығысыўлар ушын орташа болады:

$$\overline{dA} = eE\lambda \overline{\cos\varphi'}. \quad (2)$$

188-параграфтағы (1)-формула бойынша соққыда электрод $x \frac{mv^2}{2}$ энергиясын жоғалтады.

Еки соқлығысыўдың арасындағы электр күшиниң тәсіринде орынланған орташа жұмыс болған \overline{dA} шамасы электронның соққыдағы энергиясының орташа жоғалтығына тең болғнада тең салмақлық орнайды

$$\overline{dA} = x \frac{mv^2}{2}.$$

\overline{dA} шамасының орнына оның (2)-теңлик бойынша мәнисин қойып, қозғалыстың стационарлық шәртине иие боламыз:

$$eE\bar{\lambda} \overline{\cos\varphi'} = x \frac{m\bar{v}^2}{2}. \quad (3)$$

169-сүйретте

$$\cos\varphi' = \frac{AC}{AB} = \frac{AD + DC}{AB}$$

теңлигинин орынлы екенлигин көремиз. Бирақ, $AD = vt \cos\varphi$, ал $DC = \frac{1}{2}\omega\tau^2$, бул теңликте ω шамасы (1)-теңлик бойынша алынатуғын төзлениң. Демек,

$$\cos\varphi' = \frac{vt \cos\varphi + \frac{1}{2}\omega\tau^2}{AB} = \frac{vt \cos\varphi + \frac{1}{2}\frac{eE}{m}\tau^2}{\lambda}.$$

Буннан $\overline{\cos\varphi'}$ орташа мәниси мынадай қатнастың жәрдемінде анықланады:

$$\overline{\cos\varphi'} = \frac{\bar{v}t \cos\varphi + \frac{1}{2}\frac{eE}{m}\tau^2}{\lambda}.$$

Бирақ, биз соқтығысыұдан кейинги электронның қәлеген бағыты теңдей итималлықа ийе деп есаплаймыз. Атомға келип урылатуғын электроннан қәлеген φ мүйеші менен секириүи мүмкін; бундай жағдайда $\overline{\cos\varphi'} = 0$ ҳәм

$$\overline{\cos\varphi'} = \frac{1}{2} \frac{eE}{m\bar{\lambda}} \bar{\tau}^2.$$

Еки соқтығысыұдың арасындағы орташа үақыт $\bar{\tau}$ мынаған тен:

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}}.$$

Буннан мынадай теңликке ийе боламыз:

$$\overline{\cos\varphi'} = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}^2}. \quad (4)$$

Бул аңлатпада \bar{v}^2 шамасы орташа тезликтің квадратын билдиреди, ал (3)-формулада болса орташа квадраттың тезликтің түршілігі. Бирақ бизлердин өткерип атырған есаплаўларымыздың жүйесінде итибарға алышпайды, биринен $\overline{\cos\varphi'}$ шамасының мәнисин (3)-теңликке қойып ҳәм алынған теңлемени \bar{v} ға қарата шешип,

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{e\bar{\lambda}}{m\sqrt{x}}} \cdot \sqrt{E} \quad (5)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Солай етип, электронның газдин атомларының арасындағы тәртипсиз қозғалысының тезлиги \sqrt{E} шамасына пропорционал екен.

Енди электронның майданнаның бағытындағы орын алмастырыуының и тезлигин табамыз. 169-сүйретте

$$u = \frac{AC}{\tau} = v \cos\varphi + \frac{1}{2}w\tau$$

теңлигине ийе боламыз. Бул тезликтің орташа мәниси

$$\bar{u} = \bar{v} \cdot \overline{\cos\varphi} + \frac{1}{2}w\bar{\tau}$$

шамасына тең болады. Бұрынғыдай, $\overline{\cos\varphi} = 0$ теңлигинин орынлы екенлигине итибар берип, w менен $\bar{\tau}$ шамаларының орнына олардың (1)-хәм (4)-теңликлер бойынша мәнислерин қойып,

$$\bar{u} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e\bar{\lambda}}{m\bar{v}} \cdot E$$

аңлатпасының орынлы екенлигине көз жеткөремиз. Ен ақырында \bar{v} шамасының орнына оның (5)-аңлатпа бойынша мәнисин қойып

$$\bar{u} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e\bar{\lambda}\sqrt{x}}{m}} \cdot \sqrt{E} \quad (6)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Буннан электронның майданнаның бағытындағы тезлиги болған \bar{u} шамасының \sqrt{E} шамасына пропорционал екенлигин көремиз. Электронның қозғалғышлығын $u^0 =$

$\frac{\bar{u}}{E}$ шамасына тең деп анықладап

$$u^0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e\bar{\lambda}\sqrt{x}}{m}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (7)$$

формуласына ийе боламыз. Солай етип, газдеги электронның қозғалыштығы \sqrt{E} шамасына кери пропорционал түрінде майданың кернеўлигінен ғәрзесі өткізу мүмкін. Усы жағдайға сәйкес, газлердин электронлық өткізгишилигі ушын Ом нызамы орынлы емес екен. Шын мәнисинде, Ом нызамы және бир қатар себеплерге байланыслы орынланбайды.

Биз тек серпимли соқлығысыўларды ғана қарадық, сонлықтан алынған формулалар үлкен болмаған E кернеўликтери ушын ғана дұрыс. Инерт газлер ушын (Ne , Ar ҳ.т.б.) $E = 1 \text{ В/см}$ кернеўликтери \bar{v} менен \bar{u} шамаларының (5)-хәм (6)-формулалар бойынша есапланған мәнислери оларды басқа үсаллардың жәрдемінде есапланған мәнислери менен жақын сәйкес келеди. $p = 1 \text{ мм Hg}$ басымы хәм $E = 1 \text{ В/см}$ кернеўлигі ушын

$$\bar{v} = 1,25 \cdot 10^8 \text{ см/сек}, \bar{u} = 4,63 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$$

мәнислерин аламыз.

Атомлардың арасындағы кернеўлигі $E = 1 \text{ В/см}$ шамасына тең болған электр майданының тәсіринде электронның алатуғын \bar{v} тезлигинин шамасы әдеттеги температуралардағы сыйртқы электр майданы болмаған жағдайдағы тезлигіне салыстырғанда үлкен.

Электр майданы болмаған жағдайда электронлардың жыллылық қозғалысларының орташа кинетикалық энергиясы молекулалардың жыллылық қозғалысларының кинетикалық энергиясындай болады:

$$\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} kT.$$

Бул теңликтегі k - Больцман турақтысы хәм T - абсолют температура.

Буннан мынадай формулаға ийе боламыз:

$$\sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

$T = 300 \text{ K}$ температура ушын

$$\sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 300}{9 \cdot 10^{-27}}} \text{ см/сек} \cong 3,74 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$$

шамасына ийе боламыз, яғни \bar{v} ның келтирилген мәнисинен шама менен 30 есе киши.

Электронның майданының бағытындағы орын алмасыўының орташа тезлигі \bar{v} оның толық орташа тезлигі болған \bar{v} шамасынан көп киши. Усыған байланыслы электрон тәрепинен басып өтилетуғын жолдың улыўма үзынлығы l де майданының бағытындағы орын алмастырыўының үзынлығы l_E ден үлкен болады. Элбette,

$$\frac{l}{l_E} = \frac{\bar{v}}{\bar{u}}$$

теңлиги орынлы болады. (5)-хәм (6)-формулаларды пайдаланып, бул аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

$$\frac{l}{l_E} = \frac{2}{\sqrt{x}}.$$

Неон ушын $\frac{l}{l_E} = 271$, ал аргон ушын $\frac{l}{l_E} = 381$; солай етип, электрон тәрепинен басып өтилген жолдың үзынлығы оның майданының бағытында басып өткен жолының үзынлығынан жүзлеген есе үлкен болады.

§ 190. Газлердин өз бетинше өткізгишилигі. 188-параграфта биз соқлығысыўдың салдарынан ионласыўды пайда етиў ушын жеткилики болған электронлардың тезликлеринде газдеги тоқтың күшинин күшли үлкейетуғынлығын көрген едик. Себеби, бундай жағдайларда тәртипли қозғалысы тоқты пайда ететуғын зарядланған бөлекшелердин саны үлкейеди. Енди бул процессти теренірек қараймыз.

Әпиүайылық ушын биз тоқты бир бирине параллель болған тегис K ҳәм A пластинкаларының арасында пайда болады деп болжайық, соның менен бирге K катоды электронлардың дереги болсын (170-сүйрет). Мейли, үақыттың бир бирлигінде n_0 дана электрон ушып шықсын. Электродларға параллель етип катодтан x қашықтығында қалыңлығы dx болған қатламды айырып аламыз. Бұл қатламға шекем ушып келетуғын электронлардың санын n арқалы белгилеймиз.

Бундай жағдайда электронлардың келип соқырысыуының салдарынан ионизацияның нәтижесінде пайда болған жаңа электронлардың саны

$$dn = \alpha n dx$$

шамасына тең болады. Бул теңликте α - ионизация коэффициенти. Бул теңликті

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx$$

түринде көширип жазып, шеп ҳәм оң тәреплерин интеграллап

$$\ln n = \alpha x + C \quad (1)$$

аңлатпасын аламыз. C турақтысының мәниси анықлау ушын $x = 0$ теңлиги орынланғанда, яғни катодқа тиіп турған орында $n = n_0$ теңлигинин орынланатуғының шәрт түринде қабыл етемиз. Буннан

$$\ln n_0 = C$$

теңлигине ийе боламыз. C ның усы мәнисин пайдаланып, (1)-теңликтен

$$\ln \frac{n}{n_0} = \alpha x$$

теңлигин ямаса

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (2)$$

формуласына ийе боламыз.

Бул формуланы көлтирип шығарғанда, биз рекомбинацияны есапқа алмадық. Егер электродлардың арасындағы қашықтық d ға тең болса, онда анодқа n_d дана электрон келип жетеди:

$$n_d = n_0 e^{\alpha d}. \quad (2a)$$

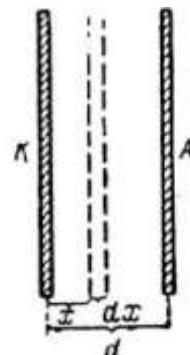
Газдин көлеміндегі рекомбинация болмаған жағдайда ең жақсы болғанда анодқа n_0 дана электрон жетип келген ҳәм, соған сәйкес, I_t тойының тоғының күши мынаған тең болар еди:

$$I_t = n_0 q. \quad (3)$$

Бул теңликте q - электронның заряды.

170-сүйрет.

Өз бетинше өткізгішлик орын алғандағы тегис электродлардың арасындағы тоқтың күшин есаплауға.



Ионизация орын алғанда анодқа n_d дана электрон жетип келеди ҳәм (2a) бойынша тоқтың күши

$$I = n_d q = n_0 e^{\alpha d} \cdot q. \quad (4)$$

(4)-теңликті (3)-теңлик пенен салыстырып

$$I = I_t e^{\alpha d}. \quad (4a)$$

формуласын аламыз. Солай етип, тоқтың шамасы $e^{\alpha d}$ шамасына үлкейеди екен.

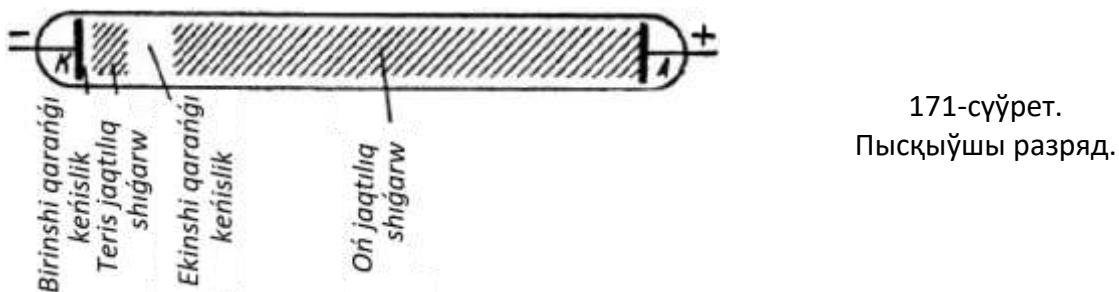
Егер, мысалы, $d = 5$ см деп болжасақ ҳәм катод тәрепинен шығарылған электрон 1 см жолында орташа еки жаңа электронды пайда етеди деп есапласақ, онда $\alpha = 2 \text{ см}^{-1}$ ҳәм

$$I = I_t \cdot e^{2 \cdot 5} \sim 2,2 \cdot 10^4 I_t,$$

яғнай тоқтың күши онлаған мың есе үлкейеди. Бул есаплау әлектронның келип урылыұы менен ионизация болатуғын жағдайда өткізгішликтиң тийкарынан разряд областынан сырттан келетуғын әлектронлардың есабынан емес, ал оның өзинде пайда болған әлектронлардың есабынан болады екен. Тоқтың шамасын услап тұрыў ушын сырттан әлектронлардың ямаса басқа да зарядланған бөлекшелердин салыстырмалы үлкен болмаған санының келип тұрыўы жеткіликті. Терис зарядланған әлектрон (катод) бул дәслепки әлектронлардың дереги болып табылады, бул әлектродтан разряд областынан келип түсетуғын оң ионлардың урылыұының салдарынан, әлектродтың барлық бөлімдерінде құшли қызыұынан ямаса нурланыұдың (фотоэффекттің) тәсиринде әлектронлар жулып алынады. Бул барлық жағдайларда әлектрод әлектронларды разрядтың өзинде болып өтетуғын процесслердин тәсиринде шығарады ҳәм, усыған сәйкес, разряд өз бетинше услап тұрылады - биз газдин өз бетинше өткізгішлігі менен ис алып барамыз.

Газлердин өз бетинше өткізгішлігі ушын бир неше кең тарқалған жағдайларды көлтиремиз.

1. Пысқыұшы разряд. Бундай типтеги разряд газлерде киши басымларда (гама менен 1 мм Hg басымда); бундай разрядты еки ушында әлектронлар жайластырылған үзын трубкада әлектродларға бир неше жұз вольт болған потенциаллар айырмасын түсиргенде аңсат бақлауға болады (171-сүйрет). Трубка арқалы өтетуғын тоқтың тәсиринде газ жақтылық шығарады. Бундай жағдайда жақтылық шығарыудың мынадай харakterли областларын айырады: а) катодтың қасындағы әззи жақтылық шығарыў областы - бул областты биринши қараңғы кеңислик деп атайды; б) терис жақтылық шығарыў деп аталатуғын жақтылық шығарыў областы; в) әззи жақтылық шығаратуғын екинши область - екинши (фарадейлік) қараңғы кеңислик; г) интенсивли оң жақтылық шығарыў областы. Оң жақтылық шығарыў трубканың әдеүір областын өзиниң ишине камтыйды.



171-сүйрет.
Пысқыұшы разряд.

Трубка бойынша потенциалдың түсійі бир текли емес. Биринши қараңғы областқа түскен потенциаллар айырмасы ең үлкен мәниске ие - бул потенциалдың катодлық түсійі деп аталауды (172-сүйрет); буннан кейин трубканың қалған бөлімдерінде барлығына түсетуғын потенциалдың шамасы жүдә киши (шама менен 1 - 2 В/см) ҳәм тек анодтың қасында жаңа секириў - потенциалдың анодлық түсійі орын алады.

Потенциалдың катодлық түсійінин шамасы тийкарынан катодтың материалынан ҳәм газдин тәбиятынан ғәрэзли болады.

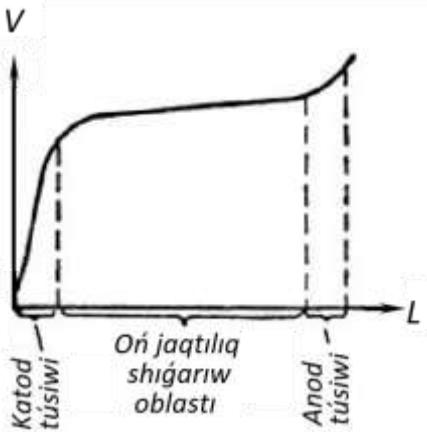
Тоқтың киши мәнислеринде терис жақтылық катодтың бетиниң бир бөлегин ғана жабады. Бундай жағдайда потенциалдың катодлық түсійінин шамасы тоқтың күшинен де, газдин басымынан да ғәрэзли емес (басымның өзгерисинин базы бир интервалында); катодлық түсійін бул шамасын нормаль түсій деп атайды.

Катодтың ҳәр қыйлы материаллары ушын потенциалдың нормаль катодлық

түсійиниң мәнислери XIII кестеде көлтирилген.

Тоқтың құши ұлкейгенде (сырткы қарсылықтың шамасын киширейтиү арқалы) катодтың бетиниң жақтылық шығарып турған майданы да оған пропорционал өседи. Сонлықтан беттин қасындағы тоқтың тығызлығы турақлы болып қалады. Катодтың бетиниң барлығы жақтылық шығарыў менен қапланған жағдайда тоқтың буннан былай өсиүи потенциалдың катодлық түсійиниң ұлкейиүи, яғни әлектродлардың арасындағы потенциаллар айырмасының ұлкейиүи менен байланыслы. Солай етип, пысқыўшы разрядқа Ом нызамын пүткіллей қолланыўға болмайды.

172-сүрет.
Разрядлы трубка бойлап потенциалдың түсійи.



Катодтың қызыўы бақланатуғын құшли тоқларда түсій характеристикасы деп аталауғын характеристиканың жүзеге келиүи мүмкін: трубка арқалы өтип атырған тоқтың ұлкейиүи менен әлектродлардағы потенциаллар айырмасының шамасы киширеяди.

XIII кесте

Потенциалдың нормаль катодлық түсійи (вольтлердеги)

Катодтың материалы	Газ					
	N ₂	H ₂	He	Ne	Ar	Hg
Na	178	185	80	75	-	-
Cu	208	214	177	220	131	447
Al	179	171	141	120	100	245
Fe	215	198	153	150	131	389
Ni	197	211	158	140	131	275

Разрядтың басланыўы ушын (трубканың жағыў ушын) катодлық потенциаллар айырмасына салыстырғанда ұлкенирек потенциаллар айырмасының түсирилиүи керек.

Трубкада болып өтетуғын процесслердин схема түринде былайынша көрсетилиүи мүмкін. Электродларға жеткиликли дәрежеде потенциаллар айырмасы түсирилгенде, трубкада газде барлық үақытта аз мұғдарда болса да бар болатуғын ионлар менен электронларға тезлететуғын майдан пайда болады. Электронлар өзиниң жолында газдин атомларын ионластырады ҳәм жаңа ионларды пайда етеди, бул жағдай өз гезегинде теорияға сәйкес тоқтың кескин ұлкейиүине алып келеди. Буннан кейин потенциалдың катодлық түсійи үлкен орынды ийелейди. Ол электронлардың еркін жүриў жолының узынлығында кеңисликте жыйналған. Бул орында электронлар соққылардың серпимли емес характерге ийе болатуғының тезликке ийе болады. Усы областта оң ионлар катодқа қарай тезлениў алады ҳәм оған келип урылып, оның бетинен жаңа электронларды ушырып шығарады. Бундай электронлардың болыўы газдин өткизгишилигин және де жоқарылатады.

Оң жақтылық шығарыў областында электронлар менен оң ионлардың концентрациялары бирдей. Бирақ, электронлардың қозғалғышлығының үлкен

болатуғынлығына байланыслы газдин өткізгишилгінинң басым бөлеги электронлар тәрепинен пайда етиледи. Оң жақтылық шығарыў областындағы ионизиция дәрежесинин жүдә жоқары болызы мүмкін; мысалы, 0,05 мм Hg басымдағы сынаптың пүйларындағы разрядта атомлардың көлем бирлигіндеги санының 10^{13} см^{-3} шамасына жетиўи мүмкін. Демек, олардың шама менен $1/200$ бөлими ионласқан болады.

Ионизацияның жоқары дәрежеси орын алған газ электронлардың саны менен оң зарядланған ионлардың санлары тең болған жағдайда плазма деп аталатуғын квазинейтраллық орталықты пайда етеди. Плазмада электронлар тийкарынан тәртипсіз қозғалады ҳәм соның менен бирге анод тәрепке қарап әстелик пенен жылышады (188-параграфтағы есапларға қараңыз).

Зонд усылы деп аталатуғын айрықша усылдың жәрдемінде өткериленген өлшеўлер электронлардың тәртипсіз қозғалысларының тезлигинин Максвеллик тарқалыўға ийе екенligин көрсетти. Бундай жағдайда орташа кинетикалық энергияның шамасы салыстырмалы үлкен ҳәм газдин тәбияты менен разрядтың шарайтларынан ғәрэзли шама менен 2 дең 10 эВ ке шекем жетеди. Бундай жағдайда

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

теңлигинен пайдаланып, электронлардың берилген қозғалысының орташа энергиясына сәйкес келетуғын T температуралы анықлаўға болады. $\frac{m\bar{v}^2}{2} = 1 \text{ эВ}$ теңлиги орынланатуғын электронлар ушын

$$T = \frac{2}{3k} \cdot \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}}{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-16}} K = 7735 K$$

шамасын аламыз. Демек, электронлардың $2 - 10 \text{ эВ}$ шамасына тең орташа энергияларына 15000 нан 70000 K шамасына шекемги температуралар сәйкес келеди. Разряд болып өтетуғын газдин өзиниң температурасы болса бул шамадан әдеўир киши ҳәм бир неше жұз градустан аспайды. Солай етип, плазманы атомлық ҳәм электронлық еки газдин араласпасынан турады деп есаплаўға болады, олардың ҳәр қайсысы өз алдына тең салмақлық ҳалда турады ҳәм өзиниң меншикли температурасы менен тәрийипленеди; бул газлер бир бири менен жақсы араласқан болса да, олардың арасындағы энергиялар менен алмасыў жүдә ҳәлсиз, сонықтан олардың температуралары теңлеспейди ҳәм ҳәр қыилы болып қала береди.

2. Электр доғасы. Атмосфералық басымларға жақын басымлардағы ямаса атмосфералық бамыснан жоқары басымлардағы газ арқалы өз бетинше өткізгишилк айрықша қызығыўды пайда етеди. Разрядтың усындей типин бириңи рет 1803-жылы Петербургтағы Медициналық-хирургиялық академияның профессоры В.В.Петров тәрепинен бириңи рет бақланды ҳәм электр доғасы атамасына ийе болды. Бир неше жылдан кейин оны Дэви изертледи ҳәм оны электрлік құбылысларды ең бириңи изертлеўшилердин бири болған Вольтаның ҳұрметине вольтлық доға деп атады³⁸.

Электр доғасы еки электродты (көпшиликтік жағдайда көмирден исленген) бир бирине тәйидиргендеге ҳәм оннан кейин оларды ажыратқанда пайда болады. Көмирден соғылған электродлардың арасындағы доға $30 - 40 \text{ В}$ шамасына тең болған потенциаллар

³⁸ Электр доғасы бириңи рет 1801-жылы британия алымы Гемфри Дэви тәрепинен "Journal of Natural Philosophy, Chemistry, and the Arts" журналында тәрийипленди, ал 1802-жылы Король илимий жәмийетинин мәжилисінде демонстрацияланды. 1802-жылы рус алымы А.Петров тәрепинен өзине тән болған "Гейпара жағдайларда 1400 мыс ҳәм цинк дөңгелеклерден туратуғын оғада үлкен батареяның жәрдемінде өткериленген гальвани-вольтлик тәжирийбелер ҳақында хабар" атамасындағы китабында тәрийипленди (Бул китап Санкт-Петербург қаласында 1803-жылы жарық қөрди). Электр доғасы заттың ҳалының тәртінши формасының дара жағдайы болған плазма болып табылады ҳәм ионластқан, электрлік жақтан нейтраль болған газден турады. Еркін электр зарядларының қатнасыўы электр доғасының өткізгишилгін тәмійинлейди (Аўдарыўшылар).

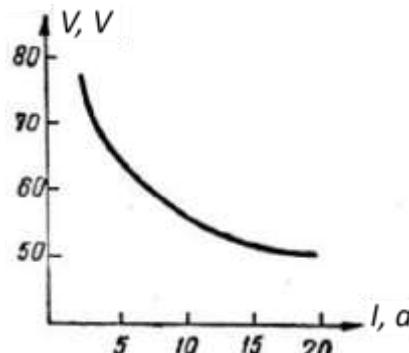
айырмасында жанады. Тоқтың күшиниң шамасы көп онлаған амперлерге жетеди. Электродлардың екеүі де күшли қызады (3000°C да шекем, ал жоқары басымларда ҳэтте 6000°C да шекем); атмосфералық басымда он электрод көбірек қызады, оның бетинде кратер деп аталатуғын ойыслықтар пайда болады. Бирақ, доғаның жаныўы ушын катодтағы қызған дақтың болыўы жеткилики. Бул қызған дақ электронлардың дереги болып хызмет етеди. Анодтың салқын болып қалыўы да мүмкін. Разрядты услап туратуғын электронлардың дереги сыпатындағы қызған катодтың орны биринши рет 1905-жылы В.Ф.Миткевич тәрепинен анықланды.

Доғалық разряд құлайтуғын вольт-амперлик характеристикаға ийе болады: тоқтың күшиниң үлкейиүи менен (сыртқы қарсылықтың киширейиүинин есабынан) электродлардың арасындағы потенциаллар айырмасының айырмасы киширеяди (173-сүрет).

Электр доғасы биринши рет көшелерди жақтыландырыў ушын П.Н.Яблочков тәрепинен пайдаланылды; ҳәзирги ўақытлары доғаны тийкарынан прожекторлардағы ҳәм проекциялық аппаратлардағы (кино) жақтылықтың дереги сыпатында пайдаланады. Металл электродлардың арасындағы доға металды жергилікли қыздырыў ушын қолланылады (Н.Г.Славянов пенен Н.Н.Бенардос тәрепинен әмелге ендирилген электр сваркасы).

Хәзирги ўақытлары жақтыландырыў ҳәм лабораториялық практикада тәменги басымлардағы газлер менен пуўларда жанатуғын электр доғалары пайдаланылады. Оларда дәслепки электронлардың дереги қыздырылған катодлар болып табылады. Катодлар разрядтың өзинде жүзеге келетуғын процесслердин ямаса тоқтың сыртқы дерегинин есабынан қызады ("Қызған катодлар")³⁹.

173-сүрет.
Доғалық разрядтың құлаұшы вольт-амперлик характеристикасы.



3. Ушқынлық разряд үлкен потенциаллар айырмасы түскен жағдайда салқын электродлардың арасында бақланады. Разряд құрамалы тербелмелі характерге ийе болады. Тоқтың күши үлкейгенде электродлардың қызығының нәтийжесинде ушқын доғаға айланады.

Ушқынлық разрядтың басын газдин электрлік тесилийи, газдеги ионлардың нөсер тәризли үлкейиүи сыпатында қарауға болады. Усының салдарынан газ өткізгіш газге айланады. Тесиүге алып келетуғын потенциаллардың айырмасы электродтың материалынан, газдин тәбияты менен басымынан, электродлардың өлшемлери менен формасынан, олардың арасындағы қашықтықтан ғәрэзли. Ушлы электродлар ушын тесиү

³⁹ Хәзирги ўақытлары электр доғасы жыллылықтың қуятлы ҳәм концентрацияланған дереги сыпатында сваркада ҳәм металларды плазмалық кесиү, доғалық печлердеги полатты балқытыү, электродетонаторлардағы партланыўшы затлардың иске түсиүи ҳ.т.б. ушын қолланылады. Соның менен бирге доғаны электр-ракеталық двигателлерди қыздырыў ушын да пайдаланады (Аўдарыўшылар).

потенциаллар айырмасының мәниси киши.

Тегис электродлар болған жағдайда электродтың берилген материалы ҳәм берилген газ ушын тесиүши потенциалдың шамасы тек rd көбеймесинен ғана байланыслы, бул көбеймеди r - газдин басымы, ал d - электродлардың арасындағы қашықлық. Мысалы атмосфералық басымдағы электродлардың арасындағы қашықлық 5 см болған жағдайдағы тесиүши потенциалдың шамасы 0,5 atm басымдағы ҳәм электродлардың арасындағы қашықлық 10 см болған жағдайдағы тесиүши потенциалдың шамасына тең.

XIV кесте

Атмосфералық басымдағы ҳауа ушын ушқынлық аралықлар (миллиметрлердеги)

Вольтлердеги потенциаллар айырмасы	Келтирилген түрдеги электродлардың арасындағы қашықлық			Тегис
	Ушлы	Диаметр и 5 см болған шар		
20000	15,5	5,8		6,1
40000	45,5	13		13,7
100000	220	45		36,7
200000	410	262		75,3
300000	600	530		114

Берилген потенциаллар айырмасының шамасында ушқын пайда болатуғын электродлардың арасындағы қашықлық ушқынлық аралық деп аталады.

XIV кестеде бир қатар дара жағдайлар ушын ушқынлық аралықлардың шамалары келтирилген.

4. Таж тәризли разряд. Таж тәризли разряд деп аталауғын разряд өз бетинше разрядтың айрықша түри болып табылады. Бундай разряд салыстырмалы үлкен басымларда (атмосфералық) электродлардың биреүинин ямаса екеүинин де бетинин иймеклигинин радиусы киши болған жағдайда разрядлық аралықтағы майдан жүдә тең өлшеўли емес болған жағдайда пайда болады. Ионизация менен газдин жақтылық шығарыўы электродлардың арасындағы жиңишке қатламда жүзеге келеди; газдин басқа бөлиминдеги өткізгишлик еки белгиге иие ионлардың қозғалысының салдарынан жүзеге келеди. Тоқты жоқары кернеў сымлары арқалы алып бергенде тийкарғы кесент беретуғын құбылыс таз тәризли разряд болып табылады.

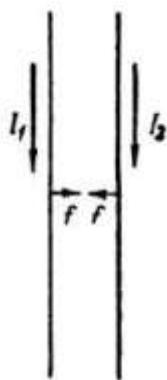
АЛТЫНШЫ БӨЛИМ

ЭЛЕКТРОМАГНИТ ҚҰБЫЛЫСЛАР

XVIII БАП

ТОҚЛАРДЫҢ МАГНИТ МАЙДАНЫ

§ 191. Магнит майданы ҳәм оның характеристикасы. Электр зарядларын қоршап түрған кеңисликте белгили физикалық қәсийетлерге ийе болатуғын электростатикалық майданың пайда болатуғыны сыйықты тоқларды қоршап түрған кеңисликте магнит майданы деп аталатуғын майдан пайда болады. Электростатикалық майданың бар екенлигин усы майданға алып келинген зарядларға құштың тәсир ететуғынлығы бойынша анықтаймыз. Магнит майданы усы майдандағы тоқ өтип түрған өткізгишлерге күшлердин тәсирі бойынша көринеди. Мысалы, бир бағытта тоқ өтип түрған бир бирине параллель болған еки өткізгиш бир бирине тартылады (174-сүйрет). Бул фактты биз былайынша түсіндіремиз: тоқлардың ҳәр бири қоршаған орталықта магнит майданын пайда етеди ҳәм бул майдан басқа тоққа тәсир етеди. Тоққа магнит майданының тәсириниң характеристикасы тоқ өтип түрған өткізгиштин формасы, қалайынша жайласқанлығы ҳәм өткізгиштеги тоқтың бағыты бойынша ҳәр қыйлы болады. Соңлықтан магнит майданының характеристикасы ушын оның базы бир толық анықланған тоққа тәсирин қарау керек. Усында жағдайда биз ҳәзирише өткізгишлер бослықта жайласқан деп есаптаймыз.



174-сүйрет. Бир бағытта тоқ өтип түрған еки параллель өткізгишлердин бир бири менен тартысыўы.



175-сүйрет. Тоғы бар рамка.

Электростатикада биз электростатикалық майданың қәсийетлерин үйрениў ушын ноқаттық зарядтан, яғнай өлшемлери майданды пайда еткен зарядларға шекемги қашықтыққа салыстырғанда киши болған денеде жайласқан зарядты пайдаландық (124-параграфқа қараңыз). Магнит майданының қәсийетин үйрениў ушын оның *тоғы бар түйік контурға тәсирин* пайдаланамыз. Бундай контурды биз *рамка* деп атайды. Бундай контурдың өлшемлери магнит майданын пайда ететуғын тоқ өтип түрған өткізгишлерге шекемги қашықтықтан киши болыўы керек. Рамкада турақты тоқтың өтип түрі ушын оған қандай да бир өткізгишлердин жәрдемінде тоқты алып келийимиз керек. Магнит майданы сол өткізгишлерге де тәсир етеди; бул тәсирден құтылыў ушын алып келинетуғын өткізгишлерди бир бирине жүдә жақын өтип жайластырыўымыз керек, бундай жағдайда магнит майданының оларға түсіретуғын қосынды тәсирі нолге тең болады (магнит қүшлериниң бағытының тоқтың бағытынан

төменде келтирилетуғын ғәрзелик бойынша). Буралыў деформациясын көрсетиүгө қабилетли болған жиңишке сабакқа илдирилген усында рамканы (175-сүйрет) биз магнит майданының қәсийетин үйрениү үшін пайдаланамыз.

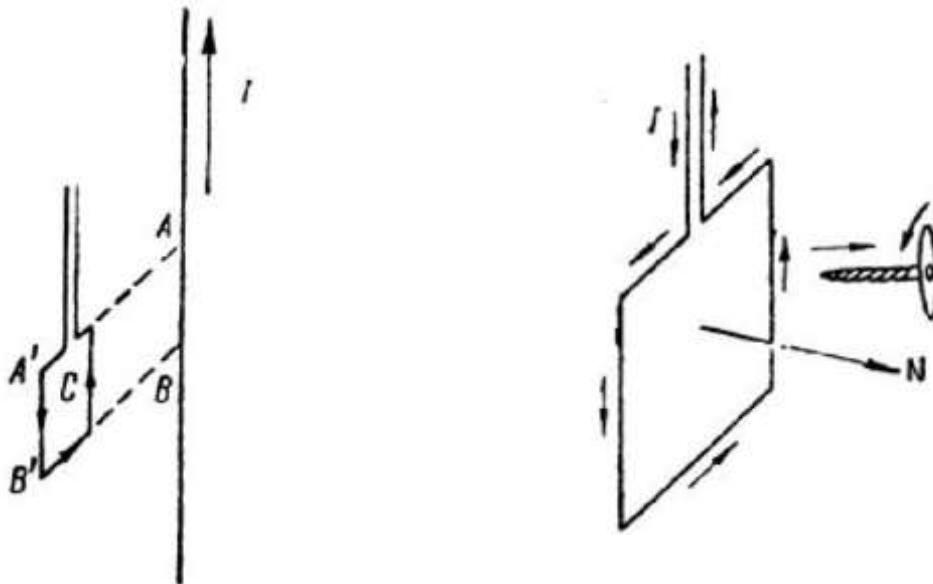
Тәжирийбе тоқлар өтип түрған өткизгишлердин қасына жайластырылған кишене рамканың белгили болған түрде бурылатуғынлығын көрсетеди. *Магнит майданы рамкаға бағытлаушы тәсир етеди.*

I тоғы өтип түрған түрүр ҳәм узын өткизгиши аламыз (176-сүйрет). Усында өткизгиштин қасына жайластырылған С рамкасы өткизгиш арқалы өтетуғын AA'BB' тегислигинге жататуғында болып бурылады.

Бундай жағдайда рамканың бағыты ондағы тоқтың бағытынан ғәрзели болады: рамкадағы тоқтың бағыты өзгергенде рамка 180° қа бурылады⁴⁰.

Майданының рамкаға түсиретуғын бағытлаушы (ориентациялайтуғын) тәсирин ең дәслеп магнит майданының бағытланғанлық характеристикасы үшін пайдаланыўға болады. Оның үшін рамканың тегислигине нормаль түсиремиз. Нормалдың оң бағыты сыпатында мынадай бағытты қабыл етемиз: егер нормалдың үшін тәрептен қарайтуғын болсақ, онда рамкадағы тоқ saat стрелкасының қозғалыс бағытына қарама-қарсы бағытта өтиўи керек.

Басқа сөз бенен айтқанда, нормалдың оң бағыты сыпатында тутқасы тоқтың бағытында айланатуғын бурғының қозғалыў бағыты қабыл етиледи (177-сүйрет).



176-сүйрет. Еркин бурыла алатуғын рамка өткизгиш арқалы өтетуғын AA'BB' тегислигинге жататуғында болып жайласады.

177-сүйрет.
Тоғы бар рамкадағы оң нормалдың бағыты.

Тоғы бар рамкаға магнит майданының тәсир етийиниң нәтийжесинде рамка берилген жағдайда белгили болған ориентацияға ийе болады⁴¹. Сонықтан оған түсирилген нормаль

⁴⁰ Төменде биз магнит майданында рамкаға оның базы бир ориентациясында жоғалатуғын күшлердин жұбының тәсир ететуғынлығын көремиз. Сонықтан, улыўма айтқанда, магнит майданында рамка өзиниң тен салмақлық орнының әтирапында тербеледи. Бирақ, сүйкелис күшлери бар болған жағдайда бул тербелислер тез сөнеди.

⁴¹ Рамканың усы ориентациясынан басқа қарама-қарсы бағытланған ориентацияның болыўы да мүмкін. Бирақ, усы екинши ориентацияға сәйкес келетуғын рамканың жайласыўы орнықлы емес.

қандай да бир бағытқа қарай бағытланған болып шығады. Әлбетте, магнит майданындағы рамканы қандай бир тәрепке қарай бағытланыўы магнит майданының өзиниң бағытының болатуғынлығын көрсетеди. Рамка жайласқан орындағы магнит майданының бағыты сыпатында рамкаға түсирилген оң нормалдың бағыты қабыл етилген. Солай етип, рамканың ориентациясы бойынша магнит майданының бағытын бир мәнисли анықлауға болады.

Буннан былай биз магнит майданының санлық характеристикасын анықлау ушын да сол рамкадан пайдаланамыз.

Рамкаға майданың бағытлауышы тәсириниң тийиү фактының өзи магнит майданындағы рамкаға күшлер жубының тәсир ететуғынлығын аңғартады⁴².

Күшлер жубының шамасын рамка илдирилип қойылған сабактың бурылыўы бойынша анықлауға болады. Тәжирийбе бул жуптың моменти M ниң тоқтың күши I ге де, магнит майданын пайда ететуғын тоқлардың жайласыўларынан да, рамканың өзиниң қәсийетлеринде де (оның өлшемлери, ориентациясы ҳәм ондағы тоқтың күши) ғәрезли екенлигин көрсетеди.

Ең дәслеп рамканың өзиниң қәсийетлеринде тоқтаймыз. Оның ушын магнит майданының пайда ететуғын тоқлардың күшлерин ҳәм олардың жайласыўын өзгерисиз қалдырамыз. Өтип турған күштин шамасы белгили болған рамканы аламыз. Егер рамкаға түсирилген нормалдың бағыты майданың бағыты менен сәйкес келсе оған тәсир ететуғын күшлердинң моменти нолге тең болады. Рамкаға түсирилген нормалдың бағыты менен майданың бағыты перпендикуляр болған жағдайда күшлер жубының моменти максималлық мәнисине жетеди. Сонықтан, егер биз рамканы магнит майданының санлық характеристикасы ушын пайдаланатуғын болсақ, онда барлық жағдайларда рамкаға түсирилген нормалды майданың бағытына перпендикуляр қойыўға келисемиз. Буннан кейин тәжирийбеден күш моменти M ниң рамкадағы тоқтың күши I ге пропорционал болатуғынлығына аңсат исенийге болады. Ақырында, тәжирийбе ҳәр қыйлы тегис рамкалар ушын M моменттиң формасынан ғәрезсиз рамканың майданы S ке де пропорционал болатуғынлығын көриўге болады (рамканың туўры мүйешли, дөңгелек, эллипстәризли ҳ.т.б. формаларға ийе болыўынан ғәрезсиз):

$$M \sim IS. \quad (1)$$

Тоқтың күши I менен рамканың майданы S тин көбеймесине пропорционал болған шамасын рамканың магнит моменти p_m деп атайды:

$$p_m \sim IS. \quad (2)$$

Магнит майданының берилген ноқатында бирдей болған p_m магнит моментине ийе болған рамканың барлығына бирдей болған күшлердин моменти M тәсир етеди.

Егер, берилген магнит моментине ийе болған магнит майданының ҳәр қыйлы ноқатларына жайластырсақ, онда, улыўма айтқанда, рамкаға ҳәр қыйлы күш моменттери M лердин тәсир ететуғынлығын табамыз. Мысалы, егер биз рамканы тоқ өтип турған өткізгишке қаншама жақын жайластырсақ, онда оған тәсир ететуғын күшлердин моментиниң де үлкен болатуғынлығын көриўге болады. Бул фактты магнит майданының санлық характеристикасы ушын, атап айтқанда егер берилген p_m моментине ийе болған рамкаға тәсир ететуғын күшлердин моменти M қаншама үлкен болса, онда рамка жайласқан орындағы майданың кернеўлиги H та соншама үлкен болады:

$$M \sim H.$$

Бул жуўмақты (1)-қатнас пенен бириклирип мынаны аламыз: магнит майданындағы тоқ өтип турған рамкаға тәсир ететуғын күшлердин моменти рамканың магнит моменти

⁴² Бир текли болмаған майданда рамкаға және бир күш тәсир етеди (197-параграф), бул күшти биз ҳәзирше қарамаймыз.

болған p_m шамасына ҳәм рамка жайласқан орындағы магнит майданының кернеўлиги H қа туýры пропорционал:

$$M \sim p_m H. \quad (3)$$

Бул қатнасты биз рамканың жәрдеминде магнит майданының кернеўлиги H ты анықлау ушын пайдаланамыз. (3)- ҳәм (2)-теңликтерден мынаған ийе боламыз:

$$H \sim \frac{M}{p_m} \sim \frac{M}{IS}. \quad (4)$$

Соңғы аңлатпадағы пропорционаллық белгиден теңлик белгисине өтиў ушын k пропорционаллық коэффициентин киргизиў керек. Бундай жағдайда

$$H = k \frac{M}{IS} \quad (4a)$$

теңлигине ийе боламыз.

k пропорционаллық коэффициентиниң сан мәнислери H, M, I ҳәм S шамаларының бирликлерин сайлап алыў менен байланыслы. k ның белгили болған сан мәнисин сайлап алып, (4a)-теңликтің тийкарында магнит моментиниң шамасы p_m белгили болған рамкаға тәсир ететуғын күшлердин моменти M ниң мәниси бойынша магнит майданының кернеўлиги H тың мәнисин өлшеўге болады. Магнит майданының кернеўлиги H тың бирликлери ҳаққында 195-параграфта айтылады.

Магнит майданы бағыты бойынша да, сан мәниси бойынша да тәрийипленетуғын болғанлықтан, соған сәйкес магнит майданының кернеўлиги болған \mathbf{H} шамасы векторлық шама болып табылады. Бундай жағдайда, жоқарыда айтылғанларды жүўмақлап мынаған ийе боламыз: магнит майданының ҳәр бир ноқатындағы магнитлик кернеўлик \mathbf{H} тың бағыты магнит майданында орнықлы ҳалда турған тоғы бар рамканың оң нормалының бағыты бойынша анықланады. Кернеўликтин шамасы рамкаға түсирилген нормаль \mathbf{H} векторына перпендикуляр жайласқан жағдайда (4a) теңлиги тийкарында күшлер моментиниң шамасы бойынша анықланады.

Енди биз рамканың өлшемлери ҳаққындағы мәселеге де айқынлық киргизе аламыз. Әлбетте, бир текли майдан болған жағдайда рамкаға тәсир ететуғын күшлердин моменти рамканың шеклериндеги майданының кернеўлигинин орташа мәнисин өлшейди. Майданының кернеўлигинин берилген ноқаттағы мәнисин өлшеў ушын рамканың өлшемлери оның шеклеринде майданды бир текли деп есаплаўға болатуғында дәрежеде киши болыўы керек.

§ 192. Магнит майданының кернеўлигин графикалық сүйретлеў. Электростатикада биз электростатикалық майданының характеристикасы ушын кернеўлик сыйықтарының жәрдеминдеги графикалық усылды пайдаланған едик. Тап сол сыйықлы магнит майданының характеристикасы ушын биз қараў ушын магнитлик кернеўлик сыйықтарын киргиземиз. *Магнитлик кернеўлиліктың сыйығы ушын ҳәр бир ноқаттағы урынба усы ноқаттағы кернеўлик векторы \mathbf{H} тың бағыты менен сәйкес келетуғын сыйықты қабыл етемиз (178-сүйрет).* Кернеўлик сыйығы ушын берилген ҳәр бир участкадағы майданының кернеўлик векторы \mathbf{H} пенен сәйкес келетуғын бағытты беремиз.

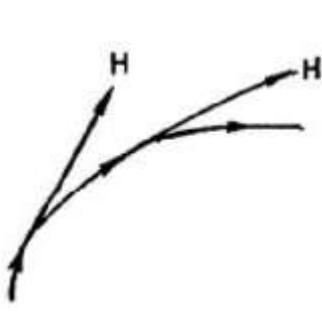
Тоғы бар рамканы пайдаланып, биз буннан бұрынғы параграфта тәрийипленген усылдың жәрдеминде биз ҳәр қылыш дара жағдайлар ушын магнитлик кернеўлик сыйықтарының түрін анықтай аламыз.

Жоқарыда көргенимиздей, туýры узын тоқ болған жағдайда рамка тоқтың бағыты арқалы өтетуғын тегисликтे жайласады. Демек, рамкаға түсирилген нормаль тоқ өтип турған өткізгишти рамка жайласқан орын менен тутастыратуғын радиус-векторға перпендикуляр бағытланған. Буннан узын тоқ болған жағдайда кернеўлик сыйықтарының тоққа перпендикуляр тегисликте жататуғын, орайы тоқ өтип турған орында жайласқан шенберлердин түріне ийе болатуғынлығын көремиз. Туýры тоқтың магнит майданының

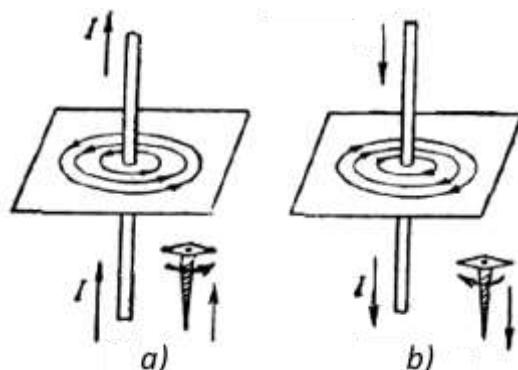
кернеўлик сзықларының бағыты 179- а ҳәм б сүйретлерде көрсетилген бурғы қағыйдасы бойынша анықланады: егер бурғының илгерилемели қозғалысының бағытын тоқтың бағыты менен бирдей етип жайластырсақ, онда усы бурғының тұтқасының айланыў бағыты магнитлик кернеўлик сзықларының бағытын береди.

Рамканың жәрдемінде қәлеген формаға ийе болған тоқлардың магнит майданларын изертлеу мүмкін. Мысал сыпатында дөңгелек тоқты аламыз; бундай жағдайда тоқтың контурына перпендикуляр болған тегисликтеги магнит майданының кернеўлигинин сзықлары 180-сүйретте келтирилгенде иймекликлерден ибарат болады. Усының менен бирге, бул сзықлар түйік иймекликлер ямаса даўам еткенде түйіқланыў тенденциясына ийе иймекликлер болып табылады.

Улыўмалық туұры сзықты көшерге ийе болған бирдей дөңгелек тоқлардың системасын *соленоид* деп атайды.



178-сүйрет. Магнитлик кернеўлик сзықлары.



179-сүйрет. Түйір тоқтың магнит майданының кернеўлик сзықларының бағыты.

Соленоидты әдетте цилиндрик бетке оралған тоқ өтип түрған өткізгиш сыпатында көрсетеди. Соленоидтың магнит майданын изертлеп, биз 181-сүйретте келтирилген картинаны аламыз. Соленоидтың ишкі құйыслығының орта бөлегиндеги магнит сзықлары көшерге параллель болған туұрылардың системасын пайдалауда етеди; соленоидтың ушларына жақынлағанда туұры сзықлар соленоидтың ушларында тарқалатуғын ҳәм кеңисликтің сыртқы бөлімінде түйіқланатуғын ямаса оларды даўам еткенде түйіқланыў тенденциясына ийе болған иймекликлерге айланады. Сыртқы бөлімдеги соленоидтың кернеўлигинин магнит сзықлары диполдинң кернеўлигинин электрлик сзықларын еске түсіреді (176-сүйретке қараңыз). Бирақ, соленоидтың ишиндеги кернеўликтің магнитлик сзықлары соленоидтың сыртындағы кернеўликтің магнитлик сзықларына үзлиksiz түрде өтеди, ал диполдағы кернеўликтің электрлик сзықлары диполдин зарядларында бағытын өзгертереди. Кеңисликтің соленоиддә салыстырғанда сыртқы бөлімндеги магнит майданы соленоидлардың ушларында ғана үлкен мәниске ийе болады, ушлардан қашықласқанда майдан тез ҳәлсирейді; соленоидтың орта бөлімінде, оның сыртында магнит майданы жұдә киши. Соленоид қаншама узын болған сайын майданының жоқарыда көрсетилген өзгешеликтери соншама кескин түрде көринеди. Соленоидтың ишкі бөлімндеги майданды бир текли деп есаплауға болады, бир текли болыўдан сезилерлікей айырма соленоидтың ушларына жақын болған орынларда ғана алынады.

Орайлары шеңбер бойынша жайласқан бирдей дөңгелек тоқлардың системасы *тороидты* пайдалауда етеди (182-сүйрет).

Тороидтың магнит майданы оның тек ишкі бөлімінде ғана топланған, кеңисликтің сыртқы бөлімінде тоғы бар рамкаға күшлер тәсір етпейді.

Егер тороидтың узынлығы оның кесе-кесимине салыстырғанда үлкен болса, онда оның ишиндеги майданды бир текли деп есаплауға болады.

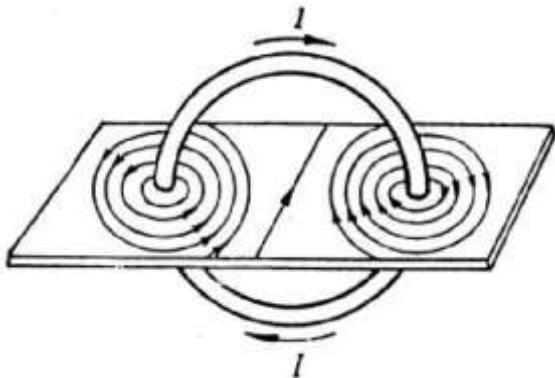
Тәжирибесінде магнит майданында тоғы бар рамка қандай бағытта туратуғын болса, солноидтың да тап сондай бағытта туратуғының көрсетеди. Бұндай жағдайда соленоидқа магнит майданының кернеүлік сыйығына қарама-қарсы бағытта қарасақ, онда бақлаушы соленоидтағы тоқты saat стрелкасының қозғалыс бағытына қарама-қарсы бағытта көреди (183-сүйрет). Әлбетте, n орамнан туратуғын соленоидқа тәсир ететуғын күшлердин моменти M бир орамға тәсир ететуғын күш моментинен n есе үлкен болады. Солай етип, 191-параграфтағы (4a) формуласына үқсас, егер соленоидтың көшери магнитлик кернеүлік сыйықтарына перпендикуляр болса, онда оған моменти

$$M = \frac{1}{k} nIS \cdot H \quad (1)$$

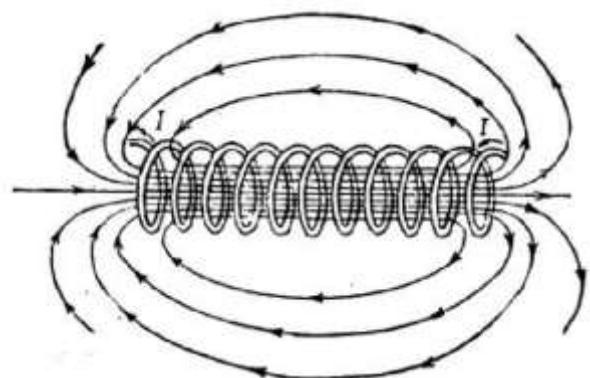
шамасына тең болған күшлердин жубы тәсир етеди. Соленоидтың магнит моменти деп айырым орамның магнит моментинен n есе үлкен болған p_c шамасына айтады:

$$p_c \sim nIS. \quad (2)$$

Бул аңлатпада I - соленоид арқалы өтетуғын тоқтың күши ҳәм S - оның кесе-кесиминин майданы.



180-сүйрет. Дөңгелек тоқтың магнит майданының кернеүлік сыйықтарының бағыты.



181-сүйрет. Соленоидтың магнит майданының кернеүлік сыйықтарының бағыты.

Магнит майданының кернеүлігі сыйықтарын қарау олардың түйік сыйықтар екенligin көрсетеди. Магнит кернеүлігинин сыйықтары барлық үақытта түйік иймекликлер түрінде электр тоғын өзинин ишине алады. Кернеүліктің магнит сыйықтарының түйік екенлигі олардың электр майданының кернеүлік сыйықтарынан өзине тән болған өзгешелігі болып табылады. Бул факт электростатикалық ҳәм магнит майданларының арасында терең аналогияның жоқ екенligin көрсетеди. Бул майданлардың тәбияты ҳәр қыйлы.

Кернеүлік сыйықтары бир зарядта басланатуғын ҳәм басқа зарядта ямаса шексизлике тамам болатуғын электростатикалық майдан потенциаллық майдан болып табылады. Бундай майданның ҳәр бир ноқатына потенциалдың белгili болған мәнисин беріүге болады. Магнит майданы болса оның кернеүлік сыйықтарының түйіктылығы менен тәрийипленеди. Бундай майданды соленоидтың деп атайды. Биз кейинирек (198-параграфта) магнит майданының ноқаттарына электростатикалық майдан ушын исленетуғындағы бир мәнисли потенциалдың мәнислерин беріүге болмайды.

Н кернеүлік сыйықтары майданның ҳәр бир ноқатындағы кернеүліктің бағытын берип, қосымша анықламалар берилмеген жағдайда кернеүлиліктиң шамасын бермейди. Егер бир электростатикада пайдаланылған кернеүлік сыйықтарының жийилигин

(қоюлығын) кернеўлуктиң сан мәниси менен салыстырсақ, онда кернеўлук сыйықларының сүйрети магнит майданын санлық тәрептен дә тәрийиплей алады. Жеткиликли дәрежедеги киши участкада қәлелеген майданды бир текли деп есаплаўға болады; усындағы участкадағы кернеўлук сыйықларына нормаль бағытланған беттиң элементинин ΔS_0 участкасын аламыз. ΔS_0 майданы арқалы өтетуғын сыйықларды саны ΔN ди усы ΔS_0 майданындағы қатнасы майданың берилген участкасындағы кернеўлукке тең болатуғындай етип аламыз:

$$\frac{\Delta N}{\Delta S_0} = H.$$

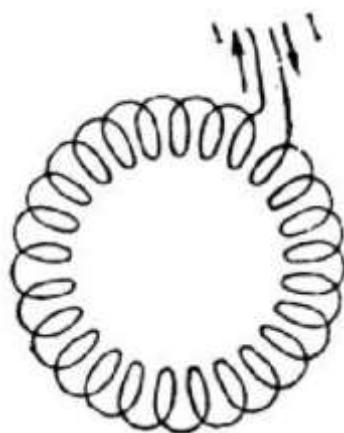
Қәлелеген ΔS майданы арқалы өтетуғын кернеўлук сыйықларының саны ΔS майданын усы сыйықларға перпендикуляр бағытта кесип өтетуғын ΔS_0 майданын кесип өтетуғын сыйықлардың санына тең (184-сүйрет). Бундан ΔS майданын кеси өтетуғын кернеўлук сыйықларының саны

$$\Delta N = H \Delta S \cos \alpha \quad (3)$$

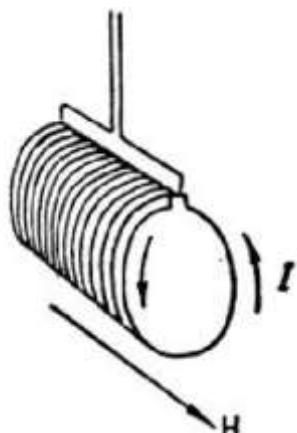
шамасына тең. Бул теңдикте α - кернеўлук сыйықлары менен ΔS майданына түсирилген нормаль арасындағы мүйеш. $H \cos \alpha = H_n$ теңлиги орынланатуғын болғанықтан (H_n арқалы кернеўлук векторы H тың беттиң ΔS элементине түсирилген нормалдың бағытындағы проекциясы белгиленген), (3)-теңдикти былайынша көширип жазыўға болады:

$$\Delta N = H_n \Delta S. \quad (3a)$$

(За) аңлатпасы беттиң ΔS элементи арқалы өтетуғын кернеўлуктиң элементар ағысын анықтайты. Элбette, ΔN ағысы H_n нин белгисинен ғәрэзли болған белгиге иие болады. H_n шамасының белгиси нормалдың бағытын сайлап алыш менен байланыслы. Егер ΔS элементи түйік бетке тийисли болса, онда оң бағыт сыпатында берилген бет пенен шекленген көлемге салыстырғанда сыртқы нормалдың бағыты қабыл етилген (126-параграфта көлтирилген мағлыўматтар менен салыстырыңыз).



182-сүйрет. Тороид.



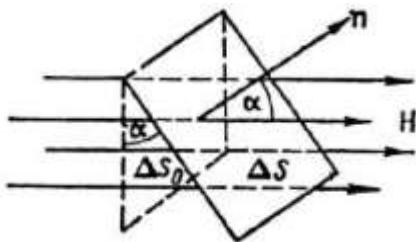
183-сүйрет. Сыртқы магнит майданындағы соленоидтың ориентациясы.

Шекли бет арқалы өтетуғын толық ағыс N берилген S бетин пайда ететуғын барлық ΔS элементтери арқалы өтетуғын ағыслардың алгебралық суммасына тең:

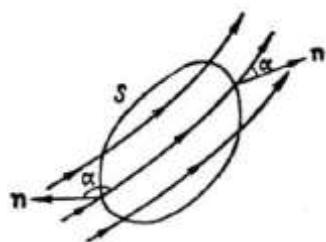
$$N = \sum \Delta N = \sum H_n \Delta S. \quad (4)$$

Егер S бети түйік болса, онда бетке киретуғын магнит кернеўлигинин сыйықларының саны, оннан шығатуғын сыйықлардың санына тең. Себеби магнитлик кернеўлук сыйықлары барлық үақытта түйік иймекликлер болып табылады. Бундай жағдайда сыртқы нормалдың бағыты менен доғал мүйеш жасайтуғын сыйықлар терис ағысты пайда етеди

(185-сүйрет). Ал шығыұшы сызықтар сыртқы нормаль менен сүйир мүйешти пайда етип он ағысты пайда етеди. Солай етип, еки ағыс бир бириң компенсациялайды ҳәм биз мынадай жуўмаққа келемиз: қәлелеген түйік бет арқалы магнитлик кернеўликтин толық ағысы нолге тең.



184-сүйрет. Қыя жайласқан ΔS бети арқалы өтетуғын кернеўлик сызықтары.



185-сүйрет. Түйік бет арқалы өтетуғын кернеўлик сызықтары.

Бул жағдайда магнит ҳәм электростатикалық майданлардың арасындағы үлкен айырма және де көринеди; Остроградский-Гаусс теоремасы бойынша \mathbf{E} электр кернеўлигинин сызықтарының толық ағысы нолден өзгеше бола алады (126-параграф).

Интеграллық есаптың белгилеўлеринен пайдаланып, (4)-аңлатпадағы сумманы интеграл менен алмастырамыз ҳәм нәтийжеде S бети арқалы магнитлик кернеўликтин ағысы ушын аңлатпаны аламыз:

$$N = \int_S H_n dS. \quad (4a)$$

Бул интеграл барлық S бетине тарқатылған.

Жоқарыда айтылып өтилгениндей, түйік бет арқалы магнитлик кернеўликтин ағысы нолге тең. Солай етип, егер (4a) интегралын түйік бетке тарқататуғын болсақ, онда

$$\int_S H_n dS = 0 \quad (5)$$

теңлигине иие боламыз. Мейли, биз қарап атырған бет пенен шекленген көлем V болсын. Бундай жағдайда түйік бетти ноқатқа алып келгенде

$$\lim_{V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{V} \int_S H_n dS \right) = \operatorname{div} \mathbf{H}$$

теңлигин аламыз. Ал, $\int_S H_n dS$ шамасы барлық үақытта нолге тең болып қала беретуғын болғанлықтан

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$$

формуласына иие боламыз. Солай етип, бослықта, кеңисликтиң қәлелеген ноқатындағы магнит майданының кернеўлик векторы \mathbf{H} тың дивергенциясы нолге тең.

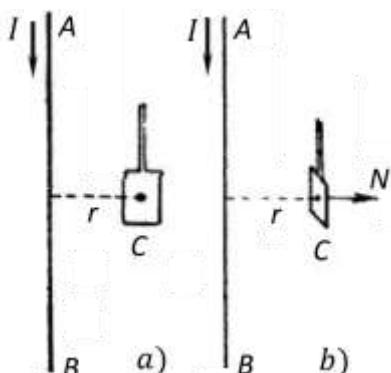
132-параграфта көрсетилип өтилгениндей, электростатикада

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho$$

теңлиги орынлы еди. Бул теңликтегі ρ - биз қарап атырған ноқаттағы көлемлик зарядлардың тығыздығы. Тек, көлемлик электр зарядларының тығыздығы нолге тең болған ноқаттарда ғана (яғни $\rho = 0$ теңлиги орынланатуғын ноқаттарда) электростатикалық майданның кернеўлик векторы \mathbf{E} нин дивергенциясы нолге тең.

Көлемлик электр зарядларының тығыздығы ρ нолге тең болмаған барлық орынларда \mathbf{E} нин дивергенциясы да нолге тең болмайды. Айтылған жағдайлар бойынша бослықтағы \mathbf{H} векторының дивергенциясы барлық үақытта нолге тең болғанлықтан, магнитлик құбылыслар обlastында электр зарядының аналогының болмайтуғынлығын көремиз.

§ 193. Токлардың магнит майданының анықлаудың усылы. Жоқарыда көрсеткенимиздей, кеңисликтиң қандай да бир ноқатындағы майданың кернеўлиги H токлар өтип турған өткізгішлердин формасынан, токлардың күшинен ҳәм биз қарап атырған ноқаттың сол өткізгішлерде салыстырғандағы орнынан фәрезли. Экспериментте болса H кереўліктиң шамасы магнит моменти p_m белгили болған рамкаға тәсир ететуғын күшлердин моменти M бойынша анықланады.



186-сүйрет.
Майданың кернеўлигин рамканың жәрдемінде анықлау.

Ең әпиўайы мысал ретинде биз туұры ҳәм узын сым алғып, оннан базы бир r қашықтығындағы майданың кернеўлиги H ты анықлай аламыз.

Ең дәслеп эксперименталлық жол менен рамканың жәрдемінде майданың кернеўлиги H тың сол сым арқалы өтип атырған тоқтың күши I дең ҳәм сымга шекемги қашықтық r дең қандай фәрезликке ийе екенлигин анықтаймыз. Туұры ҳәм узын сым арқалы өтип атырған тоқтың магнит майданы бир текли емес, бирақ, егер рамканың өлшемлери r қашықтығына салыстырғанда киши болса, онда рамканың шеклериндеги майданды бир текли деп қарауға болады. 191-параграфта айттылып өтилгеніндегі, тоқ өтип турған узын, туұры сымның қасында рамканың оның нормалы сымның ең жақын участкасынан рамкаға түсирилген r туұрысына перпендикуляр болып жайласады. Егер I тоғы жоқарыдан төменге қарай өтетуғын болса (186-а сүйрет), онда N рамкасына түсирилген нормаль өзиниң оң ушы менен оқыышыға қараған ҳалда сыйылманың тегислигине перпендикуляр жайласады. Рамкаға түсирилген нормалды r дин бағытында услап турың ушын (186-б сүйрет) рамкаға күшлердин M моментин түсириү керек, ал оның шамасы, жоқарыда айттылғандай, майданың кернеўлиги H қа пропорционал. Рамканың тұрақты болған магнит моменти p_m де күшлердин моменти M ди өлшеп, оның АВ сымы арқалы өтип атырған тоқтың күши I ге пропорционал екенлигин көриўге болады. Буннан магнит майданының кернеўлиги H тың усы майданды пайда еткен тоқтың күши I ге пропорционал екенлиги келип шығады:

$$H \sim I.$$

Екиншиден, рамканы сымнан ҳәр қыйлы r қашықтықтарында жайластырып, M моментиниң сымға шекемги қашықтық r дең кери пропорционал екенлигин табыў мүмкін, буннан майданың кернеўлигинин r ге кери пропорционал екенлиги келип шығады:

$$H \sim \frac{I}{r}.$$

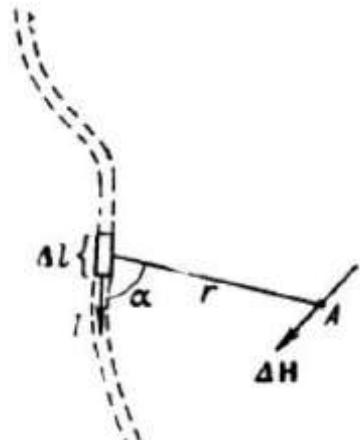
Туұры узын тоқтың магнит майданының кернеўлигинин сымға шекемги қашықтыққа кери пропорционал екенлиги 1820-жылы Био ҳәм Савар тәрепинен табылды. Бирақ, бундай фәрезлик туұры узын тоқ ушын дара жағдайда ғана орын алады. Ҳәр бир жағдайда майданың кернеўлигинин тоқ өтип турған өткізгішлердин улыўмалық жайласыўларынан айрықша түрде фәрезли болады. Бирден бир, улыўмалық жағдай берилген ноқаттағы

магнит майданының кернеўлиги H тың усы майданды пайда еткен тоқтың күши I ден тәрзелиги болып табылады.

Өткізгіш арқалы өтетуғын тоқ тәрепинен пайда етилген магнит майданының кернеўлиги H усы өткізгіштин айырым участкаларының барлығының тәсири бойынша анықланады. Айырым участкалар Δl элементар кернеўликлерин пайда етеди ҳәм, сонлықтан, бақланатуғын H кернеўлиги олардың векторлық қосындысы болып табылады. Бул жағдай тоқтың элементар участкасы менен усы участкадағы тоқтың пайда еткен магнит майданының кернеўлиги арасындағы байланысты орнатыуға тәбийи түрдеги тырысыўларға алып келди. Тәжирийбеде биз тоқтың айырым участкасын пайда ете алмаймыз ҳәм, сонлықтан тоқтың элементи тәрепинен пайда етилетуғын магнит майданын тиккелей өлшеудің мүмкіншилиги жоқ. Тек тоқтың барлық элементтери тәрепинен берилген ноқатта пайда етилетуғын магнит майданының қосынды кернеўлигин ғана өлшеүге болады. Бирақ, Лапласқа тәжирийбелерде алынған мағлыұматларды улыұмаластырыў арқалы сәйкес элементар нызамды келтирип шығарыудың сәти тусти. Бул нызамды ықтыярлы формаға ийе болған контурдың участкалары ушын қолланып, тәжирийбелердеги өлшеўлердин нәтийжелери менен сәйкес келетуғын майданның кернеўлигинин қосынды мәнисин анықлауға мүмкіншилік береди. Бул нызамды *Био-Савар-Лаплас нызамы деп атаў қабыл етилген*.

187-сүйрет.

Тоқтың Δl элементи A ноқатында Δl элементи менен r радиус-векторы жатқан тегисликке перпендикуляр болған ΔH шамасына тең магнит майданының кернеўлигин пайда етеди.



Оның мазмұны мыналардан ибарат: Күши I болған тоқ өтип турған контурдың Δl элементи ықтыярлы сайлап алынған A ноқатында кернеўлиги ΔH шамасына тең магнит майданын пайда етеди (187-сүйрет). Оның шамасы

$$\Delta H = k' \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2} \quad (1)$$

формуласының жәрдемінде анықланады. Бул формулада r - тоқтың Δl элементинен A ноқатына шекемги қашықлық, α арқалы A ноқатына өткөрілген радиус векторы r менен Δl элементи арасындағы мүйеш, ал k' арқалы пропорционаллық коэффициент белгіленген. ΔH векторы Δl элементи менен r радиус-векторы жатқан тегисликке перпендикуляр; ΔH векторының бағыты бурғы қағыйдасының жәрдемінде анықланады: егер бурғының илгерилемeli қозғалысының бағыты контурдың Δl элементиндеги тоқтың бағытына сәйкес келетуғын болса, онда бурғының қозғалыс бағыты ΔH векторының бағытына сәйкес келеди.

Жоқарыда айтылғанлар бойынша, (1)- Био-Савар-Лаплас формуласы A ноқатындағы толық тоқ тәрепинен пайда етилген магнит майданының толық кернеўлиги H ты емес, ал оның контурдың Δl элементи тәрепинен пайда етилген бөлімін ғана береди. Толық кернеўлик H контурды ойымызда бөлгөн барлық элементтер тәрепинен пайда етилген ΔH кернеўликлеринин векторлық қосындысына тең. Ҳәр қыйлы контурлар ушын (1)-

формула тийкарында өткерилген есаплаўлардың тәжирийбелердин нәтийжелери менен сәйкес келийі сол формуланың дұрыс екенлигин тастыыйқлады.

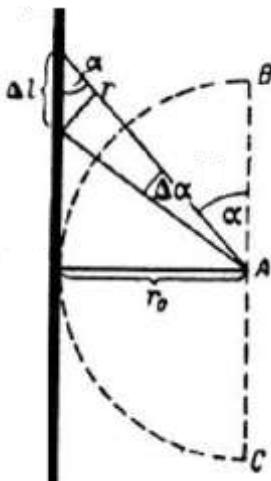
ΔH кернеўлигинин шамасын да, бағытын да анықлау үшін (1)-формуланы векторлық түрде жазыўға болады:

$$\Delta H = k' \frac{I[\Delta l \times r]}{r^3}. \quad (1a)$$

Бул теңликтегі $[\Delta l \times r]$ көбеймеси Δl ҳәм r векторларының векторлық көбеймеси болып табылады.

Өткизгиштин (сымның) ұзынлығының Δl элементинин бағыты усы элемент арқалы өтип атырған тоқтың бағыты менен бирдей деп қабыл етиледи. r радиусы векторы өткизгиштин Δl элементинен майдан есапланып атырған A ноқатына қарай жүргизиледи. Усы A ноқатындағы майданның толық кернеўлиги H барлық ΔH элементар майданлардың геометриялық суммасы сыпатында анықланады:

$$H = \sum \Delta H.$$



188-сүйрет.

Түұры тоқтың магнит майданының кернеўлигин анықлауға арналған.

Элементар болған (1)-ны замнан түұры ҳәм ұзын өткизгиш арқалы өтип атырған тоқтың пайда еткен магнит майданы H тың I/r шамасына пропорционал екенлиги келип шығады. Ҳақыйкатында да, жүдә ұзын болған түұры сымнан r_0 қашықтығында жайласқан A ноқатындағы магнит майданының кернеўлиги H ты (188-сүйрет) сымның айырым элементлери тәрепинен пайда етилген элементар кернеўликлердин суммасы сыпатында табамыз. (1)- Био-Савар-Лаплас нызамы бойынша тоқтың Δl элементи A ноқатында

$$\Delta H = k' \frac{I[\Delta l \sin \alpha]}{r^2}$$

кернеўлигин пайда етеди. Бул теңликтегі r арқалы Δl элементинен A ноқатына шекемги қашықтық белгиленген; ΔH сүйрет тегислигine перпендикуляр, егер тоқ жоқарыдан төмен қарай бағытланған болса, онда ΔH оқыиұшыға қарай бағытланған. Барлық Δl элементлери пайда еткен кернеўликлер ΔH бирдей болып бағытланады ҳәм қосынды кернеўлик болса

$$H = \sum k' \frac{I\Delta l \sin \alpha}{r^2}$$

алгебралық суммасының жәрдемінде аңғартылады. 188-сүйретте

$$\Delta l = \frac{r \cdot \Delta \alpha}{\sin \alpha}$$

теңлигине ийе боламыз. Буннан

$$\frac{\Delta l}{r^2} = \frac{\Delta \alpha}{r \sin \alpha}$$

қатнасын аламыз. Бирақ, $r \sin \alpha = r_0$ ҳәм, усыған сәйкес,

$$\frac{\Delta l}{r^2} = \frac{\Delta \alpha}{r_0}$$

қатнасына ииे боламыз. Буннан кейин H ушын жазылған аңлатпа

$$H = \sum k' \frac{I \sin \alpha \cdot \Delta \alpha}{r_0} \quad (2)$$

түрине енеди. Биз өткізгішти ойымызда бөлген Δl элементлерин шексиз киши деп есапладап, $\Delta \alpha$ мүйешинин де шексиз киши екенлигин ҳәм, ұсыған сәйкес, (2)-аңлатпадағы сүмманың

$$H = \int k' \frac{I \sin \alpha d\alpha}{r_0}$$

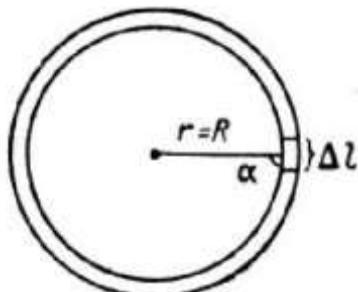
интегралы менен алмастырылыуының керек екенлигин көремиз.

Интеграллауды α ның барлық мәнислери бойынша $\alpha = 0$ шамасынан (бул ең жоқарғы dl элементлерине сәйкес келеди) $\alpha = \pi$ шамасына шекем (бул ең төменги dl элементлерине сәйкес келеди) әмелге асырыў керек. Демек интеграллау шеклери 0 ҳәм π шамалары болып табылады. Ұсының менен бирге I ҳәм r_0 шамаларының турақты екенлигин аңғарып, оларды турақты шамалар түринде интеграл белгисинин астынан шығарыўға болады және, нәтийжеде,

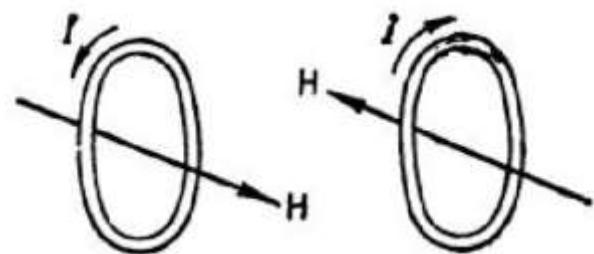
$$H = k' \frac{I}{r_0} \int_0^\pi \sin \alpha d\alpha = k' \frac{I}{r_0} [-\cos \alpha]_0^\pi = k' \frac{2I}{r_0}. \quad (3)$$

теңдиклерин аламыз. Солай етип, Био-Савар-Лаплас нызамынан шексиз үзын түйрү өткізгіш арқалы өтип атырған тоқтың пайда еткен магнит майданының кернеўлиги H тың I/r_0 шамасына пропорционал екенлиги ҳақыйқатында да келип шығады.

§ 194. Дөңгелек тоқ пенен соленоидтың магнит майданы. Био-Савар-Лаплас формуласын қолланыўға бир қатар мысалларды көлтиремиз.



189-сүйрет. Дөңгелек тоқтың орайындағы майданының кернеўлигин есаплауға.



190-сүйрет. Дөңгелек тоқтың орайындағы магнит майданының кернеўлигинин бағыты.

1. Дөңгелек тоқтың орайындағы магнит майданының кернеўлиги. Мейли радиусы R болған дөңгелек түриндеги контурдан күши I ге тең болған тоқ өтип турған болсын (189-сүйрет). Дөңгелек контурдың қәлеген Δl элементи орайдан бирдей болған $r = R$ қашықтығында жайласады. Ұсының менен бирге, қәлеген Δl элементи ушын R радиус-векторы Δl ге перпендикуляр. Буннан $\alpha = \frac{\pi}{2}$ теңлигинин орынланатуғының көремиз ҳәм соған сәйкес $\sin \alpha = 1$ теңлиги орынлы болады. Буннан 193-параграфтағы (1)-формула бойынша Δl элементи тәрепинен дөңгелектинң орайында пайда етилген магнит майданының кернеўлиги ушын

$$\Delta H = k' \frac{I \Delta l}{R'}$$

теңлигине ииे боламыз. ΔH векторының бағыты бурғы қағыйдасы бойынша анықланады:

ΔH векторы дөңгелектиң тегислигине перпендикуляр ұәм тоқтың бағыты саат стрелкасының қозғалың бағыты менен сәйкес келгенде сүүреттің тегислигинен арман қарай бағытланған. Солай етип, тоқтың дөңгелек контурының барлық Δl элементтери орайда ΔH тың бирдей бағытын пайда етеди ұәм бундай жағдайда майданың қосынды кернеўлиги болған H шамасы ΔH шамаларының алгебралық сүммасына тең болады:

$$H = \sum \Delta H = \sum k' \frac{I \Delta l}{R^2}.$$

Тоқтың күши I , R радиусы ұәм k' пропорционаллық коэффициенти түрақлы шамалар болып табылады ұәм сонлықтан оларды сүмма белгисиниң алдына шығарыўға болады. Буннан

$$H = k' \frac{I}{R^2} \sum \Delta l$$

формуласына ийе боламыз. Бирақ, $\sum \Delta l$ сүммасы радиусы R ге тең болған дөңгелек контур бөлинген барлық элементлердин қосындысы болып табылады, яғни, $\sum \Delta l$ сүммасы радиусы R болған шеңбердин ұзынлығына тең. Буннан $\sum \Delta l = 2\pi R$ ұәм

$$H = k' \frac{2\pi I}{R}. \quad (1)$$

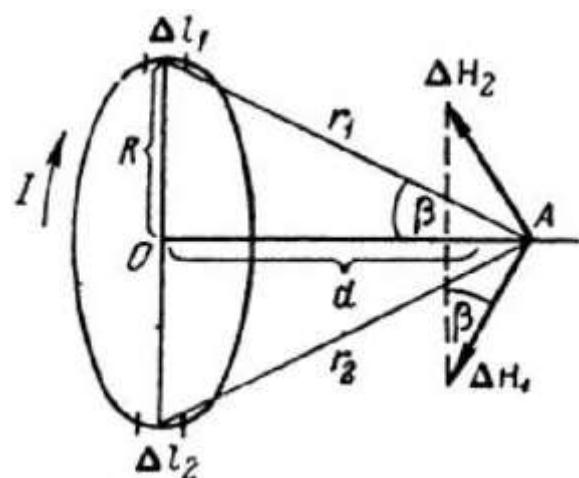
H пенен I дин бағытларының арасындағы байланыс 190-сүүретте көлтирилген.

2. Дөңгелек тоқтың көшериндеги магнит майданының кернеўлиги. Дөңгегек тоқтың көшери деп контурдың шеңбериниң орайынан қайта тикленген перпендикулярга айтамыз. Контурдың тегислигинен d қашықтығында жайласқан A нөқтәтинде Δl элементине шекемги қашықты r арқалы белгилеймиз. Диаметрдин қарама-қарсы тәреплеринде жайласқан Δl_1 ұәм Δl_2 элементтери пайда еткен ΔH_1 ұәм ΔH_2 кернеўликтерин қараймыз. r менен Δl арасындағы мүйеш α мүйешиниң шамасы $\pi/2$ ге тең болғанлықтан (конустың жасаушысы менен оның ултанының дөңгелегиниң элементи арасындағы мүйештей), 193-параграфтағы (1)-формула бойынша сәйкес

$$\Delta H_1 = k' \frac{I \Delta l_1}{r_1^2}, \Delta H_2 = k' \frac{I \Delta l_2}{r_2^2}$$

формулаларына ийе боламыз.

191-сүүрет.
Дөңгелек тоқтың көшериндеги
магнит майданының кернеўлигин
анықлаўға.



Δl_1 ұәм Δl_2 элементтеринин ұзынлықтарын бирдей ұәм Δl шамасына тең етип алып және $r_1 = r_2$ теңлигинин орынлы екенligин аңғарып, мынаны аламыз:

$$\Delta H_1 = \Delta H_2 = k' \frac{I \Delta l}{r^2}. \quad (2)$$

Бул формулада $r = r_1 = r_2$. Солай етип, ΔH_1 ұәм ΔH_2 шамалары сан мәнислери бойынша

тен; ал бағытлары бойынша ҳәр қыйлы: ΔH_1 кернеўлиги r_1 ге ҳәм Δl_1 элементине перпендикуляр, ΔH_2 болса r_2 ге ҳәм Δl_2 элементине перпендикуляр; ΔH_1 ҳәм ΔH_2 векторларының бағытлары бүрғы қағыйдасы бойынша анықланады (191-сүйретке қараңыз). ΔH_1 ҳәм ΔH_2 векторларының геометриялық қосындысы болған ΔH векторы дөңгелек тоқтың бағыты менен бағытлас болып, оның сан мәниси олардың OA көшерине тусирилген проекцияларының қосындысына тең:

$$\Delta H = \Delta H_1 \sin \beta + \Delta H_2 \sin \beta.$$

191-сүйреттен $\sin \beta = \frac{R}{r}$ теңлигинин орынлы екенлигин аңғарып ҳәм ΔH_1 менен ΔH_2 лердин орынларына олардың (2)-теңлик бойынша анықланған сан мәнислерин қойып, мынаны аламыз:

$$\Delta H = k' 2 \frac{I \Delta l}{r^2} \cdot \frac{R}{r} = k' \frac{2 I \Delta l R}{r^3}.$$

Дөңгелек контурды жоқарыда көрсетилгендей Δl элементлеринин жупларына бөлип, магнит майданының қосынды кернеўлиги H тың көшер бойынша бағытланғанлығын ҳәм ΔH шамаларының алгебралық суммасына тең екенлигин көремиз:

$$H = \sum k' \frac{2 I \Delta l \cdot R}{r^2} = k' \frac{IR}{r^2} \cdot 2 \sum \Delta l.$$

Барлық элементлердин суммасы $2 \sum \Delta l$ дөңгелек контурдың узынлығы $2\pi R$ ге тең, сонлықтан

$$H = k' \frac{2\pi R^2 I}{r^3}.$$

191-сүйреттен $r^2 = R^2 + d^2$ екенлигин көринип түр. Буннан мынадай аңлатпаны аламыз:

$$H = k' \frac{2\pi R^2 I}{(R^2 + d^2)^{3/2}}. \quad (3)$$

H тың бағытын байлайынша анықтаймыз: усы **H** векторының бағытында қарағанда биз тоқты saat стрелкасының қозғалыс бағытында өтетуғынлығын көремиз.

Дөңгелек тоқтың орайы ушын $d = 0$ ҳәм (3)-формула

$$H = k' \frac{2\pi I}{R}$$

формуласын береди, яғни бизиң күткенимиздегі, (1)-формулаға өтеди.

Дөңгелек тоқтың радиусы R ден үлкен болған d қашықлықтары ушын (3)-формуланың бөліміндегі R ди есапқа алмауға болады ҳәм бундай жағдайда жууық түрде

$$H \cong k' \frac{2\pi R^2 I}{d^3}$$

формуласына ийе боламыз, яғни H кернеўлиги d қашықлығының кубына кери пропорционал өзгереди.

3. Соленоидтың көшериндеги магнит майданының кернеўлиги. Биз жоқарыда соленоидтың цилиндрлік бетке оралған өткізгіштен туратуғынлығын көрдік. Егер соленоидтың орамлары бир бирине тығыз жайласқан болса, онда ол улыұмалық көшерге ийе бирдей радиусты дөңгелек тоқлардың системасына эквивалент болады. Буннан соленоидтың көшериндеги магнит майданының кернеўлиги айырым дөңгелек тоқлардың пайда еткен магнит майданларының кернеўликлерин суммалаудың жәрдемінде анықланыўының мүмкін екенлиги келип шығады.

Сәйкес есаплау (майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз) мынаны береди:

$$H = k' 4\pi n I. \quad (4)$$

Бул теңликтегі n - соленоидтың узынлығының бир бирлигіндегі орамлар саны, I - тоқтың күши.

Егер соленоидтың узынлығының киши dl участкасын алсақ, онда оған ndl дана орам сәйкес

келеди; ҳәр бир орамдағы тоқтың күшин I арқалы белгилеп, соленоидтың dl участкасын күши $Indl$ шамасына тең болған дөңгелек тоқ деп қарауға болады. (3)-формулаға сәйкес, ұсы участка тәрепинен соленоидтың көшеринде жайласқан базы бир A ноқатындағы магнит майданының кернеўлиги

$$dH = k' \frac{2\pi IR^2 \cdot n}{(R^2 + l^2)^{3/2}} dl \quad (5)$$

шамасына тең болады. Бул теңликте l арқалы көшер бойынша dl участкасынан A ноқатына шекемги қашықлық белгиленген. Қарау үшін соленоидтың көшери менен биз қарап атырған ноқаттан dl участкасына түсірилген радиус-вектордың арасындағы β мүйешин киргизип (192-сүйрет),

$$l = R \operatorname{ctg} \beta$$

теңлигин ҳәм оннан

$$dl = -R \frac{d\beta}{\sin^2 \beta}$$

теңлигин аламыз. Соның менен бирге

$$R^2 + l^2 = \frac{R^2}{\sin^2 \beta}$$

теңлигинин орынлы екенлиги айқын. $|dl|$ менен $R^2 + l^2$ мәнислерин (5)-формулаға қойып [(5)-формулада dl оң шама болып табылады], мынадай теңликтеке ийе боламыз:

$$dH = k' 2\pi n I \cdot \sin \beta \, d\beta.$$

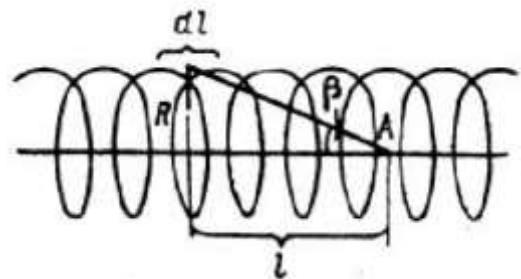
A ноқатындағы кернеўлик тоқлардың көшери бойынша бағытланған болғанлықтан, A ноқатындағы ең ақырғы қосынды H ты алғыш үшін алған аңлатпаны β мүйешинің барлық мәнислері бойынша интеграллау керек. Егер соленоидтың ушларындағы сол мүйешлердин мәнислерин β_1 ҳәм β_2 арқалы белгилесек, онда интеграллаудың нәтийжесинде мынадай теңликтеке аламыз:

$$H = k' 2\pi n I \int_{\beta_1}^{\beta_2} \sin \beta \, d\beta = k' 2\pi n I (\cos \beta_1 - \cos \beta_2). \quad (6)$$

Бул нәтийже A ноқаты турған орыннан ҳәм соленоидтың ұзынлығына байланыслы. Шексиз үзын соленоид үшін $\beta_1 = 0$ ҳәм $\beta_2 = \pi$ теңликтери орынлы. Сонықтан (4)-формулаға сәйкес келетуғын

$$H = k' 4\pi n I$$

аңлатпасына ийе боламыз.



192-сүйрет.

Соленоидтың ишиндеги магнит майданының кернеўлигин есаплауға.

Қәлеген шекли соленоид үшін майданының кернеўлиги шексиз үзын соленоидтың майданының кернеўлигинен киши болады; шекли соленоид үшін кернеўликтің ең үлкен мәниси соленоидтың ушларынан теңдей қашықлықта жайласқан ноқатта жүзеге келеди. Соленоидтың үшіндегі турған ноқат үшін кернеўликтің мәниси (6)-формуланың жәрдемінде алынады; егер ұсынта мүйешлердин биреүиниң мәниси, мысалы $\beta_2 = \frac{\pi}{2}$ шамасына тең етип алсақ, онда

$$H = k' 2\pi n I \cos \beta_1$$

аңлатпасын аламыз. Егер соленоид жұдә үзын болса, онда $\beta_1 \approx 0$ ҳәм

$$H = k' 2\pi n I,$$

яғни соленоидтың үшіндегі майданының шамасы ишиндеги майданының шамасынан еки есе киши болады екен. Майданының кернеўлиги бұрғы қағыйдасы бойынша бағытланған. Сонықтан, кернеўликтің бағытында қарап, биз орамлардағы тоқлардың saat стрелкасының қозғалыс

бағытында өтип турғанлығын көремиз.

§ 195. Магнит майданының кернеўлигинин өлшем бирликлери. Бирликлердин абсолют электромагниттик системасы. Егер 193-параграфтағы (1)- Био-Савар-Лаплас нызамындағы k' коэффициентин қандай да бир белгили болған санға тең өтип алғыу жолы менен магнит майданының кернеўлигинин бирлигин сайлап алғыуға болады. *CGSE*-системасында тоқтың күши *CGSE*-системасында, ал Δl менен r шамаларының мәнислерин сантиметрлерде өлшенген жағдайда k' коэффициентинин мәнисин бирге тең деп болжайды; усындан жоллар менен кернеўликтин *CGSE* -системасындағы бирлиги анықланады.

Бундай жағдайда Био-Савар-Лаплас формуласы мынадай түрге ийе болады:

$$\Delta H = \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2}. \quad (1)$$

Тоқ өтип турған айырым Δl элементі тәрепинен майданын белгили болған орында пайда етилген ΔH магнит майданының кернеўлигин экспериментте тиккелей табыуға болмайтуғын болғанлықтан, магнит майданының кернеўлиги H тың бирлигин анықлау ушын қандай да бир орындағы белгили форма менен өлшемлерге ийе болған өткізгиш арқалы өтип турған тоқ пайда еткен магнит майданын қарау керек. Усындан өткізгиш сыпатында биз туұры және жұдә узын өткізгишті аламыз. Бундай өткізгиштен r қашықтықта жайласқан орындағы магнит майданының кернеўлиги H тың шамасы 193-параграфтағы (3)-формулаға сәйкес, мынаған тең:

$$H = k' \frac{2I}{r}.$$

Егер, бизиң келисип алғанымыздай k' коэффициентин бирге тең деп алсақ, онда

$$H = \frac{2I}{r} \quad (2)$$

қатнасына ийе боламыз.

Тоқтың күшин *CGSE*-бирликтеринде ҳәм r ди сантиметрлерде өлшесек, онда (2)-теңдиктиң тийкарында магнит майданының кернеўлигинин *CGSE*-бирлигин табамыз. Бундай жағдайда мынаны аламыз: 1 *CGSE*-бирлигидеги тоқ өтип турған жұдә узын туұры тоқтан 2 см қашықтықтағы магнит майданының кернеўлиги H магнит майданының кернеўлигинин 1 *CGSE*-бирлигине тең.

$k' = 1$ болған жағдайда 194-параграфтағы (1)- ҳәм (4)-формулалар бойынша радиусы R болған дөңгелек тоқтың орайындағы магнит майданының кернеўлигинин,

$$H = \frac{2\pi I}{R}, \quad (3)$$

шамасына, ал узын ҳәм жиңишке соленоидтың ортаңғы бөліміндеги магнит майданының кернеўлигинин,

$$H = 4\pi n I \quad (4)$$

шамасына тең екенлигин көремиз. Бул аңлатпалардағы n - соленоидтың узынлық бирлигидеги орамлардың саны. (3)-формуладан мынаны аламыз: радиусы $R = 1$ см болған дөңгелек тоқ арқалы тоқтың бир *CGSE*-бирлиги муғдарындағы тоқ өткенде өткізгиштің орайында кернеўлигинин шамасы кернеўдиң 2π *CGSE*-бирлигине тең магнит майданы пайда болады.

(4)-формуладан және мынаған ийе боламыз: узын ҳәм жиңишке соленоид арқалы күшинин шамасы 1 *CGSE*-бирликке тең тоқ өткенде, онда оның ортаңғы бөлімінде шамасы $4\pi n$ *CGSE*-бирликке тең болған магнит майданының кернеўлиги пайда болады. *CGSE*-системадағы магнит майданының кернеўлигинин өлшемин (2)-, (3)- ямаса (4)-формулалардың қәлегени бойынша табыуға болады:

$$[H] = L^{1/2} M^{1/2} T^{-2}.$$

Магнит майданының кернеўлигинин көрсетилген *CGSE*-бирлигі салыстырмалы сийрек пайдаланылады. Физикада магнит майданының кернеўлигин әдетте электромагнитлик система деп аталауғын системада өлшейди (төменде келтирилген).

191-параграфта айтылғанлар бойынша магнит майданының кернеўлигин тоғы бар рамкаға тәсир ететуғын күшлердин моменти M бойынша өлшеүге болады. 191-параграфтағы (4a) формула бойынша:

$$H = k \frac{M}{IS}. \quad (5)$$

Бул теңликтегі I - рамкадағы тоқтың күши ҳәм S - рамканың бетинин майданы. k коэффициентине белгили болған мәнисти берип, M, I ҳәм S шамаларын өлшеудиң белгили болған бирликлерин пайдаланып, бул формуланы магнит майданының кернеўлиги H тың бирлигин табыў ушын пайдаланыўға болады. Мысалы, $k = 1$ деп есаплап, қалған барлық шамаларды *CGSE*-системада өлшеүге, яғни M ди дин·см де, S ти cm^2 ҳәм I ди тоқтың күшинин *CGSE*-бирлигинде өлшеүге болады.

Магнит майданының кернеўлиги H тың *CGSE*-бирликлерде өлшегендегі (5)-формуладағы k коэффициентине белгили өлшемди ҳәм белгили болған сан мәнисин беріү керек болады. Ҳақыйқатында да, (5)-формула бойынша рамкаға тәсир ететуғын күшлердин моменти M мынаған тен:

$$M = \frac{l}{k} HIS. \quad (6)$$

CGSE-системадағы бул формулада оған киретуғын барлық төрт физикалық шамалар болған M, H, I ҳәм S шамалары ушын өлшеў бирликлери сайлап алынған; сонлықтан, k коэффициентине ықтыярлы мәнисти беріүгө болмайды. Демек, k коэффициенти белгили бир өлшемге ҳәм белгили болған сан мәнисине тен константа болып табылады. Усы жағдайдағы ҳақыйқатында да орын алатуғынлығын көрсетиў ушын мысал ретинде соленоидтың магнит майданы бир текли ҳәм кернеўлиги $H = 4\pi n I'$ шамасына тен болған ишкі бөлімінин ортасына рамка киргизилген деп болжаймыз (рамка арқалы өтетуғын I тоғынан айырып көрсетиў ушын соленоидтағы тоқтың күшин I' арқалы белгилеймиз). Егер бул жағдайда рамкаға түсирилген нормаль соленоидтың көшерине перпендикуляр болса, онда рамкаға (6)-формула бойынша анықланатуғын күшлердин моменти M тәсир етеди. Бул формулаға H тың орнына оның мәниси болған $4\pi n I'$ шамасын қойып

$$M = \frac{1}{k} 4\pi n I' IS \quad (7)$$

формуласына ийе боламыз. Буннан k коэффициентинин өлшеми ушын мынадай теңликті аламыз:

$$[k] = \frac{[n] \cdot [I^2] \cdot [S]}{[M]}. \quad (8)$$

M ҳәм S шамаларының өлшемлери ушын мынадай аңлатпаларды аламыз: $[M] = ML^2 T^{-2}$ ҳәм $[S] = L^2$. *CGSE*-системасындағы тоқтың өлшеми $[I] = M^{1/2} L^{3/2} T^{-2}$. n шамасы соленоидтың узынлығының бир бирлигіндеги орамлар саны болып табылады. Сонлықтан $[n] = L^{-1}$. Усы өлшемлердин барлығын пайдаланып, (8)-теңликтен мынаны аламыз:

$$[k] = L^2 T^{-2}.$$

Соңғы аңлатпадан k коэффициентинин өлшеминин тезлиktиң квадратының өлшеминдей екенлигин көремиз: $[\nu^2] = L^2 T^{-2}$. Қозғалышы зарядлардың магнит майданын қарағанда айқын болатуғын ойлар бойынша (215-параграф) k ның орнына \sqrt{k} шамасына тен болған басқа с константасын киргизиў ҳәм оны электродинамикалық тұрақты деп атаў қабыл етилген. Электродинамикалық тұрақтының өлшеми тезлиktиң өлшемине сәйкес келеди.

Соленоидтың ишинде жайластырылған рамкаға тәсир ететуғын күшлердин моменти M ди (7)-формула бойынша $CGSE$ -бирликтеринде өлшеп, электродинамикалық тұрақты болған с шамасының мәнисин табыўға болады. Бундай өлшеўлер

$$c = \sqrt{k} = 2,998 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$$

шамасын береди. Бундай болжауда (7)-формула мынадай түрге енеди:

$$M = \frac{1}{c^2} 4\pi n I' IS. \quad (7a)$$

Биз кейинирек $CGSE$ -бирликтеринде аңғартылған электродинамикалық тұрақты с ныңсан мәниси бойынша бослықтағы электромагнит толқынларының (дара жағдайда жақтылық тезлигинин) см/сек бирликтериндеги тарқалыў тезлигине тең екенligин көремиз.

Бирақ, электромагнит шамаларының бирликтериниң басқа системасын дүзиүге де болады. Оның ушын, мысалы, соленоидтың майданы тәрепинен рамкаға тәсир ететуғын күшлердин жубы ушын (7)-формуланы алып ҳәм ондағы k коэффициентин бирге деп алышы болады. CGS -системадағы күшлердин моменти менен майданның бирликтери киргизилген болғанлықтан, $k = 1$ теңлигин қабыл етиў тоқтың күши ушын жаңа бирлиktи киргизиў ушын ғана керек болады. Тоқтың күшиниң бул жаңа бирлиги электромагниттик бирлик деп аталады. Ол бирликтердин электромагниттик бирликтер системасы - $CGSM$ -системаның тийкарына жатқарылады.

Тоқтың күшиниң жаңа бирлиги менен $CGSE$ -бирлиги арасындағы қатнасты қараймыз. (7)-формуладан өз-өзинен көринип түрған теңлиkti аламыз:

$$\frac{1}{k} 4\pi n I_{CGSE} I'_{CGSE} = 4\pi n I_{CGSM} I'_{CGSM}.$$

Бул теңлиkti $CGSE$ ҳәм $CGSM$ индекслер тоқлардың күшлеринин қайсы системада өлшенгенлигин көрсетеди. $k = c^2$ теңлигин есапқа алыш,

$$\frac{I_{CGSE}}{I_{CGSM}} = c \quad (9)$$

қатнасына иие боламыз, яғни $CGSM$ -бирликтеринде өлшенген тоқтың күши $CGSE$ -бирликтеринде өлшенген тоқтың күшинен с есе киши болады екен. Демек, тоқтың күшиниң $CGSM$ -бирлигiniң өзи тоқтың күшиниң $CGSE$ -бирлигенин с есе үлкен болады:

$$\frac{\text{тоқтың күшиниң } CGSM - \text{ бирлиги}}{\text{тоқтың күшиниң } CGSE - \text{ бирлиги}} = c = 2,998 \cdot 10^{10} \cong 3 \cdot 10^{10}.$$

Электродинамикалық тұрақты болған с ның мәниси $c = 2,998 \cdot 10^{10}$ см/сек экспериментте анықланған ҳәм, соған сәйкес, киши болса да, бирақ базы бир қәтeliкler менен анықланған (шама менен 0,002%)⁴³. Буннан тоқтың күшиниң $CGSE$ - ҳәм $CGSM$ -бирликтериниң арасындағы санлық қатнастың абсолют дәллікте берилүүинин мүмкін емес екенligи, ал базы бир жууықлау менен берилетуғынлығы келип шығады. 2,998 саны 3 ке жүдә жақын болғанлықтан, көпшилик жағдайларда тоқ күшиниң 1 $CGSE$ - бирлиги = тоқ күшиниң $3 \cdot 10^{10}$ $CGSE$ -бирлиги деп есаплауға болады (153-параграфқа қараңыз).

Тоқтың күшиниң электромагниттик бирлигиниң өлшемин (9)-қатнастан ҳәм электродинамикалық тұрақты с дан алышы болады:

$$[I_{CGSM}] = \frac{I_{CGSE}}{[c]} = \frac{M^{1/2} L^{3/2} T^{-2}}{L T^{-1}} = M^{1/2} L^{1/2} T^{-1}.$$

Солай етип, $CGSM$ ҳәм $CGSE$ -системаларындағы тоқтың күшиниң өлшемлери ҳәр қыйлы. Бир физикалық шаманың ҳәр қыйлы системаларда ҳәр қыйлы мәнислерге иие болатуғынлығын еске түсиремиз (I томдағы 30-параграфқа қараңыз).

⁴³ Электродинамикалық тұрақты ушын ҳәзирғи үақытлары 299 792 458 м/с шамасы қабыл етилген (Аўдарыўшылар).

Тоқтың күшиниң электромагнитлик бирлигин киргизип, электр зарядының мұғдарының жаңа (электромагнитлик) системасын киргизімиз керек. $Q = It$ теңлиги орынлы, ал үақыт t ны еки системада да секундларда өлшейтуғын болғанлықтан, тоқтың күшиниң $CGSM$ -бирлиги тоқтың күшиниң $CGSE$ -бирлигинен неше есе үлкен болса, электр зарядының мұғдарының $CGSM$ -бирлиги электр зарядының мұғдарының $CGSE$ -бирлигинен сонша есе үлкен болады. Демек:

$$\frac{\text{электр зарядының мұғдарының } CGSM - \text{ бирлиги}}{\text{электр зарядының мұғдарының } CGSE - \text{ бирлиги}} = c \cong 3 \cdot 10^{10}.$$

Электр зарядының мұғдарының $CGSM$ -бирлигинин өлшемин $[Q] = [I] \cdot [t]$ қатнасынан табамыз. Буннан мынадай қатнас келип шығады:

$$[Q_{CGSM}] = M^{1/2}L^{1/2}.$$

Ең арқырында магнит майданының кернеўлиги H тың $CGSM$ -бирлигин киргиземиз. Оның ушын 193-параграфтағы (3)-қатнастан пайдаланамыз:

$$H = \frac{2I}{r}. \quad (10)$$

Бул қатнастағы тоқтың күши I ди $CGSM$ -бирликлеринде, ал r қашықтығын бурынғысынша сантиметрлерде өлшеймиз. Усындағы жоллар менен магнит майданының кернеўлиги H тың бирлигин 1820-жылдың тоқтың магнитлик тәсирин бақлаған Эрстедтің ұғымынан шығады.

(10)-қатнастан, шексиз узын туұры өткізгіш арқалы шамасы 1 $CGSM$ -бирлигине тең тоқ өткенде оннан 2 см қашықлақта кернеўлиги 1 эрстедке тең магнит майданы қоздырылады. Усының менен бир қатарда биз (4)-формуланың тийкарында 1 см де n дана орам бар ҳәм шамасы 1 $CGSM$ -бирликтегі тең тоқ өтип турған узын, жиңишке соленоидтың орта бөліміндегі магнит майданының кернеўлигиниң $4\pi n$ эрстедке тең екенлигине көз жеткөремиз. Биз төменде магнит майданының кернеўлигин өртөндөрде жийи өлшеймиз. Эрстед магнит кернеўинин $CGSE$ -бирлигинен с есе үлкен

Био-Савар-Лаплас нызамында

$$\Delta H = \frac{I\Delta l \sin \alpha}{r^2};$$

k' пропорционаллық коэффициенти $CGSM$ -системада $CGSE$ -системадағыдан бирге тең. Себеби $CGSM$ -системада тоқтың күши I дин өртөндөрде қозметтесең, H тың өртөндөрде қозметтесең, $CGSE$ -системадағыға салыстырғанда бирдей шамаға артық (с есе).

$CGSM$ -системадағы кернеўлик H тың өлшемин (10)-қатнастан табамыз:

$$H = \frac{[I]}{[r]} = M^{1/2}L^{-1/2}T^{-1}.$$

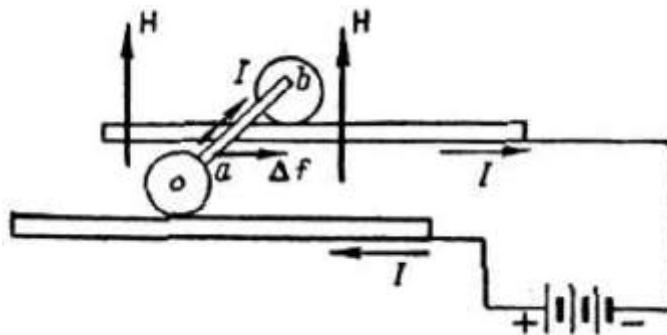
Тоқтың күшиниң ҳәм магнитлик кернеўликтиң бирликлердин ҳалық аралық системасындағы бирликлери ҳақында 196-параграфта айттылған.

§ 196. Магнит майданындағы тоққа тәсир ететуғын күш. Электрик бирликлердин ҳалық аралық системасы. Магнит майданындағы тоқ өтип турған рамканың бурылышы бойынша өткериленген тәжирийбелер магнит майданына жайластырылған қәлеген рамкаға жуп күштин тәсир ететуғынлығын көрсетеди. Бул жупты магнит майданында турған тоқтың контурының ҳәр бир элементине тәсир ететуғын күш тәрепинен пайда етиледи деп болжайтабией.

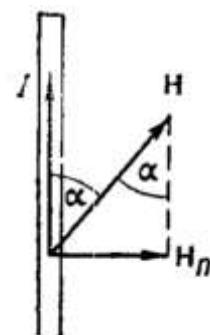
Тоқ контурының айырым участкасына түскен күштиң бар екенлигин мынадай дүзилистиң жәрдеминде бақлау мүмкін: бир бириңе параллель болған еки металл шина бойлап узынлығы Δl шамасына тең туұры ab стержени менен тутастырылған еки ролик домалай алады (193-сүйрет). Шиналардың ушлары батареяның полюслары менен тутастырылған, усының салдарынан олар батарея ҳәм ab стержени менен тоғы бар түйік контурды пайда етеди.

Мейли, ab стержени бойынша бағыты 193-сүйретте көрсетилген күши I ге тең болған тоқ өтип түрған болсын. Шиналар түрған тегисликке перпендикуляр бағытланған кернеўлиги H қа тең болған магнит майданын қоздырамыз. Бундай жағдайда ab стерженине күш тәсир ете баслайды ҳәм бул күштин әсеринде ол қозғалысқа келеди. Пружинаның ямаса қандай да бир механикалық үсылдың жәрдемінде теңлестирип, бул Δf күшинин шамасын аңсат өлшеүге болады. Тәжирийбе Δf күшинин H ҳәм I лер жатырған тегисликке перпендикуляр екенлигин көрсетеди.

Ампер Δf күшинин шамасының тоқтың күши I ге, магнит майданының кернеўлигі H қа ҳәм өткізгіштин участкасының үзынлығы Δl ге пропорционал екенлигин көрсетти.



193-сүйрет. Сыртқы H магнит майданындағы тоғы бар өткізгішке тәсир ететуғын Δf күшин табыў.



194-сүйрет. Магнит майданының тоққа тәсирі майданының кернеўлигі H тың нормаль қураўшысы бойынша анықланады.

Соның менен биргесе Δf күшинин шамасы H векторының бағытынан да ғәрэзли. Егер H тоқтың күши I дин бағытына перпендикуляр болса, онда бирдей болған басқа шарайтларда Δf күши ең үлкен мәнисине ийе болады. Егер H векторының бағыты I тоғының бағыты менен параллель болса, онда $\Delta f = 0$. Бул жағдай бизди Δf күшинин магнит майданының кернеўлиги H тың тоқтың күши I ге перпендикуляр болған қураўшысы тәрепинен пайда болатуғынлығын болжайға мәжбүрлейді. Бундай қураўшының мәниси $H \sin \alpha$ шамасына тең (194-сүйретке қараңыз) болғанлықтан, Ампер нызамы ушын ең ақырында

$$\Delta f \sim IH \sin \alpha \cdot \Delta l \quad (1)$$

аңлатпасын аламыз. Теңлик белгисине өтиў ушын пропорционаллық коэффициентин көргизүй керек.

Тәжирийбелердин көрсетиүй ҳәм төменде көлтирилген есаплаўлардың тастыйықлауы бойынша егер I ҳәм H шамалары электростатикалық бирликлерде, ал Δf - диналарда өлшенген болса, онда пропорционаллық коэффициенттің мәниси $1/c^2$ шамасына тең болады.

Сонлықтан, биз былайынша жаза аламыз:

$$\Delta f = \frac{1}{c^2} IH \sin \alpha \cdot \Delta l. \quad (1a)$$

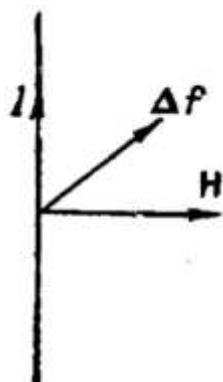
Биз жоқарыда Δf күшинин I ҳәм H бағыттары жатқан тегисликке перпендикуляр екенлигин айтқан едик. Егер магнит майданының кернеўлигі H векторының бағыты I тоғының бағытына перпендикуляр болса, онда Δf күшинин бағыты 195-сүйретте көрсетилген.

Улыўма жағдайда Δf күшинин бағытын анықлау ушын бир неше қағыйда бар.

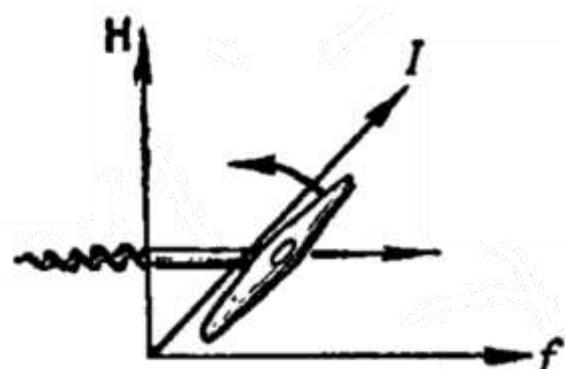
Бириңшиден, бурғы қағыйдасын пайдаланыўға болады ҳәм бул қағыйда бул жағдайда былайынша пайдаланылады: бурғының тутқасын тоқтың күши I дин бағытынан H векторының бағытына қарай бураў керек (196-сүйрет); бундай жағдайда I ҳәм H лардың

арасындағы π деги киши мүйештиң бағытында бурау қерек. Бундай жағдайда бурғының илгерилемели қозғалысы Δf күшининң бағытын береди.

Биз беретуғын екінши қағыйда шеп қол қағыйдасы деп аталады: егер магнит майданының кернеўлиги H тың ΔI ге перпендикуляр болған қураўшысын шеп қолдың алақанына киретуғын етип жайластырсақ (197-сүйрет), ал созылған төрт бармақ тоқ күши I дин ғана бағытында болса, онда бас бармақтың бағыты Δf күшининң бағытын береди.



195-сүйрет. Магнит майданындағы тоққа тәсир ететуғын күш Δf тың бағыты.

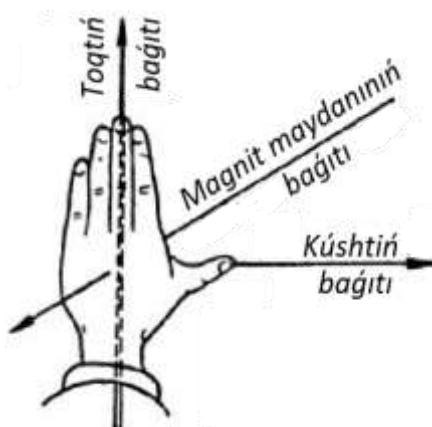


196-сүйрет. Δf күшининң бағытын бурғы қағыйдасының жәрдемінде анықлау.

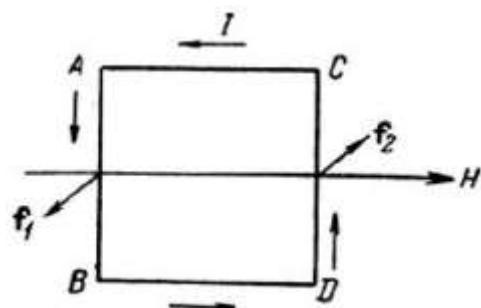
Егер

$$\Delta f = \frac{1}{c^2} I [\Delta I \times H] \quad (16)$$

векторлық көбеймесин пайдалансақ, онда өткізгіштиң Δf элементине тәсир ететуғын күштинң шамасын да, бағытын да аламыз. Бул теңдикте ΔI шамасына тоқтың бағыты бериледи.



197-сүйрет. Шеп қол қағыйдасы.



198-сүйрет. Магнитлик кернеўлик сзықтарына параллель жайласқан тоғы бар рамкаға тәсир ететуғын күшлер.

Ампер формуласынан келип шығып, барлығынан бурын, бетине түсирилген нормаль H векторына перпендикуляр болған жағдайда тегис туры мүйешли рамкаға тәсир ететуғын күшлердин моменти M ның мынаған тең екенлигин көремиз:

$$M = \frac{1}{k} I H S. \quad (2)$$

Мейли, $ABDC$ рамкасына түсирилген нормаль (198-сүйрет) сүйрет тегислигине перпендикуляр, ал магнитлик кернеўлик сзықтары сыйылманың бетинде жататуғын

болсын. Эпиүйайылық ушын рамканың AC ҳәм BD тәреплери магнитлик кернеүлік сзықларына параллель ҳәм, соған сәйкес, AC ҳәм BD тәреплери перпендикуляр болсын. Рамканың шеклеринде магнит майданын бир текли деп есаптаймыз. Рамка арқалы бағыты 198-сүйретте стрелкалар менен көрсетилген бағытта тоқ өтип турған болсын. Шеп қол қағыйдасы бойынша рамканың AB тәрепине сзылма тегислигине перпендикуляр ҳәм алға қарай бағытланған \mathbf{f}_1 күши тәсир етеди. Сан мәниси бойынша бул күш (1a) формуласына сәйкес

$$f_1 = \frac{1}{c^2} I H l_1 \quad (3)$$

шамасына тең. Бул аңлатпада l_1 арқалы рамканың AB тәрепинин ұзынлығы белгиленген.

Шамасы ұсы күшке тең, бирақ сзылма тегислигинин арғы тәрепине қарай бағытланған \mathbf{f}_2 күши рамканың CD тәрепине тәсир етеди.

Бул күшлер шамасы

$$M = f_1 l_2$$

теңлиги менен анықланатуғын моменти пайда етеди. Бул теңликтегі мәнисин қойсақ ҳәм $l_1 l_2$ көбеймесиниң рамканың майданы S ке тең екенлигин аңғарсак,

$$M = \frac{1}{c^2} I H S$$

формуласына ийе боламыз. $k = c^2$ теңлиги орынланған жағдайда бул формула (2)-формулаға сәйкес келеди. Ал, 195-параграфта k ҳәм c коэффициенттериниң арасындағы ұсындың байланыстың бар екенлиги көрсетилген еди.

Солай өтип, өткерилген есаплау магнит майданындағы тоқ өтип турған рамкаға тәсир ететуғын күшлердин моменти ушын дұрыс аңлатпаны берип ғана қоймай, Ампер нызамында I ҳәм H шамаларын CGSE-системада берген жағдайда $1/c^2$ коэффициентиниң тұрығының көрек екенлигин де көрсетеди.

Ампер формуласынан еки шексиз ұзын, параллель ҳәм туўры болған өткізгишлер арқалы өтетуғын тоқлардың өз-ара тәсирлесіү күшлерин де таба аламыз. Мейли, өткізгишлердин арасындағы қашықлық d болсын ҳәм олар арқалы I_1 ҳәм I_2 тоқлары өтип турған болсын.

I_1 тоғының магнит майданының екинши тоқтың ұзынлығы l шамасына тең болған участкасына қандай күш пенен тәсир ететуғынлығын қараймыз.

Оның ушын I_1 тоғының кернеүлік векторының сзықларының концентрилік дөңгелеклер түрине ийе болатуғынлығын ҳәм егер I_1 тоғы жоқары қарай бағытланған болса, онда екинши өткізгиштин ноқатларындағы \mathbf{H}_1 кернеүлигинин бурғы қағыйдасы бойынша сзылманың арғы тәрепине қарай бағытланғанлығын аңғарамыз (199-сүйрет). Оның сан мәниси мынаған тең:

$$H_1 = \frac{2I_1}{d}. \quad (4)$$

Екинши тоқтың l участкасына тәсир ететуғын \mathbf{f}_2 күшиниң бағытын анықлау ушын шеп қол қағыйдасынан пайдаланамыз. Шеп қолды кернеүлік векторы \mathbf{H}_1 алақанға киретуғын, ал төрт бармақты I_2 тоғының бағыты менен бағытлас етип созамыз; бундай жағдайда бас бармақтың бағыты I_2 тоғының l участкасына тәсир ететуғын \mathbf{f}_2 күшиниң бағытын береди. Егер I_2 тоғы жоқары қарай ағатуғын болса, онда, көрингі турғанындай, бул күш шеп тәрепке қарай бағытланған, яғни, I_2 тоғының l участкасы I_1 тоғына қарай тартылады. \mathbf{H}_1 векторы l ге перпендикуляр болғанлықтан, (1a) бойынша f_2 тартылыш күшиниң шамасы

$$f_2 = \frac{1}{c^2} I_2 H_1 l$$

ямаса бул аңлатпаға H_1 дин (4)-аңлатпа бойынша мәнисин қойсак,

$$f_2 = \frac{1}{c^2} \frac{2I_1 I_2}{d} l \quad (5)$$

шамасына тең болады.

Дәл усындағай таллауы I_2 тоғы тәрепинен пайда етилген \mathbf{H}_2 майданының ұзынлығы l ге тең болған участканың шеклеринде оқыўшыға қарай бағытланғанлығын, яғни I_1 тоғының l участкасының I_2 тоғына тартылатуғынлығын көрсетеди. Тартысың күшинин шамасы мынаған тең болады:

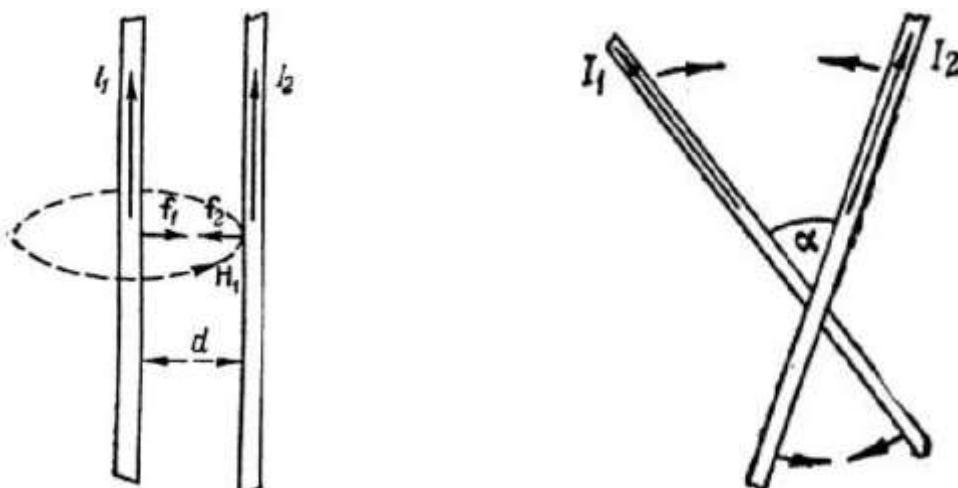
$$f_1 = \frac{1}{c^2} I_1 H_2 l = \frac{1}{c^2} \frac{2I_1 I_2}{d} l.$$

Бул (5)-формула менен аңғартылатуғын f_2 күшине тең.

Солай етип, бир бирине параллель болған бирдей бағытта өтетуғын тоқлардың бир бирине тартылатуғынлығын көремиз. Ҳәр бир тоқтың ұзынлығы l ге тең болған ҳәр бир участкасына (5)-аңлатпа бойынша тоқлардың күшинин көбеймесине туұры пропорционал ҳәм олардың арасындағы қашықлыққа кери пропорционал күш тәсир етеди. Егер (5)-формулада I_1 менен I_2 шамалары CGSE-бирликлерде, ал l менен d шамалары сантиметрлерде аңғартылған болса, онда f диналарда аңғартылады.

Тап усындағай таллаулар қарама-қарсы бағытта өтетуғын еки параллель тоқтың сан мәниси (5)-формула менен анықланатуғын күш пенен ийтерисетуғынлығын көрсетеди.

Егер тоқлар бағытлары базы бир α мүйеши менен кесилисетуғын еки туұры өткізгіш арқалы өтетуғын болса, онда усы тоқларға оларды бир бирине параллель етигүе тырысатуғын, соның менен бирге тоқлардың бир бағытта өтийине қарай бағытланған күшлер пайда болады (200-сүйрет).



199-сүйрет. Еки туұры сызықты шексиз ұзын тоқлардың өз-ара тәсирлесійи.

200-сүйрет. Бир бирине салыстырғанда α мүйешине бурылған еки туұры сызықты шексиз ұзын тоқлардың өз-ара тәсирлесійи.

Бул параграфта келтирилген барлық формулаларда электрлік ҳәм магнитлік шамалар берликлердин электростатикалық системасында өлшенген деп болжанды. Егер магнит майданының кернеўлиги менен тоқтың күшин берликлердин электромагнитлік системасында өлшесе, онда (1a), (1b), (2)-, (3)- ҳәм (5)-формулалардағы $1/c^2$ коэффициенти жоғалады.

Мысалы, Ампер нызамы үшін жазылған формула мынадай түрге енеди:

$$\Delta f = IH \sin \alpha \cdot \Delta l. \quad (6)$$

Ал, параллель тоқлардың арасындағы өз-ара тәсирлесій күши

$$f_1 = f_2 = \frac{2I_1 I_2 l}{d} \quad (5a)$$

формуласының жәрдемінде бериледи.

Хәзирги ўақытлардағы бирликлердин халық аралық системасында (І томға қараңыз) тоқтың күшинин тийкарғы электрлік бирлиги болған ампер (5а) формуланың тийкарында табылады. Бул бирлик былайынша анықланады: *бослықта бир биринен 1 м қашықтықта жайласқан бир бирине параллель болған еки шексиз узын өткізгішлердин арасында узынлықтың ҳәр бир метринде $2 \cdot 10^7$ ньютон күшти пайда ететуғын тоқтың күши ампер болып табылады*. Солай етип, (5а) формулаға киретуғын барлық шамаларды бирликлердин халық аралық системасында өлшегендеге, формула мынадай түрге енеди:

$$f(\text{ニュートン}) = \frac{2 \cdot 10^{-7} I_1(a) \cdot I_2(a) \cdot l(\text{м})}{d(\text{м})}.$$

1 ньютон = 10^5 дина болғанлықтан, ампер менен тоқтың күшинин CGSM-бирликлери арасында мынадай қатнасты аламыз:

$$1 a = \text{тоқ күшинин } 0,1 \text{ CGSM} - \text{бирлиги.}$$

Буннан анықлама бойынша ампердин тоқтың күшинин CGSM-бирлигинин дәл оннан бирине тең екенлеги келип шығады.

Ампер менен тоқтың күшинин CGSE-бирлиги арасындағы қатнасты 195-параграфтағы (9)-қатнас бойынша аламыз:

$$\begin{aligned} \text{тоқ күшинин } 1 \text{ CGSM} - \text{бирлиги} &= \text{тоқ күшинин } c \cdot \text{CGSE} - \text{бирлиги.} \\ c = 2,998 \cdot 10^{10} \text{ см/сек} \text{ болғанлықтан} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 1 a &= \text{тоқтың күшинин } 2,998 \cdot 10^9 \text{ CGSM} - \text{бирлиги} \cong \\ &\cong \text{тоқтың күшинин } 3 \cdot 10^9 \text{ CGSE} - \text{бирлиги.} \end{aligned}$$

Бирликлердин халық аралық системасында басқа барлық электрлік ҳәм магнитлік бирликлер ампер арқалы табылады. Мысалы, электр зарядының муғдары сыпатында кулон қабыл етилген, ол шамасы 1 a болған тоқ өтип турған өткізгіштин кесе-кесим арқалы 1 сек ўақыттың ишинде ағып өткен электр зарядларының муғдарына тең (153-параграфқа қараңыз). Әлбетте, кулон менен электр зарядларының муғдарының CGSM- ҳәм CGSE-бирликлери арасында мынадай қатнаслар орын алады:

$$\begin{aligned} 1 \text{ кулон} &= \text{электр зарядының муғдарының } 2,998 \cdot 10^9 \text{ CGSE} - \text{бирлиги,} \\ 1 \text{ кулон} &= \text{электр зарядының муғдарының } 2,998 \cdot 10^9 \text{ CGSE} - \text{бирлиги} \cong \\ &\cong \text{электр зарядының муғдарының } 3 \cdot 10^9 \text{ CGSE} - \text{бирлиги.} \end{aligned}$$

Бирликлердин халық аралық системасында магнит майданының кернеўлигинин бирлиги сыпатында шамасы 1 a болған тоқ өтип турған шексиз узын туұры өткізгіштен $\frac{1}{2\pi} \text{ м}$ қашықтыға магнит майданының кернеўлиги қабыл етилген. Бул бирлик "бир метрдеги ампер" деп аталады (қысқаша a/m). $1 \text{ a/m} = 4\pi \cdot 10^{-3}$ ә теңлигинин орынлы екенлигин аңсат көрийгө болады.

Егер арнаўлы түрде айттылған болмаса, онда биз буннан былай магнит шамаларын CGSE-бирликлерде өлшеймиз.

§ 197. Магнит майданындағы тоғы бир түйік контур. 196-параграфта биз Ампер нызамынан келип шыққан ҳалда магнит майданындағы тегис туұры мүйешли пластинкаға тәсир ететуғын күшлердин моменти ушын аңлатпаны келтирип шығардық.

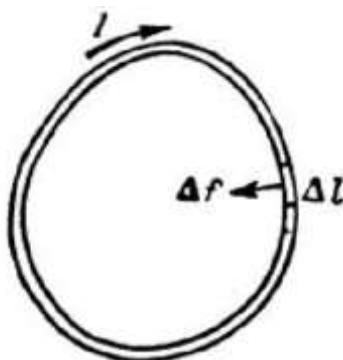
Енди магнит майданының ықтыярлы формаға ийе тегис тоғы бар контурларға тәсирин қараймыз. Усының менен бирге барлық элементлерине магнит күшлері тәсир еткенде контур өзгериссиз қалады, яғни ол қатты денениң қәсийетиндегі қәсийетке ийе деп есаплаймыз.

1. Бир текли магнит майданындағы тоғы бар түйік контур. Ықтыярлы формаға ийе болған ҳәм I тоғы өтип турған тегис контур кернеўлиги H қа тең болған ҳәм контурдың тегислигиге перпендикуляр бағытланған магнит майданында жайластырылған

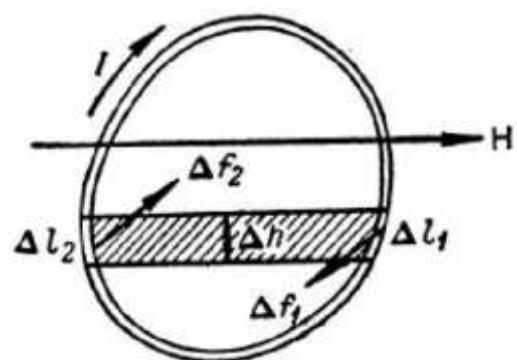
деп болжайық (201-сүйрет). Контурда ықтыярлы түрде Δl элементин аламыз ҳәм оған тәсир ететуғын Δf күшин анықтаймыз. H кернеўлиги Δl ге перпендикуляр болғанлықтан, 196-параграфтағы (6)-формула бойынша CGSE-системасында мынадай аңлатпаны жаза аламыз:

$$\Delta f = IH\Delta l.$$

Δf күшинин бағытын шеп қол қағыйдасы бойынша анықтаймыз: егер майдан сүйрет тегислигине перпендикуляр алға қарай бағытланған ҳәм контурдағы тоқ саат стрелкасының қозғалыс бағытында ағатуғын болса, онда күш контурдың орайына қарай бағытланған болады (201-сүйрет). Майданның бир текли болыўына байланыслы контурдың барлық элементлерине тәсир ететуғын күшлердин барлығы сан мәниси бойынша бирдей ҳәм контурды бир текли қысыў жағдайында болады. Егер магнит майданының бағыты қарама-қарсы тәрепке қарай өзгертилсе, онда Δf күшинин бағыты да кери тәрепке қарай өзгереди ҳәм контур тең өлшеўли созылыш аүхалына келеди. Тоқтың бағыты да, магнит майданының бағыты да бир ўақытта өзгерсе, онда күшлер өзлеринин бағытларын өзгерпейді.



201-сүйрет. Магнит майданының кернеўлигине перпендикуляр қойылған тоқ етип турған контурдың Δl элементине тәсир ететуғын күш.



202-сүйрет. Магнит майданының кернеўлигине параллель қойылған тоғы бар контурға тәсир ететуғын күшлердин моментин есаплаұға.

Енди контурды магнит сызықлары оның бетиниң тегислигине параллель етип жайластырамыз (202-сүйрет). Кернеўликтин еки параллель сызықларының арасындағы Δl_1 ҳәм Δl_2 элементлерине қандай Δf_1 ҳәм Δf_2 күшлеринин тәсир ететуғынлығын анықтаймыз. Сүйретте сайлап алғынған тоқ пенен магнит майданының кернеўлигинин бағытларында шеп қол қағыйдасы бойынша Δl_1 элементине контур тегислигине перпендикуляр ҳәм оқыуышыдан арман қарай бағытланған күш тәсир етеди. Δf_1 күшинин шамасы мынаған тең:

$$\Delta f_1 = I\Delta l_1 \sin \alpha H.$$

$\Delta l_1 \sin \alpha$ шамасының Δl_1 ҳәм Δl_2 элементлерин шеклеп турған турылардың арасындағы Δh қашықтығы екенлигин аңғарып Δf_1 ушын жазылған аңлатпаны былайынша жазамыз:

$$\Delta f_1 = IH\Delta h.$$

Соның менен бирге $\Delta f_2 = IH\Delta h$ теңлигинин орынлы екенлигин де аламыз. Буннан Δf_1 ҳәм Δf_2 күшлеринин сан мәнислері бойынша бир бирине тең екенлиги келип шығады. Солай етип, Δl_1 ҳәм Δl_2 элементлерине моменти $\Delta M = \Delta f x = IH\Delta h x$ шамасына тең жуп күш тәсир етеди екен. Бул теңликте x арқалы Δl_1 ҳәм Δl_2 элементлеринин арасындағы орташа қашықтық белгиленген. $\Delta h x$ көбеймеси 202-сүйретте штрихланған областтың майданы ΔS ке тең. Буннан ΔM моменти ушын аңлатпаны былайынша жазыуға болады:

$$\Delta M = IH\Delta S.$$

Контурдың барлығын Δl_1 ҳәм Δl_2 элементлерине үқсас болған элементлердин жупларына бөлиүге болады. Усының салдарынан контурдың барлығына моменти элементлерге түскен күшлердин жупларының моментлеринин суммасына тең болған жуп

күш түсken болады. Элбette бул момент мынаған тең болады:

$$M = \sum \Delta M = IH \sum \Delta S.$$

Буннан

$$M = IHS \quad (1)$$

формуласына иие боламыз. Бул теңликте S - барлық контур тәрепинен өзиниң ишине алынатуғын майдан.

Күшлердин жупларының бағытына итибар берип, биз жуптың тәсиринде контур тегислигиниң магнитлик кернеүлік сыйықтарына перпендикуляр тұрыўға тырысады. Бундай жағдайда магнит майданының бағытында қарағанымызда контурдағы тоқты saat стрелкасының қозғалыс бағытында көремиз. Бул нәтийжени басқаша да айтыўға болады: магнит майданында тоқ өтип турған контур усы контардағы тоқ пайда еткен магнит майданының кернеүлігиниң бағыты сыртқы магнит майданының кернеүлігиниң бағытына параллель болатуғындай болып жайласады.

191-параграфта биз IS көбеймесине пропорционал болған p_m шамасын рамканың магнит моменти деп атаған едик. $CGSM$ -системада $IS = p_m$ теңлиги орынлы болады⁴⁴. Бундай жағдайда (1)-теңлик мынадай түрге енеди:

$$M = H \cdot p_m. \quad (1a)$$

Контурдың магнит моменти p_m векторлық шама болып табылады. p_m ниң бағыты сыпатында тоғы бар контурға түсирилген он нормалдың бағыты қабыл етилген (177-сүйретке қараңыз).

Енди улыўма болған жағдайды қараймыз: контурдың тегислиги менен магнит майданының арасындағы мүйештиң шамасы ықтыварлы. Бурынғыдай, контурдың қалайынша турғанлығын усы контурдың тегислигине түсирилген H нормалы менен анықланады деп есаптаймыз. Ал нормалдың бағытын, бурынғыдай, бурғы қағыйдасының жәрдеминде анықтаймыз: бурғының тутқасын контурдағы тоқтың бағытында айландырамыз. Бундай жағдайда бурғының илгерилемели қозғалысының бағыты нормалдың бағытына сәйкес келеди. Бул айтылғанлар бойынша, контурға түсирилген нормалдың бағыты контурдың магнит моменти векторы p_m ниң бағытына сәйкес келеди.

Мейли нормаль менен магнит майданының бағытының арасындағы мүйештиң шамасы α ге тең болсын. Магнит майданының кернеүлігі векторы \mathbf{H} ты бир бирине перпендикуляр болған қураўшыларға жиклеймиз. Олардың бири \mathbf{H}_\perp контур тегислигине перпендикуляр, ал екиншиси \mathbf{H}_\parallel контур тегислигінде жатады. Бундай жағдайда

$$H_\perp = H \cos \alpha, \quad H_\parallel = H \sin \alpha$$

теңликлерине иие боламыз. Жоқарыда айтылғанлар бойынша, кернеүліктиң контурдың бетине параллель болған қураўшысы ғана моментти пайда етеди; нормаль қураўшысы болса контурдың қысылыўына ямаса созылыўына ғана алып келеди. Демек, егер (1)-формулаға магнит майданының кернеүлігі \mathbf{H} тың орныны оның \mathbf{H}_\parallel қураўшысын қойған жағдайда ғана M моментин алады екенбиз, буннан мынадай теңликке иие боламыз:

$$M = IHS \sin \alpha. \quad (2)$$

(2)-формуладан айландырыўши M моментиниң ең үлкен мәниси $\alpha = \frac{\pi}{2}$ теңлиги орынланатуғын, яғни контурдың тегислиги кернеүлік сыйықтарына параллель болған жағдайда орынланатуғының көремиз; $\alpha = 0$ болған жағдайда, яғни контурдың тегислиги кернеүлікке перпендикуляр болғанда моменттиң мәниси нолге тең болады.

IS көбеймесиниң орнына p_m магнит моментин киргизип, (2)-формуланы былайынша жазамыз:

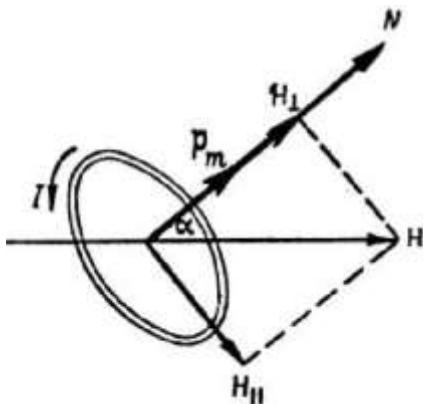
⁴⁴ $CGSE$ -системада $p_m = \frac{1}{c^2} IS$ деп жазыў қабыл етилген. Бундай жағдайда (1a) формуласы еки системада да өзиниң түрін өзгериссиз сақтайтын (CGSM ҳәм CGSE системаларында).

$$M = H p_m \sin \alpha. \quad (2a)$$

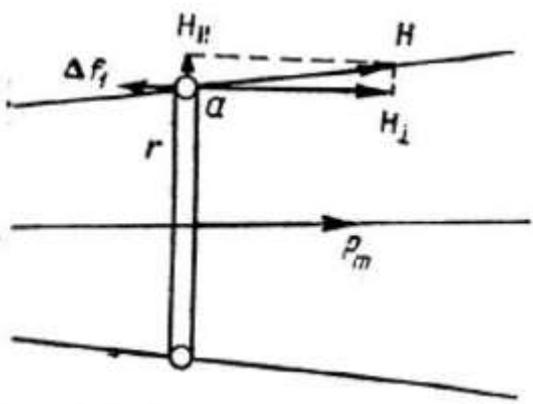
Егер соленоид түриндеги контурлардың жыйнағын алсақ, оған тәсир ететуғын жуптың моменти ушын тап усындаі аңлатпаны аламыз. Бирақ, бул жағдайда соленоидтың магнит моментин $p_m = NIS$ шамасына тең деп болжаймыз керек. Бул теңликтегі N арқалы соленоидтағы орамлардың саны белгиленген.

Күшлердин жубының моменти \mathbf{M} векторы ҳаққындағы түснікті пайдаланып (I томдағы 35-параграф), (2a) теңлигин векторлық формада жазыўға болады:

$$\mathbf{M} = [\mathbf{p}_m \cdot \mathbf{H}].$$



203-сүйрет. Майданың кернеўлиги \mathbf{H} ты еки \mathbf{H}_{\perp} ҳәм \mathbf{H}_{\parallel} қураўшыларына жиклеў.



204-сүйрет. Бир текли болмаған магнит майданындағы тоғы бар контур.

2. Бир текли емес магнит майданындағы тоғы бар түйік контур. Әпиўайылық ушын кернеўлик сзызықтары радиаллық түрде тарқалатуғын бир текли емес магнит майданындағы дөңгелек рамка түрндеги контурды қараймыз. 204-сүйретте бул рамканың сүйрет тегислиги менен кесими көрсетилген. Мейли, рамканың магнит моменти p_m бағыты бойынша рамканың орайындағы майданың кернеўлиги \mathbf{H} тың бағыты менен сәйкес келетуғын болсын. Шептен оңға қараған бағытты оң бағыт деп есаплауды келисип алайық. Магнит майданы тәрепинен рамканың Δl элементине тәсир ететуғын Δf күшин қараймыз. Рамканың Δl элементин a ноқатының қасында етил алайық ол сзызылманың тегислигине перпендикуляр. Магнит майданының кернеўлиги \mathbf{H} ты еки қураўшыға жиклеймиз: рамка тегислигине перпендикуляр болған H_{\perp} ҳәм рамка тегислигине параллель болған H_{\parallel} қураўшысына. H_{\perp} қураўшысы рамканың орайынан сыртқа қарай бағытланған Δf_1 күшин пайда етеди. Рамканың барлық элементтерине түскен бундай күшлердин жыйнағы рамканы тек деформациялайды ҳәм ҳеш қандай айланбалы ямаса илгерилемели қозғалысқа алып келмейди. Сонықтан, буннан былай бундай күшлер бизди қызықтырмайды.

Шеп қол қағыйдасы бойынша майданың H_{\parallel} қураўшысы рамканың тегислигине перпендикуляр болған Δf_1 күшинин пайда болыўына алып келеди. Бул күштин мәниси мынаған тең:

$$\Delta f_1 = -IH_{\parallel}\Delta l. \quad (3)$$

Бул аңлатпада I арқалы рамка арқалы өтип атырған тоқтың күши белгиленген. Минус белгиси бул күштин шеп тәрепке қарай бағытланғанлығын билдиреди. β арқалы a ноқатының қасында магнит майданының кернеўлиги \mathbf{H} пенен рамка тегислигине түсірілген нормалдың арасындағы мүйешти белгилеймиз. Бундай жағдайда $H_{\parallel} = H \sin \beta$. β мүйешин киши деп есапладап, жуўық түрде $H_{\parallel} = H\beta$ деп болжаймыз. H_{\parallel} ушын жазылған бул аңлатпаны (3)-аңлатпаға қойып, мынаны аламыз:

$$\Delta f_1 = -IH\beta \cdot \Delta l.$$

Тап усындаі Δf_1 күшлери рамканың қалған элементтерине де түседи. Олардың

барлығы бирдей болып бағытланғанлықтан, барлық рамкаға тәсир ететуғын қосынды f күши Δf_1 шамаларының алгебралық сүммасы сыпатында табылады:

$$f = \sum \Delta f_1 = -IH\beta \cdot \sum \Delta l. \quad (4)$$

Әлбетте, рамканың барлық элементлеринің ұзынлықтарының қосындысы барлық рамканың контурының ұзынлығына тең, яғни

$$\sum \Delta l = 2\pi r.$$

Бул аңлатпада r - рамканың радиусы.

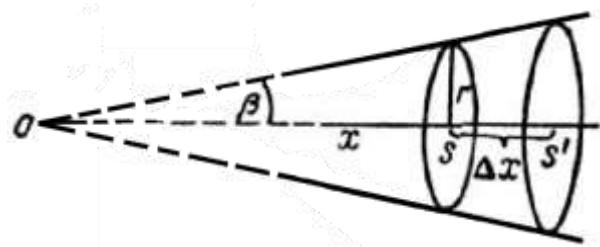
$\sum \Delta l$ шамасының бул мәнисин (4)-аңлатпаға қойып рамкаға тәсир ететуғын f күши үшін мынадай аңлатпа алынады:

$$f = -2\pi r H I \beta. \quad (5)$$

Солай етип, бир текли болмаған магнит майданында рамкаға оны жылыштырыўға тырысадатуғын күш тәсир етеди екен.

205-сүйрет.

Бир текли емес магнит майданындағы тоғы бар контурға тәсир ететуғын күشتі есаплауға.



β мүйешин жоқ қылып, (5)-аңлатпаны түрлендиремиз. Оның үшін рамканың тегислигин кесип өтетуғын кернеўлик сзықтарының санын қараймыз (205-сүйрет). Рамка түрған орындағы магнит майданының кернеўлиги болған H шамасы N менен

$$H = \frac{N}{S} \quad (6)$$

жуғық қатнасының жәрдемінде байланысқан. Бул қатнастағы $S = \pi r^2$ шамасы рамканың майданы болып табылады ҳәм ағыс үшін жазылған аңлатпадағы $\cos \beta$ ның мәнисин жуғық түрде бирге тең деп алғынған. Бул кернеўлик сзықтарының барлығы рамкадан он тәрепинде Δx қашықтығында жайласқан S' майданын кесип өтеди. Рамкадан оның он тәрепинде Δx қашықтықта жайласқан ноқаттағы майданының кернеўлиги H' мынаған тең:

$$H' = \frac{N}{S'}.$$

Ал, Δx кесиндиндеги магнит майданының кернеўлигинин өзгериси ΔH үшін мынадай аңлатпаны жазамыз:

$$\Delta H = H' - H = \frac{N}{S'} - \frac{N}{S}.$$

Егер Δx киши болса, онда S' шамасы S шамасынан үлкен айырмаса ийе болады ҳәм, бундай жағдайда, жуғық түрде

$$\Delta H = \frac{N(S - S')}{S^2} \quad (7)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Ойымызда кернеўлик сзығын шеп тәрепке қарап олар кесилискең O ноқатына шекем дауам етемиз. Мейли O ноқаты рамкадан x қашықтығында түрған болсын. Бундай жағдайда β мүйешин киши деп есапладап, $r = x\beta$ теңлигине ийе боламыз. Буннан

$$S = \pi x^2 \beta^2, S' = \pi(x + \Delta x)^2 \beta^2 \cong S \left(1 + 2 \frac{\Delta x}{x}\right)$$

теңликлерине ийе боламыз. S пенен S' шамаларының бул мәнислерин (7)-тенлемеге қойып,

$$\Delta H = -2 \frac{N}{S} \cdot \frac{\Delta x}{x}$$

теңлигин аламыз ямаса (6)-теңлик бойынша $\frac{N}{S} = H$ ҳәм $x = \frac{r}{\beta}$ теңликлериниң орынлы екенлигин есапқа алып,

$$\Delta H = -2H \frac{\Delta x}{r} \beta$$

аңлатпасын, ал бул аңлатпадан

$$\beta = -\frac{1}{2} \frac{r}{H} \left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right)$$

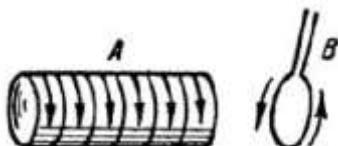
формуласына ийе боламыз. β ның бул мәнисин (5)-теңликке қойып, рамкаға тәсир ететуғын f күши ушын

$$f = \pi r^2 I \left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right)$$

формуласын аламыз. $\pi r^2 I = SI$ көбеймеси рамканың магнит моменти p_m болып табылады. Буннан мынадай формула келип шығады:

$$f = p_m \left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right). \quad (8)$$

$\Delta H / \Delta x$ шамасы магнит майданының бир текли емес екенлигин тәрийиплейди - бул шама ноқаттан ноқатқа өткенде майданының кернеўлиги H тың қандай дәрежеде тез өзгеретуғынлығын көрсетеди: бул шама магнит майданының кернеўлигинин градиенти болып табылады. Солай етип, (8)-аңлатпа бойынша рамкаға тәсир ететуғын f күшиниң рамканың магнит моменти p_m ге ҳәм магнит майданының градиенти болған $(\Delta H / \Delta x)$ шамасына пропорционал екенлигин көремиз. Бир текли майдан ушын $\left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right) = 0$ ҳәм рамкаға ҳеш қандай қосынды күш тәсир етпейди.



206-сүйрет.

Тоғы бар рамканың соленоид пенен тәсирлесіүи.

Биз қараған жағдайда (p_m магнит моменти майданының бағыты менен бағытлас) f күши рамканы майдан күшлирек болған тәрепке қарай жылдыстырады Егер магнит моменти p_m магнит майданының кернеўлиги H қа қарама-қарсы бағытланған болса, онда рамка майдан әззи тәрепке қарай жылдысқан болар еди. Бирақ, рамканың бундай жайласыуы орнықлы емес.

Бир текли емес магнит майданындағы ықтыярлы түрде бағытланған тоғы бар рамкаға f күши де, моменти M ге тең болған айландырышы жуп та тәсир етеди; сонықтан бир текли емес магнит майданында еркин айланған ҳәм жылжый алатуғын рамка оның магнит моменти p_m кернеўлик сызықтарына параллель жайласады ҳәм буннан кейин майдан күшли болған областқа қарай тартылады. Бул жағдайды аңсат демонстрациялауға болады. Ұзын ҳәм қозғалмайтуғын етип бекитилген A соленоидының ушының қасына еки ұзын ҳәм жиңишке сымлардың жәрдеминде B рамкасын жайластырамыз (206-сүйрет). Дәслеп рамканың қалайынша бағытланғанлығынан ғәрэзсиз, ол өзи арқалы өтип түрған тоқтың бағыты соленоидтағы өтип түрған тоқтың бағытына параллель болатуғындай болып бурылады ҳәм буннан кейин соленоидқа тартылады.

Бизлер келтирип шығарған (8)-формуланы рамканың моменти p_m менен H майданының кернеўлигинин градиенти арасындағы мүйештиң шамасы α ге тең болған жағдай ушын аңсат улыўмаластырамыз. Бундай жағдайда мынадай формуланы аламыз:

$$f = p_m \left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right) \cos \alpha. \quad (8a)$$

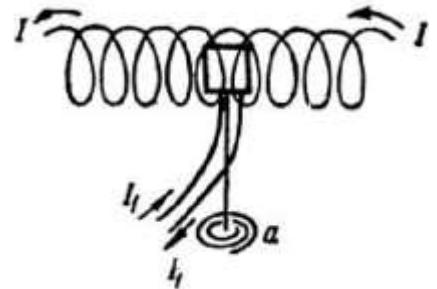
Солай етип, сыртқы электр майданында электр диполы өзин қалайынша үслайтуғын болса, магнит майданындағы рамка да өзин тап сондай етип үслайтуғынлығын көремиз: бир текли майданда оған тек айландырышы момент тәсир етеди, ал бир текли емес майданда болса оған майданың градиентине пропорционал болған күш те тәсир етеди.

Мысал. 1 см де 10 орам бар 10 а тоқ етип турған соленоидтың ишинде $S = 10 \text{ см}^2$ майданды өзиниң ишине қамтытуғын ҳәм 5 орамға ийе рамка орналастырылған. a пружинасының жәрдеминде (207-сүйрет) рамка өзи арқалы тоқ өтпеген жағдайда соленоидтың көшерине параллель етип услап турылады. Егер пружинаны φ мүйешине бурыш ушын моменти $M = k\varphi$ шамасына тең болатуғын күшлердин жубы керек болатуғын болса (бул теңликте $k = 1 \text{ Г см/рад}$), онда 1 а тоқ етип турған рамка соленоидтың көшерине салыстырғанда қандай φ мүйешине бурылады?

Шешими. 195-параграфтағы (4)-формула бойынша соленоидтың ишиндеги магнит майданының кернеўлиги H мынадай аңлатпаның жәрдеминде анықланады:

$$H = 4\pi I n. \quad (9)$$

Бул аңлатпада n - соленоидтың узынлығының бир бирлигиндеги орамлар саны ҳәм I - ондағы тоқтың күши.



207-сүйрет.

Соленоидтың ишиндеги тоқ етип турған рамка.

Рамканы контурлардың қабатласыўы сыпатында қарап, (2)-формула бойынша оған тәсир ететуғын күшлердин моментин табамыз:

$$M = n_1 I_1 S_1 \sin \alpha.$$

Бул теңликте n_1 - рамкадағы орамлардың саны, I_1 - рамкадағы тоқтың күши, S_1 - оның бетинин майданы. Бул аңлатпаға H тың орнына (9)-аңлатпа бойынша мәнисин қойып

$$M = 4\pi n_1 I_1 S_1 \sin \alpha$$

теңлигин аламыз. Бул момент пружинаның бурышы моменти $k\varphi$ менен теңлестирилийи керек. Буннан

$$4\pi n_1 I_1 S_1 \sin \alpha = k\varphi$$

теңлиги келип шығады. $\alpha = \frac{\pi}{2} - \varphi$ екенлигин аңғарып ҳәм $4\pi n_1 I_1 S$ шамасын b арқалы белгилеп,

$$b \cos \varphi = k\varphi$$

теңлигин ҳәм буннан

$$\frac{\cos \varphi}{\varphi} = \frac{k}{b}$$

қатнасына ийе боламыз. Жүйек түрдеги $\cos \cong 1 - \frac{\varphi^2}{2}$ теңлиги орынлы деп есаплап, φ ға қарата квадрат теңлеме аламыз:

$$\varphi^2 + 2 \frac{k}{b} \varphi - 2 = 0.$$

Бул теңлемеден φ ушын

$$\varphi = -\frac{k}{b} \pm \sqrt{\frac{k^2}{b^2} + 2}$$

аңлатпасын аламыз. I менен I_1 шамаларын CGSM-бірликлеринде ҳәм k ны дин·см/рад бирлигінде берип, мынадай шаманы аламыз:

$$\frac{k}{b} = \frac{k}{4\pi n n_1 I_1 S_1} = \frac{980}{4 \cdot 3,14 \cdot 10 \cdot 5 \cdot 1 \cdot 0,1 \cdot 10} \cong 1,56.$$

Буннан φ ушын

$$\varphi = -1,56 \pm 2,11$$

шамасына ийе боламыз. Еки шешимнен $0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2}$ шәртинен келип шығатуғын мәнисти алыўымыз керек. Буннан $\varphi = 0,55$ рад ямаса $\varphi \cong 31^\circ$ екенлигине көз жеткеремиз.

§ 198. Магнитлик кернеўлуктың циркуляциясы. Магнит майданы магнит майданларын есаплауда үлкен әмелій әхмийетке ийе болған базы бир улыўмалық қатнастың жәрдемінде тәрийиплеүге болады.

129-параграфта электр кернеўлуги векторының циркуляциясы ушын аңлатпаны қарағанымызды ҳәм электр қозғаушы құши ҳақындағы мәселени таллағанда тәреплик күшлердин циркуляциясы түснегин киргизгенимизди еслетип өтемиз.

Тап сол жағдайларға сәйкес, биз магнит кернеўлуги векторы \mathbf{H} тың циркуляциясы ушын аңлатпаны киргиземиз.

Ықтыярлы түрдеги түйік L контурын аламыз. H_l арқалы \mathbf{H} векторының контурдың элементи Δl дін бағытына тусирилген проекциясын белгилеймиз. Түйік контурдың барлық элементлери ушын $H_l \Delta l$ аңлатпаларының суммасы болған

$$\sum H_l \Delta l$$

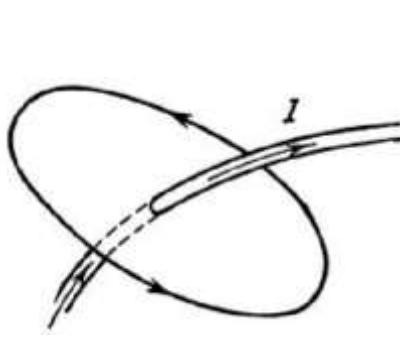
шамасын есаптаймыз ҳәм бул сумманы \mathbf{H} векторының L контуры бойынша циркуляциясының суммасы деп атайды.

Био-Савар-Лаплас нызамына сәйкес, \mathbf{H} векторының ықтыярды түйік контур бойынша циркуляциясының усы циркуляция алынып атырған контур арқалы өтип атырған тоқтың 4π ге көбеймесине тең екнелигин көрсетиүгө болады:

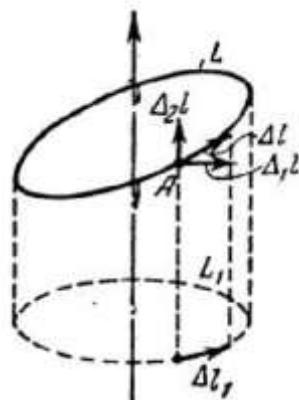
$$\sum H_l \Delta l = 4\pi I. \quad (1)$$

Циркуляцияның белгиси контурды қайсы бағытта айланып шығыўға байланыслы: егер айланып шығыўдың бағыты контурдағы тоқтың бағыты менен бурғы қағыйдасы бойынша байланысқан болса, онда циркуляцияны плюс белгиси менен аламыз, ал, циркуляцияны есаплағанда контурды айланып шығыўдың бағыты ондағы тоқтың бағытына қарама-қарсы болса, онда циркуляция минус белгиси менен алнады. 208-сүүрете оң циркуляцияны беретуғын айланып шығыўдың бағыты көрсетилген.

Бизлер тек шексиз узын ҳәм туўры өткизгиш арқалы өтетуғын тоқ ушын (1)-қатнастың дүрүс екенлигинин дәлилин келтиремиз.



208-сүүрет. Оң циркуляциядағы тоқтың өтий бағыты.



209-сүүрет. Магнит кернеўлуги векторы \mathbf{H} тың циркуляциясын есаплаўға.

I тоғы өтип түрған туўры өткизгишти өзинин ишине алатуғын ықтыярлы түрдеги L контурын аламыз (209-сүүрет). Дәслеп L контуры бойынша циркуляцияның усы контурдың

тоққа перпендикуляр болған тегисликке түсирилген проекциясы болған L_1 контуры бойынша циркуляциясына тең екенлигин көрсетемиз. Ҳақыйқатында да, ΔI элементин тоққа перпендикуляр болған тегисликтегі жататуғын $\Delta_1 I$ элементи менен тоққа параллель болған тегисликтегі жатқан $\Delta_2 I$ элементинин қосындысынан турады:

$$\Delta I = \Delta_1 I + \Delta_2 I.$$

Түұры тоқтың контурдың ҳәр бир ноқатындағы магнит майданының кернеўлиги

$$H = \frac{2I}{r}$$

шамасына тең ҳәм тоққа перпендикуляр болған тегисликтегі жатады (соның менен бирге дәслеп r ге перпендикуляр болған, r арқалы A ноқатына шекемгі қашықлық белгиленген). Тең тәсир етишшилердин проекциясы ҳаққындағы теорема бойынша:

$$H_l \Delta l = H \Delta_1 l \cos(H, \Delta_1 l) + H \Delta_2 l \cos(H, \Delta_2 l).$$

Сумманың екинши қосындысы нолге тең, себеби \mathbf{H} векторы $\Delta_2 I$ векторына перпендикуляр. Солай етип, мынаны аламыз:

$$H_l \Delta l = H \Delta_1 l \cos(H, \Delta_1 l) = H_{l1} \Delta l_1.$$

Бирақ, ΔI_1 шамасы L контурының ΔI элементинин тоққа перпендикуляр болған тегисликке түсирилген проекциясы, яғни, ΔI_1 шамасы L контурының тоққа перпендикуляр болған проекциясы болған L_1 контурының элементи болып табылады. Бундан мынаны аламыз:

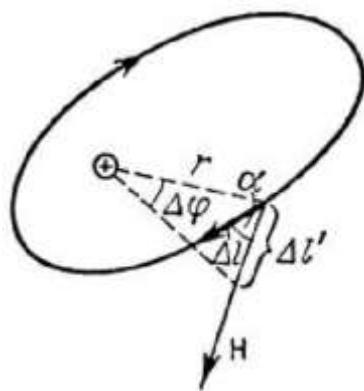
$$\sum_{(L \text{ контуры бойынша})} H_l \Delta l = \sum_{(L_1 \text{ контуры бойынша})} H_{l1} \Delta l_1.$$

Демек, улыўмалықты шеклеўсиз (1)-қатнасты дәліллегенде контурды тоққа перпендикуляр болған тегисликтегі жайласқан деп есаплаўға болады.

210-сүйретте тоққа перпендикуляр болған тегисликтегі контур келтирилген. Сүйретте көринип турғанындағы,

$$H_l \Delta l = H \Delta l \cos(H, \Delta l) = \frac{2l}{r} \Delta l \cos \alpha$$

теңлиги орынлы болады.



210-сүйрет.

Тоқты өзиниң ишине алатуғын түйік контур бойынша \mathbf{H} векторының циркуляциясын есаплаўға.

Но $\Delta l \cos \alpha$ шамасы Δl дің r перпендикулярына түсирилген проекциясы болып табылады, бул аңлатпада r - биз қарап атырған ноқаттан тоққа шекемгі қашықлық. Δl дің киши екенлигине байланыслы

$$\Delta l \cos \alpha = r \Delta \varphi$$

теңлиги орынланады деп болжаўға болады. Циркуляция ушын мынаны аламыз:

$$\sum H_l \Delta l = 2I \sum \Delta \varphi = 4\pi I.$$

Солай етип мынадай нәтийжени аламыз: ықтаярлы контур бойынша магнитлик кернеўликтің векторы контур тәрепинен өзиниң ишине алынған тоқтың күшин 4π ге

көбейткенге тең. Егер тоқ контур тәрепинен қамтып алынбаған болса (211-сүйрет), онда контурды циркуляция элементтери сан мәниси бойынша тең, белгилери бойынша қарама-қарсы болған Δl_1 ҳәм Δl_2 жуп элементтерине бөлиүге болады:

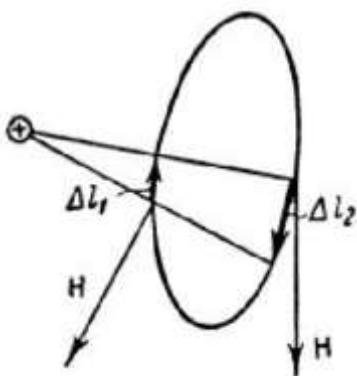
$$H_l \Delta l_1 = -\frac{2I}{r} r \Delta \varphi = -2I \Delta \varphi.$$

$$H_l \Delta l_2 = \frac{2I}{r} r \Delta \varphi = 2I \Delta \varphi.$$

Солай етип, циркуляцияның аңлатпасындағы берлық ағзалар жуп-жуптан компенсацияланады ҳәм биз мынадай нәтийжени аламыз: тоқты өзинин үшін алмайтуғын контур бойынша \mathbf{H} векторының циркуляциясы нолге тең:

$$\sum H_l \Delta l = 0.$$

Алынған нәтийжелерди ықтыярлы тоқтың майданы ушын улыўмаластырыға болады. Бирақ усындағы улыўмаластырыў қурамалырақ болған математикалық есаплаўларды талап етеди.



211-сүйрет.

Тоқты өзинин үшін алмайтуғын түйік контур бойынша \mathbf{H} векторының циркуляциясын есаплаўға.

Векторлық анализдин терминлерин пайдаланатуғын болсақ, онда магнит майданының кернеўлигинин циркуляциясы мынадай форманы қабыл етеди:

$$\oint H_l dl = 4\pi I.$$

Бул интеграл I тоғын өзинин үшін алмайтуғын контур бойынша алынады.

§ 199. Магнитлик кернеўликтің циркуляциясы ушын аңлатпаны қолланыў. Алдыңғы параграфта алынған нәтийжелер олардың тийкарында алынатуғын нәтийжелер бойынша үлкен қызығыұды пайда етеди. Мысалы, сол нәтийжелер көп жағдайларда магнит майданының кернеўлигин аңсат табыға мүмкіншилік береди. Базы бир мысалларды қараўға өтемиз.

1. Тороидтың көшериндеги магнит майданының кернеўлиги. Бирдей болып бағытланған, улыўмалық тороидаллық бетке бекитилген бирдей дөңгелек тоқлардың системасын қараймыз (182-сүйрет). Орамлардағы тоқтың күшин I арқалы, тороидтың көшеринин үзынлығын l арқалы, орамлардың улыўмалық санын N арқалы белгилеймиз. l үзынлығы тоқлардың шеңберлеринин радиусларына салыстырғанда үлкен деп болжаймыз. Симметрия көз-қарасынан тороидтың көшериндеги магнит майданының кернеўлиги H тың турақлы ҳәм бағытының усы бағытта қарағанда тоқтың saat стрелкасының қозғалыс бағытында қозғалығына сәйкес келеди. H кернеўлигинин сан мәнисин есаплаў ушын тороидтың орта сызығы болып табылатуғын контур бойынша \mathbf{H} векторының циркуляциясын дүземиз:

$$\sum H_l \Delta l = \sum H \Delta l = Hl = 4\pi I \quad (H_l = H). \quad (1)$$

Бул аңлатпада I контур тәрепинен өз ишине алынатуғын толық тоқты түсініў керек.

Әлбетте, бул тоқ тороидтың барлық орамлары арқалы тоқлардың қосындысына тең:

$$I = N\mathcal{J}.$$

Бул аңлатпаны (1)-теңликке қойып,

$$Hl = 4\pi N\mathcal{J}$$

теңлигине ийе боламыз. Буннан, l ге қысқартып, \mathbf{H} тың мәнисин табамыз:

$$H = 4\pi \frac{N}{l} \mathcal{J} = 4\pi n\mathcal{J}. \quad (2)$$

Бул теңликтегі n шамасы тороидтың узынлығының бир бирлигиндеги орамлардың санын аңғартады.

Солай етип, тороидтың көшериндеги магнит майданының кернеүлиги H тороидтың узынлығының бир бирлигиндеги орамлардың санына ҳәм орамдағы тоқтың күши \mathcal{J} ге пропорционал екен. Егер тороидтың көшеринин радиусы шексиз үлкен болса, онда оны шексиз узын соленоидқа эквивалент деп есаплауға болады. Демек, (2)-формула шексиз узын болған соленоидтың көшериндеги магнит майданының кернеүлигин де аңғартады екен (194-параграф).

2. Шексиз узын, туұры сыйықлы цилиндрлик өткізгиш арқалы өтетуғын тоқтың магнит майданы. Радиусы R болған цилиндр тәризли өткізгиш бойынша өткізгиштиң кесе-кесими бойынша тең өлшеули тарқалған күши I шамасына тең тоқ өтип түрған болсын. Көшерден r қашықтығында жайласқан ноқаттағы тоқтың пайда еткен магнит майданының кернеүлиги H тың анықлаймыз. Кернеүліктың анықланыуы керек болған A ноқаты өткізгиштен сыртта жайласқан деп болжаймыз, яғни $r > R$. Симметрия көз-қарасы көшерден бирдей r қашықтығында жайласқан ноқатлардың барлығында кернеүлік H тың бирдей болады деп жуұмақ шығарыуға мүмкіншілік береди. Цилиндрлик тоқты элементар туұры тоқлардың қосындының нәтийжеси деп қарауға болатуғын болғанлықтан, кернеүлік векторы \mathbf{H} өткізгиштиң көшерине перпендикуляр тегисликтегі жатады ҳәм r ге перпендикуляр бағытланған.

Орайы цилиндрдин көшеринде жайласқан шеңбер бойынша кернеүлиги изленип атырған ноқаттағы \mathbf{H} векторының циркуляциясын дүземиз (212-сүйретке қараңыз). \mathbf{H} кернеүлиги r ге перпендикуляр болғанлықтан шеңбердин элементлерине параллель болады, сонлықтан циркуляция ушын жазылған аңлатпа мынадай түрге ийе болады:

$$\sum H_l \Delta l = H \cdot 2\pi r = 4\pi I \quad (H_l = H).$$

Бул жерде, тап жоқарыдағы сыйықлы, I циркуляция алғыншып атырған контур тәрепинен өз ишине алынатуғын толық тоқты аңғартады. Тоқтың сыртында жатқан ноқат ушын (3)-формуладағы I барлық цилиндрлик өткізгиштеги тоқтың күши болып табылады. Бул жағдайда есапқа алған ҳалда мынаған ийе боламыз:

$$H \cdot 2\pi r = 4\pi I.$$

Буннан H ушын

$$H = \frac{2I}{r}$$

аңлатпасын табамыз.

Солай етип, цилиндрлик тоқ тәрепинен сыртқы ноқатларда пайда етилген кернеүлік биз қарап атырған цилиндрдин көшери бойынша өтетуғын тап сондай күшке ийе туұры тоқтың магнит майданының кернеүлигіндегі болады екен.

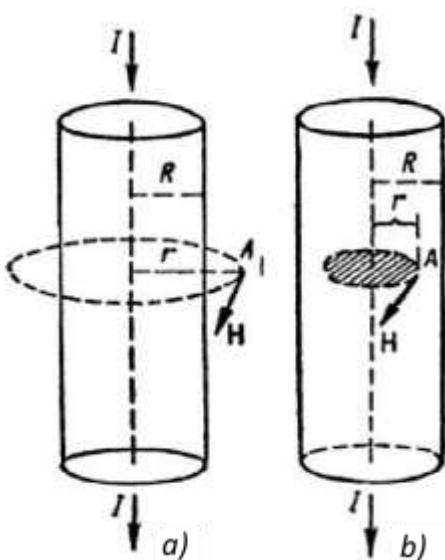
Цилиндрдин ишинде жайласқан ноқат ушын циркуляция алынатуғын контур тоқтың бир бөлімін ғана өзиниң ишине алады. Жоқарыдағыдай, r арқалы биз қарап атырған ноқаттан орайға шекемги қашықтықты белгилесек, биз бул жағдайдағы контур тәрепинен қамтып алынған тоқтың

$$I' = \frac{I}{\pi R^2} \pi r^2$$

шамасына тең болатуғынлығын көремиз. Бул аңлатпаны (3)-формулаға қойып,

$$H = \frac{2Ir}{R^2}$$

формуласына ийе боламыз. Буннан магнит майданының кернеўлигинин тоқтың көшеринен қашықласқан сайын үлкейетуғынлығын, ал цилиндрдин көшеринде магнит майданының нолге тең екенligин көремиз.



212-сүйрет.
Цилиндрлик өткізгиш арқалы өтетуғын
магнит майданының кернеўлигин
анықлауға.

213-сүйретте магнит майданының кернеўлигинин цилиндрдин көшерине шекемги қашықлықтан ғәрзелигі көрсетилген.

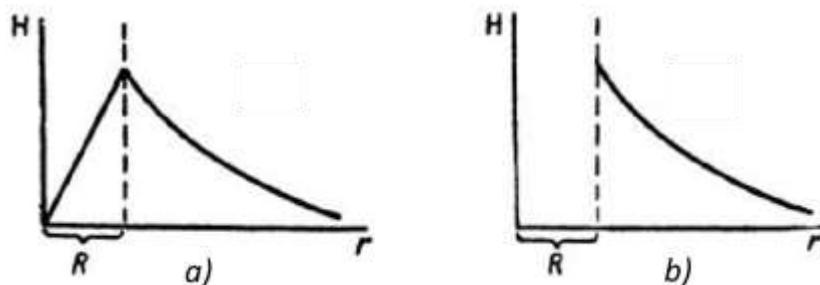
Егер тоқ тек өткізгиштиң бетиндеги жуқа қатlam арқалы өтетуғын болса, онда усы өткізгиштиң сыртындағы магнит майданы тоқ кесе-кесими арқалы тең өлшеўли өтетуғын өткізгиштиң пайда ететуғын магнит майданындай болатуғынлығын аңсат көрсетиүгө болады. Бирақ, бундай жағдайда өткізгиштиң ишиндеги магнит майданы нолге тең. Ҳақыйқатында да, өткізуғын цилиндрдин ишиндеги құйыслықтағы H векторының циркуляциясы, буннан алдыңғы қарағанымыздай, мынаған тең:

$$\sum H_l \Delta l = H \cdot 2\pi r = 4\pi I.$$

Бирақ, бул жағдайда циркуляция контуры тоқты өзинин ишине алмайды, сонлықтан теңликтин оң тәрепи нолге тең. Буннан, тикелей ишкі ноқатлар үшін

$$H = 0$$

теңлигин аламыз.



213-сүйрет. Магнит майданының кернеўлиги H тың цилиндрдин көшерине шекемги қашықлықтан ғәрзелигі. a - өткізгиштиң кесими бойынша тең өлшеўли өтетуғын тоқ үшін, b - өткізгиштиң бети арқалы өтетуғын тоқ үшін.

Тоқ цилиндр тәризли өткізгиштиң бети бойынша өтетуғын жағдайдағы H тың r ден

тәрзлиги 213-б сүйретте көлтирилген.

§ 200. Магнетиклер. Усы үақытқа шекем биз бослықтағы, яғни атомлардың, электронлардың ҳәм заттың басқа бөлекшелеринин сезилерліктер саны болмаған кеңисликтеги магнит майданын қарадық. Енди затлардың магнит майданына тәсирин қараймыз ҳәм магнит майданына тәсир ете алатуғын қабиletтікке ийе затты *магнетик* деп атайды.

Ең дәслеп биз диэлектриклердин электростатикалық майданға тәсирин қарағанымызды еске түсіремиз. Электростатикалық майданның тәсиринде диэлектрик биз поляризация деп атаған айрықша ҳалға келеди. Поляризацияның салдарынан диэлектриктиң шегараларында ҳәм ол бир текли болмаған орынларда сәйкес σ' бетлик ҳәм ρ' көлемлік тығызылдықтарына ийе болған электр зарядлары пайда болады ("байланысқан" зарядлар). Бул зарядлар өзиниң электростатикалық майданын пайда етеди, ал бул майдан болса дәслепки электростатикалық майдан менен қосылады ("еркін" зарядлар пайда еткен майдан менен).

Егер дәслепки электростатикалық майданың кернеўлиги E_0 шамасына тең болса, диэлектриктиң поляризациясының салдарынан пайда болған электростатикалық майданың кернеўлиги E' шамасына тең болады. Соныңтан, майданың қосынды кернеўлиги E олардың векторлық суммасына тең:

$$E = E_0 + E'.$$

Тап сол сияқты, өткізгішлер бойынша өтетуғын тоқлардың магнит майданында турған қалеген магнетик айрықша ҳалға етеди, оны *магнитленеди* деп айтады. Магнитленген ҳалда магнетик магнит майданының қосымша кернеўлиги H' ты береди, ал ол өткізгішлер арқалы өтетуғын тоқлар пайда ететуғын кернеўлиги H_0 болған магнит майданы менен қосылады. Бул кернеўликлердин векторлық суммасы болған $H_0 + H'$ шамасын диэлектриклердеги электр майданын белгилей ушын киргизилген атамаға сәйкес магнетиктеги магнит майданының кернеўлиги атамасын киргизиү керек болады. Бирақ, тарийхый характердеги себеплерге байланыслы

$$B = H_0 + H' \quad (1)$$

векторы *магнит индукциясы векторы* атамасына ийе болды. Солай етеп, *магнит индукциясы векторы* B макроскопиялық (орталыққа салыстырғанда сыртқы) ҳәм микроскопиялық (орталықтың молекулалары пайда еткен) тоқлардың пайда еткен кернеўлик болып табылады.

Тәжирийбелер майдан нолге тең емес кеңисликти пүткіллей толтырып тұратуғын бир текли магнетиклерде қосымша магнит майданының кернеўлиги H' тың бағытының H_0 дин бағыты менен бағытлас болыўының да, оған қарама-қарсы болыўының да мүмкін екенлигин көрсетеди. H' векторының бағыты H_0 векторының бағыты менен бирдей болатуғын магнетиклерди *парамагнетиклер*, ал қосымша магнит майданының кернеўлиги H' тың бағыты H_0 векторының бағытына қарама-қарсы болған магнетиклерди *диамагнетиклер* деп атайды. Майдан нолге тең болмаған барлық кеңисликти толтырып тұратуғын бир текли диэлектриклердеги қосымша E' майданының бағытының еркін зарядлар пайда еткен электр майданының бағытына барлық үақытта қарама-қарсы болатуғынлығын еске түсіремиз. Барлық диамагнитлик денелерде ҳәм парамагнетиклердин көпшилигінде майданың кернеўлиги болған H' шамасы H_0 ге салыстырғанда жүдә киши. Бирақ H' тың шамасы H_0 дин шамасынан үлкен болатуғын затлардың топары да бар. Соның менен биргеле, бундай денелер және бир қатар өзгешеликтери менен де айрылады; олар *ферромагнетик* денелердин айрықша топарын пайда етеди (олардың қатарына темир киреди). Олардың қәсийетлерин биз төменде көремиз, ал ҳәзиришке әдеттеги парамагнитлик ҳәм диамагнитлик денелерди қарау менен шекленемиз.

Ең бириňши рет Ампер тәрепинен айтылған гипотеза бойынша парамагнит затлардың молекулаларында дөңгелек тоқлар болады; бундай тоқларды *молекулалық тоқлар* деп атау қабыл етилген. Сыртқы магнит майданы болмаған жағдайда бул тоқлардың көшерлери тәртипсиз жайласқан ҳәм олар тәрепинен пайда етилген магнит майданы орташа нолге тең. Сыртқы магнит майданының тәсиринде бул дөңгелек тоқлар белгили бағыттарға ийе болады, нәтийжеде олар тәрепинен пайда етилген магнит майданы орташа нолге тең болмаған H' кернеўлигин береди ҳәм бул кернеўлик магнит майданының ең дәслепки кернеўлиги H_0 ге қосылады. Солай етип, парамагнитлик заттағы қосынды магнит майданының кернеўлигинин үлкейиүи түсіндіриледи. Парамагнетикти магнитлеў оның молекулалық тоқларының белгили болған ориентациясының пайда болыўына алып келеди.

Хәзирги ўақытлары, магнетиклердин магнитлик қәсийетлериниң тек молекулалық тоқлар менен ғана емес, ал атомлардың құрамына киретуғын элементар бөлекшелердин (электронлар ҳәм ядролар) магнитлик қәсийетлери менен байланыслы деп тастыйықлауға болады. Төменде элементар бөлекшелердин олардың қозғалыс ҳалынан ғәрзесиз болған магнит моментине ийе болатуғынлығы түсіндіриледи. Бул магнит моментин магнит майданының бөлекшелерге тәсири бойынша табыуға болады (199-параграфқа қараңыз), бирақ, элементар бөлекшелердин магнит моментлериниң болыўын қандай да бир қозғалыслардың жәрдемінде моделлер көринисінде түсіндіриўдің мүмкіншилиги жоқ. Элементар бөлекшелердин басқа да бир қатар қәсийетлерин классикалық механиканың көз-қарасларында турып түсіндіриўге болмайтуғынлығын нәзерде тутыў керек (III томға қараңыз).

Магнетиклердин тийкарғы қәсийетлерин молекулалық тоқлар ҳақындағы амперлик көз-қарастан сапалы түрде түсіндіриўге болады.

Диамагнит затлардың молекулаларында тұрақты дөңгелек тоқлар болмайды (яmasа ҳәр бир молекулада магнит моментлері бир бириң компенсациялайтуғын бир неше дөңгелек тоқлар болады). Олардағы дөңгелек тоқлар сыртқы магнит майданы тәрепинен қоздырылады (индукцияланады). XVIII бапта биз бундай индукцияланған тоқлардың бағытының сол тоқларды қоздырған сыртқы магнит майданының бағытына қарама-қарсы болатуғынлығын көремиз. Диамагнитлик орталықтағы магнит майданының қосынды кернеўлигинин киширейиүи усы жағдай менен байланыслы.

Барлық ўақытта дөңгелек тоқлар бар болған молекулаларда да кери бағыттағы индукциялық тоқлар пайда болады. Бирақ, егер бул бурыннан болған тоқлар жеткилиki дәрежеде күшли болса, онда индукциялық тоқ оларды тек ҳәлсиретеди. Солай етип, диамагнитлик эффект барлық ўақытта бар болады, бирақ, парамагнетиклердеги дәслепки тоқлардың бағыты менен байланыслы болған эффект басым келеди. Электронлық көз-қарастан, молекулалардағы кери бағыттағы индукцияланған тоқлардың пайда болыўы сыртқы магнит майданында лармор прецессиясы деп аталатуғын прецессияның жүзеге келийи менен түсіндіриледи (214-параграфқа қараңыз).

Электростатикада (143-параграф) диэлектриктери майданының кернеўлиги $E = E_0 + E'$ ни макроскопиялық зарядланған денеге тәсир ететуғын құш бойынша анықлауда пайда болатуғын қызыншылық ҳақында гәп етип едик. Биз заряд турған орындағы майданының кернеўлиги тәрепинен пайда етилетуғын күшлер менен бир қатарда (бул кернеўлик E ге сәйкес келмейди), диэлектрикке батырылған (киргизилген) зарядланған денеге поляризацияланған диэлектрик тәрепинен пайда етилген күшлердин де тәсир ететуғынлығын көрдік.

Тап усынданай қызыншылықтар магнетиктери магнит индукциясы векторы болған $B = H_0 + H'$ векторын анықлауда да орын алады.

Магнит майданының тәсиринде магнетикте механикалық өзгерислер де жүзеге келеди

(магнитострикция, 203-параграф). Усының салдарынан магнетикке жайластырылған тоғы бар сымға қосымша механикалық күшлер тәсир етеди. Бирақ, тоқ өтип турған сымлар шексиз үлкен бир текли магнетикте жайластырылған болса, онда сол сымлардың арасындағы өз-ара тәсир етисиү күшleri қосынды магнит майданының кернеўлиги $H_0 + H'$ бойынша анықланады.

Ампер формуласы бойынша, ұзынлығы Δl шамасына тең болған тоқ элементине кернеўлиги H болған сыртқы магнит майданы тәрепинен

$$\Delta f = I \cdot H \sin \alpha \cdot \Delta l \quad (2)$$

шамасына тең Δf қүши тәсир етеди. Бул теңдикте I - тоқтың қүши ҳәм α - магнит майданының кернеўлигинин бағыты менен сымдағы оң зарядлардың қозғалыу бағыты арасындағы мүйеш.

Жоқарыда айтылғанлар бойынша, бир текли шексиз магнетик болған жағдайда биз (2)-формулада магнит майданының кернеўлиги H ты магнит индукциясы B менен алмасырып, Δf қүши ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\Delta f = IB \sin \alpha \cdot \Delta l. \quad (2a)$$

Солай етип, шекленбegen магнетик болған жағдайда биз *магнит майданының тоққа тәсирі магнит индукциясы B бойынша анықланады деп есаптаймыз*.

Жоқарыда айтылғанлар бойынша, магнит индукциясы B кернеўликлердин суммасы $H_0 + H'$ болғанлықтан, оны H_0 шамасы өлшенген бирликлерде, яғни *CGSM*-системада эрстедлерде өлшеү керек. Бирақ, бирликлердин *CGSM*-системасында магнит индукциясының бирлиги ушын айрықша атама - гаусс қабыл етилген. Ис жүзинде гаусс эрстедке сәйкес келеди.

195-параграфта (2)-формуланың *CGSM*-системасында дұрыс екенлиги айтылған еди (яғни тоқтың қүши *CGSM*-бирликлеринде, H - эрстедлерде, Δl - сантиметрлерде ҳәм Δf - диналарда өлшенген жағдайда). (2a) формула *CGSM*-системада да, яғни I ди тоқтың қүшинин *CGSM*-бирликлеринде ҳәм B - гауссларда өлшенген жағдайда да дұрыс.

Принципинде (2a) формула майданың ҳәр бир ноқатындағы магнит индукциясы векторы B ның мәнисин сымның элементине тәсир ететуғын Δf қүши бойынша анықлауда болады. Элбette, бундай сымның шеклеринде майданың бир текли болыұы ушын, оның жеткилики дәрежеде жиңишке болыұы керек ҳәм оның магнит майданына алып келиниүи майданды пайда ететуғын тоқлардың шамасын да, конфигурацияларын да өзгертуеүи керек, соның менен бирге магнетиктиң қосымша магнитленийине алып келмеүи керек. Бул талаплардың барлығы, әсиресе қатты магнетик болған жағдайда әмелій жақтан орынланбайды. Мысалы, қатты магнетиктеги тоғы бар рамкаға магнит күшлериниң тәсирин анықлау ушын магнетиктиң ишинде құйыслықты пайда етиү керек болады.

Электростатика дагыдай, рамкаға тәсир бул құйыслықтың формасынан ғәрэзли болады. В векторын анықлаудың мүмкіншилиги ҳақында биз 207-параграфта гәп етемиз.

§ 201. Молекулалардың, атомлардың ҳәм электронлардың магнит моменттери. Ампердин молекулалық тоқлардың бар екенлиги ҳақындағы гипотезасы атомлар менен молекулалардың құрылышы ҳақындағы ҳәзирги көз-қарасларына сәйкес келеди. Биз усы үақытқа шекем атомның қурамалы электрлік системасы екенлигін ҳәм электронлардың оған қурамлық бөлім сыйпатында киретуғынлығын бир неше рет атап өттік. Резерфорд тәрепинен усынылған модель бойынша атом айыр ҳәм оң зарядланған ядродан ҳәм оның дөгерегинде белгili болған орбиталар бойынша қозғалатуғын электронлардан турады. Түйік орбита бойынша қозғалатуғын электрон түйік контур бойынша өтетуғын тоққа үсайды. Ол магнит майданын пайда етеди ҳәм сыртқы магнит майданы оған бағытлаушы тәсир жасайды.

Әпиүйайлық ушын атомның изинде радиусы r ге тең болған дөңгелек орбита бойынша

қозғалатуғын электронды қараймыз. Оның қозғалыс мұғдарының механикалық моменти P мынаған тең:

$$P = mvr. \quad (1)$$

Бул теңлікте m - электронның массасы ҳәм v - оның тезлиги. Дөңгелек орбита бойынша қозғалатуғын электрон тоққа үқсас болғанлықтан, ол p_m магнит моментине де ийе болады. Электронның магнит моментин анықтаймыз. Егер бизлер ойымызда орбитаның кесимин бөлип қарайтуғын болсақ, онда электронның ҳәр бир айланып шығыўында бул кесим арқалы электронның зарядына тең болған e заряды алып өтиледи. Үақыттың бир бирлигинде мұғдары ne көбеймесине тең болған заряд өтеди (бул көбеймеде n - электронның үақыт бирлигинде орбита бойынша айланып шығыўларының саны).

Тоқтың күши I сан мәниси бойынша үақыт бирлиги ишинде алып өтилген зарядқа тең болғанлықтан, орбита бойынша айланатуғын электрон күши

$$I = ne$$

шамасына тең тоққа сәйкес келеди. Айланыўлар саны $n = \frac{v}{2\pi r}$, буннан

$$I = \frac{v}{2\pi r} e$$

теңлигине ийе боламыз.

Жоқарыда айтылғанларға сәйкес, I тоғы өтип турған контурдың магнит моменти p_m нин шамасы IS ке тең, бул көбеймеде S - контурдың майданы.

Буннан, радиусы r ге тең болған дөңгелек орбита бойынша қозғалатуғын электронның магнит моменти

$$p_m = IS = \frac{v}{2\pi r} e \cdot \pi r^2 = \frac{1}{2} vre \quad (2)$$

шамасына тең болады. (1)- ҳәм (2)-аңлатпаларды салыстырып, мынадай аңлатпаны алаамыз:

$$p_m = \frac{1}{2} \frac{e}{m} P. \quad (3)$$

Демек, түйік орбита бойынша қозғалатуғын электронның магнит ҳәм механикалық моментлери \mathbf{p}_m ҳәм \mathbf{P} лер бир бири менен тиккелей байланысқан екен. (3)-формула бирликлердингэл электромагниттик системасында жазылған. Егер бул формулада аралас системаны пайдаланатуғын болсақ, атап айтқанда p_m магнит моментин $CGSM$ -бирликлерде, ал электронның зарядының массаса қатнасы болған e/m шамасын $CGSM$ -бирликлерде өлшесек (әдетте усындаған етип алынады), онда оң тәрепте $\frac{1}{c} = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}}$ сек/см коэффициентин киргизиү керек болады. Бундай жағдайда

$$p_m = \frac{1}{2c} \cdot \frac{e}{m} \cdot P. \quad (3a)$$

Егер атомда ямаса молекулада ҳәр қыйлы орбитада қозғалатуғын бир неше электрон болатуғын болса, онда айырым электронлардың механикалық моментлери \mathbf{P}_i векторлық түрде қосынды \mathbf{P} моментине қосылады, ал айырым электронлардың магнит моментлери \mathbf{p}_{mi} векторлық түрде барлық атомның ямаса молекуланың қосынды магнит моменти болған \mathbf{P}_m шамасына қосылады.

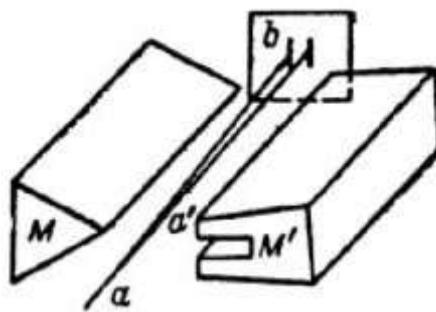
Парамагнит затлардың ишиндерінде белгилі магнитлик ҳәм механикалық моментлер менен байланыслы болған молекулалық тоқлардың болатуғынлығы 1915-жылы Эйнштейн ҳәм Де-Гааз тәрепинен дәлилленди. Парамагнит заттан исленген стерженди сыртқы магнит майданында магнитлегенде молекулалардың магнит моментлери майданның бағытында бурылады. Бул жағдай олардың механикалық моментлери \mathbf{P} ның өзгеретуғынлығына алып келеди. Бирақ, қозғалыс мұғдарының толық механикалық моменти өзгериссиз қалатуғын болғанлықтан, стержень толығы менен кери бағыттағы қозғалыс мұғдарының моментин алышы, яғни айланыўға келийи керек. Бул құбылыс I томда тәрийипленген таза

механикалық құбылысқа үқсас: қозғалмайтуын орынлықта отырған адам қолы менен услап отырған айланып турған дөңгелектин көшерин бурады, бундай жағдайда адамның өзи айланысқа келеди.

Эйнштейннин ҳәм Де-Гааздың тәжирийбесинде вертикаль бағыттағы соленоидтың көшери бойлап темир стержень жиңишке сабаққа илдирилип қойылған (214-сүүрет). Соленоидтағы тоқтың бағыты өзгергенде стержень қайтадан магнитленеді ҳәм усының нәтийжесинде айланыў импульсин алады. Стерженниң бурылышы сабаққа жабыстырылған кишкаңе *a* айнасында шағылысқан жақтылық нурларының жәрдемінде бақланған. Бурылыш мүйешин үлкейтиў ушын резонанс принципи пайдаланылды: соленоидтағы тоқтың бағыты сабаққа илдирилип қойылған стерженниң тербеліс дәўирине теңдей дәўир менен өзгертилген.



214-сүүрет. Эйнштейн ҳәм Де-Гааз тәжирийбесинин схемасы.



215-сүүрет. Штерн ҳәм Герлах тәжирийбесинин схемасы.

Стерженниң бурылышының бағыты электронның зарядының терис мәнисине сәйкес келеди. (3)-формуладан пайдаланып ҳәм магнитлик ҳәм механикалық моментлердин арасындағы қатнасты өлшеп, электронның зарядының оның массасына қатнасын анықлауға болады.

Бирақ, өлшеўлердин нәтийжелери e/t ушын басқа усыллардың жәрдемінде алынған мәнистен айырмаға ийе мәнис алынады. Бундай сәйкес келмеудин себеплери усы параграфтың ақырында көрсетиледи.

Хәзир ғана тәрийипленген эффектке кери болған эффект те бар.

Парамагнетиктен исленген стерженди айландырғанда барлық молекулалық тоқлардың көшерлери стерженниң айланыў көшерине параллель түрүйға умтылышы керек. Бул эффект механикада бақланатуын гироскоплық эффектке үсайды: егер зырылдауықты айланып турған подставканың үстине жайластыrsa, онда зырылдауықтың көшери подставканың көшерине параллель болып түрүйға тырысады. Нәтийжеде айланғанда стерженниң магнитленийі керек. Ҳақыйкатында да, темир стерженди тез айландырғанда оның магнитленгенлегин анықлауға болады. Солай етип, сапалық жақтан бул құбылыс та тастыйықланады; ал санлық тәрепке келетуын болсақ, онда бул тәжирийбелер де Эйнштейн ҳәм Де-Гааз тәжирийбеси сыйқы e/t ушын басқа усыллардың алынған нәтийжелерден парқы бар нәтийжелерди береди.

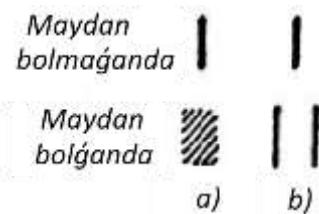
Парамагнит заттың ишинде магнитлик ҳәм механикалық моментлер менен байланыслы болған молекулалық тоқлардың бар екенлиги 1917-дүйни А.Ф.Иоффе ҳәм П.Л.Капица тәрепинен өткерилген тәжирийбелерде де дәлилленді. Олар турақты магнитлердин қалдық магнитленгенлегиниң қыздырғанда жоғалыў фактynan пайдаланды (204-параграф). Магнитленген никель стержень жиңишке сабаққа илдирилип қойылды. Қыздырғанда молекулалардың магнит моментлеринин барлық бағытлардағы тәртипсиз

тарқалыўы орын алады. Усының салдарынан қосынды механикалық момент нолге тең болады. Бундай жағдайда, қозғалыс мұғдарының сақланыў нызамы бойынша стержень қозғалысқа келеди.

Атомлар менен молекулалардың магнит моментлерин тиккелей өлшеў Штерн ҳәм Герлах тәрепинен әмелге асырылды⁴⁵. Штерн ҳәм Герлах тәжирийбесинин идеясы мынадан ибарат: бир текли емес магнит майданында магнит моменти бар бөлекшеге жылыштырышы күш тәсир етеди (197-параграфқа қараңыз). Жоқары вакуумда алынатуғын атомлық нур aa' (215-сүйрет) электромагниттиң MM' полюсларының арасынан өткериildи Атомлық нурдың бағытына перпендикуляр бағытта кескин түрдеги бир текли болмаған магнит майданының пайда болыўы ушын электромагниттиң полюсларына сәйкес форма берилди. Нур b пластинкасына келип түсип, онда жиңишке жолақ түриндеги из қалдырған. Магнит моменти p_m болған атомға тәсир ететуғын күш мынаған тең (197-параграфқа қараңыз):

$$\Delta f = p_m \left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right) \cos \alpha.$$

Бул теңдикте ($\Delta H / \Delta x$) — майданың градиенти. Солай етип, күштин шамасы Δf атомның магнит моменти p_m дан, магнит майданының бир текли емеслигинин дәрежесинен ҳәм p_m менен майданың градиентинин арасындағы мүйеш α дан ғәрезли екен. Бириңи рет қарағанда, жыллылық қозғалысларының себебинен атомлардың магнит моменттери мүмкін болған барлық бағытларға ийе болыўы, сонлықтан ҳәр қыйлы атомлардың ҳәр қыйлы мүйешлерге бурылышы керек. Нәтийжеде бир текли болмаған магнит майданы арқалы өткен атомлық дәстениң созылышы керек (216-а сүйрет). Ал, ҳақыйқатында тәжирийбелер басқа нәтийжелерди берди: *атомлық нур ҳәр қыйлы болған бир неше нурларға бөлинеди екен*. Гүмис, натрий, калий ҳәм басқа да силтили металлардың атомларының дәстеси симметриялы еки дәстеге ажыралады екен (216-*b* сүйретке қараңыз); ал ванадий атомлары төрт дана дәстеге, марганец атомлары алты дәстеге, ал темир атомлары тоғыз дәстеге ажыралған. Сынап, магний ҳәм басқа да бир қатар атомлардың дәстелери ҳеш қандай дәстелерге ажыралмайды екен. Буннан, бул элементлердин атомларының магнит моментлерине ийе емес екенлиги келип шығады.



216-сүйрет.

- a) магнит майданындағы атомлық дәстениң күтилген кеңейиүи; b) гүмис атомларының дәстесинин магнит майданындағы еки дәстеге ажыралыўы.

Атомлық нурдың ҳәр қыйлы кескин түрде көринетуғын дәстелерге ажыралыўы сыртқы магнит майданының бағытына салыстырғанда атомлардың магнит моментлеринин қәлегенинше жайласа алмайтуғынлығын, ал магнит майданының бағытына салыстырғанда тек белгили болған мүйешлер менен ғана жайласатуғынлығын көрсетеди. Мысалы, натрий атомлары тек еки үсыл менен жайласа алады: олардың магнит моменттери майданының бағыты бойынша ямаса майданының бағытына қарама-қарсы жайласады; ванадий атомлары бойынша майданға салыстырғанда төрт үсыл менен бағытланады ҳ.т.б. Бул факттың себеби квантлық механикада түсіндіриледи (III томға қараңыз).

Аўысыўларды өлшеўлер барлық атомлардың магнит моментлеринин проекцияларының толық белгили болған p_0 магнит моментлеринин рационаллық бөлшек мәнисине тең екенлигин көрсетеди:

⁴⁵ 1922-жылы (Аўдарыўшылар).

$$p_m = \frac{q}{r} p_0.$$

Бул теңліктеги q ҳәм r - пүтин санлар; p_0 магнит моменти *Бор магнетоны* деп аталады. Оның мәниси мынаған төң:

$$p_0 = 0,9272 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/гаусс.}^{46}$$

Базы бир атомлардың магнит моментлеринің максималлық мәнислери XV кестеде көлтирилген.

Бул тәжирийбелердин нәтийжелерин таллау, атомлық спектрлердин құрылышының характеристи сыяқты (III томға қараңыз) ҳәр бир электронның өзинің белгіли болған магнит моментине ийе болатуғының исендіреди. Буннан, тәбийді түрде, классикалық электродинамиканың шеклерінде мынадай гипотеза пайда болды: электрон өзинің орайы арқалы өтетуғын көшердің дөгерегінде үзлиksiz түрде айланыста болады; бундай айланыұға электронның қозғалыс мұғдарының моментинің тұрақты мәниси P_e сәйкес келеди (инглиз тилиндеги *spin* сөзи айланыұға дегенді аңғартады). Қозғалыс мұғдарының бундай мәниси менен бир Бор магнетонына төң болған магнит моменти де байланысқан.

XV кесте

Атомлардың магнит моментлеринің проекцияларының

максималлық мәнислери

(Бор магнетонының үлеслерінде)

Атом	$p_{m\ max}$
Водород	1
Натрий	1
Ванадий	3/5
Хром	6
Темир	6
Индий	1/3

Бирақ, бундай көргизбели гипотеза жүдә әпиүайыластырылған гипотеза болып табылады ҳәм, сонлықтан, квантлық механиканың электронның қасиеттері ҳақындағы көз-қараслары менен алмастырылды. Соның менен бир қатарда теорияның нәтийжелери менен тәжирийбелердин нәтийжелерин бир бирине сәйкес көлтириў ушын электронның магнитлик моменти менен механикалық моментинің арасында мынадай қатнас бар деп болжаўға туýры келди:

$$p_m = \frac{e}{m} P_e. \quad (4)$$

Демек, меншикли моментлер ушын p_m/P_e қатнасының электронның орбиталық магнит ҳәм механикалық моментлеринің қатнасынан еки есе үлкен екенligи келип шықты. Олардың арасындағы қатнас (3)-теңліктің жәрдемінде бериледи.

Атомның (ямаса молекуланың) толық магнит моменти электронлардың түйік орбиталар бойынша қозғалыуының нәтийжесінде пайда болатуғын магнит моментлері менен электронлардың меншикли магнит моментлери p_m нин қосындысынан турады.

⁴⁶ Магнит моментлерин *эрگ/гаусс* ларда өлшеу мынадай жағдайдан келип шығады: тоғы бар контурға тәсир ететуғын күшлердин моменти M мынаған төң: $M = p_m B \sin \alpha$, бул теңліктеги p_m - тоқтың магнит моменти, B - майданның магнитлик индукциясы. Буннан:

$$p_m = \frac{M}{B \sin \alpha}.$$

M шамасы $\text{дин}\cdot\text{см}$ де, ал B - гауларда өлшенетуғын болғанлықтан, p_m шамасының өлшем бирлиги $\frac{\text{дин}\cdot\text{см}}{\text{гаусс}}$ түринде жазылады. Бирақ, $\text{дин}\cdot\text{см}$ бирлиги эргке сәйкес келеди, буннан p_m шамасының өлшем бирлиги *эрگ/гаусс* атамасын алған.

Бундай жағдайда, квантлық механиканың нызамлары бойынша, айырым электронлық орбиталар менен электронлардың өзлеринин магнит моментлери бир бирине салыстырғанда тек белгили болған мүйешлерде бағытланған болады. Қосынды магнит ҳәм механикалық моментлер арасындағы байланыс (3)-формула беретуғын нәтийжелерге қарағанда әдеүір құрамалы болады. Бул жағдай Эйнштейн ҳәм Де-Гааз тәжирийбесинде алынған нәтийжелер менен теорияның арасында бардай болып көринетуғын қарама-қарсылықты түсіндіреди.

§ 202. Магнитлениү векторы. Орталықтың магнитлениү дәрежесин шамасы орталықтың көлем бирлигинин магнит моментине тең болған магнитлениү векторы деп аталатуғын вектор менен тәрийиплеу қабыл етилген. Магнетиктиң ΔV көлеміндегі жайласқан молекулалардың магнит моментлеринин геометриялық қосындысын $\sum \mathbf{p}_i$ арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда бир текли магнитленген магнетиктиң магнитлениү векторы \mathbf{P} мынадай теңдиктиң жәрдемінде анықланады:

$$\mathbf{P} = \frac{\sum \mathbf{p}_i}{\Delta V}. \quad (1)$$

Егер магнетик бир текли магнитленбеген болса, онда магнитлениү векторы \mathbf{P} ҳәр қайлы көлемлерде ҳәр қайлы мәнислерге ийе болады; бундай жағдайда берилген ноқаттағы магнитлениү деп ΔV көлемі шексиз киширейгенде (1)-аңлатпа үмтыйлатуғын шекке айтамыз:⁴⁷

$$\mathbf{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum \mathbf{p}_i}{\Delta V}. \quad (2)$$

Жоқарыда көргенимиздей, бир бөлек магнетиктиң ишиндеги магнит майданының кернеўлиги сыртқы тоқлар (магнитлеўши тоқлар) пайда еткен майданың кернеўлиги \mathbf{H}_0 деп ҳәм магнитленген заттың молекулалары пайда еткен кернеўліктен қосылады. Қосынды кернеўлик болған

$$\mathbf{B} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}' \quad (3)$$

шамасын биз магнит индукциясы деп атадық.



217-сүйрет.
Магнитленген орталықтағы молекулалық тоқларды қосыў.

Майдан нолге тең болмаған кеңислиktи пүтинлей толтырып турған бир текли магнетик болған жағдайда молекулалардың пайда еткен майданының кернеўлиги \mathbf{H}' ты магнитлениү векторы \mathbf{P} менен аңсат байланыстырыўға болады. Әпиўайы дара жағдай ушын усы байланысты табамыз. Мейли, шексиз узын болған соленоидтың иши бир текли магнетик пенен толтырылған болсын. Соленоид арқалы тоқ өткенде магнетик бир текли магнитленеди. Оның магнитлениүи тәртиплескен молекулалық тоқлардың бар болыўының

⁴⁷ Бул жерде ҳәм усыған усаған басқа да физикалық мәселелерде ΔV көлеминин шексиз киширейиүи деп айтыўымыздың шәртли екенligin түснійімиз керек: шекке өткенде ΔV көлемин берилген физикалық шама (мысалы, магнитлениү) оның шеклеринде тұрақты болып қалатуғында дәрежеде ғана киши етип аламыз, бирақ бул көлем айырым молекуланың көлемине салыстырғанда үлкен болыўы керек.

себебинен пайда болған деп есаплаймыз. Бул молекулалық тоқлардың тегисликleri цилиндрдин көшериниң бағыты менен бағытлас болған магнитлениң векторына перпендикуляр (217-сүрет). Молекулалық тоқларды цилиндрдин кесиминде қарап, биз цилиндрдин қалыңлығында қарама-қарсы бағытланған еки тоқтың өтетуғынлығын көремиз. Олар қарама-қарсы бағыттағы магнит майданларын пайда етеди ҳәм олар бир бириң компенсациялайды. Тоқлар тәрепинен пайда етилген цилиндрдин қаптал бети арқалы өтетуғын майданлар компенсацияланбайды. Бул тоқлар соленоидтағы тоққа үсады ҳәм, сонлықтан, олар цилиндрдин ишинде кернеўлиги H' ты 195-параграфтағы (4)-формуланың жәрдемінде есаплауға болатуғында магнит майданын пайда етеди.

Цилиндрдин ұзынлығының бир бирлигінде өтетуғын тоқты I_0 арқалы белгилеп, усы I_0 шамасының тоқтың күшиниң ұзынлықтың бир бирлигіндеги орамлар санына көбеймесине тең орынды ийелетуғынлығын көремиз ҳәм буннан

$$H' = 4\pi I_0 \quad (4)$$

формуласына ийе боламыз.

I_0 менен магнитлениң векторының арасындағы байланысты аңсат табыуға болады. Магнитлениң векторы көлемниң бир бирлигинин магнит моментине тең. Цилиндрдин кесиминиң майданын S арқалы белгилеп, ұзынлығы l болған цилиндрдин участкасының көлеминиң Sl ке тең екенligин көремиз. Демек, егер биз $I_0 Sl$ шамасына тең болған цилиндрдин участкасының магнит моментин Sl ге бөлсек, онда магнитлениң векторы P ның мәнисин алады екенбиз, яғни

$$P = \frac{I_0 Sl}{Sl} = I_0. \quad (5)$$

Солай етип, магнитлениң векторы P сан мәниси бойынша ұзынлықтың бир бирлигіне тийисли болған молекулалық тоқлардың қосындысына тең екен. Магнитлениң векторы P ның бағыты кернеўлик H' тың бағыты менен бағытлас. Буннан, (4)- ҳәм (5)-формуларады салыстырып,

$$H' = 4\pi P \quad (6)$$

теңлигине ийе боламыз. H' тың бул мәнисин магнит индукциясы B ушын жазылған (3)-аңлатпаға қойып,

$$B = H_0 + 4\pi P \quad (7)$$

аңлатпасын аламыз. Ферромагнитлик емес денелер ушын магнитлениң векторы P ны сыртқы тоқлар пайда еткен майданың кернеўлиги H_0 ге (магнитлеүши майданға) пропорционал деп есаплауға болады:

$$P = \chi H_0. \quad (8)$$

Берилген магнетикти тәрийиплейтуғын χ шамасын магнитлениң коэффициенти ямаса магнитлик сициргишилик деп атайды.

Парамагнетиклер ушын магнитлениң векторы болған P векторы H_0 векторы менен бағытлас (олар ушын $B > H_0$) ҳәм, усыған сәйкес, χ ның мәниси он. Диамагнетиклер ушын P пенен H_0 қарама-қарсы бағытланған (олар ушын $B < H_0$) ҳәм χ ның мәниси терис.

P ның мәнисин (8)-аңлатпа бойынша H_0 арқалы аңлатып (7)-формулаға қойсақ,

$$B = (1 + 4\pi\chi)H_0 \quad (9)$$

формуласын аламыз. Турақлы болған $1 + 4\pi\chi$ шамасын бир μ ҳәрипи менен аңғартыу, яғни

$$1 + 4\pi\chi = \mu \quad (10)$$

ҳәм оны орталықтың магнит сициргишилиги деп атау қабыл етилген. Парамагнит орталықтар ушын $\mu > 1$, диамагнитлик орталықтар ушын $\mu < 1$, ал бослық ушын $\mu = 1$.

(9)-формуладағы $1 + 4\pi\chi$ ның орнына магнитлик сициргишилик μ ди қойып, мынаны аламыз:

$$B = \mu H_0. \quad (9a)$$

Формулы (6)-, (7)-, (8)-, (9)- ҳәм (9а) формулалар магнит майданы нолге тең болмаған кеңислиktи толығы менен толтырып туратуғын бир текли магнетик ушын дұрыс. Ықтаярлы магнетик ушын \mathbf{H}' ушын улыұмалық формуланы бериүге болмайды. Ҳәр бир айқын жағдайда \mathbf{H}' шамасы барлық молекулалық тоқларды есапқа алыудың тийкарында есапланады.

Ықтаярлы магнетик бар болған жағдайды қараймыз (яғни, бир текли емес магнетик ямаса бир текли магнетиктиң айырым бөлеклері). Бундай орталықтың ҳәр бир қоқатында магнитлениү коэффициенти χ , соның менен биргे магнитлик сициргишилк μ [(10)-формула] өзинин мәнисине ийе. Ҳәзирше \mathbf{B} векторын өлшеудин үсылын қараўға тоқтамастан, биз оны белгili деп есаптаймыз.

Берилген ноқатта

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \quad (11)$$

аңлатпасы менен анықланатуғын \mathbf{H} векторын киргиземиз, бул теңликтен μ - орталықтың үсы ноқатындағы магнитлик сициргишилгі. \mathbf{H} векторын берилген магнетиктеги магнит майданының кернеўлук векторы деп атайды.

Егер магнетик бир текли ҳәм майдан нолге тең емес барлық кеңислиktи толығы менен толтырып туратуғын болса, онда \mathbf{H} векторының (11)-формула бойынша анықламасы менен бир қатарда (9а) формула да бар болады.

Бул формулаларды салыстырыудан майдан нолге тең болмаған кеңислиktи толығы менен толтырып туратуғын бир текли магнетиктеги магнит майданының кернеўлуги \mathbf{H} тың берилген тоқлар (магнитлейтуғын) пайда ететуғын кернеўлук \mathbf{H}_0 ге сәйкес келетуғынлығын көриўге болады.

Ықтаярлы магнетик ушын магнит майданының \mathbf{H} кернеўлук векторы \mathbf{H}_0 векторына сәйкес келмеўи мүмкін (203-параграфқа қараңыз).

Ықтаярлы ферромагнетик болмаған дene ушын магнитлениү векторы \mathbf{P} ны магнит майданының кернеўлуги \mathbf{H} пропорционал болады деп есаплаўға болады:⁴⁸

$$\mathbf{P} = \chi \mathbf{H}. \quad (12)$$

Бул теңликтен χ - қарап атырылған ноқаттағы магнитлениү коэффициенти.

(10)-, (11)- ҳәм (12)-формулалардан

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{P} \quad (13)$$

теңліклери келип шығады. Майдан нолге тең болмаған барлық кеңислиktи толтырып туратуғын бир текли магнетик болған дара жағдайда $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0$ ҳәм (11)-, (12)- ҳәм (13)-формулалар сәйкес (9а), (8)- ҳәм (7)-формулаларға өтеди.

200-параграфта айтылғанларға сәйкес, \mathbf{B} векторы магнетиклер бар болған жағдайдарғы тоқлардың арасындағы өз-ара тәсирлесіүди анықлайды; бул принципинде тоқлардың арасындағы өз-ара тәсирлесіү күшлеринин өзгериси бойынша магнитлик сициргишилкти

⁴⁸ Егер магнитлениү векторы \mathbf{P} қосынды магнит майданының кернеўлугине, яғни индукция векторы \mathbf{B} да пропорционал деп айттың ақылға мүйіапық келген болар еди (электростатикадағыдей). Бирақ, бир қатар тарийхый себеплерге байланыслы (12)-теңлиktи пайдаланыў қабыл етилген.

Шын мәнисинде, үсы еки көз-қарастың арасында принципиаллық айырма жоқ. Себеби (11)-аңлатпа бойынша \mathbf{H} ҳәм \mathbf{B} векторлары бир бирине пропорционал. Жоқарыда келтирилген тарийхый себеплерге байланыслы электростатикадағы сәйкес формулалардың түринен бас тартыў ε ҳәм μ шамаларының үқсаслығына емес, ал ε ҳәм $\frac{1}{\mu}$ шамаларының үқсаслығына ғана алып келеди [егер (11)-аңлатпаның орнынан $\mathbf{H} = \mu \mathbf{B}$ түриндеги аңлатпаны жазғанда не болған болар еди]. Үсының менен биргеле χ_e ҳәм x_μ шамаларының үқсаслығына емес, ал χ_e ҳәм x_m/μ шамаларының үқсаслығы орын алады [(12)-аңлатпаның орнына $\mathbf{P} = \chi \mathbf{B}$ деп жазғанда қалай болар еди] (207-параграфқа қараңыз).

анықлауға мүмкіншиликті береди. Бирақ, әмелий жақтан бул усылды қолланыудың мүмкіншилигі жоқ. Себеби μ шамаси бирден жұдә аз шамаға айрылады, сонлықтан тоқлардың арасындағы жоқарыда айттылған өз-ара тәсирлесіү жұдә киши. Сонлықтан μ шамасы жанапай түрде (туұрыдан-туұры емес) формасы белгіли болған магнетиктиң магнит моменти бойынша анықланады.

XVI кесте

**Магнитлик сициргишилктиң мәнислери
(газлер атмосфералық басымда алынған)**

Парамагнит затлар		Диамагнит затлар	
Затлар	$(\mu - 1) \cdot 10^6$	Затлар	$(1 - \mu) \cdot 10^6$
Азот	0,013	Водород	0,063
Кислород	1,9	Мыс	8,8
Алюминий	23	Тас дұзы	12,6
Платина	360	Висмут	176

Изертленетуғын заттан кесип алынған кишине шарик кернеўлиги H_0 менен оның градиенти $\Delta H_0 / \Delta x$ белгіли болған күшли ҳәм бир текли емес магнит майданына жайластырылады. Майданың тәсиринде зат магнитленеди. Егер P_m - оның магнит моменти болса, онда, тоғы бар контурдағы сыйқылар (197-параграфтағы 2-пунктке қараңыз), ол майданың градиентине пропорционал болған

$$f = P_m \left(\frac{\Delta H_0}{\Delta x} \right) \quad (14)$$

күшинин тәсирине ушырайды.

Шариктиң магнит моменти P_m магнитлениң векторы \mathbf{P} менен байланысқан болыуы мүмкін. Жүйек түрде, шариктиң шеклеринде магнитлеүши майдан \mathbf{H}_0 ты турақты деп есаплауға болады. Бундай жағдайда (шарик ҳәм эллипсоид ушын көрсетіү мүмкін болғандай) көлем бирлигиниң магнит моментине тең болған магнитлениң векторы \mathbf{P} турақты болады. Демек,

$$P_m = \frac{4}{3} \pi r^3 P. \quad (15)$$

Бұл теңдіктегі r арқалы шариктиң радиусы белгиленген. Парамагнит шарик ушын P_m майданың бағытында, ал диамагнит шарик ушын - P_m қарама-қарсы. Сонлықтан, парамагнит шарик майдан күшли областқа қарай, ал диамагнит шар болса майдан әззи болған областқа қарай тартылады.

(15)-формуланы (14)-формулаға қойып ҳәм магнитлениң векторы \mathbf{P} ны шариктеги магнит майданының кернеўлиги \mathbf{H} арқалы аңлатпа [(12)-формула], мынадай формуланы алады:

$$f = \frac{4}{3} \pi r^3 \chi H \left(\frac{\Delta H_0}{\Delta x} \right). \quad (16)$$

Сәйкес есаплау шарик ушын

$$H = \frac{3}{2 + \mu} H_0$$

формуласының орынлы екенлегин көрсетеди.

Барлық диа- ҳәм парамагнит денелер ушын μ бирден жұдә киши шамаға айрылатуғын болғанлықтан, жоқары дәлліктегі $H = H_0$ теңдігі орынланады ҳәм (16)-формуланың орнына мынаны жазыуға болады:

$$f = \frac{4}{3} \pi r^3 \chi H_0 \left(\frac{\Delta H_0}{\Delta x} \right). \quad (17)$$

(17)-формула χ ны шарикке тәсир ететуғын күشتің шамасы бойынша анықлауға

мүмкіншиликтен береди.

Магнитлений қоэффициенті χ ны ҳәм магнитлик сициргишилик μ ды анықлау ушын созылған айланыў эллипсоидын да пайдаланыўға болады. Эллипсоидтың магнит моментин теориялық жоллар менен есаплауға да болады. Сырткы бир текли магнит майданында бундай эллипсоидқа майданың кернеўлиги сыйығының бойынша айландырышы күшлердин моменти M тәсир етеди.

Бир қатар пара- ҳәм диамагнит затлар ушын магнитлик сициргишиликтиң мәнислери XVI кестеде көлтирилген.

§ 203. Ферромагнетизм. 200-параграфта айтылып өтилгениндегі, парамагнит затлардың бир қатары жұдә үлкен болған қосымша H' майданын бере алады ҳәм ұсыған сәйкес үлкен болған μ магнит сициргишиликке ийе болады; бундай затларды *ферромагнит* затлар деп атайды. Ферромагнит затлардың қатарына темир, никель, кобальт, гадолиний ҳәм олардың құймалары (мысалы, Fe-Ni, және Fe-Ni-Al ҳ.т.б.), ферромагнит емес затлардың базы бир құймалары, мысалы 61,5% Cu, 23,5% Mn ҳәм 15% Al құймасы және марганц-висмуттың, хром-теллурдың ҳ.т.б. құймалары киреди.

Ферромагнитлик затлардың өзгешеликтері тек μ дың үлкен болыўы менен шекленбейди, ал мынадай қәсийеттері менен байланыслы: 1) ферромагнит затлар магнитлеўши майдан өзиниң тәсириң тоқтатқаннан кейин де магнитленгенлик ҳалын сақтайды, 2) олар ушын магнитлик сициргишилик μ (соның менен бирге магнитлений қоэффициенті χ да) турақты шама болып табылмайды, ал магнитлеўши майданың кернеўлиги H_0 ден ғәрзели.

Кристаллық ферромагнетиклер, мысалы, темирдин монокристаллары, магнитлик қәсийеттің анизотропиясына ийе: кристал бир бағытта екинши бағыттағың салыстырғанда аңсат магнитленеди. Майда кристаллық структураға ийе болған тап сондай зат магнитлик қәсийеттері бойынша изотроп⁴⁹.

Темирдин магнитленгенлигиниң сыртқы майданың кернеўлигинен ғәрзилиги бириңши рет 1872-жылы "Жұмсақ темирдин магнитлений функциясын изертлеў" атамасындағы мийнетин баспадан шығарған Москва университетиниң профессоры А.Г.Столетов тәрепинен терең изертленди. Столетовтың эксперименталлық ұсылы инкукция қубылышына тиіктерләнған (221-параграфқа қараңыз). Бул жерде биз қатты денелер болып табылатуғын ферромагнитлердин магнит индукциясын өлшеудің басқа ұсылын қараймыз. Бизде ишине изертленетуғын ферромагнетиктен соғылған сердечник салынған тороид түриндеги соленоид бар деп болжаймыз.

Өзектің ишиндеғи толық магнит майданы соленоидтағы тоқ пайда еткен магнит майданының кернеўлигі H_0 ҳәм молекулалық тоқлар пайда еткен майданының кернеўлигі H' тың қосындысы болып табылатуғын индукция векторы \mathbf{B} менен анықланады:

$$\mathbf{B} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}'.$$

Егер биз соленоидтың өзегиниң ишинде енсиз көлденең саңлақ пайда етсек (218-сүйрет) ҳәм бул саңлақ $\mu = 1$ теңлиги орынланатуғын орталық пенен толтырылған (парамагнитлик қәсийети есапқа алынбайтуғын ҳауа менен толтырылған) болғанлықтан, бул орталықтан индукция векторы менен магнит майданының кернеўлик векторы бир бирине тең болады.

Саңлақта тиисли болған шамаларды "s" индекси менен тәрийиплеймиз. Бундай жағдайда саңлақ ушын мынаған ийе боламыз:

$$\mathbf{B}_s = \mathbf{H}_s \quad (1)$$

Өзектің ишинде индукция векторы \mathbf{B} тороидтың көшерине параллель; егер тороидтың

⁴⁹ "Майда кристаллық" термининиң орнына "поликристаллық" ямаса "унталған кристал" терминлери жиий ушырасады (Аўдарыўшылар).

ишиндеги саңлақ жүдә енсиз болса, онда (бул жағдайды биз 207-параграфта көремиз), онда бул саңлақ индукцияны сезилерлікте өзгертеди; демек, өзектиң ишиндеги индукция қандай болса, саңлақ областындағы индукция да тап сондай болады:

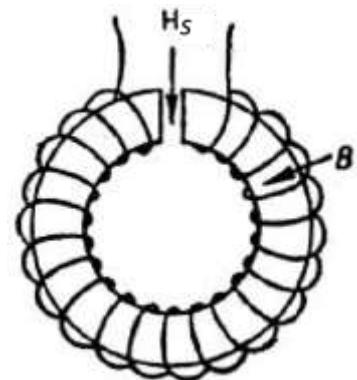
$$\mathbf{B}_s = \mathbf{B}.$$

Буннан, (1)-қатнасқа сәйкес

$$\mathbf{H}_s = \mathbf{B} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}',$$

яғни, саңлақтың ишиндеги кернеўлик \mathbf{H}_s өзектиң ишиндеги индукцияға тең, басқа сөз бенен айтқанда, оның шамасы соленоидтағы тоқ тәрепинен ҳәм өзектиң молекулалық тоқлары тәрепинен пайда етилетуғын майданлардың кернеўликлеринің қосындысы $\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}'$ қа тең.

Солай етип, магнитленийдің салдарынан өзек саңлақтың ишиндеги майданың кернеўлигин үлкейтеди екен. Саңлақтағы кернеўлик \mathbf{H}_s ты өлшеп (мысалы, тоғы бар контурға тәсир етийи бойынша), биз өзектеги индукция \mathbf{B} ның мәнисин өлшемиз.



218-сүйрет.

Саңлақтағы магнит майданының кернеўлиги \mathbf{H}_s тиң мәниси ферромагнетиктеги магнит индукциясы \mathbf{B} ның мәнисиндей.

Ферромагнетик затлар ушын да, пара- ҳәм диамагнетик затлардағыдан индукция векторы \mathbf{B} менен майданың кернеўлиги \mathbf{H} тың арасындағы байланыс 202-параграфтағы (11)-аңлатпа бойынша бериледи деп есаплаймыз:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}. \quad (2)$$

Бул аңлатада μ арқалы ферромагнетиктің магнитлик сиңиргишлигі белгиленген.

Солай етип, магнитлик сиңиргишилік болған μ шамасын бизлер

$$\mu = \frac{B}{H} \quad (2a)$$

қатнасының жәрдемінде анықлады екенбиз.

202-параграфтағы (10)-формула менен аңғартылатуғын μ менен магнитлений коэффициенти χ ның арасындағы

$$\chi = \frac{\mu - 1}{4\pi}$$

түриндеги байланысты пайдаланып, магнитлений векторы P ның мәнисин табамыз:

$$P = \chi H = \frac{B - H}{4\pi}. \quad (3)$$

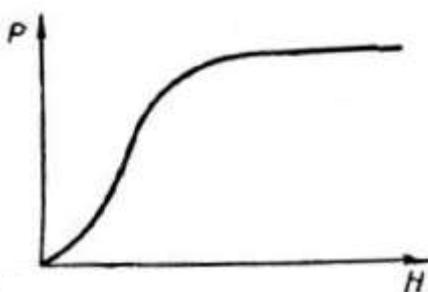
Өзек майдан тәрепинен ийеленген барлық кеңисликти әмелій жақтан ийелейтуғын болғанлықтан (өзектеги саңлақ жүдә енсиз), тороидта жайластырылған өзектеги магнит майданының кернеўлиги H өзексиз тороидтағы H_0 қа тең (202-параграфқа қараңыз). Сонлықтан, соленоид болған жағдайдағыдай, оның шамасы мынаған тең:

$$H = H_0 = 4\pi In.$$

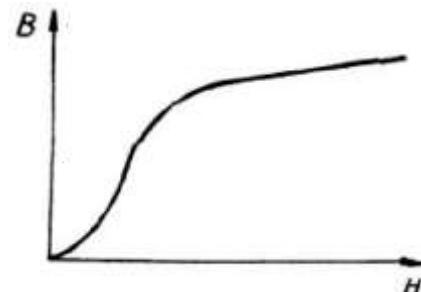
Бул теңліктегі n - тороидтың ұзынлығының бир бирлигіндеги орамлар саны. Сондай жоллар менен тоқтың ҳәр қыйлы күшлери I ушын H тың шамаларын өлшеп ҳәм саңлақтағы магнит майданының кернеўлиги H_s ты өлшеү бойынша B ның мәнислерин таўып [(1)-формула], ферромагнетиктеги ҳәр қыйлы болған H кернеўликлері ушын (яmasa магнитлеүши

майданың ҳәр қыйлы болған H_0 кернеўлукleri ушын) μ менен P лардың мәнислерин табыуға болады.

Өлшеүдиң нәтийжелерин графикалық түрде сүүретлеүге болады. Дәслеп магнитлениүдиң майданың кернеүлиги H тан ғәрэзлигине тоқтаймыз (219-сүрет). Биз дәслеп P магнитленгенликтиң H тың өсиүи менен дәслеп кескин үлкейетуғынлығын, буннан кейин үлкейиүдиң киширейетуғынлығын ҳәм, ең ақырында, базы бир H мәнисинен кейин оның буннан былай өсиүиниң P ның үлкейиүнен алтып келмейтуғынлығын көремиз. Бул жағдай графиктин горизонт бағытындағы участкасына сәйкес келеди. А.Г.Столетов тәрепинен ашылған бул құбылысты магнитлик тойының деп атайды. P ның H тан ғәрэзлигиниң ұсындақ характеристерин былайынша түсіндіриүге болады: дәслеп үлкейиүши магнитлеүши майданың тәсиринде молекулалық магнит моментлериниң майданың бағытындағы бағытланыуының дәрежеси үлкейеди, бирак, бул эффекттин үлкейиүи менен еле бағытланбаған моментлердин санлары кем-кемнен азаяды; ең ақырында, барлық молекулалық моментлер майдан бойынша бағытланған жағдайда P ның буннан былай өсиүи тоқтайды ҳәм тойының құбылысы басланады.



219-сүйрет. Ферромагнетик үшін магнитлениү векторы P ның кернеүлік H тан ғәрэзлиги.



220-сүйрет. Ферромагнетик ушын магнит индукциясы B ның кернеўлик H тан ғәрээлгиги.

Магнит индукциясы B ның магнитлеүши майдан $H_0 = H$ ден фәрэзлиги үкес болған график пenen көрсетиледи. Бирақ, $B = H + H'$ теңлигі орын алатуғын болғанлықтан, бул графиктиң горизонт бағытындағы участкасы болмайды. Тойынғанда H' түрақты болып қалады, ал B болса H тың өсійі менен сыйықты түрде өседи.

Магнит сиңиргишлик μ дың (ямаса магнитлени μ коэффициенти χ ның) H тан ғәрэзлигі белайынша тәрийипленеди: олар дәслеп магнитлеүши майданның кернеүлигинин өсіүі менен өседи, ал буннан кейин максимумға жетип, және де киширеїеди. Магнитлеүши майдан H тың үлкен мәнислеринде μ дың мәниси бирге, ал χ ның мәниси нолге умтылады. 221-сүйретте Столетовтың темирдин магнитлени μ коэффициенти χ ушын майданның кернеүлиги H тың функциясы сыпатындағы иймеклиги көрсетилген. μ коэффициентинин бир шамасына умтылы μ магнитлеүши майдан H тың сондай үлкен мәнислеринде орын алады, бундай майданда

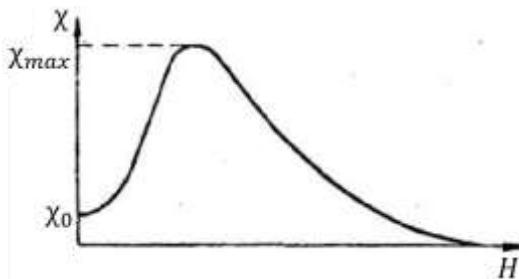
$$B = H + H'$$

аңлатпасындағы молекулалық майданның кернеўлиги H' ты H қа салыстырғанда есапқа алмаўға болады.

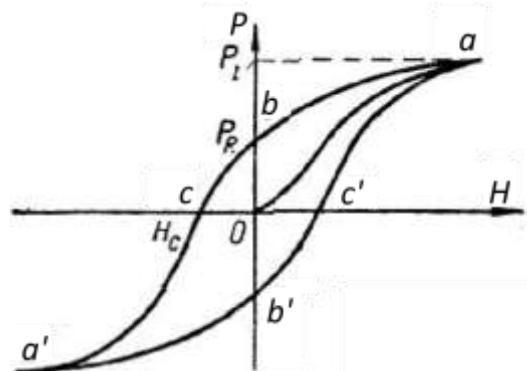
Гистерезис деп аталауғын жағдайдың орын алыўы ферромагнетиклердин жүдә әхмийетли өзгешелиги болып табылады. Гистерезис құбылысының мәниси мынадан ибарат: магнитлениү P (соған сәйкес магнит индукциясы B да) тек H тың берилген моменттеги мәнисинен ғанаға ғәрэзли емес, ал оның буннан бурынғы мәнисинен де ғәрэзли. 222 сүүретте P ның H тан ғәрэзлиги келтирилген. Иймекликтиң Oa шақасы магнитлениү биринши рет жүзеге келип атырғандағы H майданы улкейгенде магнитлениү P ның

ұлкейиүин береди. a ноқаты тойыныңа сәйкес келеди (тойының өзининң максималлық P_1 мәнисине шекем ұлкейеди).

Егер, тойының жүзеге келгеннен кейин майданың кернеўлиги H ни киширейтсек, онда магнитленгендик P ның мәниси aO иймеклиги менен емес, ал жаңа ab иймеклиги менен жүреди; кери бағытта жүргендеги H тың сол мәнислерине P ның ұлкен мәнислері сәйкес келеди. $H = 0$ теңлиги орынланғанда магнитлениң жоқ болмайды, ал Ob кесиндисине сәйкес келетуын қалдық P_R магнитленгендик сақланады. P ның буннан байлайғы киширейиүин болдырыұышын магнитлеуші H майданының бағытын қарама-қарсы тәрепке өзгертиү керек. Белгилі болған базы бир $H = H_c$ мәнисинде P магнитленгендик жоғалады. Oc кесиндиси менен аңғартылатуын H_c мәниси коэрцитивлик күш деп аталады. H майданының кери бағытындағы майданды және де ұлкейткенде, кери бағыттағы магнитлениң пайда болады. Бул жағдайда да a' тойының жүзеге келеди. Егер буннан кейин H магнит майданының ұлкейеүге мәжбүрлесек, онда P ның H тан ғәрэзлиги симметриялы $a'b'c'a$ иймеклигинин жәрдеминде сүүретленеди. Бундай жағдайда гистерезис түйікленады деп айтады.



221-сүүрет. Ферромагнетик ушын магнитлениң коэффициенти χ ның майданының кернеўлиги H тан ғәрэзлиги.



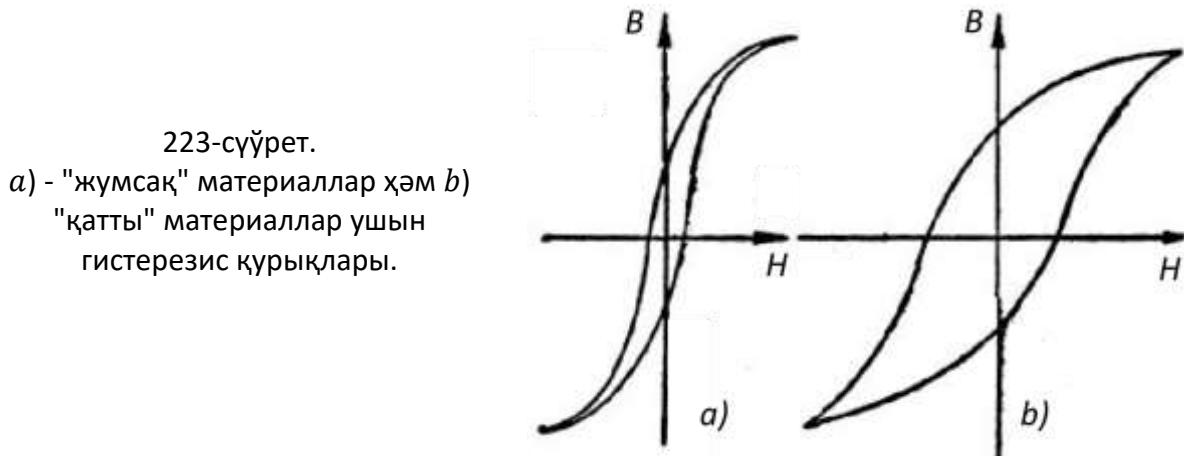
222-сүүрет. Гистерезис құрығы.

Гистерезис қубылышының орын алатуғынлығына байланыслы магнитлеуші H майданының бир мәнисине магнитленгендик P ның ҳәр қыйлы мәнислері сәйкес келеди. Мысалы, $H = 0$ мынаған сәйкес келеди: 1) магнитленгендиктиң жоқ екенлигине (O ноқаты); 2) Ob кесиндиси менен сүүретленетуын магнитленгендикке (өзекti магнитленгеннен кейин орын алады); 3) Ob' кесиндиси менен сүүретленетуын магнитленгендикке (өзекti қайтадан магнитлегеннен кейин орын алады).

Ҳәр қыйлы ферромагнитник заттар ҳәр қыйлы гистерезис құрықтарын береди. Техникалық қолланылыштың ушын гистерезистин ҳәр қыйлы типтери талап етиледи. Киши коэрцитивлик күш пенен тәрийипленетуын "жумсақ" магнитник материаллар менен ұлкен коэрцитивлик күшлер менен тәрийипленетуын "қатты" магнитник материалларды айырыу қабыл етилген. Жумсақ магнитник материаллардың қатарына жумсақ темир, кремнийли полат, темирдин, никель менен құймасы (айрықша "пермаллой" деп аталатуын ҳәм өзинине ишине 78% Ni ди алатуғын құйма) киреди; бундай материалларды, мысалы, трансформаторлардың өзеклерин соғыу ушын пайдаланады. "Қатты" магнитник материаллардың қатарына углеродлы ҳәм арнаұлы полатлар (мысалы, құрамында Fe, Al, Cu, Ni ҳәм Co болған "магнико" құймасы). Бундай қатты материаллар тұрақты магнитлерди соғыу ушын пайдаланылады. 223-сүүретте "жумсақ" (a) ҳәм "қатты" (b) материаллар ушын гистерезис иймекликлери көрсетилген.

XVII кестеде көп ушырасатуын бир неше жумсақ магнитник материаллар ушын магнит

сициргишиликтиң максималлық мәнислери болған μ_{max} лар, максималлық магнитлени \mathcal{U} P_I шамасының ҳәм коэрцитивлик күш H_c ның мәнислери көлтирилген. Усының менен бирге максималлық магнитлени \mathcal{U} ушын P_I дин 4 π ге көбейтилген мәнислери берилген. Себеби, 202-параграфтагы (7)-формула бойынша магнитлик индукция B (тиккелей өлшенетуғын шама) P менен $\mathbf{B} = \mathbf{H}_0 + 4\pi\mathbf{P}$ қатнасы бойынша байланысқан.



XVIII кестеде базы бир әдеттеги қатты магнит материаллар ушын $4\pi P_I$ көбеймесиниң сан мәнислери (бул көбеймеде P_I - максималлық магнитлени \mathcal{U}), $4\pi P_R$ көбеймесиниң сан мәнислери (P_R арқалы қалдық магнитленгенлик белгиленген) ҳәм H_c коэрцитивлик күштиң мәнислери берилген.

XVII кесте

Әдеттеги "жумсақ" магнит материаллардың қәсийеттери

Зат	μ_{max}	$4\pi P_I$, гауларда	H_c , эрстедлерде
Темир (таза)	5000	21500	1,0
Кремнийли темир	10000	20000	0,2
Пермалloy	100000	16000	0,05
Супермалloy	900000	8000	0,004

Ферромагнит денелердин магнитлени \mathcal{U} процесси олардың сзыықлы өлшемлери менен көлеминиң өзгериси менен жүреди. Бул құбылысты магнитострикция деп атайды. Эффекттің шамасы менен белгиси магнит майданының кернеүлигинен ҳәм майданның бағыты менен кристаллық көшердин арасындағы мүйештен ғәрезли (монокристаллық денелерде). Узайыұдың мәниси үлкен емес ҳәм, улыұма айтқанда, дәслепки узынлықтың жүз мыңнан бириң қурайды.

XVIII кесте

Әдеттеги "қатты" магнит материаллардың қәсийеттери

Зат	μ_{max}	$4\pi P_I$, гауларда	H_c , эрстедлерде
Углеродлы полат	10000	20000	42
Вольфрам полат	10500	16500	65
Кобальт полат	90000	16300	250
Магнико	12500	14000	575

§ 204 Ферромагнетизмниң тәбияты. Ферромагнетизм затлардың қатты фазасы менен айрықша түрде байланыслы. Ферромагнит элементлердин еркін атомлары қандай да бир айрықша магнитлик қәсийетлерге ийе емес. XV кестеден темир менен хромның магнит моментлериниң бирдей екенлеги көринип тур. Бирақ, темир әдеттеги ферромагнитлик зат, ал хром болса әдеттеги парамагнетик. Ферромагнит емес болған затлардың ферромагнит құймалары бар.

Парамагнетиклер жетиү мүмкін болған магнит майданларының барлығында тойының ұалынан алыста жайласады. Бул ҳәтте ең күшли майданларда молекулалардың ориентациясы толық емес. Ферромагнетиклер болса, керисинше, тойының ұалына жеңил түрде жетеди.

Қәлелеген ферромагнетик ушын ферромагнитлик ҳал жоғалатуғын $T = \Theta$ температура бар. Бул Θ температуrasesы Кюри температуrasesы ямаса Кюри ноқаты деп аталады (усындағы ноқаттың бар екенлигин ашқан француз физиги П.Кюрдин фамилиясы бойынша). Кюри ноқатынан жоқарыдағы температураларда ферромагниттиң қәсийети әдеттеги парамагниттиң қәсийетіндей. Әдеттеги парамагнетиклердин магнитлениү коэффициенті χ температураға байланыслы

$$\chi = \frac{C}{T}$$

нызамы бойынша өзгереди. Бул теңлікте C - берилген зат ушын турақлы шама (Кюри турақлысы). Ал ферромагнитлер ушын Кюри ноқатынан жоқары температураларда:

$$\chi = \frac{C}{T - \Theta}.$$

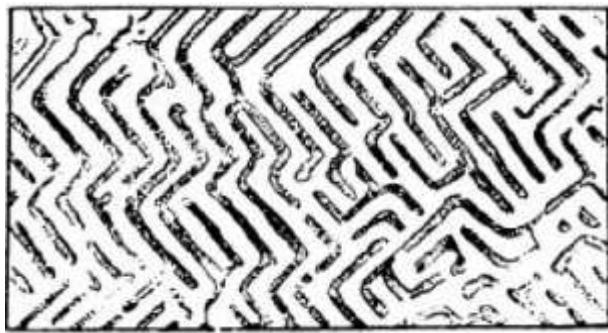
Таза темир ҳәм никель ушын Кюри ноқаты сәйкес 768°C ҳәм 365°C шамаларына тең; бул температуралар көрсетилген затлардың балқыў температураларынан әдеүір төмен (темир ушын балқыў температуrasesы 1530°C). Кюри ноқатында тек денелердин магнитленгендеги ғана жоғалып қоймайды, ал олардың бир қатар қәсийетлериндеги аномалиялар бақланады (мысалы жыллылық сыйымлығының, электр өткізишилдіктиң ҳәм басқа да қәсийетлердин аномалиялары); магнитострикция жоғалады. Кюри ноқатының бар екенлигин көрсететуғын ферромагнетизмниң ең әпиүйайы теориясы Вейсс тәрепинен ислеп шығылды.

1892-жылы рус физиги Б.Л.Розинг бириңи болып денелердин ферромагнитлик қәсийетлерин түсіндіриүге тырысты. Ол ферромагнетиклердин ишинде қосымша "молекулалық магнит майданлары" бар деп болжады. Оның болжауы бойынша, қосымша майданлар ферромагнетиктиң магнитленген киши областларында өзинен-өзи пайда болады. Сыртқы майдан болмаған жағдайда айырым усындағы областлардың магнитлениү векторлары тәртипсiz түрде бағытланған ҳәм олар бир бириң компенсациялайды. Сыртқы майдан болған жағдайда векторлар бир бириң күшеттетуғындағы болып бурылады ҳәм қосымша майданды береди. Бул гипотеза кейинирек (1907-жылы) Вейсс тәрепинен рауажландырылды. Ҳәзирги үақыттардағы көз-қараслар бойынша ферромагнетиклерде өз-өзинен ("спонтан" түрде) тойынғанға шекем магнитленген үлкен болмаған областлар (доменлер) болады. Сыртқы магнит майданы болмаған жағдайда бул "өз-өзинен магнитленген областлар" тәртипсiz магнитленген, усының салдарынан дene орташа магнитленбеген. Сыртқы майдан айырым молекулалардың бағытын өзгертпейди, ал "өз-өзинен магнитленген областлар" ды өзгерtedи. Нәтийжеде, ферромагнетикте тойынғанға шекемги күшли магнитлениүди пайда ете алады. Н.С.Акулов пенен М.В.Дехтар тегисленген бетке себилген магнит порошоктың жәрдемінде магнитсизлендирилген ферромагнетиктиң өзинен өзи магнитленген областларының шегараларын айқынластыратуғын фигуralарды алды (224-сүрет).

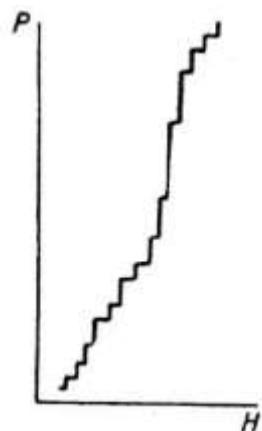
Өз-өзинен магнитленген областлардың бар екенлеги әззи майданлардағы

магнитлениү иймеклигиниң секирмели жүриси бойынша да дәлилленеди. Сыртқы майдан әстелик пенен өскенде ферромагнетикиң кескин көтерилиү областындағы магнитлениүи секирмели түрде үлкейеди (225-сүйрет). Бул айырым областлардың магнитленгендигиниң бағытының өзгерийи менен жүзеге келеди. В.К.Аркадьев магнитлениүдин секирмели түрде өзгертуышының анықтайтуын акустикалық үсылды испеп шықты.

Өз бетинше магнитленген областлардың бар болыўы көз-қарасы менен гистерезис құбылысын улыўма түрде айырым областлардың ориентацияларын өзгертиүге кесент беретуышын өзинше "сүйкелис" пенен түсндириүге болады. Магнитлеўши майданың тәсири тоқтағаннан кейин усындей сүйкелистиң ақыбетинде өз бетинше магнитленген областлардың базы бир ориентациясы сақланады. Өз бетинше магнитленген областлардың толық тәртипсиз тарқалыуына "коэрцитивлик күш" кесент береди. Усы күштин тәсирин жоғалтыў ушын кери бағыттағы магнит майданын түсирип, соның салдарынан затты магнитсизлендирүге болады.



224-сүйрет. Магнитлениү областлары.



225-сүйрет. Ферромагнетикиң магнитленгендигиниң секирмели өсиүи.

Бул көз-қарастың дұрыслығы ферромагнитлерди силкиүдин салдарынан магнитленгендиктиң жоғалыуы менен тастыыйқланады. Соның менен бирге қалдық магнитлениү, жоқарыда айтылып өтилгениндей, қыздырыўдың салдарынан жоғалады (Кюри ноқатында).

Магнитленген областлардың бағыттарының өзгеріүине кесент беретуышын "сүйкелистиң" болыўы ферромагнетиклердин қәсийетлериниң өзгермели магнит майданындағы жийиликтен ғәрезли болатуышынына алып келеди. Бул ғәрезлик В.К.Аркадьев ҳәм ол басқарған хызметкерлер топары тәрепинен қысқа электромагнит толқынлар диапазонына шекемги жийиликлер ушын терең үйренилди. 10^{10} гц ҳәм оннан да жоқары жийиликлерде μ жийиликтен ғәрезли болыўын тоқтатады ҳәм бирге тең болады.

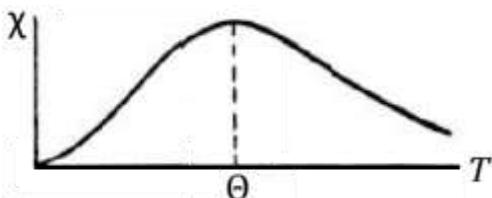
Ферромагнетизмниң тәбияты тиікарынан атомлық физиканың раўажланыуы менен анықланды. 1927-жылы Я.Г.Дорфман ферромагнит денелердеги тез қозғалатуышын электронлардың (β -нурларының) аүйсыуын изертлеў бойынша өткерилиген тәжирийбелерде электронлардың атомның ишиндеги қозғалысларының салдарынан пайда болған магнитлик өз-ара тәсирлесіү күшлериниң өз-өзинен магнитлениүге алып келе алмайтуышының көрсетti. 1928-жылы Я.И.Френкель биринши болып өз-өзинен магнитлениүдин квантлық механикада қаралатуышын "алмасыў күшлериниң" бар болыўының салдарынан жүзеге келетуышынын атап өtti. Белгилі болған шарайтларда электронлардың меншикли магнит моментлерин бир бирине параллель етип услап туралды ҳәм бундай жағдай өз-өзинен магнитленген областлардың пайда болыўына алып келеди.

Бул идея Гейзенберг тәрепинен майда-шүйдесине шекем ислеп шығылды.

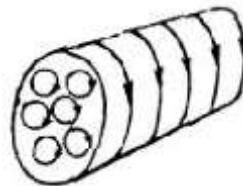
Солай етип, ферромагнитлик құбылысларды электронлардың меншикли магнит моментлерин есапқа алған ҳалда кванттық механиканың тийкарында түснүйге болатуғынлығы анықланды.

Ферромагнитлик қәсийетлер заттың кристаллық структурасы менен тығыз байланысқан болып шықты. Айқын материаллардың магнитлениң иймекликлери (гистерезис құрықлары) олардың майда кристаллық структурасынан ғәрезли ҳәм сыртқы тәсирлерге байланыслы өзгереди (мысалы, қыздырыў арқалы қайта ислеўден, созыудан ҳ.т.б.). Гистерезис құбылысының өзи құрамалы тәбиятқа ийе ҳәм белгили бир дәрежеде өз-өзинен магнитленген областлардың арасындағы шегаралардың жылысыбы менен де байланыслы.

Хәзирги заман техникасында *ферритлер* деп аталатуғын магнитлик заттар үлкен әхмийетке ийе. Олар мынадай химиялық бирикпелер болып табылады: $MeO \cdot Fe_2O_3$, бул формулада *Me* арқалы *Mn, Co, Ni, Cu, Mg, Zn, Cd* металларының бири (ямаса екеүи) белгиленген; мысалы $CuO \cdot Fe_2O_3$ ямаса $NiOZnO \cdot Fe_2O_3$ ҳ.т.б. Ферритлер жумсақ ферромагнетиклер болып табылады. Усының менен бирге, олар өзлериңін электрлік қәсийеттери бойынша шама менен $10^2 - 10^8$ ом·см омлық қарсылыққа ийе ярым өткізгішлер болып табылады. Бул жағдай ферритлерди электротехникада пайдаланғанда жүдә әхмийетли. Себеби оларда зыянлы құйын тәризли тоқлар пайда болмайды (Фуко тоқлары, 231-параграфқа қараңыз). Ферритлерден трансформаторлардың өзеклерин, индукциялық катушкалардың стерженлерин ҳ.т.б. соғады.



226-сүйрет. Антиферромагнетик ушын магнитлениң коэффициенти χ ның температурадан ғәрезлигі.



227-сүйрет. Турақты магниттеги ампер тоқлары.

Магнетиклердин айрықша болған түрлеринин қатарына антиферромагнетиклер деп аталатуғын заттар киреди. Берилген ферромагнетик ушын анықланған Θ температурасынан жоқары болған T температураларында антиферромагнетик әдеттеги парамагнетикке айланады, олардың магнитлениң коэффициенти χ температура T ның төменлеўи менен төменлейди ҳәм $T \rightarrow 0$ болған жағдайда нолге тең болады (226-сүйрет). Θ температурасы төменги температуралар областында жатады (шама менен 20 - 30 K ҳәм төмен). Антиферромагнетиклерге мысал сыптында $CoCl_2, CrCl_3, Cr_2O_3$ ҳәм басқаларды көрсетиўге болады.

Тек кванттық механиканың тийкарында ғана антиферромагнетиклердин қәсийеттерин теориялық жақтан түснидириў мүмкін.

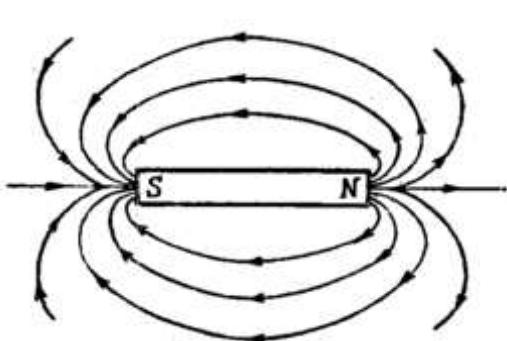
§ 205. Турақты магнитлер. Ферромагнит заттарда қалдық магнитлениң ийе болыў мүмкиншилиги олардан *турақты магнитлерди* алыша мүмкиншилик береди. Турақты магнитлер қандай да бир сыртқы дереклердин тәсиринде пайда болған электр тоқлары болмаған жағдайларда қоршаған орталықта магнит майданын пайда етеди.

Турақты магнитлер үлкен қалдық магнитлениң ийе ҳәм үлкен коэрцитивлик күшке ийе болған ферромагнитлерден соғылады ("қатты" полатлар).

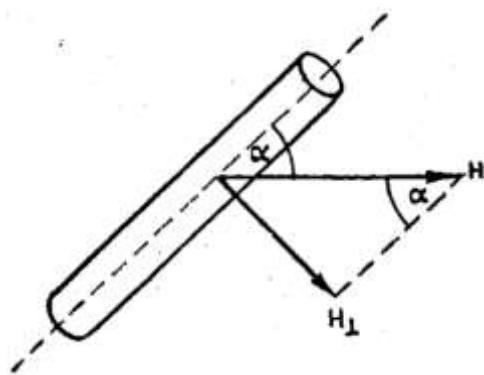
Ферромагнит денелердеги қалдық магнитлениң спонтан магнитлениң областларының сақланыўы менен байланыслы. Бизлер буннан алдыңғы параграфта спонтан магнитлениң

областларының өзлериниң электронлардың меншикли магнит моменттери менен байланыслы екенлигин көрсетиүгө болатуғынлығын айтқан едик. Бирақ, қалдық магнетизмниң қәсийетлерин сапалы түрде түсиндирүү ушын тек ғана электронлардың қозғалысын ҳәм усындай қозғалыстың салдарынан пайда болатуғын молекулалық тоқларды қараға болады. Бундай жағдайда қалдық магнитлениүди молекулалық тоқлардың сақланатуғын бағыты менен байланыслы деп есаплаға болады. Усының салдарынан қосынды молекулалық тоқ орташа нолге тең болмайды ҳәм ол магнит майданын пайда етеди. 227-сүйретте туўры магниттин кесе-кесими көрсетилген. 202-параграфтағыдай таллау өткерип, биз магниттин ишинде молекулалық тоқлар бир бириң компенсациялайды деп есаптай аламыз. Бирақ, оның бетинде компенсацияланбаған қосынды тоқ қалады (молекулалық тоқ). Бул тоқ магниттин бети бойынша ағады ҳәм, солай етип, туўры магниттин соленоид пенен үқсаслығын пайда етеди.

Туўры ҳәм узын тұрақты магниттин майданының магнитлик кернеўлигиниң сывықтары соленоидтың сыртындағы кернеўлик сывықтарына усайды (228-сүйрет). Магнит пенен соленоидтың арасындағы айырма мыналардан ибарат: соленоидта кернеўлик сывықтары бойынша жүре аламыз ҳәм ҳәр бир сывықтың түйік иймеклиktи пайда ететуғынлығына көз жеткеремиз. Тұрақты магнитте магниттин денесиниң ишиндеги кернеўлик сывықтарының жүрисин биз тиккелей анықтай алмаймыз. Бизге кернеўлик сывықтарының магниттин арқа полюсы деп аталатуғын ушынан шығып, түслик полюс деп аталатуғын ушында киретуғындей болып көринеди. Туўры магнитке мысал ретинде стрелка түрindеги магнитти көрсетиүгө болады (магнитлик стрелка).



228-сүйрет. Туўры тұрақты магниттин кернеўлик сывықтары.



229-сүйрет. Магниттин көшерине перпендикуляр болған майданының кернеўлиги \mathbf{H} тың қураўшысы.

Туўры магнит бир текли магнит майданы тәрепинен бағытлаушы тәсирди сезеди, бул тәсир магнитти магнит кернеўлиги \mathbf{H} тың сывықтарының бағытына параллель етип жайластырыға тырысады. Магнит кернеўлик сывықтары бағытында жайласқанда оған тәсир ететуғын күшлердин моменти нолге тең болады ($M = 0$); магнит кернеўлик сывықтарына перпендикуляр жайласқан жағдайда күшлердин моменти M максималлық мәнисине жетеди.

Буннан, M моментиниң майданының кернеўлиги \mathbf{H} тың магниттин көшерине перпендикуляр болған қураўшысы тәрепинен пайда етилетуғынлығын болжау тәбiiйи:

$$M = p \cdot H_{\perp}.$$

Бул теңликтегі p - магниттин өзиниң қәсийетлеринен ғәрезли болған шама. 229-сүйреттен мынаған ийе боламыз: $H_{\perp} = H \sin \alpha$, бул теңликтегі α - магниттин көшери менен майданының бағытының арасындағы мүйеш; Буннан

$$M = pH \sin \alpha \quad (1)$$

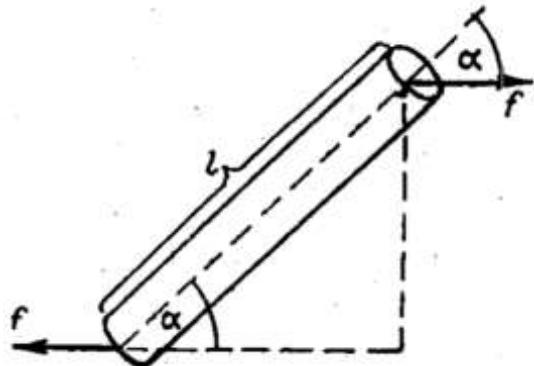
теңлигине ийе боламыз. Бул аңлатпаны соленоидқа тәсир ететуғын M моменти ушын арналған формула менен салыстырсақ (192-параграф), онда олардың толық уқсаслығын көремиз. r шамасы магниттиң *магнит моменти деп аталаады*.

Солай етип, жоқарыда айттылғанларды жүйемелеп, биз сыртқы магнит майданы тәрепинен тоқ өтип турған контурға, соленоидқа ямаса магнит стрелкасына тәсир ететуғын күшлердин жубының моментинин бир (1)-формула менен аңлатылады деп айта аламыз. Тоқ өтип турған контур, бирдей r магнит моментлерине ийе болған соленоид ҳәм магнит стрелкасы берилген майданда бирдей бағытлаұшы тәсирге ушырайды. Тоқ өтип турған контур болған жағдайда оның магнит моменти усы контурдан өтип турған тоқтың күши I ҳәм S майдан менен анықланады; магниттиң r магнит моменти оның индивидуаллық қасиетлеринен - оның өлшемлеринен ҳәм "магнитленгенлик дәрежеси бойынша анықланады.

Сыртқы магнит майданында жайласқан магнитке тәсир ететуғын күшлер оның барлық элементтерине түседи. Егер магнит стрелкасын екіге бөлсек, онда оның ҳәр бир бөлими сыртқы магнит майданында бағытлаұшы тәсирге ушырайды. Бирақ, бир қатар мәселелерди қарағанда бул күшлерди локализациялау қолайлы. Бундай локализация мынадай пикирлеўлердин тийкарында мүмкін. Қос күшлердин моментинин усы қос күшти пайда ететуғын күшлердин биреүи болған f тиң қос күштиң ийини болған l шамасына көбеймесине тең. Соның менен бирге бирдей M моментин пайда ете алатуғын барлық жуплар ушын fl шамалары бирдей, өзиниң тәсири бойынша эквивалент. Соныңтан, магниттиң барлық элементтерине түсирген барлық күшлер өзиниң қосынды моменти бойынша оның ушларына түсетуғын шамалары бирдей болған f күшлерине эквивалент. Егер бул күшлер олардың моменти магнитке ҳақыйқатында тәсир ететуғын күшлерге тең етип сайлап алынатуғын болса, онда олардың бири майданың бағытында, ал екинши майданға қарама-қарсы жайласады (230-сүйрет).

230-сүйрет.

Магнитке тәсир ететуғын күшлердин
моментин анықлауда.



Солай етип, биз формаллық жақтан магнит майданы тәрепинен магнитке оның ушларына еки f күши тәсир етеди деп есаптай аламыз. 230-сүйретте f қос күшлеринин ийининин $l \sin \alpha$ шамасына тең екенлегин көремиз. Бул аңлатпада l - магниттиң узынлығы; буннан олардың моментинин $M = fl \sin \alpha$ шамасына тең болады. Бул моментке (1)-формула бойынша магнит майданы тәрепинен магнитке тәсир ететуғын күшлердин моментин теңлестирсек, мынадай теңлікти аламыз:

$$fl \sin \alpha = pH \sin \alpha.$$

Буннан

$$fl = pH. \quad (2)$$

теңлигине ийе боламыз.

Буннан кейин, магниттиң магнит моменти p менен электр диполинин моменти p_q дың арасындағы базы бир аналогияны (уқсаслықты) көрсете аламыз. Бул аналогия мынадай

жағдайдан келип шығады: туұры ҳәм ұзын магнит өзинен жеткилики дәрежеде қашықтағы ноқатта майданының кернеўлиги өзиниң магнит моментине пропорционал ҳәм оған шекемги қашықлықтың кубына кери пропорционал болған диполь пайда еткендей майданың кернеўлигин пайда етеди. Бирақ, усындаған жағдайға қарамастан, бундай аналогия тек сыртқы ҳәм рәсимий характерге ийе. Бирақ, сонда да бир қатар жағдайларда есаплаўларды аңсатластыратуғының байланыслы болған аналогия пайдаланылады. 124-параграфта биз электр диполиниң моментиниң еки деңениң биреүиниң заряды q дың олардың арасындағы қашықлыққа көбеймесине тең екенлигин көрдік:

$$p_q = ql.$$

Формаллық жақтан биз ҳақыйқатында магнит зарядларының жоқ екенлигин билсек те, магниттиң моменти p ны оның ұзынлығы l дің ойымыздағы магнит заряды m ниң (яmasa, әдетте магнитлик массаға) көбеймесине тең деп есаптай аламыз. Бундай жағдайда магнит заряды қатнасадының мынадай формуланы жазыўымыз керек:

$$p = ml. \quad (3)$$

Ойымыздағы усындаған магниттик массалардың түрған орынларын полюслер деп атау қабыл етилген. (3)-теңликтегі сәйкес, полюслар магниттиң ушларында жайласқан. (3)-теңлик бойынша полюста жайласқан магнит массасы мынаған тең

$$m = \frac{p}{l} = p_0. \quad (4)$$

Бул теңликтегі p_0 - магниттиң ұзынлығының бир бирлигіне тийисли болған магнит моменти.

(2)- ҳәм (3)-теңликлерден

$$fl = mHl$$

ҳәм, бүннан

$$f = mH, \quad (5)$$

теңлигине ийе боламыз. Демек, ойымыздағы магниттиң магнит полюсіне сан мәниси бойынша полюста жайласқан магнит массасы m ниң сыртқы магнит майданының кернеўлиги H тың көбеймесине тең күш тәсир етеди. Кернеўлик векторы \mathbf{H} тәрепке қарай бурылатуғын магниттиң ушын "арқа", ал, қарама-қарсы тәрепке қарай бурылатуғын үшты "түслик" полюс деп атамыз. Егер "арқа полюста" жайласқан магниттик масса m ди он, ал "түслик полюста" жайласқан магниттик массаны терис деп есапласақ, онда (5)-теңликтегі векторлық түрде жазыўға болады:

$$\mathbf{f} = m\mathbf{H}. \quad (5a)$$

Магниттик масса m ге тәсир ететуғын күш f ти киргизиў көп мәселелерди таллауды әпійайыластырады (мысалы магнит стрелкаларының бағыты ҳәм тартылығы мәселелері). Бүннан, ҳақыйқатында да тәбиятта магниттик массалар болмаса да, магнетизм ҳақындағы тәlimаттағы магниттик масса ҳақындағы түсніктің базы бир дәрежеде сақланыўының себеби усының менен түснідириледи. Бир текли магнит майданында f күшлері стрелканы майданың бағытында жайластырыўға умтылады. Егер стрелка көшериниң бағыты магнит майданларының бағыты менен бағытлас етип жайластырылған болса, онда стрелкаға тәсир ететуғын күшлердин жубының моменти нолге тең - стрелка тең салмақлық ҳалында жайласады. Бирақ, егер түслик полюстан арқа полюсқа қараған бағыт магнит майданларының бағытына сәйкес келсе, онда бул тең салмақлық орнықлы болады; ҳақыйқатында да, бул жағдайда стрелканы тең салмақлық ҳалынан шығарған жағдайда пайда болған күшлердин жубы стрелканы дәслепки ҳалына қайтарыўға тырысады (231a сүйрет). Керисинше, егер стрелка майданға параллель жайласқан болса, онда түслик полюстан арқа полюсқа қараған бағыт майданың бағытына қарама-қарсы, сонықтан оны тең салмақлық ҳалдан шығарғанда стрелканы оннан да бетер бурыўға тырысатуғын күшлер пайда болады (231b сүйрет).

Көринип түрғанында, бир текли магнит майданында магнит стрелкасына (соленоид

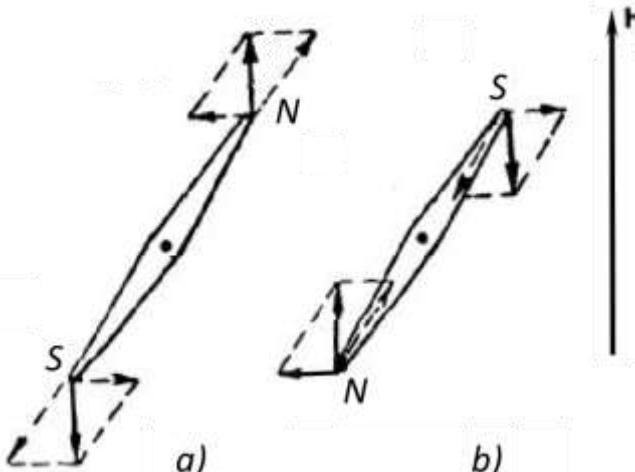
пенен тоғы бар контурға да) тек қос күшлер тәсир етеди. Магнит стрелкасы майдан бағытында жайласыў ушын бурылышта умтылады. Егер магнит майданы бир текли болмаса, онда стрелкаға қос күшлерден басқа тоғы бар рамкаға бир текли емес майданда тәсир ететуғын күш сыйқылды оны илгерилемели қозғалышта мәжбүрлейтуғын күш те тәсир етеди. Мейли, магнит стрелкасы сыртқы магнит майданының кернеўлигинин бағытына салыстырғанда α мүйешине бурылған болсын (232-сүйрет). Әпиўайылық ушын, майданының кернеўлиги майданының өзинин бағытына сәйкес келетуғын бағытта өзгереди деп болжайық. Мейли, стрелканың түслик полюсы жайласқан орындағы майданының кернеўлиги H қа тең болсын; бундай жағдайда стрелканың арқа полюсы жайласқан орындағы майданының кернеўлиги $H' = H + \left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right)x$ шамасына тең болады. Бул аңлатпада $\left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right)$ шамасы майданының градиенти болып табылады. Усыған сәйкес, стрелканың полюсларына тәсир ететуғын күш мынаған тең болады:

$$f_S = mH, f_N = mH + m\left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right)x.$$

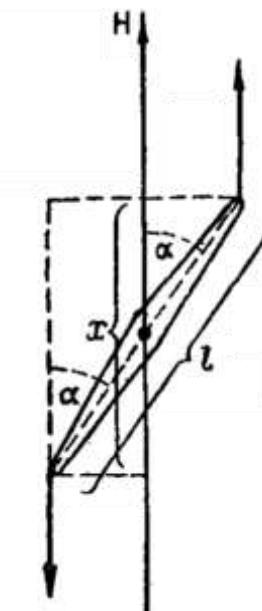
Мейли, $f_N > f_S$ теңлигі орынлы болсын. Бундай жағдайда стрелкаға моменти $M = f_S l \cdot \sin \alpha = pH \sin \alpha$ шамасына тең күшлердин моменти (бул аңлатпада $p = ml$ - стрелканың магнит моменти) ҳәм

$$\Delta f = f_N - f_S = m\left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right)x$$

шамасына тең күш тәсир етеди.



231-сүйрет. Сыртқы магнит майданында магнит стрелкасына тәсир ететуғын күшлердин жубы.



232-сүйрет. Бир текли емес магнит майданындағы магнит стрелкасына тәсир ететуғын күш.

232-сүйретте көрнеп түрғанындей, $x = l \cos \alpha$, бүннан

$$f_S = ml\left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right)\cos \alpha$$

ямаса

$$\Delta f = p\left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right)\cos \alpha \quad (6)$$

теңликлерине ийе боламыз.

Солай етип, бир текли болмаған магнит майданында стрелкаға оның магнит моменти

$\rho \neq 0$, майданың градиенти болған ($\Delta H / \Delta x$) шамасына пропорционал ҳәм α мүйешинин, косинусынан ғәрэзли болған күш тәсир етеди.

Усы ўақытқа шекем алынған усы параграфтың барлық нәтийжелериниң тек бослықта жайласқан турақты магнит ушын ғана емес, ал *магнитиктиң ишине жайластырылған магнит ушын да дұрыс*. Бұндай жағдайда барлық формулаларда H жазылғанда магнит жайласқан орындағы *магнетиктеги магнит майданының көрнекілігін нәзерде тұтын* көрек. Бул жағдайға түснік 209-параграфта бериледи.

Бир текли болмаған майданға жайластырылған магнитке ямаса соленоидқа тәсир ететуғын күш магнитлердин ҳәм соленоидлардың өз-ара тартысының ямаса ийтерисиүин түсніндіреди. Бир текли магнит майданында магнит (ямаса соленоидқа) тек бағдарлаұшы тәсирди сезеди. Егер еки магнитті (ямаса соленоидты) бир бирине жақын жайластырсақ, онда олардың ҳәр қайсысы екиншисиниң бир текли болмаған магнит майданында жайласады ҳәм усыған сәйкес, оған күшлердин жубынан басқа майданының қайсы бағытта үлкейтүғынлығына байланыслы тартысын ямаса ийтерисиү күши де тәсир етеди.

Магниттиң (ямаса соленоидтың) темирдин бөлеклерин тартыуы усылайынша түсніндіріледи. Бул бөлекшелер ең дәслеп майданда магнитленеди, ал буннан кейин магниттин (ямаса соленогидтың) қасындағы магнит майданының бир текли емес екенлигине байланыслы илгерилемели қозғала баслайды.

§ 206. Магнит индукциясының векторының сыйықтары. Магнит индукциясы векторы менен магнит көрнекілігінің векторының циркуляциясы. Шегаралық шәртлер. Биздердин бослық ушын магнит майданының көрнекілігінің сыйықтарын киргизгенимиздей, улыұма жағдайда *магнит индукциясының сыйықтарын* киргиземиз. Магнит индукциясы сыйығы дегенде ҳәр бир ноқатында жүргизилген урынба усы ноқтатада индукция векторы \mathbf{B} ның бағыты менен сәйкес келетуғын сыйықты түснінемиз.

Индукция векторының бағытына нормаль бағытланған беттиң бир биригі арқалы сан мәниси бойынша усы беттиң шеклеридеги магнит индукциясына тең индукция сыйықтарын өткеремиз. Индукция сыйықтарының оған нормаль болған ΔS_0 элементар майдан арқалы өтетуғын толық саны усы бет арқалы өтетуғын магнит индукциясының $\Delta\Phi$ элементар ағысын анықлады:

$$\Delta\Phi = B \Delta S_0. \quad (1)$$

Ықтыярлы түрде бағытланған ΔS элементар бет болған жағдайда усы бет арқалы өтетуғын индукцияның ағысы $\Delta\Phi$ мынадай теңдіктің жәрдемінде анықланады:

$$\Delta\Phi = B \Delta S \cos \alpha = B_n \Delta S. \quad (2)$$

Бул теңдіктен α арқалы индукция векторы \mathbf{B} менен ΔS бетине түсирилген нормаль \mathbf{n} ниң арасындағы мүйеш, ал B_n арқалы \mathbf{B} ның ΔS ке нормаль бағытқа түсирилген қураушысы белгиленген.

(2)-қатнас бойынша индукцияның $\Delta\Phi$ ағысының ΔS_0 бети арқалы өтетуғын элементар ағысының шамасы \mathbf{B} индукция векторының сыйықтары \mathbf{n} нормалдың сайлап алынған бағыты менен сүйир ямаса доғал α мүйешин жасайтынлығына байланыслы он да терис те болыуы мүмкін. Шекли бет арқалы өтетуғын индукцияның толық ағысы Φ беттиң барлық элементлери арқалы өтетуғын элементар ағыслардың алгебралық суммасына тең, яғни

$$\Phi = \sum \Delta\Phi = \sum B_n \Delta S. \quad (3)$$

Егер бет түйік болса, онда нормалдың он бағыты сыпатында көлемнен шығатуғын сыртқы нормалдың бағыты қабыл етиледи; демек, берилген бет пенен шекленген көлемнен шығатуғын сыйықтар оң ағысты, ал, көлемге киретуғын сыйықтары терис ағысты береди.

Тәжирийбелер магнит индукциясы сыйықтарының барлық ўақытта түйік екенлигин

көрсетеди; демек, қәлеген түйік бет үшін индукцияның киретуғын ҳәм шығатуғын сыйықтарының толық саны нолге тең; буннан қәлеген түйік бет үшін магнит индукциясының толық ағысының нолге тең болатуғынлығы алынады:

$$\Phi = 0. \quad (4)$$

Бул электростатикадағы көлемнің ишинде зарядлар болмаған жағдай үшін Остроградский-Гаусс теоремасына үксас (126-параграфқа қараңыз) ҳәм ҳеш қандай ҳақыйқый магнит зарядларының жоқ екенлиги фактына сәйкес келеди.

192-параграфта биз бослықтағы магнит майданында барлық үақытта $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$ шәртинің орынланатуғынлығын көрсеттік. Магнетиклер болған жағдайда индукция векторы \mathbf{B} ның түйік бет арқалы ағысы нолге тең:

$$\int_S B_n dS = 0.$$

Буннан, магнит майданының барлық үақытта

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (4a)$$

шәртин қанаатландыратуғынлығы келип шығады.

Индукция ағысын өлшеудің бирликлери индукция менен беттің майданының бирликлерин сайлап алғыдан ғәрзесі. Егер CGSM-системасын пайдалансақ, яғни индукцияны гауссларда, ал беттің майданын квадрат сантиметрлерде өлшесек, онда ағыс максвеллер деп аталатуғын бирликті алынады; солай етип, ағыстың CGSM-бірлигі индукция сыйықтарына перпендикуляр қойылған 1 см^2 бет арқалы индукциясы 1 Гс болған тең өлшеўли магнит майданының индукция сыйықтарының ағысына тең.

\mathbf{B} векторының циркуляциясын қараймыз. 198-параграфта ықтыярлы контур бойынша магнит кернеўлиги векторының циркуляциясының $4\pi I$ ге тең екенлиги көрсетилди, бул көбеймеге I - контур тәрепинен өзинің ишине алынатуғын тоқтың күши. Магнетикте макроскопиялық ҳәм микроскопиялық тоқлар тәрепинен пайда етилетуғын толық магнит майданының кернеўлигиниң \mathbf{B} векторы менен аңлатылатуғынлығы көрсетилди. Демек, \mathbf{B} векторының циркуляциясы $4\pi(I + I_M)$ шамасына тең, бул аңлатпада I ҳәм I_M контур тәрепинен өзинің ишине алынатуғын макроскопиялық ҳәм микроскопиялық тоқлардың күшлерин аңғартады:

$$\sum B_l \Delta l = 4\pi(I + I_M). \quad (5)$$

Молекулалық I_M тоғын есаптаймыз. Контурдың ишинде өтетуғын компенсацияланбаған тоқтың молекулалық тоқлары контурдың сыйықтары менен кесилисетуғын молекулалар тәрепинен пайда етилетуғынлығы өз-өзинен түсінікли. Контурдың Δl элементи менен кесилисетуғын қандай молекулалық тоқларының компенсацияланбайтуғын тоқлардың пайда етилетуғынлығын қараймыз. Молекулалық тоқлардың i ге тең болған ҳәм S шамасына тең контур менен орап алынған майданға ийе деп көз алдымызға елеслетемиз. Бундай молекулалық тоққа сан мәниси iS ке тең магнит моменти p_m сәйкес келеди; p_m моментиниң бағыты контурдың элементи Δl менен α мүйешин жасайды (233-сүйрет). Әлбетте, Δl элементи орайлары ултаны S ҳәм жасаушысы Δl ге тең болған цилиндрдин ишиндеги молекулалық тоқлардың ғана кеседи. Егер n_0 - көлем бирлигіндеги молекулалардың саны болса, онда усындацы цилиндрдин ишинде молекулалық тоқлардың $n_0 S \Delta l \cos \alpha$ дана орайы болады. Бул молекулалық тоқлар контур тәрепинен оның Δl участкасында қамтып алынатуғын компенсацияланбайтуғын тоқты пайда етеди. Δl участкасындағы компенсацияланбағын тоқтың күши мынаған тең:

$$i n_0 S \Delta l \cos \alpha. \quad (6)$$

Орап алатуғын барлық контур тәрепинен қамтып алынатуғын молекулалық тоқтың күши I_M ди контурдың барлық узынлығы бойынша (6)-аңлатпаны суммалау жолы менен

аламыз:

$$I_M = \sum i n_0 S \cos \alpha \Delta l. \quad (7)$$

Бирақ, айтылып өтилгенлер бойынша, iS шамасы молекулалық тоқтың p_m моментиниң шамасына тең. Демек, $i n_0 S$ шамасы көлем бирлигиниң моменти, яғни \mathbf{P}_m магнитлениң векторы болып табылады. Солай етип, (7)-аңлатпа бойынша мынаған ие боламыз:

$$I_M = \sum \mathbf{P}_m \Delta l \cos \alpha = \sum (\mathbf{P}_m)_l \Delta l.$$

Бул аңлатпада $(\mathbf{P}_m)_l$ - магнитлениң векторының Δl элементине түсирилген проекциясы. I_M ниң алынған мәнисин \mathbf{B} векторының циркуляциясы ушын жазылған (5)-аңлатпаға қойып,

$$\sum \mathbf{B}_l \Delta l = 4\pi \left[I + \sum (\mathbf{P}_m)_l \Delta l \right].$$

теңлемесин аламыз. Поляризация векторының проекциясы бар ағзаларды теңликтиң шептәрепинен шығарып

$$\sum [\mathbf{B}_l - 4\pi(\mathbf{P}_m)_l] \Delta l = 4\pi I$$

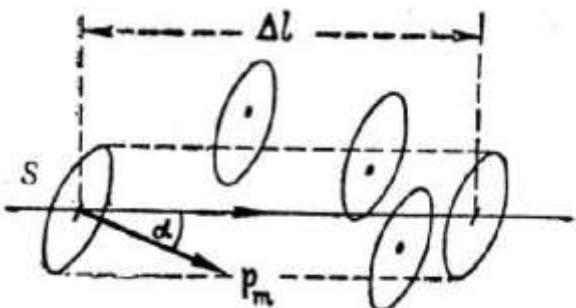
аңлатпасына ие боламыз. Жоқарыда айтылғандай, $\mathbf{B} = 4\pi \mathbf{P}_m$ шамасы кернеүлік векторы болып табылады:

$$\mathbf{B} - 4\pi \mathbf{P}_m = \mathbf{H}.$$

Демек, биз магнитлік кернеүлік векторының циркуляциясы ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\sum \mathbf{H}_l \Delta l = 4\pi I.$$

Солай етип, магнетик болған жағдайда да, магнитлік кернеүлік векторының циркуляциясы контур тәрепинен қамтып алынатуғын макроскопиялық тоқтың шамасының 4π ге көбеймесине тең; магнитлік кернеүліктің циркуляциясының аңлатпасына молекулалық тоқтың шамасы кирмейди.



233-сүйрет.

Молекулалық тоқтардың санын есаплауға.

Хәр қыилы магнитлік сиңиргишликке ие болған еки заттың шегарасындағы индукциясызықтарының қандай қәсийетке ие болатуғының қараймыз. Магнитлік сиңиргишліктери μ_1 ҳәм μ_2 шамаларына тең болған заттардың арасындағы шегараға ийемиз деп болжаймыз. Егер биз бөлип туратуғын шегараның киши ΔS участкасын алсак, онда оны тегис, ал оның еки тәрепиндеги майданды бир текли деп есаптай аламыз. Магнитлік сиңиргишлігі μ_1 болған заттағы магнит индукциясы векторының мәнисин \mathbf{B}_1 ал магнитлік сиңиргишлігі μ_2 болған заттағы магнит индукциясы векторының мәнисин \mathbf{B}_2 арқалы белгилеймиз. Шегараның қасындағы ноқатлардағы магнит индукциясы векторы \mathbf{B} ны еки қураўшыға жайыўға болады. олардың бири \mathbf{B}_n айрып түрған шегараға перпендикуляр, ал екиншиси \mathbf{B}_t - шегараға параллель. Бундай жағдайда:

$$\mathbf{B}_1 = \mathbf{B}_{1n} + \mathbf{B}_{1t}, \quad \mathbf{B}_2 = \mathbf{B}_{2n} + \mathbf{B}_{2t}.$$

Дәслеп магнит индукция векторларының шегараның еки тәрепиндеги нормаль қураўшыларының арасындағы байланысты табамыз. Оның ушын сынық цилиндр

түриндеги түйік бет арқалы өтетуғын магнит индукциясы ағысын қараймыз (234-сүйрет). Бул цилиндрдин үлтанлары болған ΔS_1 ҳәм ΔS_2 шамалары бир бирине тең ҳәм шегараның ΔS участкасына параллель, ал жасаушылары цилиндрдин берилген бөлими жайласқан затлардағы индукция сзықтарына параллель болсын. Бул цилиндрдин бети арқалы өтетуғын толық ағыс, қалеген түйік бет арқалы өтетуғын толық ағыстай, (4)-аңлатпа бойынша нолге тең болады.

Бул ағыс еки бөлімнен турады: ΔS_1 үлтаны арқалы өтетуғын $\Delta\Phi_1$ ағысы ҳәм ΔS_2 үлтаны арқалы өтетуғын $\Delta\Phi_2$ ағысынан. Қаптал бети арқалы өтетуғын ағыс индукция сзықтарына параллель болғанлығы себепли нолге тең болады. Демек, мынаған ийе боламыз:

$$\Delta\Phi_1 + \Delta\Phi_2 = 0. \quad (8)$$

234-сүйретте сайлап алынған индукцияның сзықтарының бағытында $\Delta\Phi_2$ ағысы он, ал $\Delta\Phi_1$ ағысы терис. n нормалын бөліп турған шегара да бириңи заттан екинши затқа қарай бағытлаймыз. Бундай жағдайда ΔS_2 үлтаны ушын бул бағыт сыртқы нормаль болып табылады, ал ΔS_1 үлтаны ушын ол сыртқы нормалға салыстырғанда қарама-қарсы болады. Буннан ΔS_1 ҳәм ΔS_2 үлтанлары арқалы өтетуғын $\Delta\Phi_1$ ҳәм $\Delta\Phi_2$ ағыслары ушын төмендегидей аңлатпаларды аламыз:

$$\Delta\Phi_1 = -B_{1n}\Delta S_1, \quad \Delta\Phi_2 = B_{2n}\Delta S_2.$$

Бириңи тендеуликтеги минус белгиси B_{1n} шамасының \mathbf{B} векторының ΔS_1 бет элементине түсирилген сыртқы нормалдың бағытына түсирилген проекциясы болғанлығы себепли пайда болған. $\Delta\Phi_1$ ҳәм $\Delta\Phi_2$ шамаларын (8)-аңлатпаға қойып ҳәм $\Delta S_1 = \Delta S_2$ тендеулигинин орынлы екенлегин аңғарып

$$-B_{1n} + B_{2n} = 0$$

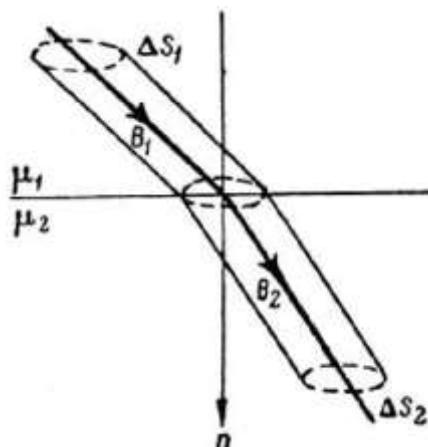
тендеулигин жаза аламыз ҳәм буннан мынадай тендеуликті аламыз:

$$B_{1n} = B_{2n}. \quad (9)$$

Солай етип, магнит индукциясының нормаль қураўшысы бир заттан екинши затқа өткенде өзгериске ушырамайды екен.

234-сүйрет.

ΔS_1 ҳәм ΔS_2 майдандары арқалы өтетуғын индукция векторының ағысы.



\mathbf{B}_1 ҳәм \mathbf{B}_2 векторларының урынба қураўшыларының арасындағы қатнасты анықлау ушын \mathbf{H} векторының циркуляциясы ушын арналған аңлатпаға итибар беремиз. Циркуляция алынатуғын контур сыпатында түйік $abcd$ контурын аламыз (235-сүйрет). Контурдың ad ҳәм bc тәреплери затты айырып турған шегара да параллель, ал ab ҳәм dc тәреплери шексиз киши. Затлардың арасындағы шегара да тоқлар жоқ деп есапланғанлықтан, бул контур бойынша \mathbf{H} векторының циркуляциясы нолге тең. Екинши тәрептен бул циркуляцияның еки орталықтағы \mathbf{H} векторлары арқалы аңлатылыуы мүмкін. $abcda$ контурын saat стрелкасының қозғалыу бағыты бойынша айланып өтемиз ҳәм бөлиү шегарасына түсирилген урынбаның бағыты сыпатында шептеп оңға қарай бағытта аламыз (235-сүйрет).

ab ҳәм dc участкаларын шексиз киши болғаған едик, сонлықтан барлық циркуляция bc ҳәм da участкаларына тийисли болған ағзалар арқалы аңлатылады. H_1 ҳәм H_2 арқалы сәйкес еки заттағы кернеўликлерди белгилеп, мынаны аламыз:

$$H_{1t}bc - H_{2t}da = 0.$$

Екинши ағзадағы минус белгиси төмөнги орталықтағы айланып шығыўдың бағыты үрынбаның бағытына қарама-қарсы екенлеги менен байланыслы. $bc = da$ шамасына қысқартып,

$$H_{1t} = H_{2t}, \quad (10)$$

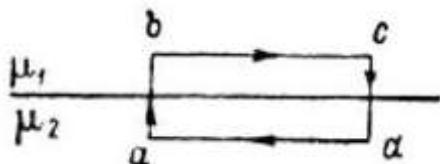
яғный, кернеўлик векторының үрынба қураўшысының еки азыттың арасындағы шегарарадан өткенде өзгермейтуғынлығын көремиз. Магнит индукциясы векторына өтип, $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ теңлигинин орын алатуғынлығын еске алып

$$H_{1t} = \frac{B_{1t}}{\mu_1}, \quad H_{2t} = \frac{B_{2t}}{\mu_2}$$

қатнасларына ийе боламыз. Бул қатнасларда B_{1t} ҳәм B_{2t} шамалары B_1 ҳәм B_2 векторларының бөлип туратуғын шегараға түсирилген үрынбадағы проекциялары болып табылады. H_{1t} менен H_{2t} мәнислерин (9) ға қойып, мынаны аламыз:

$$\frac{B_{1t}}{B_{2t}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}. \quad (11)$$

Солай өтип, магнит индукциясы векторы \mathbf{B} ның затлардың арасындағы шегараға үрынба бағыттағы проекцияларының қатнасы бул затлардың магниттик сиңиргишликлери болған μ лардың қатнасындай болады.



235-сүйрет.

Еки магнетиктиң арасындағы шегараның қасындағы айланып шығыў контуры.

(9)- ҳәм (11)-қатнаслары шегара арқалы өткендеги магнит индукциясы векторы \mathbf{B} ның өзгерисин анықтайтының. Егер шегара индукциясызықтарына перпендикуляр болмаса, онда индукциясызықтарының сыныўға ушырайтуғынлығын аңсат көрийгө болады. B_1 ҳәм B_2 векторларын шегараға параллель ҳәм шегараға перпендикуляр қураўшыларға жайып (236-сүйрет), биз мынаны аламыз:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\frac{B_{1t}}{B_{1n}}}{\frac{B_{2t}}{B_{2n}}}.$$

Бундан, (9)- ҳәм (11)-қатнасларды пайдаланып

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (12)$$

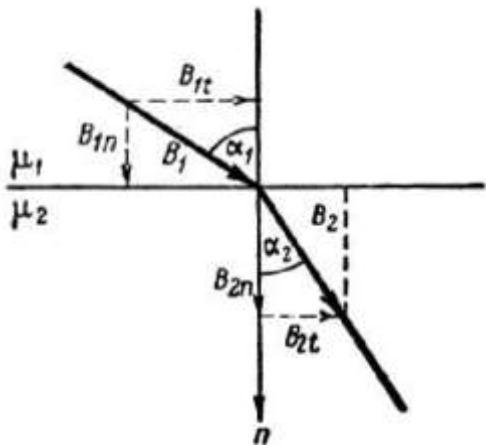
қатнасын табамыз, яғый индукция векторларының еки заттағы нормалларға салыстырғандағы қыялышқа мүйешлеринин тангенслеринин қатнасы затлардың магниттик сиңиргишлилеринин қатнасындай болады екен. Магнит сиңиргишлигі μ киши болған заттан магнит сиңиргишлигі үлкен болған затқа өткенде индукциясызықтары перпендикулярдан айысады ҳәм қойыўланады, яғый, оларға нормаль болған тегисликтиң бир бирлигидеги саны үлкейеди. Егер бөлип туратуғын бет бир заттағы индукциясызықтарына перпендикуляр болса, онда сызықтары басқа затқа сыныўсыз өтеди. $B_{1t} = 0$ ҳәм $B_{2t} = 0$ теңликлерин орынлы болғанлықтан, бул жағдайда индукция векторлары өзлеринин нормаль бағыттағы қураўшылары бойынша бир бирине тең болады:

$$B_1 = B_{1n}, B_2 = B_{2n}.$$

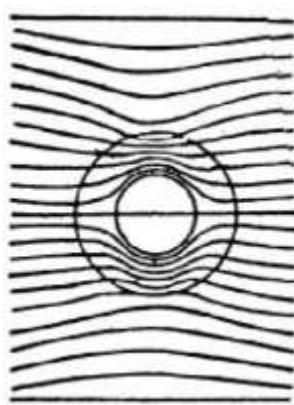
Усының менен биргө (9)-шәрттөн

$$B_1 = B_2$$

теңлигине ийе боламыз, яғни, бул жағдайда еки заттың шегарасы арқалы өткенде индукция векторы өзгериске ушырамайды. Бул қатнасты биз 203-параграфта пайдаланған едик.



236-сүүрет. Еки магнеттиң арасындағы шегарадағы \mathbf{B} магнит индукциясы векторының сыйықларының сынығы.



237-сүүрет. Ишинде құуыслық бар денедеги магнит индукциясы сыйықларының жайласығы.

Индукция сыйықларының сынығы нызамына **магниттик қорғау** деп аталатуғын құбылыс тийкарланған. Магниттик қорғау мынадай жағдайдан жүзеге келеди: индукция сыйықларының сынығына байланыслы үлкен магнит сициргишилкке ийе болған заттың ишиндеги магнит майданы нолге жақын болады. 237-сүүретте ишинде құуыслығы бар үлкен магнит сициргишилк μ ге ийе заттағы индукция сыйықларының жайласығына мысал келтирілген. Құуыслықтың ишиндеги индукция сыйықларының сийрек жайласығы сол орындағы магнит майданының ҳәлсиз екенлегин билдиреди. Әмелге магниттик қорғау ушын үлкен массаға ийе темир қаплар пайдаланылады.

§ 207. Электростатикалық ҳәм магнит майданларының арасындағы аналогия. Тарийхый жақтан магнетизм ҳақындағы тәlimat тұрақты магнитлер ҳақындағы тәlimat сыраптында пайда болды. Сақланып келген аңызлар бойынша, шаршалар Киши Азиядағы әййемги Магнезия қаласының қасында табылатуғын темир рудасының бөлеклеринин бир бирине тартылатуғынлығын аңғарған. Магнезия қаласының атамасынан магнит сөзи келип шыққан. Магнитленген темир рудасы (Fe_3O_4) сезилерлікей қалдық магнитленгенликке ийе ҳәм, соңықтан, тұрақты магнитлер болып табылады.

XVII әсирдин ақырында Кулон ноқаттық электр зарядларының арасындағы өз-ара тәсирлесіү нызамын тапқаннан кейин магнитлердин арасындағы тап сондай тәсирлесіү нызамын табыға тырысқан. Ол ҳақыйқатында да мынадай жағдайдың орын алатуғынлығын тапқан: егер еки жуқа ҳәм узын магнитти алса, онда полюслардың арасындағы қашықлық магнитлердин узынлығынан киши ҳәм олардың кесе-кесиминен үлкен болғанда олардың полюсларының арасындағы өз-ара тәсирлесіү күшинин олардың арасындағы қашықлықтың квадратына кери пропорционал екенлегин тапты. Кулон "магнетизмниң муғдары" түснегин киргизди, усыған байланыслы буннан кейинги магнит майданы ҳақындағы тәlimat электростатикалық майдан ҳақындағы тәlimatқа усаған ҳалда раýажланды. Бул аналогия электростатикалық ҳәм магниттик майданларды тәрийиплейтуғын шамалардың атамаларының келип шығыуында анықлаушы әхмийетке ийе болады: биз электр майданының кернеўлиги E ҳәм электростатикалық индукция D ,

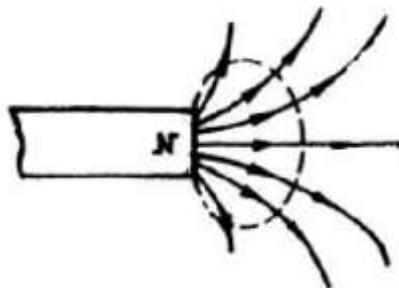
магнит майданының кернеўлиги H ҳәм магнит индукциясы B ҳақында гәп етемиз. Бирак, бул аналогиялар электростатикалық ҳәм магнит майданлардың тәбиятына барлық үақытта дұрыс сәйкес келе бермейтуғын болып шықты.

Биз электростатикалық ҳәм магнит құбылысларының арасында терең айырманың бар екенлигин көрдік. Электр зарядлары бар; электростатикалық майданың кернеўлик сзыықлары бир зарядларда басланады ҳәм екинши зарядларда тамам болады ямаса шексизликке кетеди. Магнит майданы болса электр тоқтарының қасында пайда болады, магнитлик кернеўлик сзыықлары тоқты иймеклилер түринде орап алады ямаса шексизликке кетеди; тәбиятта ҳеш қандай магнит зарядлары жоқ. Соленоидтың ямаса туұры турақлы магниттин майданы менен (соленоидқа ямаса магнитке қатнасы бойынша сыртқы кеңисликтиң областында) электр диполинин арасында аналогияны жүргизиүге болады.

Бир бири менен тәсирлесетуғын денелер арасындағы құшлердин қашықлықтың квадратына кери пропорционаллық нызамы (Кулон нызамы) кернеўлик сзыықлары бир текли радиаллық тарқалатуғын майданға сәйкес келеди. Электр зарядлары менен зарядланған денелер, усы денелердин өлшемлеринен үлкен болған қашықлықтарда кернеўлик сзыықларының тап усындей тарқалығын береди (16-сүйретке қараңыз); усы жағдайға байланыслы зарядланған денелердин арасындағы өз-ара тәсирлесіү құшлери Кулон нызамы менен жұдә дәл аңғартылады (егер олардың өлшемлері арасындағы қашықлықтан киши болса). Тоқтар менен турақлы магнитлердин ҳеш бир комбинациясы магнит кернеўлиги радиаллық тең өлшеўли тарқалған магнит майданын бере алмайды. Узын ҳәм жиңишке магниттин полюсының қасындағы шекленген областта ғана кернеўлик сзыықлары радиаллық бағытлар бойлап жайылады (238-сүйрет). Усы жағдайға сәйкес, соның менен бизиң ҳәзир ғана көрсеткенимиздей, магнит полюсларының өз-ара тәсирлесіүи ушын Кулон нызамы жұдә шекленген мәниске ийе болады.

238-сүйрет.

Туұры ҳәм узын магниттин ушының
қасындағы магнитлик кернеўлик
сзыықлары.



Электростатикалық майдан ҳақындағы тәlimатта электростатикалық майданың бослықтағы кернеўлиги E ҳақында гәп еткенде биз q зарядына тәсир ететуғын күشتі нәзерде туттық:

$$\mathbf{f} = q\mathbf{E}. \quad (1)$$

Диэлектрик қатнасқан жағдайда оның поляризациясының тәсиринде қосымша E' майданы пайда болады ҳәм сонлықтан мынадай теңлікти жаза аламыз:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}'. \quad (2)$$

Бул теңліктегі \mathbf{E}_0 - берилген ("еркін") зарядлар пайда еткен майданың кернеўлигі. Электростатикалық индукция D ҳақында гәп етилгенде биз берилген ноқаттағы майданың кернеўлиги E менен

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}. \quad (3)$$

қатнасы бойынша байланысқан шаманы түсіндік. Поляризацияланған диэлектриктиң

ұалын биз поляризация векторы менен анықлады⁵⁰:

$$\mathbf{P}_e = \chi_e \mathbf{E}. \quad (4)$$

Поляризация коэффициенти χ_e диэлектриклик турақлы ϵ менен $\epsilon = 1 + 4\pi\chi_e$ қатнасы түріндегі байланысқан; усы қатнастың тийкарында (3)- ҳәм (4)-формулалардан

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}_e \quad (5)$$

теңлигин аламыз. Майдан менен ийеленген кеңисликти толтырып турған бир текли диэлектрик болған жағдайда барлық диэлектриклер ушын қосымша майданның кернеўлиги \mathbf{E}_0 векторына қарама-қарсы бағытланған ҳәм

$$\mathbf{E}' = -4\pi\mathbf{P}_e \quad (6)$$

теңлигин қанаатландырады.

Бул жағдайда (2)- ҳәм (5)-формулаларды салыстырудан: $\mathbf{D} = \mathbf{E}_0$ екенлигин, яғни бир текли диэлектрик майдан бар болған кеңисликти тутасы менен толтырып турғанда электростатикалық индукция векторы \mathbf{D} ның бослықтағы еркин зарядлар пайда еткен майданның кернеўлиги \mathbf{E}_0 ге сәйкес келетуғынлығын көремиз. Улыўма жағдайда бундай сәйкес келиў орын алмайды (айрықша симметриялы жағдайдан басқа жағдайларда; 142-параграфтағы сноскаға қараңыз).

Ал магнитлик құбылыслар обlastында (196-параграфта айтылғанларға қараңыз), биз бослықтағы тоқ элементине тәсир ететуғын күштиң

$$\Delta f = H_0 I \Delta l \sin \alpha \quad (1a)$$

шамасына тең болатуғынлығын көрдик. Бул теңликтегі H_0 - бослықтағы магнит майданының кернеўлиги. Магнетик болған жағдайда толық кернеўлик (оны магнит индукциясы \mathbf{B} деп атайды) өткізгішлер арқалы өтетуғын тоқлар тәрепинен пайда етілген \mathbf{H}_0 кернеўлиги менен магнетиктиң магнитленийиниң салдарынан пайда болған қосымша \mathbf{H}' кернеўлигинин қосындысынан турады:

$$\mathbf{B} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}' \quad (2a)$$

Магнетиктеги магнит майданының кернеўлиги \mathbf{H} ҳаққында гәп етілгенде биз берилген ноқатта магнит индукциясы \mathbf{B} менен байланысқан шамасын түсінемиз:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B}. \quad (3a)$$

Магнетиктиң ұалы магнитлений векторы менен тәрийипленеди:

$$\mathbf{P}_m = \chi_m \mathbf{H} = \frac{\chi_m}{\mu} \mathbf{B}. \quad (4a)$$

Магнитлений коэффициенти χ_m магнит сиңиргишлігі μ менен $\mu = 1 + 4\pi\chi_m$ қатнасы бойынша байланысқан. Усы қатнастың тийкарында (3a) ҳәм (4a) формулаларынан мынадай теңликтегі ийе боламыз:

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{P}_m. \quad (5a)$$

Майдан бар болған кеңисликти толығы менен толтырып турған бир текли магнетик бар болған жағдайда қосымша майданының кернеўлиги болған \mathbf{H}' векторының бағыты \mathbf{H}_0 векторының бағытына қарама-қарсы (диамагнит денелер), \mathbf{H}_0 векторының бағытына параллель (парамагнит денелер) болыуы да мүмкін. Еки жағдайда да мынадай теңликтегі ийе болады (202-параграф):

$$\mathbf{H}' = 4\pi\mathbf{P}_m. \quad (6a)$$

Бул жағдайда (2a) ҳәм (5a) формулаларын салыстырып $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0$ теңлигине ийе боламыз. Бирақ, мына жағдайды нәзерде тутыў керек: *магнетиктеги магнит майданының кернеўлиги $\mathbf{H} = 1/\mu\mathbf{B}$ тың бослықтағы өткізгішлер арқалы өтетуғын тоқлар пайда еткен майданының кернеўлиги \mathbf{H}_0 менен сәйкес келиўи тек бир жағдайды - майдан менен*

⁵⁰ Сәйкес электрик ҳәм магнитлик шамаларды бир бириңен айырыу ушын биз е ҳәм т индекслерин пайдаландық.

иеленген кеңислиktи бир текли магнетик толығы менен толтырып турған жағдайда ғана орын алады.

Бундай сәйкес келиү бир текли болмаған магнетик болған улыўма жағдайда орын алмайды. Ҳақыйқатында да, бир текли болмаған магнетиктеги магнит майданының кернеўлиги \mathbf{H} еткізгішлер арқалы өтетуғын тоқлар пайда еткен ҳәм Био-Савар-Лаплас нызамы бойынша табылатуғын \mathbf{H}_0 кернеўлигине тең емес. 206-параграфта биз еки магниттиң арасындағы шегарада индукция векторы \mathbf{B} ның нормаль қураўшысының [(6)-формулаға қараңыз]

$$B_{1n} = B_{2n}$$

шәртн қанаатландыратуғынлығын көрдик. (За) формуласы менен аңлатылатуғын \mathbf{B} ҳәм \mathbf{H} векторларының арасындағы қатнасты пайдаланып, мынаны аламыз:

$$\frac{H_{1n}}{H_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}.$$

Яғный, еки магнетикти айырып турған шегарада магниттик кернеўликтин нормаль қураўшысы H_n үзилиске түседи; усы өзгешелиги бойынша \mathbf{H} кернеўлиги \mathbf{H}_0 ден өзгешеликке ийе (\mathbf{H}_0 сызықтары барлық орынларда үзликсиз өтеди). Соның менен бирге бир текли болмаған, қәсийети бир ноқаттан екиншисине өткенде өзгеретуғын магнетикте магнетиктиң бир текли емес болғанлығына байланыслы \mathbf{H} тың өзгериүи орын алады.

(2)- ҳәм (2a) формулаларын салыстырыудан мынадай жағдай келип шығады: \mathbf{B} магнит индукциясы электр майданының кернеўлиги \mathbf{E} ге үқсас. Айырма соннан ибарат, \mathbf{H}' магнит майданының \mathbf{H}_0 ге қарама-қарсы бағытланған болыўы да (диамагнитлик денелер), \mathbf{H}_0 менен бағытлас болыўы да (парамагнитлик денелер) мүмкін, буннан магнит индукциясы \mathbf{B} ның \mathbf{H}_0 ден киши де, үлкен де болыўы мүмкін.

Магнетиктеги магнит майданының кернеўлиги \mathbf{H} электростатикалық индукция \mathbf{D} ға үқсас. Бул (3)-, (5)- ҳәм (За), (5a) формулаларын салыстырыудан келип шығады. Сол формулаларды салыстырыудан магнит сиңиргишликке кери болған $1/\mu$ шамасының диэлектриклик турақлы ϵ ге үқсас екенлигин көриүге болады. (4)- ҳәм (4a) формулаларды салыстырыў χ_m/μ қатнасының χ_e ге үқсас екенлигин көрсетеди. Биз және электростатикалық индукция векторы \mathbf{D} ның майдан тәрепинен иеленген кеңислиktи тутасы менен толтырып туратуғын тек бир ғана диэлектрик болған жағдайда еркін зарядлардың пайда еткен электростатикалық майданының кернеўлиги \mathbf{E}_0 ге сәйкес келетуғынлығын көрдик; улыўма жағдайда \mathbf{D} векторы \mathbf{E}_0 векторынан өзгеше; демек, бул жағдайда да \mathbf{D} векторы \mathbf{H} векторына усайды.

Диэлектриклер диамагнит затларға усайды. Затлардың басым көпшилиги ушын диэлектриклик турақлы ϵ ниң мәниси \mathbf{E} ден ғәрзесиз. Усыған сәйкес электростатикада көпшилик денелер гистерезиске ҳәм қалдық электростатикалық поляризацияға ийе болмайды. Тек ғана сегнет дұзы менен титанның айырым дузлары бундай диэлектриктердин қатарына кирмейди (146-параграфқа қараңыз). Олар гистерезиске ҳәм қалдық электризацияға (поляризацияға, Аўдарыўшылар) ийе ҳәм бундай қәсийеттери бойынша ферромагнит затларға усайды⁵¹.

⁵¹ Бундай кристаллық денелер сегнетоэлектриклер деп аталатуғын диэлектриклер менен ярым еткізгішлердин айрықша топарын пайда етеди. Сегнетоэлектрик деп температуралың белгili болған интервалындағы спонтан поляризацияның пайда болыўына айтады. Поляризацияланған областлар сырттан түсирилген электр майданының тәсиринде бағытын өзгерте алады. Усындағы құбылыш орын алатуғын кристалларды сегнетоэлектриклер деп атайды (Европа менен Америкадағы көп елдерде "ферроэлектриклер" атамасы жийи қолланылады). Сегнетоэлектриклер менен бирге кристаллардың пироэлектриклер деп аталатуғын және бир айрықша топары бар. Сегнетоэлектриклер пироэлектриклерден базы бир температурада (бундай температуралы Кюридин диэлектрик ноқаты деп атайды) кристаллық модификациясының

§ 208. Тоғы бар рамкаға тәсир ететуғын күшлер бойынша \mathbf{H} ҳәм \mathbf{B} вектораларын анықлау. 200-параграфта бизлер магнетикке киргизилген өткізгіш сымларға тәсир ететуғын күшлер бойынша \mathbf{B} векторын анықлаудың қыйын екенлигин көрсеттік. Қатты магнетиктиң ишинде құйыслықты соғыў керек; бул құйыслыққа рамканы жайластырып, оның ишиндеги магнит майданының кернеўлігін анықлауға болады. Бул кернеўліктиң шамасы басқа барлық шарайтлар бирдей болғанда құйыслықтың формасы менен өлшемлеринен ғәрэзли болады.

Енди құйыслықтың сондай формасы менен өлшемлерин сайлап алғыға болатуғынлығын ҳәм бундай жағдайларда өлшенген кернеўліктиң шамасының магнетиктиң ишиндеги ноқатларда \mathbf{H} шамасына ямаса \mathbf{B} шамасына тең болатуғынлығын көрсетемиз. Құйыслықтың ишинде усы құйыслыққа салыстырғанда сыртқы болып есапланатуғын магнетиктиң бөлими майданың қосымша кернеўлігі \mathbf{H}'' ты пайда етеди. Усының салдарынан рамкаға тәсир құйыслықтың ишиндеги

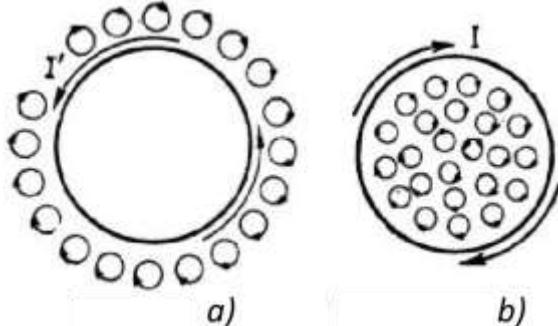
$$\mathbf{H}_{tot} = \mathbf{B} + \mathbf{H}'' \quad (1)$$

шамасына тең майданың кернеўлігі \mathbf{H}_{tot} бойынша анықланады.

\mathbf{H}'' шамасы құйыслықтың өлшемлери менен формасынан ғәрэзли болады.

239-сүрет.

Құйыслықтың бетиндеги молекулалық тоқларды қосыў.



Магнетиктиң ишинде жиңишке үзын цилиндр түріндеги құйыслықты пайда етемиз, оның көшери \mathbf{B} векторына параллель болсын. Магнетиктиң магнитлениүин молекулалық тоқлардың бирдей бағытының (ориентациясының) салдарынан пайда болған деп есаплаймыз. Бундай жағдайда құйыслықтың шегарасында (239а сүрет) компенсацияланбаған I' тоғы пайда болады. Егер элементар тоқлар saat стрелкасының қозғалыў бағытында жүретуғын болса, онда I' тоғы saat стрелкасының қозғалыў бағытына қарама-қарсы бағытланған. Әлбетте, бул I' тоғы шамасы бойынша магнетиктиң бөлегинин бетиндеги элементар тоқлардың қосылыўынан пайда болатуғын ҳәм өлшемлери менен формасы бойынша құйыслықтың өлшемлери менен формасына сәйкес келетуғын I тоғының шамасына тең ҳәм бағыты бойынша қарама-қарсы (139 б сүрет). 202-параграфта бундай I тоғының өзи орап алатуғын магнетиктиң бөлегинин ишиндеги майданының мынадай кернеўлігін пайда ететуғынлығы көрсетилди:

$$H' = 4\pi I = 4\pi P_m.$$

Бул теңликте P_m - магнитлениү векторының сан мәниси (Қатаң түрде айтқанда, бул формула тек шексиз үзын цилиндр үшын ғана дұрыс. Үзынлығы шекли болған цилиндр үшын оның ортасында құйыслықтың бетиндеги тоқлардың радиусы үзынлығына салыстырғанда қаншама киши болса, соншама дәл орынланады). I' тоғы I тоғына қарама-қарсы бағытланған, үсыған байланыслы ол құйыслықтың ишинде мынадай кернеўлікти пайда етеди:

өзгеретуғынлығы ҳәм усының нәтийжесінде спонтан поляризацияның жоғалыўы менен айрылады. Ҳәзірги үақытлары сегнетоэлектриктер менен пироэлектрик қәсийетлерге ийе болған жүдә көп санлы кристаллар белгili (Аўдарыўшылар).

$$H'' = -H' = -4\pi P_m.$$

Буннан, (1)-формула бойынша көрсетилген формаға ийе құйыслықтың ишиндеги майданның кернеўлиги мынаған тең:

$$H_{tot} = B + H'' = B - 4\pi P_m$$

ямаса 207-параграфтағы (5а) бойынша

$$H_{tot} = H$$

теңлигине ийе боламыз. Демек, құйыслықтың ишиндеги көшери **B** векторына параллель жицишке, узын цилиндр тәризли құйыслықтың орта бөліміндеги майданның кернеўлигинин 207-параграфтағы (3а) теңлиги менен анықланатуғын **H** кернеўлигине тең екенлигін аламыз.

Егер усындағы құйыслықтың ишине рамканы орналастырсақ, онда оған тәсир ететуғын күшлердин моменті **H** ты өлшеүге мүмкіншилик береди.

Егер құйыслықты ұлтаны **B** векторының бағытына перпендикуляр болған кең қысқа цилиндр тәризли етип соқсақ, онда усындағы құйыслықтың орта бөлімінде I' тоғы оғада киши болған майданды пайда етеди: $H'' \cong 0$; демек, бундай құйыслықтың ишинде:

$$H_{tot} = B.$$

Солай етип, көшери **B** векторына параллель болған қысқа, кең цилиндр тәризли цилиндрдин орта бөліміндеги майданның кернеўлиги магнетиктеги индукция векторы **B**ға тең болады екен.

145-параграфта биз диэлектриктиң ишинде пайда етилген жицишке узын формаға ийе болған ҳәм жасаўшылары кернеўлик сывықтарына параллель болған құйыслықтың орта бөліміндеги электростатикалық майданның кернеўлигинин диэлектриктеги майданның кернеўлиги **E** менен сәйкес келетуғынлығын көрген едик.

Егер диэлектриктиң ишинде ұлтаны кернеўлик сывықтарына перпендикуляр болған қысқа цилиндр тәризли құйыслықты пайда етсек, онда усындағы құйыслықтың орта бөліміндеги майданның кернеўлиги диэлектриктеги электростатикалық индукция **D** ның мәнисине сәйкес келеди. Бул жуўмақтың бизиң **H** векторы **E** векторына, ал **B** векторы **D** векторына усаған деген жуўмағымызға қайшы келетуғындей болып көринеди. Бирақ, бул ондай емес. Диэлектрик болған жағдайда узын жицишке цилиндрдин ишиндеги майданның кернеўлиги **E** ге сәйкес келеди, себеби құйыслықтың бетинде пайда болатуғын қосымша бетлик σ' құйыслықтың ишиндеги ноқаттар ушын сезилерлік тәсир жасай алмайды. Ал магнетик болған жағдайда болса, құйыслықтың бетинде пайда болатуғын қосымша I' тоқлары қысқа ҳәм кең цилиндр ушын ҳеш қандай әхмийетке ийе емес. Бундай жағдайда майданның кернеўлиги **B**ға сәйкес келеди. Солай етип, **E** ның **B**ға үқсас болатуғынлығын және алынады. Соның менен бирге мына жағдайды да есапқа алыў керек: диэлектрик болған жағдайда қысқа ҳәм кең цилиндр түриндеги құйыслықтағы қосымша бетлик зарядлар сезилерлікте әхмийетке ийе, ал магнетикте болса қосымша тоқлар жицишке ҳәм узын цилиндр формасына ийе құйыслықта сезилерлікте орынды ийелейди. Буннан, жоқарыда айттылғанларға сәйкес, **D** векторын **H** векторы менен салыстырыў керек.

Ең ақырында магнитлик индукция векторы **B** ның мәнисин басқа усылдың жәрдемінде, атап айтқанда затлардың макроскопиялық структурасын қараўға өтиў арқалы анықлаудың мүмкін екенлигін көрсетемиз.

B векторын тоқ етип турған қандай да бир макроскопиялық өткізгишке тәсири бойынша анықлауға тырысыұдың орнына, биз қандай да бир зарядланған элементар бөлекшениң қозғалысынан пайда болған элементар тоққа тәсир бойынша анықладай аламыз. Мысалы, белгили бир атомда дөңгелек орбита бойынша қозғалатуғын электронды қарай аламыз. Бундай қозғалатуғын электрон дөңгелек тоққа эквивалент ҳәм ол сыртқы магнит майданының тәсирине ушырайды. Усындағы элементар тоқтың жәрдемінде анықланған майданың кернеўлиги макроскопиялық өткізгишлер бойынша етип турған

тоқлар пайда еткен H_0 кернеўлигинен ҳәм қоңылас молекулалар тәрепинен пайда етилген магнит майданының кернеўлигинин қосындысынан турады. Бул қосынды майданның кернеўлигін $H_{\text{микро}}$ арқалы белгилеймиз. Бизиң элементар тоғымыздың аның ямаса мынау молекуладан қандай қашықлықтан жайласқанлығына байланыслы $H_{\text{микро}}$ ның ҳәр қыйлы мәнислери алынады. Бирақ, $H_{\text{микро}}$ шамасы көп санлы тосыннан сайлап алынған ноқатлар ушын H_0 шамасының мәниси ҳәм магнетиктиң ишинде оның бөлекшелериниң тәртиплескен ориентациясы менен байланыслы болған қосымша H' майданы бойынша анықланады. Солай етип,

$$\bar{H}_{\text{микро}} = H_0 + H',$$

яғнай $\bar{H}_{\text{микро}}$ шамасының мәниси индукция векторы B ның мәнисине сәйкес келеди.

§ 209. Соленоид пенен магниттиң арасындағы айырма. Буннан алдыңғы параграфта көрсетилген H ҳәм B векторларының арасындағы айырмалар соленоидлар менен магнитлердин өз-ара тәсирлесіүндегі анық түрде көринеди.

Соленоидты қандай да бир магнетикке жайластырғанда, бул магнетик соленоидтың ишиндеги кеңисликти де, соленоидтың сыртындағы кеңисликти де толтырады. Соленоидты пайда ететуғын сымлар магнетикке батырылған. Егер магнетик бир текли ҳәм шексиз болса, онда сыртқы магнит майданы тәрепинен сымның ҳәр бир элементине 200-параграфтағы (2a) формуласы бойынша

$$\Delta f = IB \sin \alpha \cdot \Delta l$$

күши тәсир етеди. Соленоидқа тәсир ететуғын күшлердин моменти магнит индукциясының шамасы бойынша $B = \mu H$ теңлигинин тийкарында анықланады. Бул теңликтегі μ - орталықтың магниттик сициргишилігі. Магнит майданын пайда ететуғын тоқлардың шамасы өзгериссиз қалғанда, кеңисликти бир текли шексиз магнетик пенен толтырылған соленоидқа тәсир ететуғын күшлердин моментин μ есе үлкейтеди.

Магнит болған жағдайдағы аўжал басқаша болады. Магнит қатты дене болып табылады ҳәм кеңисликтиң усы магнит ийелеп турған бөлімин сол ўақытта басқа магнит ийелей алмайды. Басқа сөзлер менен айтқанда, магнит барлық ўақытта магнетиктиң ишиндеги құйыслықта жайластырылған болады. Сонықтан, бул құйыслықтың ийелейтуғын орнын есапқа алғыу зәрүр.

Магнетик құйыслықтың ишинде пайда болатуғын майдан тәсир етеди. Мейли үзын ҳәм туұры магнит базы бир тоқлар тәрепинен пайда етилген магнит майданында, оның кернеўлик сыйықтарын параллель етип жайластырылған болсын. Бизлер 208-параграфта бундай құйыслықтың ишиндеги майданының кернеўлигинин H қа тең екенligin көрдик. Усының салдарынан, магнит майданы тәрепинен туұры және үзын магнитке майданының кернеўлиги H тәрепинен анықланатуғын күш тәсир етеди. Демек, магнетиктиң болыуы магнитке тәсир ететуғын күشتі өзгертпейди. 205-параграфта m магнит полюсына тәсир ететуғын күштин

$$f = mH$$

шамасына тең екенligin көрдик. Енди туұры ҳәм үзын магнитти қарап атырған жағдайда бул формуланың бослық ушын да, магнетик болған жағдайда да дұрыс екенligin көремиз.

Егер магнит моментлери тең болса, онда бослықта үзын магнит пенен соленоид бир бирине эквивалент. Бирақ магнетик болған жағдайда магнит пенен соленоидтың арасындағы айырма көринеди. Ҳақыйкатында да, егер биз еки соленоидқа иие болсақ ҳәм бослықтағы олардың арасындағы өз-ара тәсирлесіү күшинин шамасы f болса, онда кеңисликти магнетик пенен толтырылғанда тәсирлесіү күшинин шамасы μf ке тең болады. Егер биз соленоид пенен туұры ҳәм үзын магниттиң өз-ара тәсирлесіүн қарайтуғын болсақ, онда олардың арасындағы өз-ара тәсирлесіү күши кеңисликти магнетик пенен толтырылғанда да тап бурынғыдай болып қала береди. Солай етип, бир соленоидты магнит пенен алмастырыу күشتі μ есе киширейтеди. Егер биз еки соленоидты да магнитлер менен

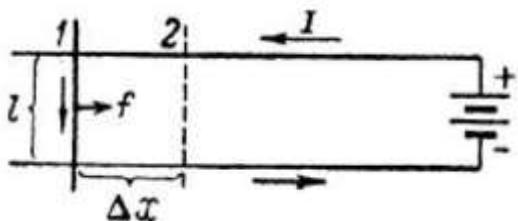
алмастыратуғын болсақ, онда магнетикте еки құйыслықтың бар болатуғынлығын есапқа алыў зәрүр болады. Бундай жағдайда еки туұры ҳәм ұзын магнитлердин арасындағы өзара тәсирлесиў қүшиниң шамасы және μ есе кемейеди екен. Солай етип, егер еки туұры ҳәм ұзын магнит бослықтан бир бири менен f күши менен тәсирлесетуғын болса, онда кеңислиktи магнит сициргишлиғи μ ге тең болған магнетик пенен толтырғанда олардың арасындағы өзара тәсирлесиў күши $\frac{1}{\mu} f$ шамасына тең болады.

Жоқарыда айтылғанларды жүймақладап, мыналарды аламыз:

- 1) тоқлардың арасындағы өзара тәсирлесиў күши μ ге туұры пропорционал;
- 2) туұры ҳәм ұзын магнит пенен тоқтың арасындағы өзара тәсирлесиў күши μ ден ғәрэзли емес;
- 3) туұры ҳәм ұзын магнитлердин арасындағы өзара тәсирлесиў күши μ ге кери пропорционал.

Турақты магнитлер ушын жоқарыда көрсетилген өзара тәсирлесиў күшлериниң μ ден ғәрэзлиги тек туұры ҳәм ұзын болған магнитлер ушын ғана дұрыс. Үлкендерде формада ийе болған магнитлер ушын күшлердин магнит батырылған магнетиктиң магнит сициргишлиғи μ менен ҳеш қандай әпиүайы ғәрэзлигін көрсетиүге болмайды. Себеби, жоқарыда көрсетилип өтилгендей, магнетиктиң тутқан орны үсы магнетиктиң ишинде магнит пайда еткен құйыслықтың формасынан ғәрэзли болады.

§ 210. Магнит майданында тоғы бар контурды жылыстарғанда исленген жұмыс. 200-параграфта магнит майданында турған тоқтың элементине $\Delta f = B I \Delta l \sin \alpha$ қүшиниң тәсир ететуғыны ҳаққында айтылған еди. Оның бағыты шеп қол қағыйдасының жәрдемінде анықланады. Буннан, магнит майданында тоғы бар участканы жылыстырыудың үсы күшлер тәрепинен исленген жұмыс пенен байланыслы екенligи келип шығады. Бул жұмыс ушын аңлатпаны табамыз.



240-сүйрет.
Туұры сызықты l участкасы бар контур.

Биз ұзынлығы l ге тең туұры мүйешли қозғалмалы контурға иилемиз деп болжайық (240-сүйрет). Соның менен биргे, бул контур бағыты сызылма тегислигине перпендикуляр ҳәм сызылманың арғы тәрепине қарай бағытланған бир текли магнит майданында жайласқан болсын. Демек, индукция векторы B турақты ҳәм l участкасына перпендикуляр. Шеп қол қағыйдасын пайдаланып, контурдың қозғалатуғын l участкасына оң тәрепке қарай бағытланған f қүшиниң тәсир ететуғынлығын көремиз. $\sin \alpha = 1$ теңлигі орынлы болғанлықтан, бұл күштин шамасы мынаған тең:

$$f = IBl.$$

Бул күштин тәсиринде участка оңға қарай қозғалады. Тоқтың күши I ди турақты деп есаплаймыз, бундай жағдайда участканы ара қашықлығы Δx қа тең болған 1-аүхалдан 2-аүхалға көширгенде f күши

$$\Delta A = f \cdot \Delta x = IBl \Delta x$$

жұмысын орынлайды. $l \Delta x$ көбеймеси l участкасы көширилгенде оның басып өтетуғын ΔS майданына тең. Буннан мынадай теңлиktи аламыз:

$$\Delta A = IB \Delta S. \quad (1)$$

(1)-аңлатпаға магнит индукциясының ағысын киргизип

$$\Delta\Phi = B \cdot \Delta S \quad (2)$$

теңлигин аламыз ҳәм бүннан жумыс ушын мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$\Delta A = I \cdot \Delta\Phi. \quad (3)$$

Бул аңлатпа l кесиндиши f қүшине параллель емес қозғалғанда да дұрыс. Бул жағдайда мынадай теңликлер орынлы болады:

$$\Delta A = f \Delta x \cos \beta = IB l \Delta x \cos \beta.$$

Бирақ $l \Delta x \cos \beta$ көбеймеси және де l участкасы басып өткен майданға тен, бүннан мынадай аңлатпаны аламыз:

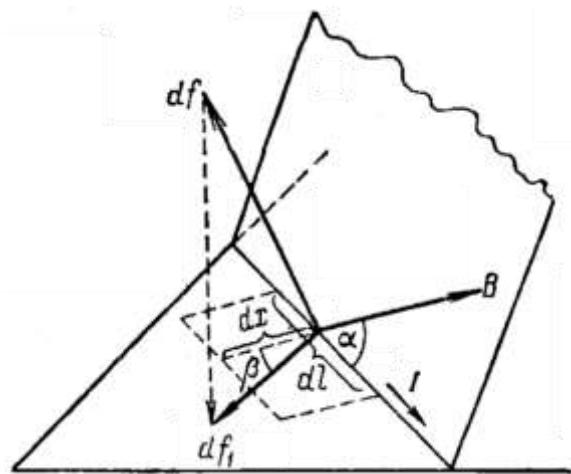
$$\Delta A = IB \Delta S = I \cdot \Delta\Phi.$$

Солай етип магнит майданында тоғы бар участка қозғалғанда испенген жумыс усы участкадағы тоқтың қүшиниң магнит индукциясының келип өтілген ағысының көбеймесине тен болады.

Алынған нәтийжени ықтыярлы майдан менен контурдың участкасы менен майданың ықтыярлы өз-ара ориентациясы ушын ұлыўмаластырыўға болады.

241-сүрет.

Магнит майданында тоқ өтип түрған dl участкасының орын алмастырыўындағы испенген жумысты есаплаўға.



Тоғы бар контурдың кишкене dl участкасын аламыз ҳәм бул участканың орын алмастырыўын кишкаңе dx аўысыўларына бөлемиз; dl ҳәм dx участкаларын олардың шеклеринде индукция векторы турақлы болып қалатуғында дәрежеде киши етип аламыз. Мейли, B векторы менен dl дин бағытының арасындағы α мүйештиң шамасы ықтыярлы болсын (241-сүрет). dl участкасына тәсир ететуғын df қүшиниң шамасы мынаған тен:

$$df = IB \sin \alpha \cdot dl.$$

B ҳәм dl лерге перпендикуляр болған df қүшиниң бағытын шеп қол қағыйдасы бойынша анықтаймыз. dl кесиндиши dx шамасына орын алмастырғанда ол базы бир тегис dS майданын басып өтеди. Бундай орын алмастырғанда күш мынадай жумысты орынлайды:

$$dA = df_1 \cdot \cos \beta \cdot dx.$$

Бул теңликтегі df_1 шамасы df қүшиниң орын алмасыў тегислигиге түсирилген проекциясы, df_1 ҳәм dx кесиндилериниң арасындағы мүйеш β . Магнит майданында тоқ элементине тәсир ететуғын күштиң бағыты барлық үақытта магнит индукциясына перпендикуляр болғанлықтан, орын алмастырыў тегислигинге жатқан күштин проекциясы df_1 дин индукция векторының орын алмастырыў тегислигиге перпендикуляр етип пайда етілетуғының түсінікли. Бүннан мынаны аламыз:

$$df_1 = IB_{\perp} dl.$$

Бул теңликтегі B_{\perp} арқалы индукция векторының орын алмастырыў тегислигиге проекциясы белгиленген. Бүннан

$$dA = IB_{\perp} \cos \beta \cdot dl \cdot dx$$

теңлиги келип шығады. Бирақ, $\cos \beta \cdot dl \cdot dx = dS$ ҳәм бүннан элементар жумыс ушын

$$dA = IB_{\perp} dS$$

аңлатпасын аламыз. Басып өтилген беттиң майданы dS тиң болу тегисликке перпендикуляр бағытта түсирилген проекциясы болған B_{\perp} шамасына көбеймеси dl элементинің кесип өткен магнит индукциясының ағысы $d\Phi$ ке тең ҳәм буннан өзиниң мәниси бойынша (3)-формулаға сәйкес келетуғын

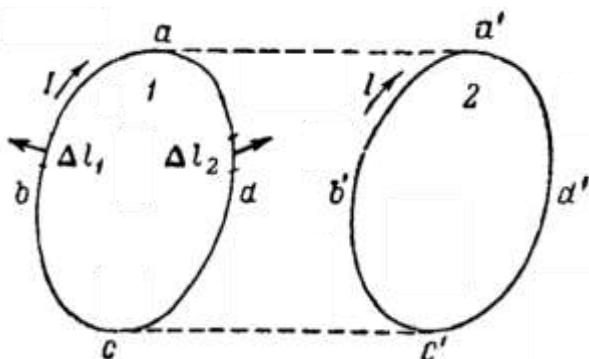
$$dA = Id\Phi$$

формуласын аламыз.

Алынған нәтийжени тоқтың шамасы орын алмастырыұдың үақытында тұрақлы болып қалатуғын жағдайдағы тоқ өтип турған түйік контурды магнит майданында орын алмастырғанда исленген жумысты есаплау ушын қолланыўға болады. Элбette, оның ушын контурды ойымызда айырым участкаларға бөлийимиз ҳәм усы участкалардың орын алмастырыуында оларға тәсир ететуғын күшлердин қызыларын суммалау керек. 242-сүйретте 1-аұхалдан 2-аўхалға орын алмастыратуғын тоқ өтип турған контур көрсетилген. Контурдың орын алмастырыуы сызылма тегислигінде жүзеге келеди, ал магнит майданы сызылма тегислигіне перпендикуляр ҳәм сызылма тегислигинин арғы тәрепине қарай бағдарланған; контурдағы тоқ saat стрелкасының қозғалыу бағытында өтеди. Бұндай жағдайда контурдың abc ярымындағы ҳәр бир Δl_1 элементине түсетуғын күш орын алмастырыұдың бағыты менен сүйир мүйешти пайда өтеди ҳәм, демек, белгиси терис болған жумысты орынлайды. Егер биз ҳәр бир элемент ушын исленген жумысларды суммалайтуғын болсақ, онда abc участкасына түскен күшлердин толық жумысын аламыз. Ҳәр бир элементті қозғағанда исленген жумыс тоқтың күши менен орын алмастырыұдың барысында кесип өтилген индукцияның ағысының көбеймесине тең, демек, жумыслардың қосындысы тоқтың күши I дин abc участкасы тәрепинен $a'b'c'$ аўхалына келемен дегенше кесип өтилген индукцияның ағысының көбеймесине тең:

$$A_1 = -I\Phi_1.$$

242-сүйреттен Φ_1 шамасының фигураның $abcc'b'a'$ майданы арқалы өтип атырған индукцияның ағысы екенлигін көринип түр. adc участкасын $a'd'c'$ аўхалына алғып келгендеги исленген жумыстың белгиси он болады, себеби, он қол қағыйдасы бойынша, бул участканың Δl_2 элементине орын алмастырыу бағыты менен сүйир мүйешти қурайтуғын күшлер тәсир өтеди. Бул жумыстың сан мәниси тоқтың күши I менен adc участкасы тәрепинен кесип өтилетуғын индукцияның ағысының көбеймесине тең, ал бул ағыстың мәниси болса Φ_2 ге тең. Элбette, бул ағыс $adcc'd'a'$ фигурасы арқалы өтетуғын ағысқа тең.



242-сүйрет.

Тоқ өтип турған түйік контурды магнит майданында қозғағанда исленген жумысты есаплауға.

Солай өтип, мынаны аламыз:

$$A_2 = I\Phi_2.$$

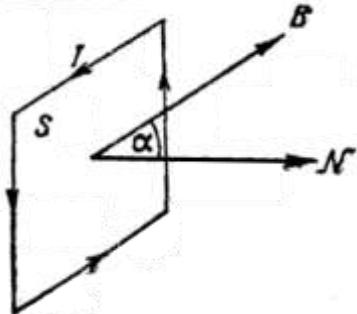
A қосынды жумысы биз қарап өткен жумыслардың қосындысына тең:

$$A = A_1 + A_2 = I(\Phi_2 - \Phi_1). \quad (4)$$

$\Phi_2 - \Phi_1$ айырмасының тоқ өтип турған контур тәрепинен шекленген майдан арқалы

өтетуғын магнит индукциясының өзгерисине тең екенлигин аңсат көриүге болады. Ҳақыйқатында да: $adcc'b'a'$ арқалы өтетуғын ағыс құрамлық бөлім сыйпатында Φ_1 ағысына да, Φ_2 ағысына да киреби, демек, $\Phi_2 - \Phi_1$ айырмасы үсы бет арқалы өтетуғын ағысты өзинин ғашында алмайды. $a'b'c'd'$ ҳәм $abcd$ бетлери арқалы өтетуғын ағыслардың айырмасы ғана қалады. Соныңтан, ең ақырында мынаған ийе боламыз: *өтил түрған тоқтың шамасы турақлы болған түйік контурды бир аүхалдан екинши аүхалға жылыстырғанда исленген механикалық жумыс контурдағы тоқтың күшинин магнит индукциясының контур тәрепинен дәслепки аүхалдағы және кейинги аүхалдағы кесип өтилген ағысларының айырмасына тең болады екен.* Демек, егер контур тәрепинен шекленген майдандағы магнит индукциясының ағысы өзгермейтуғын болса, онда орын алмасында исленген жумыс нолге тең болады. Егер, мысалы, тоқ өтил түрған контур бир текли магнит майданында илгерилемели қозғалатуғын болса, онда контурдың майданы арқалы өтетуғын индукцияның ағысы өзгериске ушырамайды ҳәм қосынды жумыс нолге тең болады.

(3)- ҳәм (4)-формулаларды келтирип шығарғанымызда тоқтың күши I барлық үақытта турақлы болып қалады деп есапладық. Кейинирек (XX бапта) биз белгили болған шарайтларда контурдың орын алмастырыўының барысында электромагниттик индукция құбылысының контурдағы тоқтың күшинин мәнисин өзгерте алатуғынлығын да көремиз. Соныңтан, егер бундай жағдайларда контурдағы тоқтың күши I ди турақлы өтил услап түрүү ушын илажлар қолланылмаса (мысалы, үақыттың зәрүрли болған моментлеринде қосымша батареяларды ҳәм реостатларды жалғау жолы менен), онда (3)- ҳәм (4)-формулалар усында *шексиз киши орын алмастырыўлар ушын кеткен үақыттың ишинде тоқтың күши I ди турақлы деп есаплауға болатуғын контурдың шексиз киши орын алмастырыўлары ушын ғана дұрыс болады.* Бундай жағдайда шекли орын алмастырыўда исленген жумысты интеграллау жолы менен анықлауға болады.



243-сүйрет.
Рамканың майданы арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысын есаплауға.

(4)-аңлатпа орынланған жумыстың тек шамасын ғана емес, ал белгисин де береди. Оның ушын индукцияның қандай ағысының оң екенлигин анықлап алыу керек. Контурдың бетине түсирилген оң нормаль менен сүйир мүйешти пайда ететуғын магнит индукциясының сзықлары оң ағысты пайда етеди; N нормалының оң бағыты контурдағы тоқтың бағыты менен бурғы қағыйдасы бойынша байланысқан (243-сүйрет). Бундай жағдайда, егер беттин майданы арқалы индукцияның ағысы үлкейетуғын болса, онда контурдың элементлерине тәсір ететуғын күшлер оң жумысты ислейди; егер беттин майданы менен шекленген ағыс кемейетуғын болса, онда контурға түсетуғын жумыстың белгиси терис.

Базы бир дара жағдайларды қараймыз.

1. Бир текли магнит майданындағы рамканы бурғанда орынланған жумыс. Бетинин майданы S ке тең ҳәм I тоғы өтил тегис рамканы қараймыз. Рамканың бетине бағыты бурғы қағыйдасы бойынша анықланатуғын N нормалын жүргиземиз.

Мейли, N нормалы B индукцияның сзықлары менен α мүйешин жасайтуғын болсын. Бундай жағдайда рамканың бетинин майданы арқалы өтетуғын ағыс Φ мынаған тең (243-

сүүрет):

$$\Phi = BS \cos \alpha.$$

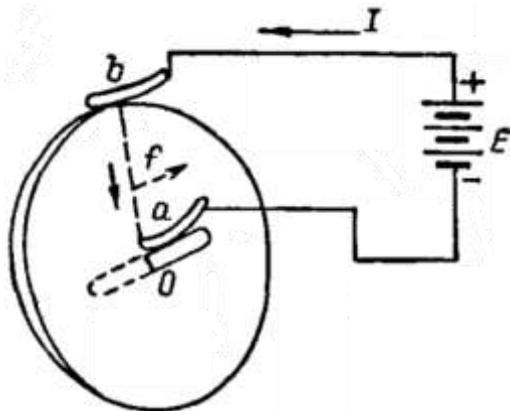
Рамканы бурғанда мынадай жұмыс орынланады [(4)-формулаға қараңыз]:

$$A = IBS(\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1). \quad (5)$$

Бул аңлатпада α_1 ҳәм α_2 арқалы рамканы бурмастан бурынғы ҳәм бурғаннан кейинги нормаль менен индукция сзықтарының арасындағы мүйешлер белгиленген. $lS = p_m$ шамасының рамканың магнит моменти екенлигин есапқа алып, (5)-аңтапаны былайынша көширип жазамыз:

$$A = p_m B (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1). \quad (6)$$

244-сүүрет.
Сырғанайтуғын контактлары бар
айланатуғын диск.



2. Сырғанайтуғын контакты бар дискти айландырғанда исленген жұмыс. Мейли метал диск магнит майданының күш сзықтарына нормаль бағытта қойылған болсын. Диск өзинин орайы арқалы өтетуғын күш сзықтарына параллель қойылған O көшеринин дөгерегинде айланатуғын болсын (244-сүүрет). Дискке тоқ сырғанайтуғын a ҳәм b контактларының жәрдеминде алып келинеди ҳәм диск бойынша радиаллық бағытта өтеди⁵². Егер магнит майданы сзылма тегислигиниң арғы тәрепине қарай бағытланған ҳәм тоқ радиус арқалы жоқарыдан тәменге қарай өтетуғын болса, онда тоққа майдан тәрептен оң тәрепке қарай бағытланған күш тәсир өтеди ҳәм диск айлана баслайды. Бул жағдайда тоқтың $EbaE$ контуры арқалы өтетуғын индукцияның ағысы турақты болып қалады, бирақ, сонда да жұмыс орынланады. Буның себеби мынадан ибарат: бул жағдайда тоқ белгили болған өткізгіш сымлар арқалы емес, ал үзлиksiz айланатуғын дисктиң ҳәр қыйлы болған радиуслары арқалы өтеди. Дискти шексиз киши $\Delta\varphi$ мүйешке бурғанда бойы бойынша тоқ өтип түрған радиус та $\Delta\varphi$ мүйешке бурылады ҳәм ол

$$\Delta S = \frac{1}{2} R^2 \Delta\varphi$$

шамасына тең майданды басып өтеди. Бул теңликте R арқалы дисктиң радиусы белгиленген. Усы майдан арқалы өтетуғын индукцияның ағысы $\Delta\Phi = B\Delta S$ шамасына тең. Дисктиң үзлиksiz түрде айландырғанда контактқа жаңа радиуслар келе баслайды ҳәм олардың барлығы тәрепинен басып өтилген майдан мынадай формуланың жәрдеминде анықланады:

$$S = \sum \frac{1}{2} R^2 \Delta\varphi = \frac{1}{2} R^2 \sum \Delta\varphi.$$

⁵² Ҳақыйқатында, тоқ тек бир радиустың бойы менен ғана өтпейди, бирақ, бундай болжай есаплауды әпиүайыластырыў ушын исленген.

Дисктиң бир толық айланыұы үшін $\sum \Delta \varphi = 2\pi$, буннан $S = \pi R^2$ ҳәм индукцияның ағысының өзгериси $\Phi_2 - \Phi_1 = BS = \pi R^2 B$ шамасына тең. (4)-формула бойынша бұндай жағдайда орынланған жумыстың мәниси

$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1) = \pi R^2 IB$$

шамасына тең болып шығады.

Бул мысал (4)-формуланы сырғанаушы контактлар бар жағдайда тоқ тутас қозғалатуғын өткізгіш арқалы өтетуғын жағдайда абайлап пайдаланыудың керек екенлигин көрсетеди.

§ 211. Магнит шынжырының нызамлары. Магнит индукциясының ағысы өтетуғын магнетиклердин ағысын магнит шынжыры деп атайды. Егер ағыс бир орталықтан екинши орталыққа тутасы менен өтетуғын болса, онда бириңи ҳәм екинши орталықтың магнит индукциясының ағысларының избе-из жалғаныұы ҳақында гәп етиледи; егер ағыс бир неше ағысларға бөлиніп, оннан кейин олар қайтадан қосылатуғын болса, онда ағысларының параллель жалғаныұы ҳақында айтамыз.

Тороидтың орамлары арқалы өтетуғын индукцияның ағысы Φ тармақтарға бөлинбеген магнит шынжырына мысал болады. Тороидты қараймыз ҳәм оның орамларының санын N , көшеринин ұзынлығын l , ал кесе-кесимин S арқалы белгилеймиз. Орамлар материалының магнит сиңиргишлигі μ болған сердечникке оралған ҳәм орамлар арқалы I тоғы өтетуғын болсын. Тороидтың көлденең кесими арқалы өтетуғын ағыс Φ үшін аңлатпаны жазамыз. Майданда бир текли ҳәм тороидтың көшеринин бағытында бағытланған деп есаплад, мынаған ие боламыз:

$$\Phi = SB = \mu HS.$$

199-параграфтағы (1)-формула бойынша тороидтың ишиндеғи магнит майданының кернеўлиги H тың мәниси $4\pi nI$ шамасына тең ҳәм бул аңлатпада n арқалы тороидтың ұзынлығының бир бирлигиндеги орамлар саны белгиленген. Буннан

$$\Phi = 4\pi \mu nIS.$$

$n = \frac{N}{l}$ теңлигинин орынлы екенлигин еске алып

$$\Phi = 4\pi \mu \frac{N}{l} IS$$

теңлигин жаза аламыз, ал бул теңликти

$$\Phi = \frac{4\pi NI}{l/\mu S} \quad (1)$$

түринде жазыўға болады.

Бул формула шынжыр участкасы үшін жазылған Ома формуласына формаллық жақтан усайды.

Ҳақыйқатында да, егер $4\pi NI$ аңлатпаны магнит қозғаушы күш деп атасақ ҳәм оны \mathcal{E}_m арқалы белгилесек, ал бөлиминдеги $l/\mu S$ шамасын магниттик қарсылық r_m деп атасақ, яғни

$$\mathcal{E}_m = 4\pi NI, \quad (2)$$

$$r_m = \frac{l}{\mu S} \quad (3)$$

белгилеўин қабыл етсек, онда (1)-формула мынадай түрге енеди:

$$\Phi = \frac{\mathcal{E}_m}{r_m}. \quad (1a)$$

(1a) формуладан мынадай жуўмақ шығарамыз: магнит индукциясының ағысының сан мәниси магнит қозғаушы күш \mathcal{E}_m ниң шынжырдың магниттик қарсылығы r_m ниң қатнасына тең. Магниттик қарсылықтың шынжырдың ұзынлығына туўры пропорционал ҳәм шынжырдың кесе-кесиминиң майданы менен шынжырдың магниттик сиңиргишлигине кери пропорционал. Магнит қозғаушы күш NI көбеймесине туўры

пропорционал, ал бул шама магнит шынжыры менен орап алынатуғын тоқтың толық күшине тең.

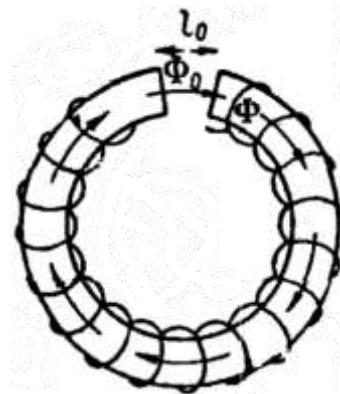
Егер (1)-формулада тоқтың күши I ди абсолюттік электромагниттик бирликлерде, l менен S ти сәйкес сантиметр ұшардандағы квадратында аңғартсақ, онда индукцияның ағысы максвеллерде алынады. Егер (1)-формулада тоқты амперлерде, ал ағысты бурынғыдай максвеллерде аңғартсақ, онда оған 0,1 ге тең болған сан түриндеги коэффициентті киргизиү керек болады; бундай жағдайда:

$$\Phi(\text{мкс}) = 0,1 \frac{4\pi NI(a)}{l \mu S}$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликте l менен S , бурынғыдай, сантиметрлерде ұшардандағы квадратында аңғартылған. Бирликлердин ұшарың арасындағы магнит қозғаушы күш \mathcal{E}_m менен магниттик қарсылығының бирликлери ҳақында төменде айтылады (223-параграф).

Магнит қозғаушы күш пenen магниттик қарсылығы шамалары сыйқылы шамалардың киргизилийи электрлік ұшар магниттик шынжырлардың арасындағы формаллық аналогияның еле де бар екенлеги менен байланыслы. Бул жағдайды көрсетиү ушын магнит шынжырының избе-из жалғанған участкаларын қараймыз. Егер биз магнит сициргишилігі μ , ұзынлығы l_1 болған өзекте ұзынлығы l_0 , ал магнит сициргишилігі μ_0 болған ҳауа саңлағы бар деп болжасақ, онда ағыслардың избе-из жалғаныўына жоқарыда қарап өтилген тороид хызмет ете алады (245-сүйрет). Биз ҳәзир ағыстың мәнисин бул саңлақтың әдеүир өзгертуғынлығын көремиз.

245-сүйрет.
 l_0 саңлағы арқалы өтетуғын магнит ағысы.



Бул жағдайдағы ағысты табыў ушын тороидтың орта сыйығы болған контур бойынша \mathbf{H} векторының циркуляциясы ушын жазылған аңлатпадан пайдаланамыз. Усы контур тәрепинен қамтып алынған толық тоқ IN ге тең (тороидтың барлық орамларындағы тоқ). Нәтийжеде мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\sum H_l \Delta l = 4\pi IN.$$

Тороидтың ишинде магнит майданының кернеўлігі оның ортасындағы сыйық пenen сәйкес болатуғын болғанлықтан өзектеги кернеў менен саңлақтағы кернеўди \mathbf{H} ұшар H_0 арқалы белгилеп,

$$4\pi NI = Hl_1 + H_0 l_0$$

түриндеги ямаса H ұшар H_0 шамаларының орнына $B = \mu H$ ұшар $B_0 = \mu_0 H_0$ магнит индукцияларын киргизип, мынадай аңлатпаны аламыз:

$$4\pi NI = \frac{B}{\mu} l_1 + \frac{B_0}{\mu_0} l_0. \quad (4)$$

Бул қатнасқа өзекте де, саңлақта да бирдей болған Φ ағысын киргиземиз.

Мейли, тороидтың орамларының кесе-кесиминин майданы S ке, ал ағыс өтетуғын саңлақтың кесе-кесиминин майданы S_0 ге тең болсын (саңлақтағы ағыстың кесе-кесими

турақлы деп болжаймыз). Бұндай жағдайда

$$B = \frac{\Phi}{S}, B_0 = \frac{\Phi}{S_0}$$

хәм бүннан кейин (4)-формула мынадай түрге енеди:

$$4\pi NI = \Phi \left(\frac{l_1}{S\mu} + \frac{l_0}{S_0\mu_0} \right). \quad (5)$$

Бирақ $4\pi NI$ көбеймеси магнит қозғаушы күш \mathcal{E}_m , ал $l_1/S\mu$ хәм $l_0/S_0\mu_0$ шамалары болса сәйкес өзектин ҳәм саңлақтың магнитлик қарсылықлары бола алады. Бүннан

$$\mathcal{E}_m = \Phi(r_m + r_{m0}) \text{ ямаса } \Phi = \frac{\mathcal{E}_m}{r_m + r_{m0}}$$

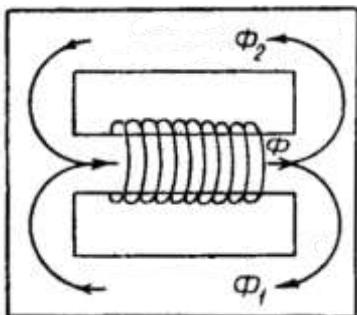
формулалары алынады. R_m арқалы қарсылықлардың қосындысы болған $r_m + r_{m0}$ шамасын белгилеп,

$$\Phi = \frac{\mathcal{E}_m}{R_m} \quad (5a)$$

формуласына ийе боламыз.

Φ ағысы және магнит қозғаушы күш \mathcal{E}_m ниң магнитлик қарсылығы R_m ге қатнасы бойынша анықланады, ал шынжырдың магнитлик қарсылығы R_m болса оның избе-из жалғанған участкаларының магнитлик қарсылықларының қосындысына тең.

Енди магнитлик шынжырдың параллель тармақтарға бөлиниүйн таллаймыз. Усындағы тармақланыў 246-сүйретте көрсетилген.



246-сүйрет.

Магнит шынжырының параллель тармақтарға бөлиниүй.

Шынжырдың ортаңғы бөлиминде $\mathcal{E}_m = 4\pi NI$ магнит қозғаыш күшиниң пайды болыуына алып келетуғын орам қойылған. Шынжырдың ортаңғы бөлиминдеги индукцияның ағысы болған Φ шамасы шынжырдың басқа бөлиминдеги Φ_1 хәм Φ_2 ағысларға тармақланады, демек,

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2.$$

Бир бири менен параллель тутасқан бөлимелер ушын мынадай қатнасларға ийе боламыз:

$$\Phi_1 = \frac{\mathcal{E}_m}{r_{m1}}, \Phi_2 = \frac{\mathcal{E}_m}{r_{m2}}.$$

Бул теңликлерде r_{m1} хәм r_{m2} арқалы ағыслар өтетуғын участкалардың магнитлик қарсылықлары, ал \mathcal{E}_m арқалы магнит қозғаушы күш белгиленген. $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$ теңлиги орынлы болғанлықтан,

$$\Phi = \mathcal{E}_m \left(\frac{1}{r_{m1}} + \frac{1}{r_{m2}} \right) = \frac{\mathcal{E}_m}{R_m}$$

теңликлери келип шығады. Бүннан параллель тутастырылған участка ушын толық қарсылық R_m дин параллель тутастырылған өткізгішлердин қарсылығындей

$$\frac{1}{R_m} = \frac{1}{r_{m1}} + \frac{1}{r_{m2}} \quad (6)$$

қатнасының жәрдеминде анықланатуғынлығын көремиз.

Магнит шынжырының жоқарыда келтирилген нызамларына электромагнитлердин,

яғнýй интенсивли магнит майданларын алыўға мүмкіншилик беретуғын әсбаплардың дүзилиси тийкарланған. Электромагнитлерде магнит майданы соленоид бойынша өтетуғын тоқ тәрепинен қоздырылады; майданды күшетиү ушын соленоидқа темир өзеклер киргизиледи. Темир өзектиң тутатуғын орнын айқынластырыў ушын мынадай жағдайда таллаймыз. Мейли, узынлығы l , кесе-кесиминиң майданы S ҳәм орамлардың улыўмалық саны N болған тороид болсын. Бундай жағдайда күши I ге тең болған тоқ өтип турған тороидтың ишинде кернеўлиги

$$H = 4\pi \frac{N}{l} I \quad (7)$$

шамасына тең магнит майданы пайда болады.

Енди тороидтың ишине оны толтырып туратуғын темир өзекти киргиземиз; мейли, тек енсиз жуқа саңлақты ғана бос қалдырамыз (245-сүйрет). Саңлақтың ишиндеги майданының кернеўлиги H_0 ты анықтаймыз. Оның ушын дәслеп тороидтың ишиндеги индукцияның ағысын (5)-формула бойынша анықтаймыз:

$$\Phi = \frac{4\pi N l}{\frac{l_1}{S\mu} + \frac{l_0}{S_0}}. \quad (8)$$

Бул теңликтегі l_1 - темир өзектиң узынлығы, μ - оның магнитлик сициргишлигі, l_0 - саңлақтың кеңлигі, S_0 - саңлақтағы ағыстың кесе-кесиминиң майданы (саңлақтағы ҳаўаның магнитлик сициргишлигі μ_0 ді 1 ге тең деп есаптаймыз). Егер саңлақ $l_0 \ll \frac{l_1}{\mu}$ теңсизлиги орынланатуғында дәрежеде жуқа болса, онда (8)-формуланың бөліміндегі $\frac{l_0}{S_0}$ ағзасын $\frac{l_1}{S\mu}$ шамасына салыстырғнада есапқа алмаўға болады ҳәм бундай жағдайда ағыс ушын мынадай формулаға ийе боламыз:

$$\Phi = 4\pi \frac{N}{l_1} I S \mu.$$

Өзектеги индукция мынаған тең болады:

$$B = 4\pi \frac{N}{l_1} I \mu.$$

Жуқа саңлақта индукция сызықтары өзекти саңлақтан айырып турған шегараға түсірилген нормалдың бағытында жайласады. Сонықтан саңлақтың ишиндеги индукция B_0 өзектеги индукция B ға тең болады (206-параграф).

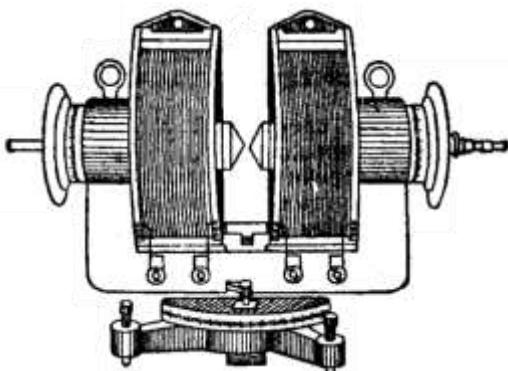
Магнит сициргишлигі $\mu_0 = 1$ болған саңлақ областында магнит майданының кернеўлиги $H_0 = B_0$; буннан, жүйүк түрде $l_1 = l_0$ теңлигі орынланады деп есапладап, мынадай формуланы аламыз:

$$H_0 = 4\pi \frac{N}{l} I \mu.$$

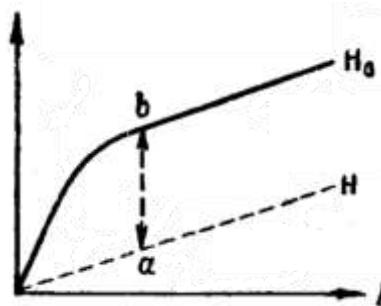
Бул аңлатпаны (7)-формула менен салыстырып, биз жеткиликли дәрежедеги енсиз сақлақта майданының кернеўлигинин тороидта өзек болмаған жағдайдағыдан μ есе үлкен болатуғынлығын көремиз.

Өзеги бар тап усындаі тороид сақыйналы электромагнит болып табылады. Әдетте, лабораториялық электромагнитлерге бир қанша басқа түрди береди, бирак, темир өзекти пайдаланыўдың эффективли болыўы ушын магнит шынжыры дерлик түйік ҳәм ҳаўа саңлағының ени жұдә енсиз болыўы керек. 247-сүйретте көп пайдаланылатуғын лабораториялық электромагнитлердин бири көрсетилген. Электромагнитлердеги өзектиң тутқан орнын дұрыс баҳалаў ушын усы өзек соғылатуғын темир ушын магнит сициргишилик μ дың майданының кернеўлигинен ғәрезли екенлигин есте тутыў керек. Сонықтан, майданының кернеўлигинин ҳәр қыйлы кернеўликлериндеги өзектиң тутқан орны ҳәр қыйлы. Электромагниттің магнит шынжырының енсиз саңлағы орын алғанда, ондағы

магнит майданының кернеўлиги H сан мәниси бойынша өзектеги индукция B ға тең. Ал, өзектеги B ның майданының кернеўлиги H тан ғәрезлиги 220-сүйретте көрсетилгендей характерге ийе. Өзектеги майданының кернеўлиги H электромагниттің орамларындағы тоқтың күши I ге пропорционал. Буннан орамдағы тоқтан B ның ғәрезлиги, ал демек, саңлақтағы майданының кернеўлиги H_0 дин ғәрезлиги 220-сүйретте көлтирилген иймекликке ұсаған иймеклик пенен аңғартылады. Өзеги темирдин белгили болған сортынан исленген белгили болған электромагнит ушын H_0 дин I ден ғәрезлиги 248-сүйретте көлтирилген. Тап усы сүйретте тоқтың күши I дин өсиүи менен H тың өсиүин көрсететуғын туýры да көлтирилген. Егер электромагнитте өзек болмағанда, онда ол пайда еткен магнит майданы H кернеўлигине ийе болған болар еди. Көринип турғанында, дәслеп тоқтың күшиниң өсиүи менен H_0 кернеўлиги H қа салыстырғанда тезирек өседи. Бул жағдай тойының боламан дегенше ҳәм темирдин магнит сициргишилиги μ үлкен болмаған жағдайда орын алады. Тойының жүзеге келгеннен кейин H_0 дин буннан кейинги өсиүи сыйықлы характерге ийе болады, майданының кернеўлиги H_0 барлық үақытта H тан ab кесиндинсінин үзынлығы менен анықланатуғын бир шамаға үлкен болады.



247-сүйрет. Электромагнит.

248-сүйрет. Электромагниттің полюсларының арасындағы магнит майданының кернеўлиги H_0 дин орамлардағы тоқтың күши I ден ғәрезлиги.

Төмендегидей айқын мысалды таллаймыз. Мейли, тороидтың темир өзегинин үзынлығы (245-сүйрет) $l_1 = 60$ см, саңлақтың кеңлеги $l_0 = 0,1$ см, тороидтың кесе-кесиминиң майданы $S = 12 \text{ cm}^2$, орамлардың толық саны $N = 1000$ ҳәм орамлар арқалы күши 1 a болған тоқ өткіп турған болсын. Жоқарыда көрсетип өткенимиздей, өзектеги магнит сициргишилиги μ тек ғана темирдин сортынан емес, ал тоқтың күши I тәрепинен анықланатуғын майданының кернеўлиги H тан да ғәрезли. Бул мысалдың шәрти ушын $\mu = 600$ деп болжаймыз.

Саңлақтағы магнит майданының кернеўлиги H_0 ди анықтаймыз. Тороидтағы индукцияның ағысы:

$$\Phi = \frac{0,4\pi NI_a}{\frac{l_1}{S\mu} + \frac{l_0}{S_0}}.$$

Бул аңлатпада I_a - амперлердеги тоқтың күши. Саңлақ енсиз болғанда ондағы индукция өзектеги индукцияға тең ҳәм S_0 ди S ке тең деп есаплауға болады. Демек, сан мәниси бойынша магнит индукциясына тең болған саңлақтағы майданының кернеўлиги H_0 дин мәниси ағыс Φ арқалы аңлатылады, демек:

$$H_0 = \frac{\Phi}{S} = \frac{0,4\pi NI_a}{\frac{l_1}{\mu} + l_0}.$$

Бул аңлатпаға жоқарыда көлтирилген мәнислерди қойып, кернеўликтин

$$H_0 = \frac{0,4 \cdot 3,14 \cdot 100 \cdot 1}{\frac{60}{600} + 0,1} \text{ э} \cong 6280 \text{ э}$$

шамасына тең екенлигин табамыз. Егер тороидта темир өзек болмағанда, онда майданың кернеўлиги

$$H = 0,4 \frac{N}{l} I_a = 0,4 \cdot 3,14 \cdot \frac{100}{60} \cdot 1 \text{ э} \cong 21 \text{ э}$$

шамасына тең болған болар еди.

Солай етип, өзек болған жағдайда саңлақтағы майданың кернеўлиги 300 есе үлкен болады екен. Кеңірек саңлақ болған жағдайда саңлақтағы майданың өсиюи кемирек болады.

§ 212. Магнит шынжыры ушын Кирхгоф теңлемеси. Қурамалы магнит шынжырының есаплары электр шынжыры ушын Кирхгоф теңлемелерине ұсаған теңлемелердин жәрдемінде исленеди.

246-сүйретте параллель тутастырылған участкаларға иие шынжыр көрсетилген. Ағыс тармақланған ҳәр бир орында келетуғын ағыстың шамасы усы орыннан кететуғын ағыслардың қосындысына тең; келетуғын ағысларды оң, ал кететуғын ағысларды терис деп есаплау шәрти қойылатуғын болса, онда ҳәр бир тармақтарға бөлинетуғын орын ("түйин") ушын "түйиннин" қасында ағыслардың алгебралық ағысының нолге тең болыўы шәрти орынланады:

$$\sum \Phi = 0. \quad (1)$$

(1)-теңлик пенен аңлатылатуғын теңлемелер тармақланатуғын тоқлар ушын жазылған Кирхгофтың биринши теңлемелерине сәйкес келеди.

Егер биз магнит шынжырында қандай да бир түйік контурды айырып алсақ, онда оған \mathbf{H} векторының циркуляциясы ушын аңлатпаны қолланып, мынаны аламыз:

$$\sum Hl = 4\pi \sum NI. \quad (2)$$

Бул теңлемеде сума түйік контурдың барлық участкаларына тарқатылған: $\sum NI$ суммасы контур тәрепинен орап алынған орамлар саны менен олардағы тоқлардың күшлерине көбеймелеринин қосындысын билдиреди; егер орап алыў I тоғы пайда еткен майданың бағытында болса, онда NI көбеймесин оң ҳәм оған кери болған жағдайда терис деп есаплау керек. Майданың кернеўлигинин ағыс бойынша аңлатпасы мынадай түрге иие:

$$H = \frac{\Phi}{S\mu}.$$

Бул аңлатпада S - ағыстың кесе-кесиминиң майданы, а μ болса орталықтың магнит синиргишлигі. (2)-аңлатпаны былайынша көширип жазамыз:

$$\sum \frac{\Phi l}{S\mu} = 4\pi \sum NI. \quad (3)$$

Бул аңлатпаны былайынша да жазыўға болады:

$$\sum \Phi r_m = \sum \mathcal{E}_m.$$

Бул қатнас Кирхгофтың екинши теңлемелер системасына үсайды: түйік шынжыр ушын магнит ағысларының магнитлик қарсылыққа көбеймелеринин суммасы шынжырдағы магнит қозғаушы күшке тең.

Магнит шынжыры менен электр шынжырының арасындағы үқсаслықтың тек формаллық характеристерге иие екенлигин атап өтіў жүдә әхмийетли. Бун нызамлардағы физикалық нызамлар арасындағы улыўмалық пүткіллей жоқ.

Жоқарыда көлтирилген қатнасларды қолланыўдағы қолайлылықтарды иллюстрациялау ушын магнитлик шынжырларды есаплауға мысаллар көлтиремиз.

1-мысал. Өзеги 249-сүйретте көрстілгендей формаға иие электромагнит берилген. Егер ампер-орамлардың саны $NI_a = 1800$, саңлақтың ени $l_0 = 2$ см ҳәм саңлақтың магнитлик қарсылығы шынжырдың a, b, c участкаларының ҳәр бириниң магнитлик қарсылығынан 30 есе үлкен болған жағдай ушын электромагниттің ҳаја саңлағындағы магнит майданының кернеўлигин анықланызы.

Шешими. a, b, c участкаларындағы магнит индукциясының ағысларын Φ_a, Φ_b, Φ_c арқалы, ҳаја саңлақтағы ағысты Φ_0 арқалы белгилеймиз. Саңлақтың магнитлик синиргишлигі бирге тең болғанлықтан, саңлақтағы магнит майданының биз излеп атырған кернеўлиги мынаған тең:

$$H_0 = \frac{\Phi_0}{S}. \quad (4)$$

Бул теңликтегі S - саңлақтың кесе-кесими.

a, c участкалары, ҳауа саңлағы және a ҳәм b участкалары арқалы өтетуғын түйік контур ушын Кирхгофтың екинши теңлемелер системасын дүземиз:

$$\Phi_a r_m + \Phi_c r_m + \Phi_0 \cdot 30r_m = 0,4\pi NI_a; \quad (5)$$

$$\Phi_a r_m + \Phi_b r_m = 0,4\pi NI_a. \quad (6)$$

Еки контурдағы магнит қозғаушы күшлер бирдей ҳәм I_a тоғының шамасы амперлерде берилген деген болжамның тийкарында аңғартылған. Магнит индукциясының ағысының үзлиksизлигинен, мынаған ийе боламыз:

$$\Phi_0 = \Phi_c. \quad (7)$$

Себеби c участкасынан ағыстың барлығы ҳауа саңлаққа өтеди. А "түйининдеги" тармақланыуды қарап, Кирхгофтың бириңши әүләд теңлемесин аламыз:

$$\Phi_a = \Phi_0 + \Phi_b. \quad (8)$$

(7)- ҳәм (8)-теңлемелерин пайдаланып, (5)- ҳәм (6)-теңликлерди былайынша көширип жазамыз:

$$\Phi_a r_m + 31\Phi_0 r_m = 0,4\pi NI_a, \quad (5a)$$

$$2\Phi_a r_m + \Phi_0 r_m = 0,4\pi NI_a. \quad (6a)$$

(5a) ны 2 ге көбейтип ҳәм оннан (6a) ны ағзама-ағза алсақ, онда

$$63\Phi_0 r_m = 0,4\pi NI_a \quad (9)$$

теңлемесин аламыз. Ҳауа саңлақтағы магнитлик қарсылық l_0/S ке тең, ал шәрт бойынша участкалардың қарсылығы 30 есе киши, буннан мынадай теңлиktи аламыз:

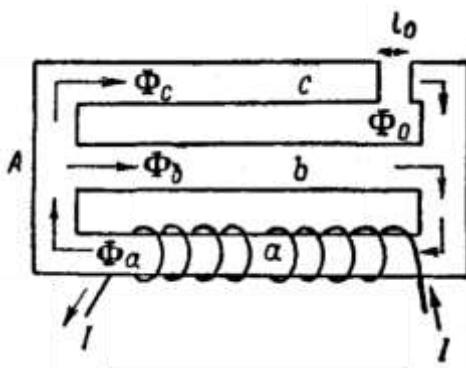
$$r_m = \frac{l_0}{S \cdot 30}. \quad (9)$$

r_m нинь бул мәнисин (9)-теңлемеге қойып, индукцияның ағысы ушын

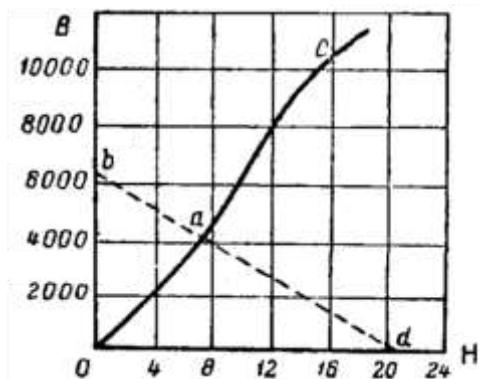
$$\Phi_0 = \frac{0,4 \cdot \pi NI_a}{63r_m} = \frac{0,4 \cdot \pi NI_a}{63 \cdot \frac{l_0}{S \cdot 30}}$$

аңлатпасын аламыз. Буннан (4)-теңлик бойынша саңлақтағы магнит майданының кернеўлиги мынаған тең болатуғынлығын көремиз:

$$H_0 = \frac{\Phi_0}{S} = \frac{0,4 \cdot \pi NI_a}{63 \cdot \frac{l_0}{S \cdot 30}} = \frac{0,4 \cdot 3,14 \cdot 1800}{63 \cdot \frac{l_0}{S \cdot 30}} \text{ э} \cong 540 \text{ э.}$$



249-сүйрет. Тармақланған магнит шынжырына ийе электромагнит.



250-сүйрет. Электромагниттеги индукция B ны табыудың графикалық усылы.

2-мысал. 211-параграфтағы мысалда талланған сақыйна тәризли электромагниттегі саңлағындағы оның көнлигін 0,2 см ге шекем үлкейткен жағдайда майданының кернеўлиги H_0 дин, неге тең болатуғынлығын анықлаңыз. Өзектегі темириндеги магнит индукциясы B ның майданының кернеўлиги H тан ғәрзелиги 250-сүйретте көлтирилген 0°C температурасы ушын құрылған иймекликтегі жәрдеминде бериледи.

Шешими. Өзектегі ағысты Φ , саңлақтағы ағысты Φ_0 ҳәм өзек пенен саңлақтың магнитлик қарсылықтарын сәйкес r_m ҳәм r_{m0} арқалы белгилеп, электромагниттегі шынжыры ушын Кирхгофтың теңлемелеринин екинши системасын жазамыз:

$$\Phi r_m + \Phi_0 r_{m0} = 0,4\pi NI_a. \quad (10)$$

Бурынғыдай, өзектегі ҳәм саңлақтағы ағыслардың кесе-кесимлерин бирдей ҳәм S ке тең деп

есаплап, мыналарға ийе боламыз:

$$\Phi = BS = \mu HS, \quad \Phi_0 = B_0 S,$$

$$r_m = \frac{l_1}{\mu S}, \quad r_{m0} = \frac{l_0}{S}.$$

Φ, Φ_0, r_m ҳәм r_{m0} шамаларының бул мәнислерин (10) ға қойып,

$$Hl_1 + B_0 l_0 = 0,4\pi NI_a$$

ямаса бул аңлатпаға l_1, l_0, N ҳәм I_a шамаларының мәнислерин қойып,

$$60H + 0,2B_0 = 1256$$

теңлигине ийе боламыз. Санлақтағы магнит индукциясы B_0 өзектеги магнит индукциясы B ға тең болғанлықтан, бул қатнастыбылайынша көширип жазыўға болады:

$$60H + 0,2B_0 = 1256. \quad (11)$$

Бул теңлеме еки белгисизге ийе: майданның кернеўлиги H қа ҳәм өзектеги индукция B ға. Екинши теңлеме хызметин 250-сүйретте келтирилген H ҳәм B лардың арасындағы байланыс атқарады. Бул теңлемелерди биргеликте шешій ушын графикалық ұсылдан пайдаланамыз, атап айтқанда (11)-теңлемеге сәйкес келетуғын bd түйрүсі менен графиктеги иймекликтің (250-сүйрет) кесилисетуғын a ноқатын излеймиз. Бул кесилисиүй ноқатына $B = 4000$ гс сәйкес келеди. $B = B_0$, ал B_0 болса өз гезегинде сан мәниси бойынша санлақтағы майданның кернеўлиги H_0 те тең болғанлықтан, биз излеп атырған кернеўлик

$$H_0 = 4000 \text{ э}$$

шамасына тең. Санлықтың кеңлигі 0,1 см болғанда кернеўлик $H_0 = 6280$ э (211-параграф). Көринип турғанында, санлақтың кеңлигиниң үлкейиүи майданның кернеўлигинин әдеўир кемейиүине алып келеди екен.

§ 213. Өлшеў әсбаплары. Тоқ өтип турған өткизгишлердин арасындағы ямаса тоқ өтип турған өткизгишлер менен тұрақты магнитлердин арасындағы өз-ара тәсирлесіўлер тоқтардың күшлерин өлшеў ушын хызмет ете алады. Ұсындағы өз-ара тәсирлесіўлерге үш классқа бөлиүге болатуғын көп санлы өлшеўши әсбаплардың дүзилислери тийкарланған: 1) тұрақты магнитлер менен тоқ өтип турған өткизгишлер тәсирлесетуғын әсбаплар (магнитоэлектрик); 2) жумсақ темирден исленген бөлими тоғы бар катушкаға тартылатуғын әсбаплар (электромагнитли); 3) тоғы бар еки катушка тәсирлесетуғын әсбаплар (электродинамикалық).

Бириңи классқа киретуғын ең әпиүайы әсбап тангенс-гальванометр болып табылады. Ол дөңгелек өткизгиштин бир неше орамларынан турады, ал орамлардың орайында вертикаль бағыттағы көшердин дөгерегинде айлана алатуғын магнит стрелкасы жайласқан (251-сүйрет). Стрелка жайласқан областтағы дөңгелек тоқтың орамлары пайда еткен магнит майданның кернеўлигинин тұрақты болыўы ушын стрелканың жүдә кишкене болыўы керек. Бундай жағдайда 194-параграфта айтылғанлар бойынша:

$$H = \frac{2\pi nl}{R}. \quad (1)$$

Бул теңликтегі I - орамлар арқалы өтетуғын тоқтың күши, n - дөңгелек өткизгиштин үзынлық, бирлигиндеги орамлардың саны, R - олардың радиусы. Тоқ болмаған жағдайда стрелка жердин магнит меридианының бойында жайласады; егер бундай жағдайда орамлардың тегислиги меридиан тегислигінде жайласқан болса, онда стрелка орамлардың тегислигінде жайласқан болады. Тоқ өте баслағанда орамлардың магнит майданлары H орамлардың тегислигине перпендикуляр бағытланады ҳәм ұсыған сәйкес магнит стрелкасы магнит майданы ҳәм жердин магнит майданының горизонт бағытындағы қураўшысының қосындысы пайда еткен күштин бағытында бурылады. Бундай жағдайда, 252-сүйретте көрсетилгендей, стрелка менен орамлар тегислигинин арасындағы мүйеш ғарнин шамасы

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{H}{H_j}$$

қатнасының жәрдемінде анықланады. Бул теңликтегі H_j - Жердин магнит майданының

кернеўлигиниң горизонт бағытындағы қураўшысы. Бул теңликте H тың орнына оның (1)-теңлик бойынша анықланған мәнисин қойсақ, онда

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\pi n I}{RH_j}$$

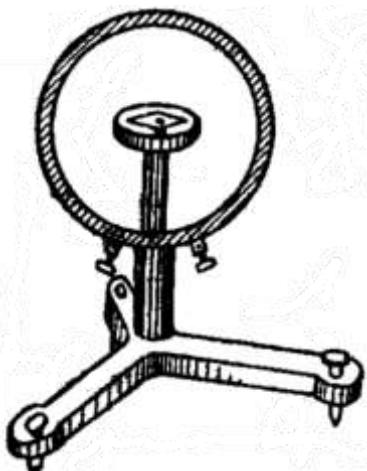
теңлигине ийе боламыз. Буннан мынадай теңлик алынады:

$$I = \frac{RH_j}{2\pi n} \cdot \operatorname{tg} \varphi. \quad (2)$$

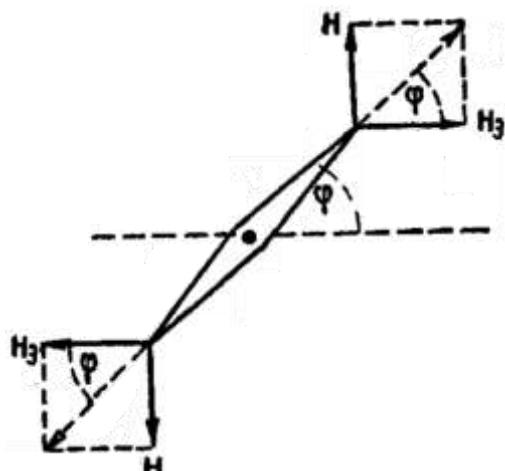
Егер бул қатнаста Жердин магнит майданының горизонт бағытындағы қураўшысы H_j эрстедте, ал R сантиметрлерде өлшенетуғын болса, онда тоқтың күши тоқтың күшинин электромагниттик бирликлеринде өлшенеди. Жер шарының берилген ноқатында турған әсбап ушын $RH_j/2\pi n$ шамасы турақлы. Буннан

$$I = C \cdot \operatorname{tg} \varphi \quad (2a)$$

формуласын аламыз, яғни тоқтың күши I аұйысы ў мүйеші φ дин тангенсine пропорционал. Гальванометрдин турақтысы C ны белгили болған R ҳәм H_j шамаларының тийкарында есаплау ямаса гальванометр арқалы күши белгили болған тоқты өткериip градуировкалау усылы менен анықлауға болады.



251-сүйрет. Тангенс-гальванометр.

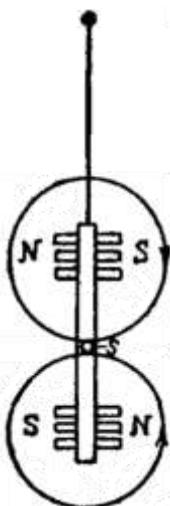


252-сүйрет. Тангенс-гальванометрдин стрелкасының тең салмақлық ҳалын анықлауға.

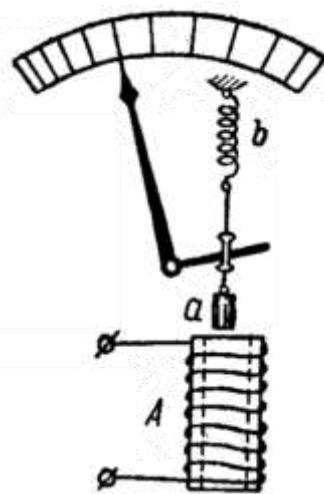
Магнитлердин қозғалмалы системасына ийе болған өлшеу әсбабының түри өзгертилген типи 253-сүйретте көрсетилген. Ондағы магнитлердин системасын астатикалық деп атайды. Бул система магнитлердин еки топарынан турады. Олардың бириндеги барлық магнитлердин арқа полюслары бир тәрепке, ал екиншисинде қарама-қарсы тәрепке қарай бағытланған. Магнитлердин усындај жайласыўының себебинен оларға Жердин магнит майданы тәрепинен түсетуғын тәсир компенсацияланған. Усы магнитлердин ҳәр бир топары өлшемлери арқалы шамасы өлшенетуғын тоқ өтетуғын еки катушканың бириниң ишинде жайласады. Катушкаларда тоқ қарама-қарсы бағыттарда өтеди, сонлықтан катушкалардың тәсирлери қосылады. Тоқ болмаған жағдайда магнитлер системасы илдирилип қойылған сабактың серпимли күшлери оларды катушкалардың тегислигингінде услап турады. Катушкалар арқалы тоқ өткендеге магнитлер системасы бурылады ҳәм бурылыў мүйешиниң шамасы тоқтың күшин өлшеүге мүмкіншилік береди. Жиңишке кварц сабакқа илдирилген магнитлердин жұдә жеңил системасын пайда етиў жолы менен ҳәм сабакқа бекитилген айнадағы жақтылық дәстесиниң бағытының бурылыўын бақлау жолы менен шамасы 10^{-12} а болған жұдә киши тоқларды өлшеүге

болады.

Екинши типке сөзгирлиги киши болған, бирақ жұдә кең тарқалған, ал ислеў принципи темирдин өсбаплар берилген формаға ийе бөлеги катушканың ишине тартылатуғын әсбаплар киреди. Бундай әсбап бириңи рет рус электротехники М.О.Доливо-Добровольский тәрепинен ұсынылды. Бундай әсбаптың схемасы 254-сүйретте көрсетилген. Онда *A* - өлшенетуғын тоқ өтетуғын катушка, *a* арқалы *b* пружинасына илдирилген темирден соғылған стержень белгиленген. Катушка арқалы өтетуғын тоқ магнит майданын пайда етеди, оның тәсиринде *a* стержени магнитленеди ҳәм магнит майдан құшлы болған областқа, яғни катушканың ишине тартылады. Кишкене стерженге усы стержень катушканың ишине тартылғанда бурылатуғын стрелка тутастырылған.



253-сүйрет. Магнитлердин астатикалық системасы бар гальванометрдин схемасы.



254-сүйрет. Доливо-Добровольскийдин амперметри.

Тап ұсындаған принциптің тийкарында ҳәзирғи заман техникалық амперметрлер соғылады. 255-сүйретте турақлы тоқтың техникалық амперметриниң кесими көрсетилген. Онда: 1 арқалы катушка, 2 арқалы 5 пружинасының жәрдемінде услап түрлілатуғын магнитленген темирдин қишкане бөлеги белгиленген. Катушка арқалы тоқ өткенде 2 арқалы белгиленген темирдин бөлеги катушкаға тартылады ҳәм стрелканы бурады. Темирдин бөлеги стрелка менен дәүирли тербелиске келмеуди ушын 4 цилиндрдин ишинде жүретуғын 3 поршеннен туратуғын "тынышландырышы" қолланылады.

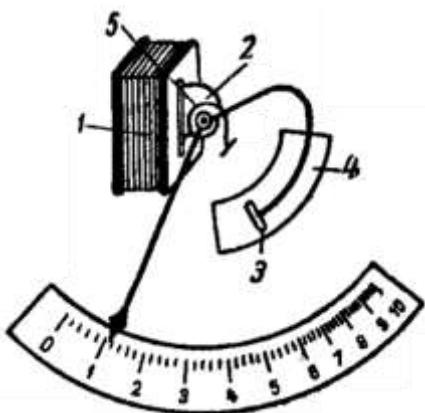
Өлшеүши әсбаплардың бириңи типине жылжыттуғын рамкалы гальванометрлер де киреди. Оларда магнит майданы таға тәризли формаға ийе турақлы магнит тәрепинен пайда етиледи. *N* ҳәм *S* полюслары (256-сүйрет) бирдей радиусқа ийе болған иймейтилген цилиндрлик бет пенен бир бирине қарап тур. Полюслардың арасына бир қанша киши радиусқа ийе болған темир цилиндр қозғалмайтуғындай етип бекитилген, ұсының салдарынан магнит шынжыры дерлик түйіқланған аүұталға келеди ҳәм индукциясызықтары полюслар менен цилиндрдин арасындағы цилиндрлик саңлақта концентрацияланған. Бул саңлақтан сымның бир неше орамынан туратуғын ҳәм усы орамлар арқалы өлшенетуғын тоқ өтетуғын жеңил *ad* рамкасы жайластырылған. Жиңишке пружина рамканы белгили болған ҳалда услап турады. Рамка арқалы тоқ өткенде ол оған тәсир ететуғын электромагниттик күшлердин моменти менен пружинаның буралығының салдарынан пайда болған механикалық момент теңлескенге шекем бурылады. Рамка менен тутастырылған жеңил стрелка оның бурылығы мүйешин көрсетеди. Рамка жайласқан саңлақтағы магнит майданының радиаллығының салдарынан кең шеклерде оның бурылығы тоқтың күшине пропорционал.

Усындағы типтеги гальванометрлер өзлериңін сезирлигинің турақтылығы ҳәм олардың көрсетиўлеринің сыртқы майданлардан әззи ғәрезликке ийе болғанлығы себепли жүдә қолайлы. Олардың дүзилислеринің тийкарында жататуғын принцип турақты тоқларды өлшейтуғын лабораториялық ҳәм техникалық өлшеў әсбапларын соғыўда қолланылады. Бундай әсбапқа үлкен қарсылықтардан туратуғын рамканы параллель етип жалғаў жолы менен амперметр сыпатында ямаса сондай рамканы избе-из жалғаў жолы менен вольтметр сыпатында пайдаланыўға болады (158-параграфқа қараңыз).

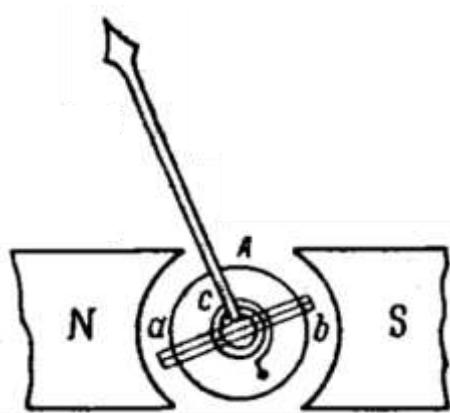
Сезирлиги жоқары болған әсбаплар тоғы бар қозғалатуғын рамканы жиңишке сабакта илдирип қойыў жолы менен соғылады (257-сүйрет). Рамканың бурылыў мүйешинин шамасы оған жабыстырылып қойылған айнадағы жақтылықтың шағылышының бойынша анықланады. Бундай әсбапты *айналық гальванометр* деп атайды.

Қозғалыўшы өткізгиши бар өлшеў әсбапларының усындағы типине тарлы гальванометр де киреди. Ол күшли магниттин полюсларының арасына керип қойылған жүдә жуқа *ab* сымынан турады (258-сүйрет). Өткізгиш сым арқалы тоқ өткенде ол шеп қол қағыйдасына сәйкес бурылады (196-параграф). Сымның орынның өзгериси магнетиктиң өзеги арқалы өткерилиген өлшеўши микроскоптың жәрдемінде бақланады. Бундай тарлы гальванометрдин сезирлигинин 10^{-12} а ге шекем жеткериўлийи мүмкін. Жиңишке сабактың киши инерциясының салдарынан тарлы гальванометр ўақыт бойынша өзгеретуғын тоқларды регистрациялаў ҳәм фотосүйретин түсириў ушын жарамлы.

Барлық гальванометрлердин сезирлигиниң шеги тоқ күшинин флюктуациялары менен шекленген (186-параграф).



255-сүйрет. Турақты тоқты өлшеўге арналған техникалық амперметр.

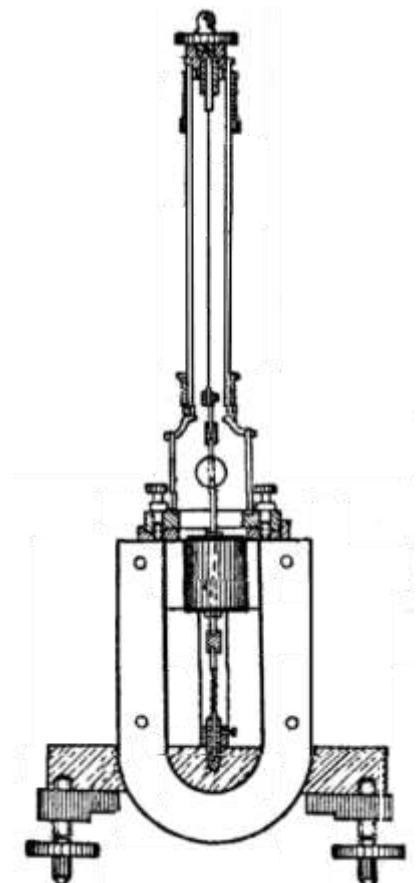


256-сүйрет. Қозғалыўшы рамкаға ийе болған гальванометрдин схемасы.

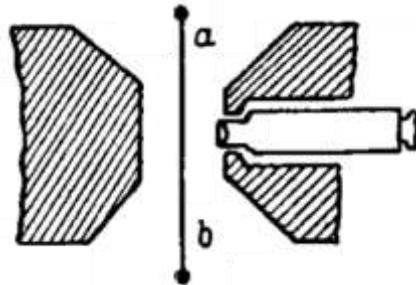
Ең ақырында, үшинши типтеги өлшеўши әсбапты соғыўға болады (электродинамикалық). Онда қандай да бир турақты магнитлер болмайды ҳәм олардың көрсетиўи тоқ өткізгішлердин бир бири менен тәсирлесійнен тийкарланған. Бундай әсбаптың ең әпиўайы болған схемасы соленоидтың ишине илдирилген тоғы бар рамка болып табылады (197-параграфта айтылғанлар менен салыстырыңыз). Рамкаға түсетеуғын айландырыўшы шамасы рамка арқалы өтетуғын I_1 тоғының шамасына да, соленоид арқалы өтетуғын I_2 тоғының шамасына да пропорционал. Егер рамка бойынша да, соленоид бойынша да өлшенетуғын I тоғы өтетуғын болса, онда рамканы айландыратуғын моменттиң шамасы I^2 қа пропорционал.

Тоғы бар еки катушканың арасындағы өз-ара тәсирлесіў ваттметрлерди, яғни үшінжырдың усы участкасында жутылатуғын құйатты өлшейтуғын әсбапларды соғыў ушын да қолланылады. Шынжырдың берилген участкасындағы пайдаланылатуғын құйаттың

ондағы тоқтың күшине ҳәм оның ушларындағы потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ ге пропорционал екенligин еске саламыз. Ваттметр бир бири менен тәсирлесетуғын еки катушкадан турады. Олардың бири киши қарсылықта ийе болады ҳәм ол шынжырдың участкасы менен избе-из жалғанады. Ал, екинши катушка үлкен қарсылықта ийе болып, ол шынжырдың участкасы менен параллель жалғанады. Биринши катушкадағы тоқтың күши шынжырдагы тоқтың күши I ге тең, ал екинши катушкадағы тоқтың күши $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасына пропорционал. Катушкалардың ҳәр бирине шамасы $I \cdot I'$ көбеймесине, яғни $I(V_1 - V_2)$ шамасына пропорционал болған ямаса, басқа сөзлер менен айтқанда, шынжырдың участкасында пайдаланылатуғын W қуұтатына пропорционал айландырышы момент түседи.



257-сүйрет. Айналы гальванометр.



258-сүйрет. Тарлы гальванометр.

t үақытының ишинде пайдаланылған электр энергиясының шамасын өлшектүфін есаплағыштың (счетчиктің) дүзилиси де усындағы еки катушканы пайдаланыў принципине тийкарланған.

XIX БАП

ЭЛЕКТР ҲӘМ МАГНИТ МАЙДАНЛАРЫНДА ЗАРЯДЛАНҒАН БӨЛЕКШЕЛЕРДИҢ ҚОЗҒАЛЫСЫ

§ 214. Магнит майданында қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын күш. 196-параграфта Ампер нызамы бойынша I шамасындағы тоқ өтип турған узынлығы Δl тең болған өткизгиштің участкасына

$$f = I\Delta l H \sin \alpha \quad (1)$$

күшинин тәсир ететуғынлығын көрдик. Бул теңликте α арқалы тоқтың бағыты менен магнит майданының кернеўлигиниң бағытының арасындағы мүйеш белгиленген. Бул формулаға киретуғын барлық шамалардың CGSM-системада өлшенийі керек. f күшинин бағыты шеп қол қағыйдасының жәрдемінде анықланады (196-параграфқа қараңыз). Бирақ, қәлеген тоқ зарядланған бөлекшелердин - электронлардың ямаса ионлардың қозғалысы менен байланыслы. Буннан сыртқы магнит майданы тәрепинен тоқ өтип турған өткизгишке тәсир ететуғын күштің қозғалатуғын зарядланған бөлекшелерге тәсир ететуғын күштің салдарынан жүзеге келеди деп болжай тәбий. Бул жуўмақты тиккелей бақлау арқалы тексерип көриўге болады: егер электронлардың ағысы пайда болатуғын трубканы, мысалы, турақты магнит пайда еткен сыртқы магнит майданына алып келсек (259-сүйрет), онда электронлар дәстеси бурылады. Оны электронлардың дәстесинин флуоресценцияланышы экрандағы пайда ететуғын жақты дақтың аұысышы бойынша аңғарыўға болады. Иши бос трубкада электронлар еркин қозғалады ҳәм магнит майданы тәрепинен пайда етилетуғын күштің тәсиринде тек олардың траекториялары ғана майысады. Егер электронлар ямаса басқа зарядланған бөлекшелер тутас денениң ишинде қозғалатуғын болса (қатты ямаса сүйкің денелердин), онда олардың атомлар менен үзлиksiz соқырыссызданың салдарынан оларға тәсир ететуғын күш бул денеге бериледи. Күштің усындағы болып берилийин 244-сүйретте көрсетилген айланышы дисктиң жәрдемінде демонстрациялаўға болады. Бул жағдайда барлық электронлар дисктиң ишинде оның радиусының бири бойынша қозғалады. Дисктиң тегислигине перпендикуляр болған магнит майданы оларды бир тәрепке қарай ысырады. Электронлардың атомлар менен үзлиksiz соқырыссызданың ақыбетинде электронларға тәсир ететуғын күш дискке бериледи ҳәм ол айлана баслайды. Усыған усаған тәжирийбени электролиттик өткизгиш болған жағдай ушын да өткериўге болады. Оның ушын металдан соғылған қапталларға иле, ал ултаны изоляцияланған материалдан исленген сақыйна сыйқылышы ыдыс алынады. Үйдистың дийўаллары электродлардың хызметин атқарады. Тоқ радиаллық бағытта дийўаллардың арасындағы электролит арқалы өтеди. Электролиттеги тоқ еки белгиге иле ионлардың қозғалысларының себебинен жүзеге келеди, ал ҳәр қыйлы белгиге иле ионлар қарама-қарсы бағыттарда қозғалады. Мейли, үйдисқа оның ултанына перпендикуляр болған магнит майданы алып келинген болсын. Буны, мысалы, үйдисти вертикаль бағытта жайласқан туýры маятниктиң ушына жайластырыш арқалы әмелге асырыўға болады (260-сүйрет). Бундай жағдайда қозғалышы ионларға магнит майданы тәрепинен олардың қозғалысларының бағытына перпендикуляр, ал сүйкіліктың бетине параллель болған күшлер тәсир етеди. Бул күшлер еки белгиге иле ионлар ушын бирдей болып бағытланған, сонлықтан ҳәр қыйлы белгилерге иле болған ионлар қарама-қарсы бағыттарда қозғалады. Бул күшлердин тәсиринде ионлар өзинин қозғалыс бағытынан бурыла баслайды ҳәм ишинде дөңгелек ағыс пайда болған сүйкіліктың өзи менен алып жүреди.

Енди, магнит майданы тәрепинен қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын күш ушын аңлатпаны табамыз. Оның ушын тоқ өтип турған, яғни зарядлар қозғалып турған

өткізгіштиң участкасына тәсир ететуғын күш ушын жазылған (1)-аңлатпадан пайдаланамыз. Тоқтың күши I сан мәниси бойынша үақыт бирлигіндегі өткізгіштиң көлденең кесе-кесими арқалы ағып өткен зарядтың мұғдарына тең. Егер айырым зарядтың шамасы e , ал өткізгіштиң кесе кесими арқалы үақыт бирлигінде өткен зарядлардың саны n болса, онда $I = en$. Әлбетте, $n = n_0 v S$, бул теңліктегі n_0 - көлем бирлигіндегі қозғалышты зарядлардың саны, v - олардың тезлигі ҳәм S - өткізгіштиң кесе-кесиминин майданы. Демек, I ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

$$I = en_0 v S.$$

I дин ғол мәнисин (1) ге қойып, мынаны аламыз:

$$f = en_0 v S \Delta l H \sin \alpha \quad (2)$$

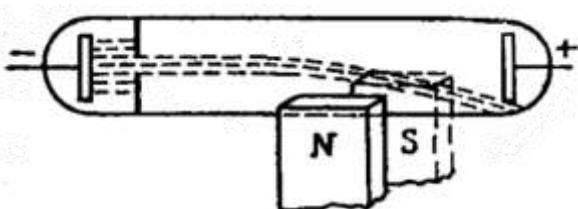
Бул күш узынлығы Δl ге тең болған өткізгіштиң участкасына тәсир етеди. Демек, ол өткізгіштиң биз қарап атырған участкасындағы барлық қозғалышты зарядларға тәсир ететуғын күшлердин қосындысына тең; бул зарядлардың саны $n' = n_0 S \Delta l$ шамасына тең. Буннан, бир зарядқа тәсир ететуғын күш мынаған тең:

$$\Delta f = \frac{f}{n'} = \frac{f}{n_0 S \Delta l}.$$

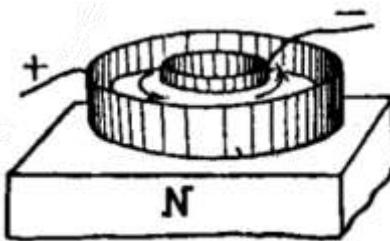
Бул теңлікке f күшиниң орына оның (2)-аңлатпа бойынша алынған мәнисин қойып

$$\Delta f = ev H \sin \alpha \quad (3)$$

теңлигине ийе боламыз.



259-сүйрет. Электронлық дәстениң магнит майданындағы бурылышы.



260-сүйрет. Магнит майданындағы электролиттик ионлардың бурылышы.

Лоренц формуласы деп аталатуғын бул формула кернеўлиги H қа тең магнит майданында v тезлиги менен қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын биз излеп атырған күшти береди. $v = 0$ теңлиги орынланатуғын жағдайда Лоренц формуласы бойынша $\Delta f = 0$. Бул тынышлықтағы зарядқа магнит майданының тәсир етпейтуғынлығы фактына сәйкес келеди (бул электростатикада орын алатуғын жағдайға сәйкес келеди). Лоренц формуласындағы v тезлиги ҳақында гәп еткенде Δf күши менен майданының кернеўлиги H өлшенип атырған координата системасына қарата алынған тезликті түсініү керек. Күш зарядтың қозғалыш тезлигі v да, магнит майданының кернеўлиги H қа да перпендикуляр, яғни, Δf күши v ҳәм H векторлары жатқан тегисликке перпендикуляр. Оң заряд қозғалатуғын жағдайда күштин бағыты шеп қол қағыйдасының жәрдемінде анықланады: егер төрт бармақтың бағытын зарядтың қозғалыш бағытында усласа, ал алақанды магнит майданының кернеўлигининң сызықлары перпендикуляр болатуғындағы етіп жайластырса, онда Δf күшиниң бағытына бас бармақтың бағыты сәйкес келеди. Терис белгіге ийе заряд қозғалғанда күш қарама-қарсы бағытланған (261-сүйрет).

Лоренц күшиниң шамасы тек тезлик пенен магнит майданының кернеўлиги H тан ғәрэзли болып ғана қоймай, олардың арасындағы мүйештиң синусы $\sin \alpha$ дан да, яғни олардың салыстырмалы бағытларынан да ғәрэзли болады. Заряд магнит майданының кернеўлиги H тың бағытына перпендикуляр бағытта қозғалса күштин шамасы максималлық мәнисине жетеди, ал заряд майданының кернеўлигининң сызықларының бойы

менен қозғалса, онда күш нолге тең.

Хеш қандай пропорционаллық коэффициенти киргизилмеген (3)-формулада оған киретуғын барлық шамалардың *CGSM*-бирликлеринде өлшенген болыұы керек. Әдетте аралас бирликлер системасынан да пайдаланады: *e* ни *CGSE*-бирликлеринде, ал майданың кернеўлигин - әрстедлерде өлшейди, бундай жағдайда (3)-формуладағы пропорционаллық коэффициентин киргизиў керек:

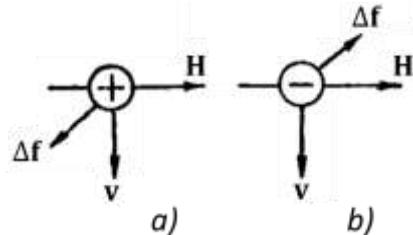
$$\Delta f = \frac{1}{c} ev H \sin \alpha. \quad (3a)$$

Бул формулада

$$\frac{1}{c} \cong \frac{1}{3 \cdot 10^{10}} \frac{\text{сек}}{\text{см}}.$$

261-сүйрет.

Кернеўлиги **H** болған магнит майданында **v** тезлиги менен қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын Лоренц күши Δf тиң бағыты.



Δf күшинин бағыты $[\mathbf{v} \times \mathbf{H}]$ векторлық көбеймесинің бағытына сәйкес келетуғынлығын аңғарып, (3a) формуланы векторлық түрде жазыўға болады. Буннан:

$$\Delta f = \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}]. \quad (3b)$$

Егер магнит майданы менен бир қатарда кернеўлиги **E** болған электр майданы да бар болса, онда **v** тезлиги менен қозғалатуғын *e* зарядына тәсир ететуғын толық күш электрлик *eE* күшинен ҳәм (3b) Лоренц күшинен түрады:

$$\Delta f = e \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}] \right\}. \quad (3b)$$

Лоренц күши тек қозғалатуғын элементар зарядқа ғана емес (электрон ямаса ион), ал магнит майданында қозғалатуғын қәлеген макроскопиялық зарядқа да тәсир етеди. Мысалы, егер шарикти зарядласақ ҳәм оны магнит майданында қозғалта басласақ, онда оған қозғалыс бағыты менен магнит майданының бағытына перпендикуляр бағытта күш тәсир ете баслады ҳәм бул күштин шамасы (3)- ямаса (3a) формуланың жәрдеминде аңғартылады. Бирақ, биз бере алатуғын зарядларда ҳәм тезликтерде бул күштин мәнисиниң киши болатуғынлығын аңсат көриўге болады. Мысалы, егер радиусы 1 см болған шарикти 3000 V потенциалға шекем зарядласақ, онда оның заряды $e = VC = \frac{3000}{300} \cdot 1 CGSE = 10 CGSE$ шамасына тең болады. Бул шарик кернеўлиги $H = 1000$ әрстед болған майданға перпендикуляр бағытта $v = 10^5 \text{ см/сек}$ тезлиги менен (оқтың тезлиги!) қозғалса, онда

$$\Delta f = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}} \cdot 10 \cdot 10^5 \cdot 1000 \text{ дин} = \frac{1}{30} \text{ дин}$$

шамасындағы, яғни көринип түрғанындей, шамасы кишкене болған күш пайда болады. Бирақ, бул нәтийже әдettегидей жағдайға қайши келетуғындей болып көринеди: тоқ өтип түрған өткізгішлерге (сымларға) магнит майданында әдеўир үлкен күшлер тәсир етеди. Бундай жағдайда әдettегидей күшлердеги тоқларда алып өтилетуғын зарядлардың жудә үлкен екенлигин нәзерде тутыў керек. 1 а болған тоқ күши орын алғанда өткізгіштің кесе-кесими арқалы бир секундтың ишинде 1 кулон, яғни $3 \cdot 10^9 CGSE$ -бирлик электр заряды өтеди.

Қозғалмайтуғын оң зарядтың дөгерегинде радиусы r болған дөңгелек орбита бойынша әмбүйешлик тезлиги менен қозғалатуғын электронға магнит майданының тәсириң де қараймыз. Электронның қозғалысы $f = \frac{eE}{r^2}$ Кулон күшинин тәсириңде жүреди, *e* - электронның заряды, ал *E* - оң зарядтың шамасы. w_n арқалы электронның орайға умтылыўшы тезленийүин қараймыз. Бундай

жағдайда Ньютоның екінши нызамы бойынша мынадай теңлікти жаза аламыз:

$$mw_n = \frac{eE}{r^2}. \quad (4)$$

Енди электронның орбитасының тегислигіне перпендикуляр болған **H** магнит майданы бар деп болжаймыз. Бундай жағдайда кулонлық f күшине Лоренц күши қосылады:

$$\Delta f = \frac{e}{c} vH.$$

Электронның мүйешлик тезлиги ω ны киргизип $v = \omega r$ теңлигине ийе боламыз, нәтийжеде Лоренц күши үшін аңлатпа мынадай түрге ийе болады:

$$\Delta f = \frac{e}{c} r\omega H.$$

Лоренц күши радиустың бағытында бағдарланған ҳәм, демек, магнит майданы бар болған жағдайда қозғалыс теңлемеси болған (4)-теңлеме

$$mw_n = \frac{eE}{r^2} + \frac{e}{c} r\omega H$$

түріндеги теңлеме менен алмастырылады.

Буннан кейин, электронның орбитасы тегислигіне перпендикуляр болған көшердингі дөгерегінде тұрақты $\Delta\omega$ мүйешлик тезлиги менен қозғалатуын координаталар системасын киргиземиз. Егер теңлемени үсы айланышы системаға салыстырғанда жазатуын болсақ, онда тәсір ететуын $f + \Delta f$ күшине және орайдан қашышы инерция күши болған $mr\Delta\omega^2$ күшин ҳәм Кориолис күши болған $2mr\omega\Delta\omega$ күшин киргизиўимиз керек (I томдағы 24-параграфқа қараңыз).

Солай етіп, айланышы системаға қарата қозғалыс теңлемеси мынадай түрге енеди:

$$mw_n = \frac{eE}{r^2} + \frac{e}{c} r\omega H + 2mr\omega\Delta\omega + mr\Delta\omega^2.$$

Егер $\Delta\omega$ шамасын киши деп есапласақ, онда киши болған $mr\Delta\omega^2$ көбеймесин есапқа алмауға болады. Бундай жағдайда

$$mw_n = \frac{eE}{r^2} + \frac{e}{c} r\omega H + 2mr\omega\Delta\omega.$$

Егер $\Delta\omega$ шамасын

$$\frac{e}{c} r\omega H + 2mr\omega\Delta\omega = 0 \quad (5)$$

теңлиги орынланатуындағы етіп сайлап алатуын болсақ, онда айланышы системаға қарата қозғалыс теңлемеси мынадай түрге ийе болады:

$$mw_n = \frac{eE}{r^2}.$$

Бул аңлатпаны (4)-аңлатпа менен салыстырып мынаған ийе боламыз: (5)-шәрт орынланатуын айланышы координата системаһында қозғалыс теңлемесиниң бурынғы түри, ал соған сәйкес, электронның траекториясының бурынғы түри сақланады. Буннан, магнит майданындағы қозғалмайтуын координаталар системаһында электронның радиусы r ге тең болған дөңгелек бойынша, бирақ өзгериүши $\omega + \Delta\omega$ мүйешлик тезликтен қозғалатуының келип шығады.

$\Delta\omega$ үшін (5)-шәрттен мынадай аңлатпаны табамыз:

$$\Delta\omega = -\frac{eH}{2mc}. \quad (6)$$

H майданының бағыты орбитаның тегислигі менен ықтыярлы мүйешти жасайтуын үлүйіма жағдайда, электрон **H** векторына салыстырғанда $\Delta\omega$ мүйешлик тезлиги менен айланатуын координаталар системаһындағы траекториясының дәслепки түрін сақтайты. Орбитаның үсындағы болған өзгериске үшірауын прецессия, ал $\Delta\omega$ шамасын прецессияның мүйешлик тезлигі деп атайды.

Бул жуўмақ Лоренц күшиниң шамасы Кулон күши f тен киши болғанда, яғни $mr\Delta\omega^2$ ағзасын есапқа алмауға болатуын жағдайда дұрыс.

Электронның зарядының терис екенлигине байланыслы $H > 0$ теңсизлигі орынланған жағдайда (6)-формула бойынша прецессияның тезлигі $\Delta\omega > 0$. Екінши тәрептен дөңгелек орбита бойынша қозғалатуын электронның магнит моменти $\omega < 0$ болған жағдайда оң болғанлықтан (201-параграфқа қараңыз) биз мынадай жуўмақта келемиз: егер орбитаның магнит моменти майданының бағыты менен бағытлас болса, онда сыртқы магнит майданы электронның орбита бойынша қозғалысының тезлигинин сан мәнисиниң кемейиүине алып келеди. Нәтийжеде

айланышы электронның дәслепки магнит моменти де киширейеди. Солай етип, атомлар менен молекулалардың ишинде айланатуғын электронлар бар деп есаплаған жағдайда диамагнитлик эффектти түсіндіриүге болады екен.

§ 215. Қозғалатуғын зарядтың магнит майданы. Егер сыртқы магнит майданы қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын болса, онда, өз гезегинде, қозғалышы заряд қоршаған орталықта магнит майданын пайда етеди. Бул электр тоғының қозғалатуғын зарядлардың жыйнағы ҳәм қоршаған орталықта магнит майданын пайда ететуғынлығынан келип шығады. Қозғалышы заряд тәрепинен пайда етилетуғын майданын шамасын Био-Савар-Лаплас формуласынан келип шыққан ҳалда анықлауға болады (193-параграфқа қараңыз), бул формула бойынша үзынлығы Δl ге тең болған тоқтың элементи оннан r қашықлықта жайласқан ноқаттағы магнит майданының кернеўлиги

$$\Delta H = \frac{I \Delta l}{r^2} \sin \alpha$$

шамасына тең болады. Бул аңлатпада α - тоқтың бағыты менен r радиус-векторының арасындағы мүйеш.

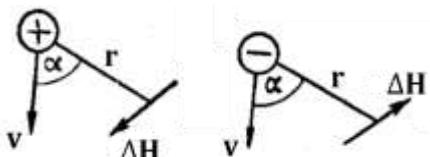
Бул теңликтке I тоқ қүшиниң оның қозғалышы e бойынша мәнисин, олардың көлем бирлигиндеги саны n_0 ди ҳәм олардың тезлиги v ны қойсақ, яғни $I = en_0vS$ теңлиги орынланады деп болжап, мынаны аламыз:

$$\Delta H = \frac{en_0vS\Delta l}{r^2} \sin \alpha.$$

Бул теңликтеке S - өткизгиштиң кесе-кесиминиң майданы. Өткизгиштиң биз қарап атырған элементинде $n' = n_0S\Delta l$ дана зарядланған бөлекше қозғалатуғын болғанлықтан, олардың ҳәр бири кернеўлиги

$$\Delta H = \frac{ev}{r^2} \sin \alpha \quad (1)$$

шамасына тең магнит майданын пайда етеди деп есаплауға болады. Бул формулада зарядтың тезлиги v ұққында гәп етилгенде ΔH шамасы өлшенетуғын координаталар системасындағы тезлик нәзерде тұтылады.



262-сүйрет.

Ұ тезлиги менен қозғалатуғын заряд тәрепинен пайда етилетуғын ΔH магнит майданының бағыты.

Қозғалатуғын заряд тәрепинен пайда етилетуғын магнит майданының ΔH кернеўлик сыйықтары бөлекшениң тезлигинин векторы v ҳәм r радиус-векторы жатқан тегислике перпендикуляр. Оң зарядқа ийе бөлекше қозғалғанда кернеўлик ΔH тиң бағыты бурғы қағыйдасы бойынша анықланады: егер v ның бағыты бурғының илгерилемели қозғалысының бағытына сәйкес келетуғын болса, онда оның тұтқасының айланышы бағыты ΔH тиң бағытын береди, ал терис белгиге ийе заряд қозғалатуғын болса, онда ΔH тиң бағыты қарама-қарсы болады (262-сүйрет). Усы параграфта келтирилген (1)-формула оған киретуғын барлық шамалардың бирдей болған бирликлер системасында өлшенген жағдай ушын дұрыс (яғни шамалардың CGSM- ямаса CGSE-системаларында өлшенгенлигинен фәрзесиз).

Бул жағдайдың орын алыш себеби мыналардан ибарат: ҳеш қандай санлы коэффициентке ийе болмаған Био-Савар-Лаплас формуласы CGSM-системасында да, CGSE-системасында да дұрыс. Ал Ампер формуласы болса тек CGSM-системасында санлы коэффициентке ийе емес (195-параграфқа қараңыз), сонлықтан Лоренц формуласы (214-параграф) тек CGSM-системасында ғана дұрыс; ал CGSE-системасында болса формуланың

он тәрепинде $1/c^2$ көбейтишисиниң түрыұы керек.

Егер аралас системадан пайдаланатуғын ҳәм e зарядты CGSE-бирликлерде, ΔH те әрстедлерде, v ны см/сек лерде ҳәм r ди сантиметрлерде өлшесек, онда (1)-формуланың он бөлімине $1/c$ коэффициентин киргизиү керек болады:

$$\Delta H = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \sin \alpha. \quad (1a)$$

(1a) формула қозғалыұшы зарядтан r қашықтығында турған ноқаттағы майданның кернеўлигин анықлады. Бирақ, (1a) бойынша алынған ΔH тың мәниси r дин жүдә үлкен болмаған ҳәм v тезлигинин жүдә үлкен болмаған мәнислері ушын ғана дұрыс. Ал басқа жағдайларда электромагнит майданының тарқалыў тезлигиниң шекли екенligin дыққатқа алыў керек.

Лоренц формуласы сыйқылды (1a) формуланы да, векторлық формада жазыўға болады. 262-сүйретте көрсетилгендей, ΔH магнит майданының бағыты $[v \times r]$ векторлық көбеймениң бағытында. Буннан:

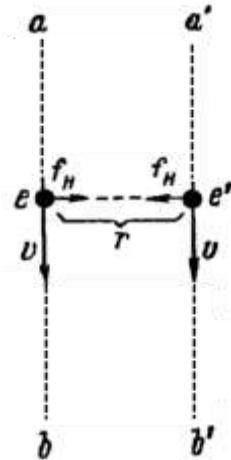
$$\Delta H = \frac{e}{c} \frac{[v \times r]}{r^3} \quad (2)$$

формуласы келип шығады.

Еки заряд бир үақытта қозғалатуғын жағдайда, олардың арасындағы электрлик өзара тәсирлесіўден басқа магниттик өзара тәсирлесіў күши де пайда болады. Себеби зарядлардың ҳәр қайсысы өзин қоршаған орталықта магнит майданын пайда етеди, ал екинши заряд болса сол магнит майданында қозғалады. Бул күшлердин шамаларын салыстырамыз. Оның ушын бир бири менен Кулон нызамы бойынша

$$f_e = \frac{ee'}{r^2} \quad (3)$$

күши менен тәсир етиседи. Усындағы түрде Кулон нызамы бирден өзгеше болған пропорционаллық коэффициентине ийе емес, яғни нызам e ҳәм e' зарядлары CGSE-системада берилген деген болжамның тийкарында жазылған.



263-сүйрет.

Қозғалыұшы зарядлардың арасындағы өзара тәсирлесіў күшин есаплауға.

Зарядлардың екеүі де ab ҳәм $a'b'$ туýрысы бойлап, бирдей v тезлиги менен қозғалады деп болжайық (263-сүйрет). Бундай жағдайда (1a) формуласы бойынша e заряды екинши заряд жайласқан орында кернеўлиги CGSE-системада

$$H = \frac{1}{c} \cdot \frac{ev}{r^2}$$

түринде жазылатуғын магнит майданын пайда етеди. Бул майдан v ҳәм r векторлары жататуғын тегисликке перпендикуляр бағытланған.

Лоренц формуласы бойынша [214-формуладағы (3a) формула], бул майдан e'

зарядына

$$f_H = \frac{1}{c} e' v H = \frac{ee'}{r^2} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \quad (4)$$

күши менен тәсир етеди, қала берсе, бул күш e зарядына қарай бағытланған. Шамасы бойынша тап усындау күш пенен e' заряды e зарядына тәсир етеди. Солай етип, тұрақты тезлик пенен бир бирине параллель бағытта қозғалатуғын еки заряд бир бири менен Кулон күши менен бир қатарда қосымша магнитлик күш пенен де тәсир етиседи.

(4)- ҳәм (3)- магнит ҳәм кулонлық күшлерди бир бири менен салыстырып, мынаны аламыз:

$$\frac{f_H}{f_e} = \left(\frac{v}{c}\right)^2. \quad (5)$$

Еки күштин қатнасы f_H/f_e өлшем бирлигине ийе болмағанлықтан, (5)-формуладан электродинамикалық тұрақты болған с шамасының тезликтиң бирлигине тең екенлигі айрықша көргизбели түрде келип шығады.

Жоқарыда көрсеткенимиздей (195-параграфқа қараңыз), с электродинамикалық тұрақтысының сан мәнисиниң бослықтағы жақтылықтың тезлигине тең. Бул жағдайда нәзерде тұтып, (4)- ҳәм (5)-формулалардан зарядлардың магнитлик өз-ара тәсирлесиү күшиниң шамасының олардың тезлиги v ның электромагнит толқынларының тезлиги c ға қатнасының квадраты бойынша анықланатуғындық келип шығады. Көпшилик жағдайлар ушын $v \ll c$ теңсизлиги орынланатуғын болғанлықтан, зарядлардың арасындағы магнитлик тәсирлесиүдин шамасы кулонлық күштин шамасына салыстырғанда киши.

(4)-формула бойынша анықланатуғын зарядлардың арасындағы магнитлик күш пенен өз-ара тәсирлесиүдин бар болыуының нәтийжесинде бир бағытта тоқ өтип турған өткізгишлер бир бирине тартысады.

§ 216. Қозғалатуғын зарядлардың магнит майданын эксперименталлық үйрениү. Тәжирибелерде қозғалышы зарядлардың магнит майданының табылыуы тарийхый жақтан үлкен әхмийетке ийе болды. Бул өткізгишлердеги электр тоғының зарядлардың ағып өтилиүи деген көз-қарасты тастыйықлады. Усының менен бирге, қозғалышы зарядлардың магнит майданын үйрениүдин нәтийжелери электромагнит майданның теориясының, соның ишинде эфир теориясының рауажланыуына алып келди.

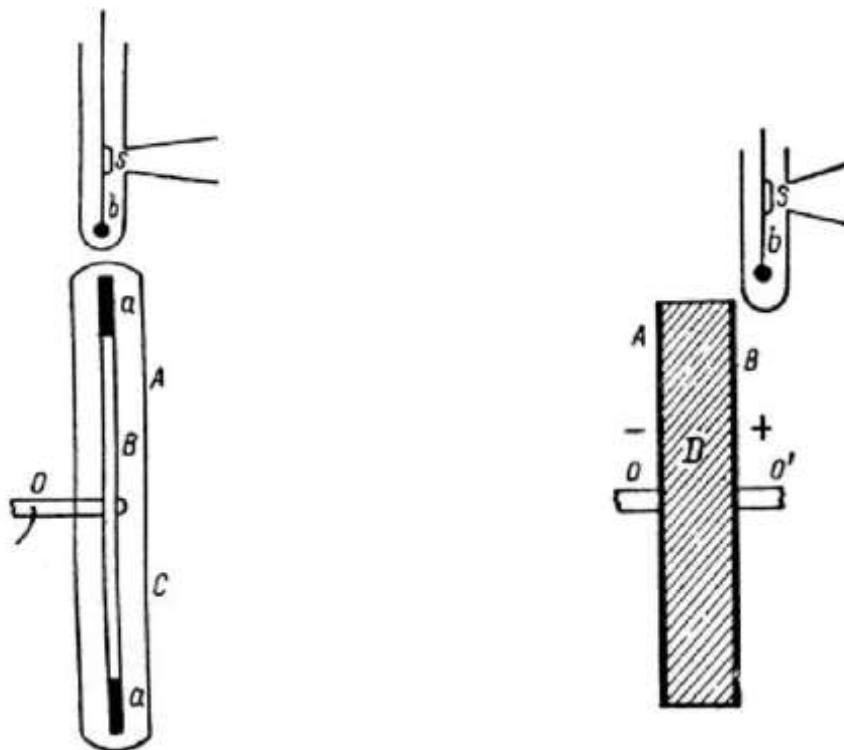
Қандай да бир макроскопиялық зарядланған денениң қозғалышы менен байланыслы болған электр тоғын конвекциялық тоқ деп атайды.

Конвекциялық тоқтың магнит майданын ең терен изертлеү XX әсирдин басында Москва университетиниң профессоры А.А.Эйхенвальд тәрепинен әмелге асырылды.

Эйхенвальд тәжирийбесиниң схемасы төмендегилерден ибарат. Изоляцияциялаушы материалдан соғылған дөңгелек B пластинкасы сақыйна тәризли a станиол астардың бетине желимленген. Пластинка айланатуғын ҳәм сырғанаушы контактқа ийе O көшерине бекитилген, соның жәрдеминде a астары батареядан белгили болған тұрақты потенциалға шекем зарядланады. a астары конденсатордың пластинкаларының бири болып хызмет етеди; конденсатордың екинши пластинкасы болып қозғалмайтуғын, соның менен бирге электростатикалық қорғаудың да орнын ийелейтуғын AC металл құты хызмет етеди. B диски a сақыйна менен бирге тез айланыуға алып келинеди.

Солай етип, a сақыйнасында топланған электр заряды қозғалыста болады ҳәм қоршаған орталықта магнит майданын қоздырады. Бул майданның кернеўлиги H узын ҳәм жиңишике сабака илдирилген b магнит стрелкасының жәрдеминде өлшенеди. Стрелканың бурылышы сол сабака бекитилген кишкене s айнада шағылышқан жақтылық нұрының бурылышы менен өлшенеди. Электр майданының тәсиринде пайда болатуғын тәсирлерди жоқ етий ушын магнит стрелкасы металл қаптың ишинде жайластырылады. Усындау жоллар менен өлшенген магнит майданының кернеўлигинин шамасы 215-параграфтағы

(1)-формула менен есапланған мәниске толық сәйкес келген.



264-сүйрет. Эйхенвальд тәжирийбесиниң схемасы.

265-сүйрет. Қозғалатуғын диэлектриктиң магнит майданының анықлау бойынша Эйхенвальдтың тәжирийбесиниң схемасы.

Диэлектрик поляризацияланғанда оның бетинде пайда болатуғын бетлик зарядлардың қозғалыұының салдарынан пайда болатуғын магнит майданы да проф. А.А.Эйхенвальд тәрепинен эксперименталлық изертленди. Өзиниң тәжирийбесиниң вариантының биринде Эйхенвальд A ҳәм B дөңгелек пластинкаларынан туратуғын ҳәм олардың ортасында D диэлектрик болған конденсаторды OO' көшериниң дөгерегинде айланысқа келтирди (265-сүйрет). Конденсатордың барлық бөліми диэлектрик пенен бирге пүтини менен айланды. Мейли, b магнит стрелкасы астарлардың бирине жұдә жақын жайласқан болсын ҳәм бул жағдайда бул стрелка тек бир астардың ҳәм диэлектриктиң оған жақын жайласқан бети тәрепинен пайда етилетуғын магнит майданының ғана өлшейтуғын болсын. Конденсатор $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасына шекем зарядланған болсын. Бундай жағдайда оның астарларында бетлик тығызлығы

$$\sigma = C(V_1 - V_2) \varepsilon \quad (1)$$

шамасына тең болған зарядлар пайда болады. Бул теңлікте ε - астарлардың арасындағы орталықтың диэлектрик тұрақтысы, ал C - конденсатордың тек өлшемлері менен геометриялық формасынан ғәрзели болған тұрақты. Пластишкаға тийип турған диэлектриктиң бетинде кери белгиге ийе бетлик зарядлар пайда болады. 139-параграфта айтылғанлар бойынша, бул зарядлардың тығызлығы σ' мынаған тең болады:

$$\sigma' = \frac{4\pi\chi\sigma}{\varepsilon}.$$

Бул теңліктегі χ - поляризация коэффициенти. Поляризация коэффициенти χ диэлектрик тұрақты ε менен $\varepsilon = 1 + 4\pi\chi$ қатнасы бойынша байланысқан болғанлықтан, соңғы аңлатпаны былайынша көширип жазыуға болады:

$$\sigma' = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \sigma.$$

Егер, σ ның орнына (1)-формула бойынша оның мәнисин қойсақ мынадай тәңликтеке ийе боламыз:

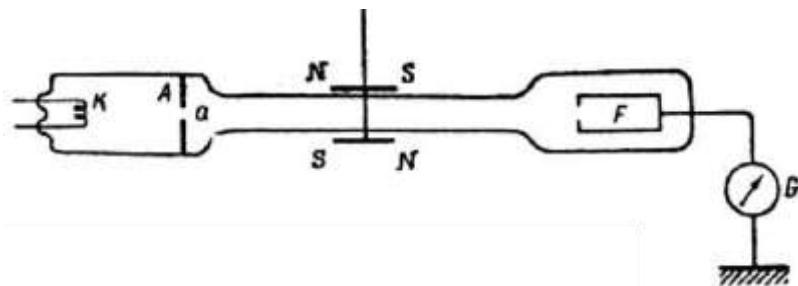
$$\sigma = C(V_1 - V_2)(\varepsilon - 1). \quad (2)$$

Зарядлардың тығызлығы σ менен σ' лер қарама-қарсы белгилерге ийе болады. Сонлықтан, пластинкалар қозғалғанда олар бир бирине қарама-қарсы бағытланған магнит майданларын пайда етеди. Магнит майданының қосынды кернеўлиги H зарядлардың тығызлықтарының айырмасы $\sigma - \sigma'$ бойынша анықланады.

(1)- ҳәм (2)-тәңликлер бойынша

$$\sigma - \sigma' = C(V_1 - V_2).$$

Көринип турғанындай, тығызлықтардың айырмасы $\sigma - \sigma'$ диэлектриклик турақты болған ε шамасынан ғәрэзли емес. Солай етип, берилген өлшемлерге ҳәм формаға ийе болған берилген потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ де диэлектриктиң поляризациясына байланыслы магнит майданын пайда ететуғын қосынды зарядтың муғдары диэлектриктиң тәбиятынан ғәрэзли емес екен. Ҳақыйқатында да, Эйхенвальд базы бир $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасына шекем зарядланған зарядланған A ҳәм B дисклерин айландырғанда олар пайда еткен магнит майданы олардың арасында қандай D диэлектриктиң жайласқанлығынан ғәрэзсиз екенлигин анықлады. Буннан, поляризацияланған диэлектриктиң байланысқан зарядларының қозғалысының салдарынан қоршаған орталықта магнит майданын пайда болатуғының дәлилленді.



266-сүрет. Электронлық дәстениң магнит майданын анықлау бойынша Иоффениң тәжирійбесинин схемасы.

Ең ақырында, еркін қозғалатуғын электронлардың магнит майданы академик А.Ф. Иоффе тәрепинен өлшенди. Қыздырылған K катоды (266-сүрет) электронлардың дереги болып хызмет етти, олар K катоды менен A анодының арасында тезлетилген. Буннан кейин электронлардың айырымлары a тесиги арқалы өткеннен кейин тең өлшеўли қозғалады. Жолының ақырында олар Фарадей цилинтри F тиң ишине келип түседи ҳәм оған өзинин зарядын береди; бул электронлар пайда еткен тоқ G гальванометри тәрепинен өлшенген. Трубканың орайлық бөлімінин қасында магнитлердин астатикалық системасы қойылған. Электронлар дәстеси тәрепинен қоздырылған магнит майданы бул магнитлердин бурылышына алып келді.

Электронлардың дәстесин электр тоғы өтип турған сым менен де алмастырыўға болады. Стрелкалардың тап сондай бурылышын алыў ушын электронлар дәстеси болған жағдайда сым арқалы G гальванометринин жәрдемінде өлшенгендей тоқты өткериў керек. Солай етип, магнит майданын қоздырышы бойынша электронлық дәсте менен әдеттеги өткизгишлик тоғының арасындағы эквивалентлик дәлилленді.

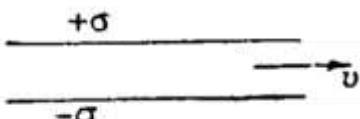
215-параграфтағы формулаларда зарядтың тезлигі болған v шамасы ҳақында айтқанда f күши өлшенип атырған координаталар системасындағы тезликтин нәзерде тутылатуғынлығын атап өтиў әхмийетли. XIX әсирдин ақырында электромагниттик процесслердин алып жүриўшилери сыйпатында барлық кеңисликти тутас орталық сыйпатында

толтырып туратуғын эфир қабыл етилген еди. Бундай көз-қарасларға байланыслы магнит майданы зарядлардың эфирге салыстырғандағы қозғалысының салдарынан жүзеге келийи керек. Соныңтан, зарядлардың магнит майданын бақлау эфирге салыстырғандағы тезлиktи анықлауға мүмкіншілік береди деп есапланды. Эфир бизиң бақлауларымыздың өткерилийи мүмкін болған барлық кеңислікти толтырып туратуғын орталық деп есапланғанлықтан, оған (эфирге) салыстырғандағы қозғалыстың абсолют қозғалыс болып есапланыуы керек. Механикалық салыстырмалық принципи бойынша (I том, 19-параграф) механикалық процесслердин жәрдемінде абсолют илгерилемелі қозғалысты табыу мүмкін емес.

215-параграфта биз бирдей v тезлиги менен параллель траектория бойынша еки e ҳәм e' зарядларының қозғалысын қарадық. Бундай зарядлар Кулон күши менен бир қатарда

$$f_H = \frac{ee'}{r^2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \quad (3)$$

магнит күши менен де тәсирлеседи. Бундай жағдайда мынадай альтернатива айрықша түснікли - магнит майданының пайда болыуы: 1) зарядтың f күши өлшенип атырған координаталар системасындағы салыстырмалы қозғалысы менен ямаса 2) эфирге салыстырғандағы қозғалысы менен байланыслы. Ҳақыйқатында да, егер зарядлардың екеүі де өзлери менен биргеле қозғалатуғын координаталар системасында магнит күшлерин пайда етпеүи керек. Екинши жағдайда туұры сзығылғы ҳәм тең өлшеули қозғалатуғын координаталар системасына салыстырғанда тынышлықта турған зарядлар болған жағдайда да магнит күшлеринің бар болыуы керек. Мейли, Жер шарындағы лабораторияда оған салыстырғанда қозғалмайтуғын зарядлар бар болсын. Жер шары суткалық ҳәм жыллық қозғалысларға қатнасады ҳәм Қуяш системасы менен биргеликте басқа жулдызларға салыстырғанда да қозғалады. Усы жағдайға байланыслы мынадай сорау туылады: Кулон күшинен басқа зарядлардың арасындағы басқа да қосымша өз-ара тәсирлесіү күшлері бола ма? Бириңи болжай бойынша бундай тәсирлесіудің болыуы мүмкін емес, ал екинши болжай бойынша қосымша күштин болыуы керек. Бул күшті тиккелей анықлаудың мүмкіншілігі жоқ: (3)-формуладан көринип турғанында, оның шамасы Кулон күшинен $\left(\frac{v}{c}\right)^2$ көбейтішиси менен айралады. Бул көбейтішиде v - зарядлардың тезлиги, ал c - электромагнит толқынлардың (солардың, ишинде жақтылықтың) бослықтағы тарқалыу тезлигине тең электродинамикалық тұрақты. Жақтылықтың тезлиги жүдә үлкен болғанлықтан ($3 \cdot 10^{10}$ см/сек), бул қатнастың жүдә киши болатуғынлығын биз атап өттік. Бирақ, ұсындај жағдайларға қарамастан, тәжирийбениң қосымша күшлер табылатуғындағы вариантын ойлап табыуға болады. Бул тәжирийбе 1904-жылы Трутон ҳәм Нобль тәрепинен ұсынылды ҳәм әмелге асырылды.



267-сүйрет.
Трутон менен Ноблдин тәжирийбесиниң схемасы.

v тезлиги менен астарларына параллель бағытта қозғалатуғын тегис конденсаторды қараймыз (267-сүйрет). Егер конденсатор зарядланған болса, онда оның пластинкаларының ҳәр бири қоршаған орталықта магнит майданын пайда етеди. 215-параграфтағы (1a) формуласы бойынша конденсатордың пластинкаларының арасындағы магнит майданының кернеўлигі H тың мәниси (конденсаторлардың астарларының зарядларының бетлик тығызлықтары $+σ$ ҳәм $-σ'$ шамаларына тең ҳәм олардың арасындағы орталықтың магнит сициргишилігі $μ = 1$ болған жағдайда)

$$H = \frac{4\pi}{c} σv$$

шамасына тең.

Ұсының менен биргеле, конденсатордың пластинкаларының арасында кернеўлигі $E = 4πσ$ шамасына тең электр майданы да бар (пластинкалардың арасындағы орталықтың диэлектриклик тұрақтысы $ε = 1$ шамасына тең).

Конденсатордан сыртта еки майданың кернеўликтери нолге тең. 138-параграфта

электростатикалық майданың көлемлик тығызлығы $ED/8\pi$ шамасына тең энергияға ийе болатуғынлығын көрдик.

Буннан барлық конденсатордың электр энергиясының мынаған тең екенлигин аламыз:

$$W_e = 2\pi\sigma^2 V.$$

Бул теңліктегі V арқалы конденсатордың пластиналарының арасындағы кеңисликтиң көлемі белгиленген.

227-параграфта магнит майданының көлемлик тығызлығы $HB/8\pi$ шамасына тең энергияға ийе болатуғынлығын көремиз. Буннан конденсатордың магнитлик энергиясы мынаған тең болады:

$$W_m = 2\pi\sigma^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 V.$$

Демек, конденсатордың толық энергиясы

$$W = W_e = W_m = 2\pi\sigma^2 V + 2\pi\sigma^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 V$$

шамасына ямаса

$$W = W_e \left| 1 + \left(\frac{v}{c}\right)^2 \right|. \quad (4)$$

шамасына тең.

Егер v тезлиги менен конденсатордың астарларының арасындағы мүйеш α ге тең болса, онда тезликтің астарларға параллель болған проекциясын алыў керек. Нәтийжеде (4)-формула мынадай түрге енеди:

$$W = W_e \left[1 + \left(\frac{v}{c}\right)^2 \cos^2 \alpha \right]. \quad (4a)$$

Солай етип, конденсатордың энергиясы α мүйешинен ғәрэзли болады ҳәм $\alpha = \frac{\pi}{2}$ теңлиги орынланғанда, яғнай конденсатор қозғалыстың бағытына перпендикуляр жайласқанда минимумға ийе болады. Энергияның минимумына ең орнықлы ҳал сәйкес келеди, сонлықтан конденсатор $\alpha = \frac{\pi}{2}$ теңлиги орынланатуғындей ҳалға қайтып келийге тырысады. Оны буратуғын күшлердин жубының моменти кери белги менен алынған энергияның α мүйеши бойынша алынған туўындысына тең:

$$M = -\frac{\partial W}{\partial \alpha} = W_e \left(\frac{v}{c}\right)^2 \sin 2\alpha.$$

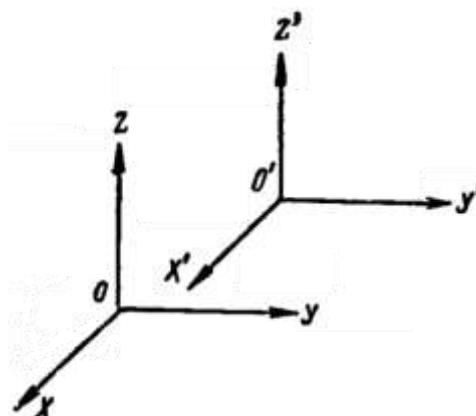
Трутон ҳәм Нобль усындағы моменттің бар екенлигин былайынша анықлауға тырысты: Үлкен болмаған конденсатор узын ҳәм жиңишке сабакқа илдирип қойылды. Конденсатор потенциаллар айырмасы 3000 в ке шекем зарядланды. Конденсаторға жабыстырылған айнада шағылышқан жақтылық дәстесинің жәрдемінде олар оның айланбалы тербелислерин бақлаған. Буннан олар конденсатордың тең салмақтың аүұхалын анықлаған. Бул тең салмақтың ҳалы сабактың серпимли қәсийети менен ҳәм M моментинің бар болыўы менен байланыслы. Жердин әфирге салыстырғандағы қозғалысының тезлиги менен бағыты белгили емес. Бирақ, қандай болғанда да, Жердин өзиниң көшеринин дөгерегінде суткалық айланыўының нәтийжесіндегі α мүйешинің мәниси өзгереди ҳәм, соған сәйкес, конденсатордың тең салмақтың ҳалы өзгереди. Бақлаулар сутканың ишинде ҳеш қандай системалық аўысыўлардың бақланбайтуғынлығын көрсетти. Суткалық аўысыўлар шамасы жағынан Жердин әфирге салыстырғанда 12 км/сек шамасындағы қозғалысына сәйкес келетуғын аўысыўлардан үлкен емес. Ҳақыйқатында, Жердин Қуяштың дөгерегіндегі орбиталық қозғалысының тезлиги 30 км/сек қа тең. Тәжирийбелер жылдың ҳәр қайтылары қайталанды, сонлықтан Жердин жылдың ҳәр қайтылары мәйсүмдердегі тезлиги менен кеңисликтеги пүткіл Қуяш системасының қозғалысларының өз-ара компенсацияланыўы мәселеси жоғалды. Кейинирек бул тәжирийбе бир неше рет қайталанды. 1926-жылы Томашек Трутон менен Ноблдин үсылышының сезигрлигин сондай дәрежеде жоғалтты, ҳәтте Жердин әфирге салыстырғандағы 0,5 км/сек тезлиги менен қозғалысын табыудың мүмкіншилиги туўылды. Томашектің барлық бақлауларында M моментинің бар екенлигі табылмады.

Солай етип, өткериленген бақлаулар зарядлардың магнит майданының усы майдан өлшенетуғын системаға салыстырғанда пайда болатуғынлығын көрсетти. Электромагнит құбылыслары менен өткериленген тәжирийбелер таза механикалық тәжирийбелер сыйқылы системаның кеңисликтеги абсолют тең өлшеўли қозғалысын табыуға мүмкіншиликті бермейди. Әфир есаплау системасы

хызметин атқара алмайды (152-параграфта айтылғанлар менен салыстырыңыз). Кейинирек биз (III том) жақтылық құбылысларын бақлаудың да абсолют тен өлшеүли қозғалысты табыуға мүмкіншилик бермейтуғының көремиз. Бул фактлердин барлығы да Эйнштейнниң салыстырмалы қозғалыстың тутқан орнын толық ашып берген салыстырмалы теориясында улыўмаластырылды.

Салыстырмалық теориясының мазмұнын биз толығырақ III томда қараймыз. Бул жерде биз тек физикалық процесслердин есаплау системаларының салыстырмалы тезлигинен ғәрәзлиги бизиң барлық билимлеримизди салыстырмалы деп есаптайтуғын жалған философиялық релятивизм менен ҳеш қандай байланысқа ийе емес. Салыстырмалық теориясы ақырғы есапта физикалық нызамлардың қандай есаплау системасына қарата ғәрәзли емес екенligин ашып көрсетеди (бир бирине салыстырғанда туýры сызықты ҳәм тен өлшеўши қозғалатуғын бир есаплау системасынан екиншисине өткендеги инвариант ямаса "ковариант" деп аталатуғын нызамлардың түрин анықлауға мүмкіншилик береди).

268-сүрет.
Еки координаталар системасы.



Еки есаплау системасын көз алдымызға елеслетейик: XYZ ҳәм $X'Y'Z'$ (268-сүрет). Мейли $X'Y'Z'$ системасы XYZ системасына салыстырғанда турақты v тезлиги менен қозғалатуғын болсын. XYZ системасында өлшенген электр ҳәм магнит майданының кернеўликлерин E ҳәм H арқалы, ал $X'Y'Z'$ системасында өлшенген кернеўликлерди E' ҳәм H' арқалы белгилейик. Мейли, $X'Y'Z'$ системасында усы есаплау системасындағы электр ҳәм магнит майданларындағы кернеўликleri E' ҳәм H' болған электр ҳәм магнит майданларының дереклери бар болсын. Бундай жағдайда $X'Y'Z'$ системасындағы XYZ системасына салыстырғанда қозғалмайтуғын e зарядына тәсир ететуғын күштиң шамасы Лоренц формуласы бойынша мынаған тен:

$$\mathbf{f}' = \mathbf{H}'e + \frac{1}{c}e[\mathbf{H}' \times \mathbf{v}] \quad (5)$$

214-параграфтағы (3в) формуласына салыстырғанда бул аңлатпада векторлық көбеймегеги көбейтиўшилердин тәртиби өзгерген, себеби e зарядының $X'Y'Z'$ системасына салыстырғандағы тезлиги — v тен.

Егер v тезлиги жақтылықтың тезлиги c та салыстырғанда киши болса, онда \mathbf{f}' күши XYZ системасында өлшенетуғын \mathbf{f} күшине тен. Солай етип, XYZ координаталар системасында усы системаға салыстырғанда қозғалмайтуғын e зарядына мынадай күш тәсир етеди:

$$\mathbf{f} = \mathbf{E}'e + \frac{1}{c}e[\mathbf{H}' \times \mathbf{v}] \quad (5a)$$

Электростатикада электр майданының кернеўлиги зарядқа тәсир ететуғын f күшинин зарядтың шамасына қатнасына тен: f/e . Соңлықтан, (5a) формуласы тәрепинен берилетуғын f күшинин бар болыўы XYZ системасында кернеўлиги

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}' + \frac{1}{c}[\mathbf{H}' \times \mathbf{v}] \quad (6)$$

шамасына тен электр майданының бар болыўына эквивалент.

Тап сол XYZ координаталар системасында майданның H' кернеўлигинен басқа $X'Y'Z'$

системасына салыстырғанда қозғалмайтуғын e' зарядының XYZ системасына салыстырғанда \mathbf{v} тезлиги менен қозғалатуғынлығына байланыслы қосымша магнит майданы болады. Бул қосымша магнит майданының кернеўлиги мынаған тен:

$$\mathbf{H}_1 = \frac{e' [\mathbf{v} \times \mathbf{r}]}{c r^3} = \frac{1}{c} \left[\mathbf{v} + \frac{e' \mathbf{r}}{r^3} \right].$$

Бирак, $e' \mathbf{r}/r^3$ шамасы $X'Y'Z'$ системасында e' зарядынан r қашықтығында турған ноқатта өлшенген электр майданының кернеўлиги \mathbf{E}' болып табылады.

Солай етип:

$$\mathbf{H}_1 = \frac{1}{c} [\mathbf{v} + \mathbf{E}']$$

хәм, демек, XYZ системасындағы магнит майданының толық кернеўлиги \mathbf{H} мынаған тен:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}' + \frac{1}{c} [\mathbf{v} + \mathbf{E}']. \quad (7)$$

(6)- хәм (7)-формулалар бир бирине салыстырғанда қозғалатуғын еки системада өлшенген электр ҳәм магнит майданларының кернеўликлеринің арасында байланыстың бар екенлигин көрсетеди. Олар салыстырмалы қозғалыстың қәлеген жағдайын таллауға мүмкіншилик береди.

Мысалы, $X'Y'Z'$ системасында усы системаға салыстырғанда қозғалмайтуғын тек бир e' заряды болсын. Бул системада зарядтан r қашықтығындағы базы бир B ноқатындағы электр майданының кернеўлиги $\mathbf{E}' = \frac{e' \mathbf{r}}{r^3}$ шамасына тен болады. $X'Y'Z'$ системасында ҳеш қандай магнит майданы болмайды ($H' = 0$). Демек, егер сол B ноқатына $X'Y'Z'$ системасына салыстырғанда қозғалмайтуғын басқа e зарядын жайластырсақ, онда зарядлардың арасында Кулонлық күштен басқа күш тәсир етпейди ($X'Y'Z'$ системасы XYZ системасына салыстырғанда \mathbf{v} тезлиги менен қозғалатуғын болса да). Бул Трутон менен Ноблдин тәжирийбесинин шәртине ҳәм оның күтилген нәтийжени бермеүине сәйкес келеди.

XYZ системасында болса, (7)-формула бойынша электрлік күш пенен бир қатарда кернеўлиги

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}'] = \frac{1}{c} \left[\mathbf{v} + \frac{e' \mathbf{r}}{r^3} \right] \quad (8)$$

аңлатпасының жәрдемінде анықланатуғын магнит майданы да бар болады.

Бул майданды B ноқатына магнит стрелкасын қойыў жолы менен табыуға болады. Бундай схема Эйхенвальд тәжирийбесине сәйкес келеди: координаталар системасына салыстырғанда қозғалатуғын заряд усы системада магнит майданын пайда етеди.

Ең ақырында, B ноқатына магнит стрелкасының e зарядын қойыуға болады. Егер бул заряд XYZ системасына салыстырғанда тынышлықта турған болса, онда оған (6)-аңлатпа бойынша тек кернеўлиги $\mathbf{E} = \mathbf{E}'$ болған электр майданы тәсир етеди. Бул қозғалмайтуғын электр зарядларының магнит майданын пайда етпейтуғынлығын фактына сәйкес келеди. Егер e зарядын XYZ системасына салыстырғанда \mathbf{v}_1 тезлиги менен қозғалыуға мәжбүрлесек, онда Лоренц формуласы бойынша бул зарядқа және

$$f = \frac{e}{c} [\mathbf{v}_1 \times \mathbf{H}] \quad (9)$$

күши де тәсир етеди.

Егер \mathbf{v}_1 тезлик векторын \mathbf{v} векторына теңлестирсек, онда e заряды e' зарядына салыстырғанда тынышлықта турады, бирак олардың екеуі де XYZ системасында параллель турылар бойынша бирдей тезликлер менен қозғалады. Егер, әпиүайылық ушын, \mathbf{v} тезлигин \mathbf{r} ге перпендикуляр деп болжасақ, онда (8)-формула мынадай түрге

$$H = \frac{1}{c} \frac{e' v}{r^3},$$

ал, (9)-формула мынадай түрге енеди:

$$f = \frac{ee'}{r^2} \left(\frac{\mathbf{v}}{c} \right)^2.$$

Бул формула (3)-формула менен бирдей ҳәм бирдей бағытта тоқ өтип турған өткизгишлердин бир бирине тартысыуына сәйкес келеди.

Майданларды түрлендириү формулалары болған, (6)- хәм (7)-формулалар зарядлардың қозғалыс тезлиги v жақтылықтың тезлиги c дан киши болған жағдайларда ғана дұрыс.

Салыстырмалық теориясы болса қәлеген тезликлер үшін дұрыс болған бир есаплау системасынан екиншисине өтиўдин ұлыўмалық формулаларын береди.

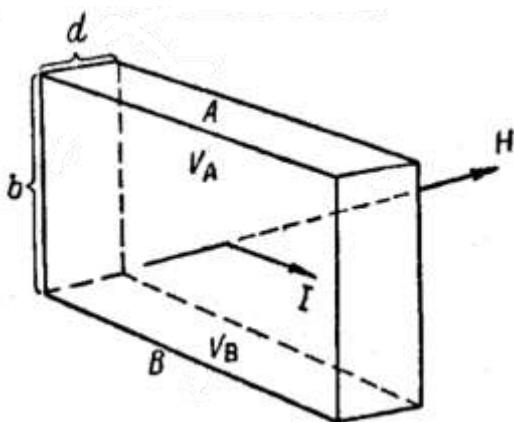
§ 217. Холл эффекти. Магнит майданында қозғалатуғын электр зарядына тәсир ететуғын күштин, болыўы мынадай қубылысты түсіндіре алады: сыртқы H майданына перпендикуляр қойылған өткізгіш пластинка арқалы I тоғы өткенде (269-сүйрет) пластинканың A ҳәм B шетлериниң арасында $V_A - V_B$ потенциаллар айырмасы пайда болады. Бул қубылысты Холл эффекти деп атайды.

Пайда болған $V_A - V_B$ потенциаллар айырмасы тоқтың күши менен магнит майданының кернеўлигинин кәбеймеси IH қа ҳәм пластинканың қалыңдығы d ға кери пропорционал:

$$V_A - V_B = K \frac{IH}{d}. \quad (1)$$

Бұт формулада K тұрақты шама болып табылады.

Егер тоқ e зарядларының қозғалысы менен байланыслы болса, онда H магнит майданында оларға тоқтың бағытына перпендикуляр бағытта Лоренц күши тәсир етеди. Ұсының нәтийжесинде, бул зарядлар пайда болған электр майданы магнит күшин теңлестиргенше пластинканың A шетине жыйналады.



269-сүйрет.

Магнит майданында $V_A - V_B$ потенциаллар айырмасының пайда болыўы.

Биз қарап атырған жағдайда ($\alpha = \frac{\pi}{2}$) Лоренц формуласы бойынша [214-параграфтағы (3)-формула] зарядқа тәсир ететуғын күш мынаған тең:

$$f_H = e\bar{v}H.$$

Бул теңликте \bar{v} - тоқтың тарқалыў бағытындағы зарядлардың қозғалысының орташа тезлиги.

$V_A - V_B$ потенциаллар айырмасының пайда болыўы менен байланыслы пайда болған электр майданының кернеўлиги

$$E = \frac{V_A - V_B}{b}$$

формуласының жәрдемінде анықланады. Бул формулада b - пластинканың кеңлиги.

Демек, зарядқа тәсир ететуғын электр күши мынаған тең болады:

$$f_e = e \frac{V_A - V_B}{b}.$$

Стационар ҳал күшлер теңлескен жағдайда, яғни $f_H = f_e$ теңлиги орын алған жағдайда жүзеге келеди. Буннан мынадай қатнасты аламыз:

$$e \frac{V_A - V_B}{b} = e\bar{v}H. \quad (2)$$

Өткізгіштеги зарядлардың қозғалысының орташа тезлиги \bar{v} ны тоқтың күши I ,

өткізгіштиң көлеминің бир бирлигіндегі зарядлардың саны n ҳәм олардың қозғалыс тезликтеринің арасындағы қатнас бойынша табамыз (214-параграфқа қараңыз):

$$I = bdne\bar{v}.$$

Буннан

$$\bar{v} = \frac{I}{b d n e}$$

қатнасына ийе боламыз. \bar{v} ның усы мәнисин (2)-аңлатпаға қойып, мынадай теңдикке ийе боламыз:

$$V_A - V_B = \frac{1}{n e} \cdot \frac{I H}{d}. \quad (3)$$

Солай етип, (1)-эмперикалық формулаға сәйкес, $V_A - V_B$ шамасы $I H$ көбеймесине пропорционал ҳәм пластиинканың қалыңлығы d ға кери пропорционал екен. K тұрақтысымынан төң болады екен:

$$K = \frac{1}{n e}. \quad (4)$$

Буннан, K тұрақтысының белгисинин e зарядының белгисинен ғәрэзли екенligи келип шығады. K тұрақтысының оң белгиси A ноқатының потенциалының (269-сүрет) B ноқатының потенциалының жоқары екенлигин аңғартады.

161-параграфта айтылғанlardан металлардың электр өткізгішлигинин еркин электронлардың бар болыўы менен байланыслы екенлиги келип шығады. Қала берсе, металдың ҳәр бир атомына шама менен бир еркин электрон сәйкес келеди. Сонықтан, металлар ушын K тұрақтысының мәниси терис болыўы ҳәм оның сан мәниси электронның заряды e ҳәм металдың көлеминине бир бирлигіндегі еркин электронлардың саны n бойынша анықланыўы керек.

K тұрақтысы ушын (4)-аңлатпаның келип шығарылыўы дәл емес. Ҳақыйқатында да, магнит майданында қозғалатуғын зарядқа тәсир ететуғын f_H қүшинин шамасын орташа \bar{v} тезлиги арқалы анықлауға болмайды. Егер, электронның еркин жүриў жолында оның тезлиги тоқтың тарқалыў бағытында тең өлшеўли өседи, сонықтан K ушын жазылған аңлатпаға және $2/3$ санлы көбейтиўшиси де киреди. Сонықтан мынадай аңлатпаны аламыз:

$$K = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{n e}. \quad (4a)$$

Металдың көлеминине бир бирлигіндегі атомлардың санын n_0 арқалы белгилеймиз ҳәм $n = z n_0$ теңлиги орынланады деп болжаймыз; бундай жағдайда z бир атомға сәйкес келетуғын еркин электронлардың санын көрсетеди. Көлемниң бир бирлигіндегі атомлардың саны n_0 ди Авагадро саны менен аңсат байланыстырыўға болады. Ҳақыйқатында да, бир тәрептен бир атомның массасы A/N шамасына тең (A - атомлық салмақ), ал, екинши тәрептен ρ/n_0 ге тең (ρ - тығызлық). Буннан

$$\frac{\rho}{n_0} = \frac{A}{N}$$

яmasa

$$n_0 = \frac{N \rho}{A}$$

қатнасына ийе боламыз ҳәм буннан

$$n = \frac{N \rho}{A} \cdot z.$$

формуласын аламыз. n ниң бул мәнисин (4a) ға қойып, мынадай теңдикти келтирип шығарамыз:

$$K = \frac{2}{3} \frac{A}{N e \rho z}.$$

Бирақ, егер F арқалы Фарадей санын белгилесек, онда $Ne = -F$ теңлигине ийе боламыз; онда металлар ушын K турақтысы ушын

$$K = -\frac{2}{3} \frac{A}{F\rho z} \quad (5)$$

формуласына ийе боламыз.

Хақыйқатында да, көп санлы металлар ушын K ның мәниси терис. Тәжирийбелерде табылған K турақтысының мәниси бойынша z шамасын анықлауға болады; бир қатар бир валентли металлар ушын z тиң мәниси бирге жақын болып шығады: мысалы натрий ушын $z = 0,65$, гүмис ушын $z = 0,75$; алтын ушын $z = 0,9$. Үлкенирек валентликке ийе болған металлар ушын z тиң мәниси үлкен (мысалы, алюминий ушын $z = 0,2$). Бирақ сондай материаллар да бар (Zn, Cd, Pb, Fe ҳәм басқалар), олар ушын K оң мәниске ийе болып шығады.

Жоқарыда келтирилген элементар теорияның көз-қарасы бойынша бул факт түсініксіз ҳәм оны тек кванттық механиканың тийкарында ғана түсіндіриүге болады.

Холл эффекти тек электронлық өткізгишликке ийе болған өткізгишлерде бақланады⁵³. Ионлық өткізгишлик орын алатуғын электролиттерде болса сезилерліктей эффект бақланбайды. Бул аўыр ионлардың электронларға салыстырғанда әдеүір киши тезлик менен қозғалатуғынлығы менен байланыслы.

Ярым өткізгишлерде K турақтысы температуралың тәменлеуи менен күшли үлкейеди. Бул жағдай температуралың тәменлеуи менен көлемниң бир бирлигіндеги электронлардың санының тез кемейиүи менен байланыслы. Ярым өткізгишлердеги Холл эффектининг белгиси ярым өткізгиштің өткізгишилігінң электронлық характерге ямаса "тесиклик" характерге ийе екенлигин анықлауға мүмкіншиликтен береди (171-параграф). "Аралас" өткізгишликке ийе ярым өткізгишлер ушын құбылыс әдеүір қурамалы характерге ийе болады.

§ 218. Электронлардың салыстырмалы зарядын анықлау. Лоренц күши ушын жазылған аңлатпа қозғалышы бөлекшениң заряды e ниң оның массасы m ге қатнасын анықлауға мүмкіншиликтен береди. Бул e/m қатнасын салыстырмалы заряд деп атайды.

Вакуумда сыртқы магнит майданының кернеўлиги H қа перпендикуляр тегисликтен қозғалатуғын зарядланған бөлекшелердин ағысын көз-алдымызды елеслетейтік (270-сүйретте майданың кернеўлиги H сызылма тегислигіне перпендикуляр). Бундай жағдайда бөлекшениң тезлигі v ниң бағыты менен H тың арасындағы мүйеш $\pi/2$ ге тең ҳәм 214-параграфтағы (За) формуласы бойынша бөлекшеге

$$\Delta f = \frac{1}{c} evH \quad (1)$$

күши тәсир етеди.

Бул күш қозғалыудың барысында бөлекшениң тезлигиниң v векторына перпендикуляр. Шәрт бойынша бундай жағдайда бөлекшеге басқа ҳеш қандай күшлер тәсир етпейтуғын болғанлықтан, оның тезлигі v сан шамасы бойынша турақты ҳәм, демек, бөлекшениң траекториясы дөңгелектің доғасы болып табылады. Егер, бул дөңгелектің радиусы R болса, онда бөлекшениң орайға умтылышы тезленийи v^2/R шамасына тең болады ҳәм Ньютоның екинши нызамы бойынша тезлений менен f күшиниң арасындағы қатнас

$$\Delta f = \frac{mv^2}{R}$$

аңлатпасы менен бериледи.

⁵³ 1879-жылы Эдвин Холл тәрепинен ашылған бул эффекттің өткізгіштеги тоқты тасылыштардың тәбияты менен байланыслы екенлигин атап өтемиз (Аўдарылыштар).

Бул аңлатпадағы Δf күшинин орнына оның (1)-аңлатпа бойынша мәнисин қойсак, мынадай теңлікти аламыз:

$$\frac{1}{c}evH = \frac{mv^2}{R}.$$

Буннан бөлекшениң салыстырмалы заряды үшін төмендегидей қатнасты табамыз:

$$\frac{e}{m} = \frac{cv}{RH}. \quad (2)$$

Бөлекшениң траекториясының иймеклик радиусы R ди ҳәм магнит майданының кернеўлиги H ты тикелей өлшеүге болады. Солай етип, e/m қатнасын анықлау үшін тек бөлекшениң тезлиги v ны табыу керек болады. Бөлекшениң тезлиги v ны ҳәр қылыш үсыллардың жәрдемінде анықлауға болады. Оны, мысалы, тезлетиуші $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының жәрдемінде анықлау мүмкін. Бөлекшелер вакуумда қозғалғанда электрик күшлердин барлық $e(V_1 - V_2)$ жумысы олардың $mv^2/2$ кинетикалық энергиясының өсими үшін жұмысалады. Буннан

$$\frac{mv^2}{2} = e(V_1 - V_2)$$

ҳәм, үсыған байланыслы,

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} \cdot \sqrt{V_1 - V_2}}$$

теңліклерине ийе боламыз. v ның бул мәнисин (2)-аңлатпаға қойып ҳәм алынған теңліктиң оң ҳәм шеп тәреплерин квадратқа көтерип және түрлендирип, мынадай теңлікке ийе боламыз:

$$\frac{e}{m} = \frac{2c^2}{R^2 H^2} (V_1 - V_2). \quad (3)$$

v тезлигин e/m салыстырмалы зарядтың аңлатпасынан жоқ етиў үшін Томсон басқа үсылды пайдаланды. Оның үшін ол бөлекшелердин дәстесин магнит ҳәм оған көлденең болған электр майданларында қозғалыуға мәжбүрледи. Электронның салыстырмалы зарядын анықлау үшін Томсон пайдаланған үсыл 271-сүретте көлденилген; K - электронлардың дереги хызметин атқаратуғын катод; A - электронлар дәстесин айырып алғы үшін қолланылатуғын диаграфма. K менен A ның арасына электронларға v тезлигин беретуғын потенциаллар айырмасы түсирилген. Диаграфма арқалы өткен электронлар кеңисликте усы v тезлиги менен қозғалады. Пунктир дөңгелек пенен сызылма тегислигine перпендикуляр ҳәм кернеўлиги H қа тең магнит майданы қоздырылатуғын область көрсетилген. Бул майдан полюсларының арасында трубка жайласатуғын электромагнит тәрепинен алынады. B_1 ҳәм B_2 арқалы арасында электр майданы қоздырылатуғын еки параллель пластинкалар белгилендеген. C - флуоресценция бақланатуғын экран, бул экранда жақтылық шығарып туратуғын дақ катод нұры түсетуғын орында анықлады. Мейли, магнит майданының бағыты электронлардың төменге қарай айысыруына сәйкес келетуғын болсын. Тек магнит майданы бар болған жағдайда электронлар майдан областында дөңгелектің доғасы бойынша қозғалады (пунктир сызық) ҳәм флуоресценцияланатуғын экрандағы жақтылық шығарып түрған дақ төменге қарай жылышады. Бул жылжыудың шамасы бойынша иймеклик радиусы R есапланады. Буннан кейин B_1 менен B_2 пластинкаларының арасында магнит майданы менен бирге электростатикалық майданы да қоздырылады. Бул электростатикалық майдан тәрепинен электронға тәсір ететуғын eE күши магнит күши Δf тиң бағытына қарама-қарсы бағытланған (биз қарап атырған жағдайда электр күши жоқарыға қарай бағытланған болыуы керек). Электр майданының шамасы электронлар дәстесинің қаш қандай айысыруға үшірамайтуғындай, яғни электрик күш пенен магнитлик күштин бир бирине тең болатуғындай етип сийлап алынады. Бундай жағдайда мынадай теңлік орынлы болады:

$$eE = \frac{1}{c} evH.$$

Буннан тезлик ушын

$$\nu = \frac{cE}{H}$$

теңлигине ийе боламыз. ν ның бул мәнисин (2)-тәзликке қойып e/m ушын мынадай аңлатпаны алаамыз:

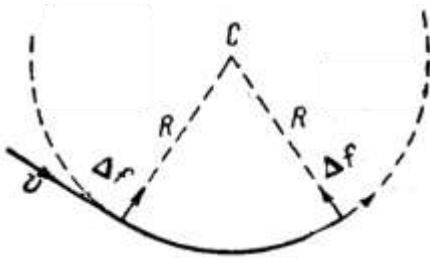
$$\frac{e}{m} = \frac{c^2 E}{RH^2}.$$

Солай етип, майданлардың кернеүлуклери E менен H тың ҳәм иймеклик радиусы R дин, мәнислери бойынша электронның салыстырмалы заряды e/m анықланады екен.

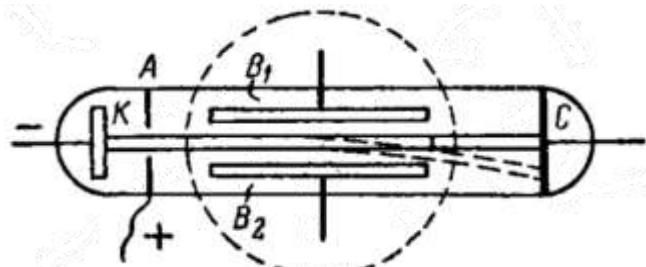
Томсон ұсылының бир қатар өзгертилген түрлери де бар (майда шрифт пенен жазылған текстке қараңыз). Олардың өлшеүлердин дәллігін жоқарылатың мақсетинде ислеп шығылған. Жоқарыда көрсөтилгендей, электронлардың тезликтери киши болған жағдайларда мынадай шама алынады:

$$\frac{e}{m} = 5,273 \cdot 10^{17} \frac{\text{зарядтың CGSE - бирлиги}}{\text{г}}.$$

Буннан электронның белгили болған e заряды бойынша электронның массасы m есапланады⁵⁴.



270-сүйрет. Магнит майданының бағытына перпендикуляр қозғалатуын зарядқа тәсир ететүүн Δf күши.



271-сүйрет. Электронның салыстырмалы зарядын анықлау ушын Томсон өткерген тәжирийбениң схемасы.

Электронлардың үлкен тезликтеринде салыстырмалық принципине сәйкес массаның тезликтен ғәрэзлиги сезиле баслады⁵⁵. Усының нәтийжесинде тезликтиң өсиүи менен e/m қатнасы киширейеди. Электронлардың тезлигин жүдә үлкен етиүге болғанлықтан, e/m қатнасының кемейиүи сезилерлікте болады ҳәм массаның тезликтен ғәрэзлигинин эксперименталлық тастыбылғаныбы болып табылады. Электронлар ушын e/m қатнасының тезликтен ғәрэзлигин мүқиятты түрде өткерилген эксперименталлық изертлеўлердин нәтийжелери теориялық изертлеўлердин нәтийжелери менен жүдә жақсы сәйкес келеди.

272-сүйретте ҳәр қыйлы тезликтер ушын электронның массасының өлшенген мәнислери көрсөтилген; тутас сызық болса

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

⁵⁴ Электронның салыстырмалы зарядының $-1.758 \cdot 10^{-11}$ Кл/кг шамасына тең екенлигин атап өтемиз (Аўдарыўшылар).

⁵⁵ Және бир рет массаның тезликтен емес, ал энергияның тезликтен

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

түриндеги ғәрэзликтиң бар екенлигин атап өтемиз. Бул параграфта келтирілген

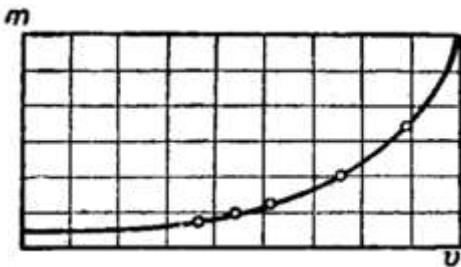
$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

формуласы тек ғана есаплаўларды әпиүйайластырыў ушын ғана хызмет етеді алады (Аўдарыўшылар).

формуласының тийкарында есапланған массасының v тезликтен ғәрзелигине сәйкес келеди; m_0 - шексиз киши тезликтеги масса ("тынышлықтағы масса") ҳәм $\beta = \frac{v}{c}$, бул қатнаста c - бослықтағы жақтылықтың тезлиги. Жоқарыда айтылып өтилгендей, электронның "тынышлықтағы массасы" мынаған тең:

$$m_0 = 9,109 \cdot 10^{-28} \text{ г.}$$

Енди e/m қатнасын электронлар дәстесин бойлық магнит майданындағы фокуслау жолы менен анықлауды қараймыз. Мейли, электрон турақты v тезлигі менен магнит майданы H тың бағыты менен α мүйешин жасайтуғын бағытта қозғалатуғын болсын. Егер биз электронның қозғалысын биреүи магнит майданы бағытындағы, ал екіншиси оған перпендикуляр бағыттағы еки қураушыға жиклесек болғанда жағдайдағы электронның траекториясының түрін аңсат анықтай аламыз. Магнит майданының бойындағы қураушы $v_{\parallel} = v \cos \alpha$, ал магнит майданының бағытынан перпендикуляр болған қураушы $v_{\perp} = v \sin \alpha$.



272-сүйрет.

Электронның массасының тезликтен ғәрзелиги.

H қа перпендикуляр болған тегисликтеги электронның жолының проекциясы шеңбер болып табылады ҳәм оның радиусы (2)-қатнастың жәрдемінде анықланады:

$$R = \frac{cv_{\perp}t}{eH}. \quad (4)$$

H қа параллель болған бағыттағы электронның қозғалысының проекциясы v_{\perp} тезлиги менен тең өлшеүли қозғалыс болып табылады. Себеби, магнит майданында майданының бағытында зарядқа тәсир ететуғын қураушы жоқ. Солай етип, электронның траекториясының өзи винтлик сызық болып табылады.

Бул винтлик сызықтың бойы менен электронның бир рет айланып шығыуы ушын кеткен үақыт t мынаған тең:

$$t = \frac{2\pi R}{v_{\perp}}.$$

Бул теңдикке R дин өрнина оның (4)-аңлатпа бойынша алынған мәнисин қойып, мынадай теңдикке ие боламыз:

$$t = \frac{2\pi c}{eH}. \quad (5)$$

Солай етип, t үақыты электронның тезлигі v ның шамасына да, бағытына да ғәрзели емес, ал магнит майданының кернеүлігі H ҳәм электронның салыстырмалы қарсылығы e/m бойынша анықланады екен. e/m шамасын анықлау ұсылы ұсы қатнасқа тийкарланған. Оның мәниси төмөндегилерден ибарат:

Хаұасы сорап алынған трубканың ишинде жайласқан қызған K катоды тәрепинен шығарылатуғын электронлар (272-сүйрет) K диафрагмасындағы тесик арқалы өтеди.

K катоды менен A диафрагмасының арасында потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ шамасына тең тезлетиүши майдан пайда етиледи. Солай етип, тезлиги

$$\frac{1}{2}mv^2 = e(V_1 - V_2) \quad (6)$$

қатнасының жәрдемінде анықланатуғын электронлардың дәстеси пайда етиледи.

Буннан кейин электронлар дәстеси C конденсаторының пластинкаларының арасынан өтеди, ал бул пластинкалардың арасында кернеүлігі E ге тең болған өзгермeli электр майданы қоздырылады. Ұсы өзгермeli майданының тәсиринде электронлар үақыттың ҳәр қайылы

моментлеринде әсбаптың көшерине салыстырғанда ҳәр қыйлы болған α мүйешлерине айысады. C конденсаторы менен B флуоресцентли экранның аралығында ишине труба салынған соленоидтың жәрдемінде өзгермeli магнит майданы қоздырылады. Жоқарыда айтылғанлар бойынша, бул жағдайда электронлар винтлик сзықтар бойынша қозғалады. Винтлик сзық бойынша бир рет айланып шығыу ушын кететуғын t ўақыты ишинде электронлар

$$l = v_{\parallel} t$$

кесиндисиниң ұзынлығында жолды өтеди. Бул теңлікке (5)-аңлатпадағы ўақыт t ның мәнисин қойып, мынаған ийе боламыз:

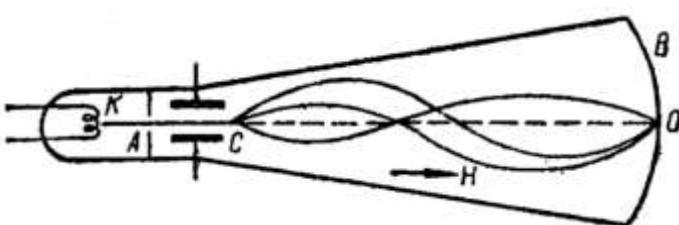
$$l = \frac{2\pi c v \cdot \cos \alpha}{\frac{e}{m} \cdot H}$$

Егер α мүйешиниң шамасы киши болса, онда $\cos \alpha \cong 1$ ҳәм

$$l \cong \frac{2\pi c v}{\frac{e}{m} H} \quad (7)$$

теңлигин аламыз.

Солай етип, l кесиндиси жууықлаудың жеткиликli дәрежесинде электронлардың C конденсаторында қандай α мүйешине айықсанлығынан ғәрэсиз болып шығады.



273-сүйрет.
Магнитлик фокусировка (Буш ұсылы)
ұсылы бойынша электронның
салыстырмалы зарядын анықлау.

Тап сол t ўақытының ишинде электронлар винтлик сзық бойынша бир рет айланып шығатуғын болғанлықтан, демек, олардың барлығы C конденсаторынан бирдей l қашықтығында әсбаптың көшерин кесип өтеди екен. 273-сүйретте электронлардың бир неше траекториялары көрсетилген. Олардың барлығының бир O ноқатында кесилистетуғынлығы көринип тур. Бул ноқат, оптикалық нурлардың кесилисіүй ноқаты сыйяқты электронлардың фокусы деп аталады. Бойлық магнит майданының кернеўлигі H өзгергенде фокустың түрған орны өзгереди. H кернеўлигинин мәнисин фокустың флуоресценциялаушы B экранына сәйкес келетуғында етип сайлап алғыға, ал бул жағдайда экрандағы дәстениниң изинин кескин түрде көриниўи бойынша анықлауға болады. Бундай жағдайда l кесиндисиниң шамасы C конденсаторы менен B экранының арасындағы қашықтықта тең ҳәм сонлықтан оны өлшеүге болады. Ал l дин мәнисин билгеннен кейин электронның салыстырмалы заряды e/m ди анықлауға болады. Ҳақыйкатында да, (7)-аңлатпадан мынаған ийе боламыз:

$$\frac{e}{m} = \frac{2\pi c v}{l H}$$

Бул теңлікке (6)-теңлик бойынша v ның мәнисин қойып

$$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 c^2 (V_1 - V_2)}{l^2 H^2}$$

формуласына ийе боламыз.

Бул формуланың оң тәрепинде өлшеүге болатуғын шамалар тур. Нәтийжеде e/m қатнасы анықланады.

Электронның салыстырмалы заряды e/m нин мәнисин дәл анықтайтуғын басқа ұсылды тезликлерди фильтрлеу ұсылы деп атайды. Ҳаўасы сорып алынған трубкада (274-сүйрет) қызған K катодының ҳәм A_1 диафрагмасының жәрдемінде электронлар дәстеси алынады. Буннан кейин дәсте еки C_1 ҳәм C_2 конденсаторлары арқалы өтеди. Конденсаторлардың арасында екинши A_2 диафрагмасы болып, ол C_1 конденсаторында бурылмаған электронларды ғана өткөреди. Конденсаторлардың екеўиниң де пластинкаларына ўақытқа байланыслы дәйири T ға тең синусоидаллық нызам бойынша өзгеретуғын синхронлы түрде өзгермeli потенциаллар айырмасы түсириледи. Бундай жағдайда пластинкаларының арасындағы потенциаллар айырмасы нолге тең

болған жағдайда C_1 конденсаторы арқалы өткен электронлар ғана диафрагма арқалы өте алады. Егер электронлар екинши конденсаторға жетип келемен дегенше кеткен үақыт t ның ишинде конденсаторларға түсетеуын потенциаллардың айырмасы өзгериپ үлгеретуын болса, онда электронлар дәстесиниң бағыты бурылады. Егер үақыт t ның шамасы $T/2$ дең пүтин сан еселенген болса ғана айысыў (бурылыў) орын алмайды. Бундай жағдайда электронлар дәстеси өзиниң изин B флуоресценцияланатуын экранның орайында береди.

Солай етип, дәстениң еки конденсатор тәрепинен айыстырылмауы ушын мынадай шәрттің орынланауы керек:

$$t = n \frac{T}{2}. \quad (8)$$

Бул теңликте n арқалы пүтин сан белгиленген.

Екинши тәрептен t үақытыбы лайынша анықланады: мейли, l конденсаторлардың арасындағы қашықтық болсын. Бундай жағдайда $t = \frac{l}{v}$ теңлиги орынлы болады, бул теңликте v - электронлардың тезлиги. Бул тезликтиң мәнисин K катод пенен A_1 диафрагманың арасына түсирілген $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының мәнисин бойынша төмендегидей қатнастың жәрдеминде анықлауға болады:

$$\frac{1}{2}mv^2 = e(V_1 - V_2).$$

Буннан

$$t^2 = \frac{l^2}{v^2} = \frac{l^2 m}{2e(V_1 - V_2)}.$$

аңлатпасына ийе боламыз. Усы t^2 шамасы менен (8)-формуланы пайдаланып, салыстырмалы заряд ушын мынаған ийе боламыз:

$$\frac{e}{m} = \frac{2l^2}{n^2 T^2 (V_1 - V_2)}. \quad (9)$$

Өлшеўлерди орынлау үшын электронлар дәстесиниң B экранына түсетеуіндай етип T дәүири киширейтіледи. Бул $n = 1$ теңлигине сәйкес келеди. Буннан l ҳәм ($V_1 - V_2$) шамаларының белгили болған мәнислериниң тийкарында (9)-формула бойынша салыстырмалы заряд e/m анықланады.

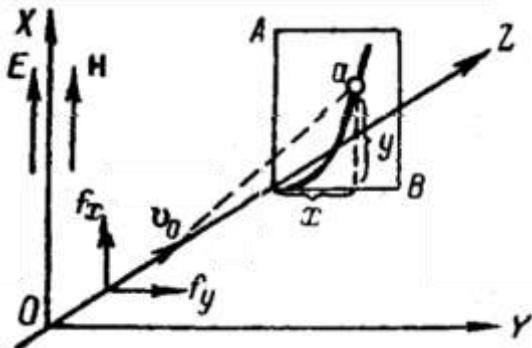
§ 219. Оң зарядланған ионлардың салыстырмалы зарядын анықлау. Бөлекшелердин электр ҳәм магнит майданларындағы айысыұына тийкаранған жоқарыда көрсетилген үсыллар принципінде тек электронлардың салыстырмалы заряды e/m ғана емес, ал қәлелеген ионлардың салыстырмалы зарядын анықлау үшын жарамалы. Бирақ, атомлық ямаса молекулалық ионлар үшын e/m салыстырмалы зарядты анықлаудағы қызыншылық мынадай ибарат: ионлардың дереги сыпатында қандай да бир қатты электрод хызмет ете алмайды, ал оның орнына разряд орын алатуын газ хызмет етеди. Үсының менен бирге ионлар потенциаллары ҳәр қыйлы болған ҳәр қыйлы орынларда пайда болатуын болғанлықтан, олар ҳәм қыйлы тезликтерге ийе болады. Сонықтан, ҳәр қыйлы тезликтерге ийе болған ионлар бирдей майданларда ҳәр қыйлы айысыўларға үшірайды ҳәм бул жағдай өлшеўлерди өткериүге мүмкіншілік бермейди. Тезликтиң тәсирин жоқ етий үшын Томсон параболалар үсылы деп аталатуын үсылды қолланды. Бул үсыл бир тәрепке карай бағытланған электр ҳәм магнит майданларын пайдаланыуға тийкаранған. OZ көшериниң бағытында басланғыш v_0 тезлиги менен ушатуын бөлекшени көз алдымызға келтирейик (275-сүйрет). Мейли, электр майданының кернеўлиги **E** менен магнит майданының кернеўлиги **H** бир тәрепке қарай OX көшерине параллель бағытланған ҳәм бөлекшелерге олардың жолындағы бирдей болған z участкасында тәсир ететуын болсын. Электр майданы тәрепинен заряды e ге тең болған бөлекшеге OX көшериниң бағытындағы мынадай күш тәсир етеди:

$$f_x = eE. \quad (1)$$

Тап сол бөлекшеге магнит майданы тәрепинен шеп қол қағыйдасы бойынша OY көшериниң бағытындағы Лоренц күши тәсир етеди:

$$f_y = \frac{1}{c} ev_0 H. \quad (2)$$

Солай етип, электр ҳәм магнит майданлары бөлекшени өз-ара перпендикуляр бағытта бурады екен ҳәм бөлекше XOY тегислигине параллель болған AB тегислигин координаталары x ҳәм у болған базы бир a нөкәтында кесип өтеди.



275-сүйрет.
Параболалар ұсылының схемасы.

Мейли, бөлекшениң массасы m ге тең болсын, бундай жағдайда оның тезленийинин w_x қураўшысы (1)-теңлик бойынша мынаған тең:

$$w_x = \frac{f_x}{m} = \left(\frac{e}{m}\right) E.$$

Тезленийдин ұсы қураўшысының мәниси турақлы болғанлықтан, бөлекшениң OX бағытындағы аўысыўы тең өлшеўли тезленийши характерге ийе болады ҳәм бөлекшениң z кесиндиси арқалы өтиў үақыты Δt ның ишинде мынадай шамаға аўысады:

$$x = \frac{1}{2} w_x \cdot \Delta t^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{e}{m}\right) \cdot E \Delta t^2;$$

Бирақ, $\Delta t = \frac{z}{v_0}$, бүннан:

$$x = \frac{1}{2} \left(\frac{e}{m}\right) \cdot E z^2 \frac{1}{v_0^2}.$$

Тәжирийбениң берилген шарайтларында турақлы болған $\frac{1}{2} Ez^2$ шамасын C_1 арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда:

$$x = C_1 \left(\frac{e}{m}\right) \cdot \frac{1}{v_0^2}. \quad (3)$$

Тап ұсындай жоллар менен (2)-теңлик бойынша тезленийдин w_y қураўшысының

$$w_y = \frac{f_y}{m} = \frac{1}{c} \left(\frac{e}{m}\right) v_0 H$$

шамасына тең екенлигин табамыз. w_y шамасы да турақлы болғанлықтан, бөлекшениң OY көшеринин бағытындағы аўысыўы мынаған тең болады:

$$y = \frac{1}{2} w_y \Delta t^2 = \frac{1}{2c} \left(\frac{e}{m}\right) v_0 H \Delta t^2.$$

Егер ұсы теңдиктеги Δt ның орнына оның z/v_0 мәнисин қойып

$$y = \frac{1}{2c} \left(\frac{e}{m}\right) Hz^2 \frac{1}{v_0}$$

теңдигин табамыз. Тәжирийбениң берилген шарайтында турақлы болған $\frac{1}{2c} Hz^2$ шамасын C_2 арқалы белгилеп,

$$y = C_2 \left(\frac{e}{m}\right) \frac{1}{v_0} \quad (4)$$

теңдигине ийе боламыз.

(3)- ҳәм (4)-формулалар бөлекшениң электр ҳәм магнит майданларындағы аўысыўын

анықлады. Көринип турғанында, тәжирийбениң берилген шарайтларында аүйсыўлар еки фактордың тиімдерінде анықланады екен: бөлекшениң салыстырмалы заряды e/t ҳәм оның тезлигі v_0 . Бирдей болған e/t салыстырмалы зарядқа, бирақ ҳәр қыйлы болған v_0 тезликтерине ийе бөлекшелер AB тегислигинин ҳәр қыйлы ноқатларында кесилиседи. Бұл ноқатлардың барлығы белгили болған бир иймекликтің бойынша жайласады. Бул иймекликтің теңлемесин (3)- ҳәм (4)-аңлатпалардағы v_0 шамасын қысқартыў арқалы аламыз:

$$y^2 = \frac{C_2^2}{C_1} \left(\frac{e}{m} \right) x. \quad (5)$$

Көринип турғанында, бул параболаның теңлемеси болып табылады. Томсон бөлекшелердин жолына фотопластинканы қойған ҳәм оның бетинде бөлекшелердин параболалық иймеклик түріндеги излери алынған. Ҳәр бир парабола e/t нин ғана мәнисине, бирақ ҳәр қыйлы тезликтерге сәйкес келеди. Ҳәр қыйлы параболалар ҳәр қыйлы e/t қатнасларына ийе болған бөлекшелерге сәйкес келеди. Бақланған $y^2 = px$ параболадан оның параметри болған $p = \frac{C_2^2}{C_1} \left(\frac{e}{m} \right)$ шамасын таўып ҳәм C_1 менен C_2 шамаларын билип, ионлардың зарядларының олардың массаларына қатнасын табыўға болады.

Томсонның тәжирийбелеринде тек бир зарядлы ионлар ғана емес, ал көп зарядлы ионлар да бақланған. Егер бул ионлар бирдей тәбиятқа ийе болса (мысалы, O^+ ҳәм O^{++}), онда e_1/t ҳәм e_2/t салыстырмалы зарядларының қатнасы пүтин сандардың қатнасында болады. Себеби e_1 ҳәм e_2 зарядларының шамасы электронның заряды e ден пүтин сан еселенгендей шамаға үлкен бола алады.

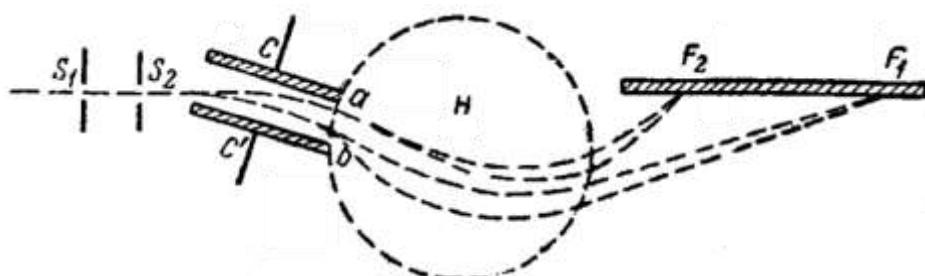
Егер зарядлары бирдей, бирақ тәбияты ҳәр қыйлы болған ионлар (мысалы, H^+ ҳәм O^+) ҳақында гәп етсек, онда олардың e/t_1 ҳәм e/t_2 салыстырмалы зарядлары берилген бөлекшелердин массалары болған t_2 ҳәм t_1 шамаларының қатнасында болады. Солай етип, параболалар ұсылы атомлар менен молекулалардың массаларын бир бири менен салыстырыўға мүмкіншилик береди. Неонға тийисли болған параболаларды бақлап, Томсон неонның 20 ға тең атомлық салмағына жуўап беретуғын интенсивли парабола менен бир қатарда интенсивлігі әдеўір әззи болған және e/t шамасының басқа мәнисине сәйкес келетуғын әззи параболаны да тапқан. Өлшеўлер бул қатнастың атомлық салмағы 22 ге тең болған атомларға сәйкес келетуғының көрсеткен. Солай етип, бирдей зарядқа, бирақ ҳәр қыйлы массаларға ийе болатуғын неонның атомларының еки түрли сорты болады екен.

Хәзирги үақытлары элементлердин үлкен бөлімінин еки ямаса оннан да көп санлы изотоплардың, яғни физикалық ҳәм химиялық қәсийеттери бойынша бир бирине жүдә уқсас, бирақ ҳәр қыйлы атомлық салмақтарға ийе затлардың араласпаларынан туратуғының белгили.

Ионлардың электр ҳәм магнит майданларындағы аүйсыўы бойынша массаларын салыстырыў ұсылы Астон тәрепинен жетилистирилди. Астон ұсылында ионлар қарама-қарсы бағыттарда аүйстыратуғын электр ҳәм магнит майданларының тәсир ететуғын областлары арқалы избе-из өтеди.

Астон әсбабының схемасы 276-сүйретте көрсетилген. S_1 ҳәм S_2 диафрагмалары ионлардың жиңишке дәстесин бөледи ҳәм олар бүннан кейин бир бирине параллель болған C ҳәм C' пластинкаларының арасынан өтеди. C ҳәм C' пластинкаларына белгили шамадағы потенциаллар айырмасы түсириледи. Сонықтан олардың арасында кернеўлиги E болған электр майданы пайда болады. Ойымызда бөлекшелердин ағысында бирдей e/t салыстырмалы зарядқа ийе болған бөлекшелерди айырып аламыз; бул бөлекшелер ҳәр қыйлы тезликтерге ийе болады, сонықтан олар ҳәр қыйлы шамаларға аүйсады ҳәм

нәтийжеде дәсте кеңейеди. Оның b шетине ең киши тезлик пенен қозғалатуғын, ал a шетине ең үлкен тезлик пенен қозғалатуғын бөлекшелер келип түседи. Пунктир дөңгелек пенен көрсетилген областта бөлекшелер сзылма тегислигине перпендикуляр магнит майданына келип түседи. Бул орында бөлекшелер электр майданындағы аұысыўға салыстырғанда қарама-қарсы бағыттағы аұысыўға ушырайды. Ҳәр қыйлы тезликтерге ийе болған бөлекшелер ҳәр қыйлы аұысыўларға ушырайды: тезлиги киши болған бөлекшелер b - күшлирек, ал ең үлкен тезликке ийе болған бөлекшелер a - киширек шамаға аұысады. Усының салдарынан ҳәр қыйлы тезликтерге ийе болған бөлекшелердин траекториялары бир F_1 ноқатында кесилиседи. Тап сол сыяқты, басқа салыстырмалы заряд e/m ге ҳәм ҳәр қыйлы тезликтерге ийе болған бөлекшелер базы бир F_2 ноқатында кесилиседи. Басқа e/m қатнасына ийе болған бөлекшелердин траекторияларының кесилисіү орынлары шама менен F_1F_2 туýрының бойында жайласады. Солай етип, егер F_1F_2 туýрысының бойында фотопластинканы қоятуғын болсақ, онда саңлақлардың кескин түрдеги "сүйретлери" пайда болады. Бул сзықтардың ҳәр қайсысы салыстырмалы заряд e/m нин белгили болған мәнислерине сәйкес келеди. Бирдей зарядларға ийе ионлар болған жағдайда сзықтардың түрған орны олардың тек m массаларынаң қатнасы бойынша ғана анықланады. Усындағы сзықтардың салыстырмалы орынларын өлшеў арқалы m массаларының арасындағы қатнасты анықлаў мүмкін.



276-сүйрет.
Масс-спектрограф.

Алынатуғын фотограмманың түри (277-сүйрет) оптикалық спектрографтың жәрдемінде алынатуғын сзықтылы спектрдин түрин еске түсіреди. Соныңтан Астон өзинин әсбабын масс-спектрограф деп атады.

Масс-спектрографтың жәрдемінде ҳәр қыйлы изотоплардың массаларының қатнасларын жудә жоқары дәллікте анықлаўға болады.

Изотоплардың массаларын өлшеўлердин базында алынған базы бир мағлыўматлар XIX кестеде берилген.

Атомлардың құрылышының теориясы үшін үлкен әхмийетке ийе болатуғын изотоплардың үстинен исленген тәжирийбелердин нәтийжелері III томда талланады.

277-сүйрет.
Масс-спектрограмма.



Ионлардың салыстырмалы зарядын анықлаў үсылларының ишинде белгили болған тезликке ийе болған бөлекшелерди көлденең магнит майданындағы фокуслауға тийкарыланған үсылды көрсетемиз. 278-сүйретте әсбаптың схемасы көрсетилген (әпиүайылық үшін схемада ишинде әсбаптың барлық бөлимлери жайласатуғын ҳәм ҳауасы сорып алынатуғын металл құты көрсетілмеген). Қыздырылатуғын D сымы анондтың хызметин атқарады. Бул сымның бетине қурамында изертленетуғын элемент бар болған дүздың жуқа қатламы пайда етиледи; бундай шараптларда сым оң зарядланған ионлардың дереги болып хызмет етеди. Ионлар D сымы менен

S_1 саңлағының арасына түсирилген $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасына сәйкес келетуғын электр майданының тәсиринде төзлетиледи. Усы саңлақ арқалы ушып өтетуғын ионлар сызылма тегислигine перпендикуляр, кернеўлиги H болған бир текли магнит майданы тәсир ететуғын кеңисликке келип жетеди. Бул майданның тәсиринде олар радиусы 218-параграфтағы (2)-формуланың жәрдемінде анықланатуғын r ге тең болған шеңбер бойынша қозғалады:

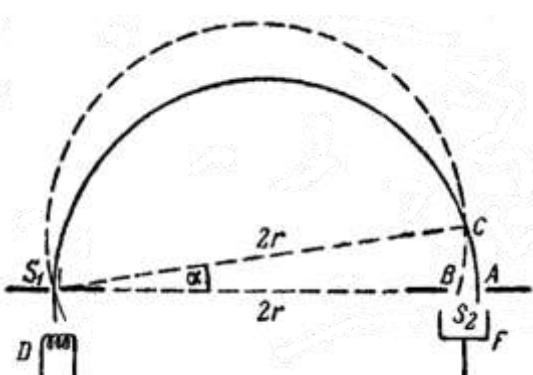
$$r = \frac{cv}{H} \cdot \frac{m}{e}. \quad (6)$$

Бул теңліктегі m - ионлардың массасы, e - олардың заряды, v - тезлік.

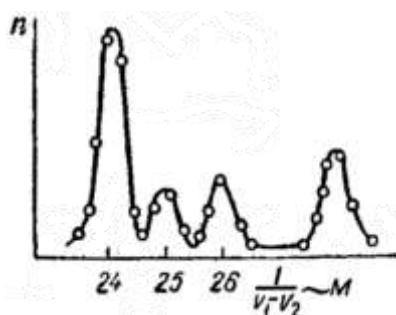
XIX кесте

Изотоплардың массалары

Атом	Химиялық атомлық салмақ	O^{16} ға салыстырғандағы изотоплардың массалары
H	1,00756	{ 1,00812 2,01471
He	4,00128	4,00391
Li	6.940	{ 6,0167 7,0180
O	16,00 (анықламасы бойынша)	{ 16,0000 17,0046 18,0057
Cl	35,457	{ 34,9800 36,9775



278-сүйрет. Бөлекшелердин көлденең магнит майданында айысыруының схемасы.



279-сүйрет. Магнийдин изотоплары ушын алынған иймеклик.

S_1 саңлағы арқалы D сымының өлшемлеринин шекли болыўына байланыслы тезліктери ҳәр қылыш болған ионлар ушып өтеди. D менен S_1 тиң орталығындағы кеңислигінде S_1 саңлағының тегислигine перпендикуляр бағытта қозғалатуғын ионлардың траекториясы тутас сызық пенен көрсетілген. Бул ионлар S_1 саңлағы жайласқан тегисликти екинши рет A ноқатында S_1 ден $2r$ қашықтығында кесип өтеди. D менен S_1 лардың арасында биз қараған траекторияны α мүйеши менен кесип өтетуғын ионлар S_1 саңлағы жайласқан тегисликти B ноқатында кесип өтеди. α мүйешин киши деп болжасақ (278-сүйретке қараңыз)

$$AB = AS_1 - BS_1 = 2r - S_1 C \cos \alpha$$

яmasa $S_1 C = 2r$ теңлигі орынлы болғанлықтан

$$AB = 2r(1 - \cos \alpha) = 4r \sin^2 \frac{\alpha}{2}$$

теңлигине ийе боламыз. α мүйеши киши болғанлықтан, жүйе түрде мынадай теңлікти аламыз:

$$AB = r\alpha^2.$$

α мүйеши киши болғанда $r\alpha^2$ шамасы r ге салыстырғанда дым киши. Демек, ионлардың барлық траекториялары $S_1 A$ тегислигин киши AB кесиндисинин шеклеринде кесип өтеди. Бул орында S_2 саңлағы, ал оннан кейин F Фарадей цилиндр жайластырылады.

Бул цилиндр электрометр менен тутастырылады ҳәм соңықтан оған келип түсетеуғын ионларды регистрациялайды. Ионлардың тезлигі v потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ менен

$$\frac{1}{2}mv^2 = e(V_1 - V_2) \quad (7)$$

аңлатпасы бойынша байланысқан.

(6)- ҳәм (7)- аңлатпалар бойынша v тезлиги ушын мынадай аңлатпаны аламыз:

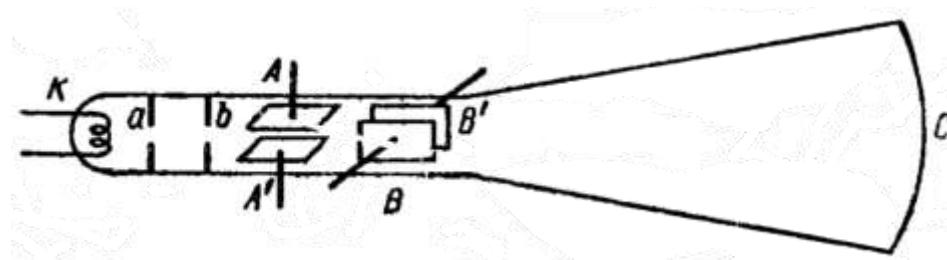
$$\frac{m}{e} = \frac{1}{2} \left(\frac{rH}{c} \right)^2 \cdot \frac{1}{V_1 - V_2}$$

Солай етип, берилген $2r$ қашықлығында S_1 ҳәм S_2 саңлақтарының арасында ҳәм магнит майданының берилген H мәнисинде Фарадей цилиндрине шамасы тезлетиүши $V_1 - V_2$ потенциалға кери болған пропорционал m/e қатнасына ийе болған ионлар келип түседи. $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасын өзгертиү арқалы ҳәр қыйлы ионларды регистрациялауға болады.

279-сүйретте D анодының бетине магнийдиң дұзы себилген жағдайда алынған иймеклик көсетилген. Абсцисса көшерине тезлетиүши $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасына кери болған шамалар, ал ордината көшерине электрометрдиң аўысыўларының саны n қойылған. Иймекликте төрт пик бар. Олардың бириңиси молекулалық салмағы 28 болған азоттың молекулалық ионларына (N_2^+) сәйкес келеди. Қалған үш пик атомлық салмақтары 24, 25 ҳәм 26 ға тең болған магнийдиң изотопларының бир зарядлы ионларына жуýап береди.

Соңғы ўақытлары изотоплардың массаларын анықлаудың усыллары және де жетилистирилди. Мысалы, электр ҳәм магнит майданларының жәрдеминде қос фокуслауға ийе болған массспектрограф пайдаланылады. Бул әсбаптың ажыраты алыўшылық құши соншама үлкен, оның жәрдеминде атомлық салмағы 2,01471 шамасына тең болған водородтың аўыр изотопының изи менен молекулалық салмағы 2,01624 шамасына тең водородтың жәніл изотопының молекулалық ионының излерин ажыратып көриўге болады.

§ 220. Электронлық дәстениң техникалық қолланылы́уы. Ҳәзирги ўақытлары электронлық нур ҳәр қыйлы техникалық мақсетлерде пайдаланылады. Ең дәслеп ўақыт бойынша тез өзгеретуғын электрлік процесслерди үйрениү ушын хызмет ететуғын катодлы осциллографтың дүзилисін тәрийиплеймиз. Катодлық осциллографтың дүзилиси схема түринде 280-сүйретте көрсетилген. Ишинен ҳаýасы сорып алынған шийше ыдыстың ишинде электронлардың дереги хызметин атқаратуғын қыздырылатуғын K катоды жайластырылған. Электронлар турақты майданының жәрдеминде тезлетиледи. a ҳәм b диафрагмаларының жәрдеминде олардан жиңишке дәсте кесип алынады. Бул дәсте ыдыстың барлығы бойынша ушып өтеди ҳәм флуоресценциаланыўши зат пенен қапланған C дийўалында жақтылық шығарып туратуғын дақты пайда етеди. Ушыў жолында электронлар дәстеси бир бирине перпендикуляр тегисликте жайласқан AA' ҳәм BB' , пластинкалардың арасы арқалы өтеди. AA' пластинкасына ўақыттан ғәрезлигин үйрениү мақсетке муýапық келетуғын $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы түсіндіриледи. Әдетте ўақытқа байланыслы дәўирли түрде өзгеретуғын потенциаллар айырмасы менен ис алып барылады.



280-сүйрет.
Катодлы
осциллограф.

AA' пластинкаларының арасындағы $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасы қандай дәўир менен өзгеретуғын болса E кернеўлиги де тап сондай дәўир менен өзгеретуғын электр майданы пайда болады. Бул майданының тәсиринде электронлық дәсте аўысады, соның менен бирге электронлардың массасы жүдә киши болғанлықтан әмелій жақтан дәстениң

аұысыұы майданың өзгериүі менен дәл бирдей болады. Электронлық дәсте тәрепинен C экранында пайда етилетуғын жақты дақ дәстениң аұысыұына байланыслы тербелे баслайды. Көпшилик жағдайда орын алатуғын жеткилики дәрежедеги жоқары жийиликлерде бул тербелислерди көз бенен тикелей бақлаудың мүмкіншилиги жоқ - жақтылық дәсте тутас жолаққа созылады. Тербелислерди бақлау мүмкіншилигине ийе болыў ушын пластинкалардың екінши жубы болған BB' лардың арасына үақыт пенен белгili байланысқа ийе өзгермели E_0 майданы пайда етиүге болады. Мысалы, BB' пластинкаларының жубының арасында гармоникалық тербелислердин нызамы бойынша өзгеретуғын цикллық жийилиги ω_0 болған майданды пайда етиүге болады; бундай жағдайда:

$$E_0 = A_0 \cos \omega_0 t.$$

Егер үйренилетуғын потенциаллар айырмасы $V_1 - V_2$ да үақытқа байланыслы гармоникалық нызам бойынша өзгеретуғын болса, онда

$$V_1 - V_2 = A \cos(\omega t + \delta),$$

теңлигине ийе боламыз ҳәм бундай жағдайда электронлық дәсте бир бири менен перпендикуляр болған екі гармоникалық тербелмели қозғалысқа қатнасады (I томға қараңыз) ҳәм C экранындағы жақтылық шығарып турған дақ Лиссажу фигураларының бириң пайда етеди. Бул фигураның түрін билип ҳәм E_0 дин үақыт бойынша өзгерисинин жийилиги менен амплитудасын билий жолы менен үйренилетуғын $V_1 - V_2$ потенциаллар айырмасының өзгериүинин характерин де анықлауға болады. Егер ω ҳәм ω_0 жийиликлери бирдей болса, онда флуоресцияланатуғын экранда эллипс пайда болады ҳәм оның белгili болған жағдайда дөңгелекке ямаса туýры сызыққа айланыўы мүмкін. C экранында пайда болған фигуралардың сүйретин түсириүге болады ҳәм бундай жағдайда осциллограммалар деп аталатуғын сүйретлер алынады.

Соңғы үақытлары өзгермели майданың тәсиринде AA' пластинкаларының арасында пайда болатуғын электронлық дәстениң тербелислеринин қолайлырақ болған "үақытлық сканнерлеў" пайдаланыла баслады. Оның ушын BB' пластинкаларының арасында үақытқа байланыслы сызықлы өзгеретуғын кернеўлиги E_0 ге тең майдан пайда етиледи:

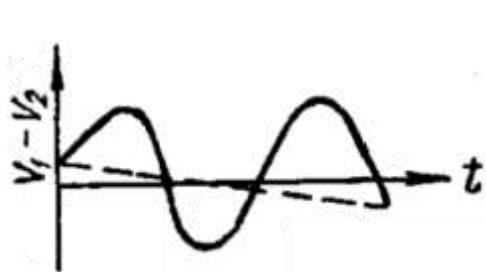
$$E_0 = At.$$

Оны әмелге асырыў ушын BB' пластинкаларына параллель түрде конденсаторды тутастырады ҳәм бул конденсатор үақыттың өтийи менен үзлиksiz зарядланады. Бундай жағдайда C экранындағы жақтылық шығарып турған дақ иймеклиkti тикелей түрде сыйады. Бундай иймеклиkti биз ордината көшерине үақыттың базы бир $f(t)$ функциясы болған $V_1 - V_2$ дин мәнислерин, ал абсцисса көшерине үақыт t ны қойыў менен алған болар едик (281-сүйрет). E_0 майданының үзлиksiz үлкейиўи дәстени C экранының шеклеринен сыртқа шығарған болар еди, сонлықтан базы бир $t = \tau$ үақыттан кейин E_0 шамасының мәнисин нолге шекем тез киширейиүге мәжбүрлейди ҳәм буннан кейин ол қайтадан үақытқа байланыслы сызықлы түрде өседи. E_0 кернеўлигинин усындай болып тосыннан нолге шекем кемейиўи, мысалы, конденсатордың қысқыштарына разрядлы трубканы жалғаў жолы менен әмелге асырыўға болады; конденсатордың пластинкаларындағы потенциаллар айырмасы тутандырыў⁵⁶ потенциалынан киши болған жағдайда трубканың қарсылығы еле үлкен болады ҳәм сонлықтан трубканың бар болыўы конденсатордың зарядланыўына тәсирин тийгизбейди.

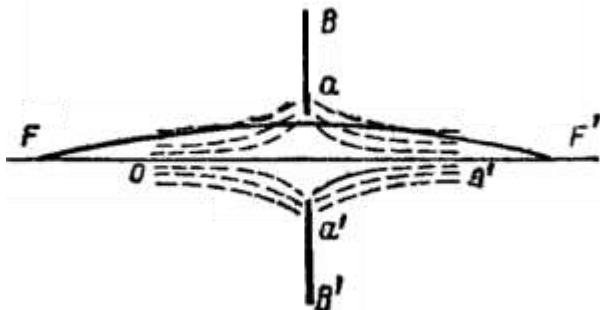
Потенциаллар айырмасының шамасы тутандырыў потенциалының мәнисине жеткен үақытта, трубка жақтылық шығарады ҳәм конденсатор усы трубка арқалы зарядсызланады. Конденсатордың зарядсызланыўы процессине жақтылық шығарып турған ноқаттың орнына тез қайтып келийи сәйкес келеди (281-сүйреттеги пункттир туýры). Буннан кейин

⁵⁶ "Потенциал зажигания" сөзи "тутандырыў потенциалы" сөзи менен алмастырылған.

жақтылық шығарып турған ноқат қайтадан иймеклиktи сыза баслайды. Үйренилип атырған потенциаллар айырмасының үақыт бойынша өзгериси таза гармоникалық характерге ийе болған жағдайда таза иймеклиktиң бурынғы иймеклиktиң үстине түсиүин жүзеге келтириүге болады.



281-сүйрет. Осциллограмма.



282-сүйрет. Электростатикалық электронлық линза.

Хәзирги үақытлардағы осциллографлар жийилиги 10^7 сек⁻¹ шамасына тең жийиликлерди үйрениүге мүмкіншиликті береди ҳәм жақтылық шығарып турған дақтың 1 в кернеүде 1 мм шамасындағы аұысыұды бере алады.

Осциллографлары өзгермелі тоқларды үйрениүде кең түрде қолланылып атыр (232-параграфқа қараңыз).

Электронлық дәстениң басқа қолланылыуы оның электр ҳәм магнит майданларындағы аұысыұы болып табылады. Бундай жағдайда электронлық дәстени фокуслаудың мүмкіншилигі пайда болады. Бундай фокусланыуда электронлық дәстелердин аұысыұы менен линзалардағы жақтылық нұрының сыныұының арасындағы аналогия табылады. Усыған байланыслы электронлық дәстелердин бир текли болмаған майданлардағы тарқалыуы электронлық оптика атамасына ийе болды.

"Электронлық линза" ушын ең әпиүайы мысал ретинде тең өлшеүли терис зарядланған BB' пластинкасындағы дөңгелек aa' тесигиниң қасында пайда болатуғын бир текли емес электр майданын көрсетиүге болады (282-сүйрет). Бундай тесиктиң қасындағы кернеүлік сзықтары пункттир менен сүйретленген. Тесиктиң көшери OO' тың бағытында қозғалатуғын электронлар симметрияның орын алғыуына байланыслы ҳеш қандай аұысыұға ушырамайды. OO' көшерин базы бир F ноқатында кесип өтетуғын қәлеген электрон өзи ушып өтетуғын aa' тесигине жақынласқан сайын көбірек аұысады.

Солай етип, пластинкадан кейин электрон қайтадан OO' көшерин базы бир F' ноқатында кесип өтеди.

Егер F ноқаты арқалы үлкен болмаған денелик мүйештиң ишинде траекториялардың ағысы өтетуғын болса, онда олардың барлығы да бир F' ноқатында кесилиседи ҳәм сонлықтан усы F' ноқатының "сүйреті" болып табылады. Ал кеңірек дәстелерде траекториялардың барлығы F' ноқатында кесилиспейді, яғни оптикадағы сфералық аберрацияға сәйкес келетуғын құбылыш бақланады.

Электронлық оптиканың усыллары электронлық дәстелердин бир текли болмаған электростатикалық майдандағы тарқалыу нызамлары менен жақтылық нурларының сыныұы көрсеткиши өзгермелі болған мәлдир орталықтардағы тарқалыу нызамларының арасындағы формал түрдеги үқсаслыққа тийкарланған. Бул аналогияны әпиүайы мысалда түсіндіремиз. Мейли электронлар потенциал турақты V_1 мәниске ийе болған A кеңіслигинин областында турақты V_1 тезлигі менен туұры сзықты қозғалатуғын болсын (283-сүйрет). Буннан кейин ол потенциалы турақты, бирақ басқа V_2 шамасына тең C областына өтетуғын болсын. Бул областта электрон және де туұры сзықты траектория бойынша қозғалады. Шегаралық B областында

потенциал V_1 мәнисинен V_2 мәнисине шекем өзгереди, усының нәтийжесинде бул областта нолге тәң болмаған майданның кернеўлиги E болады ҳәм, демек, бул орында ҳәр бир электронға областларды айырып түрған шегараға перпендикуляр болған күш тәсир етеди. Бул құштың тәсиринде электронның тезлигинин нормаль қураўшысы v_n өзгериске үшырайды, ал тезликтиң тангенциаллық қураўшысы v_t өзгериссиз қалады. i_1 менен i_2 арқалы шегараға тусирилген нормаль менен электронлардың ab ҳәм cd траекторияларының арасындағы мүйешлерди белгилесек, онда мынадай қатнасларды аламыз:

$$\sin i_1 = \frac{v_{1t}}{v_1}, \sin i_2 = \frac{v_{2t}}{v_2}.$$

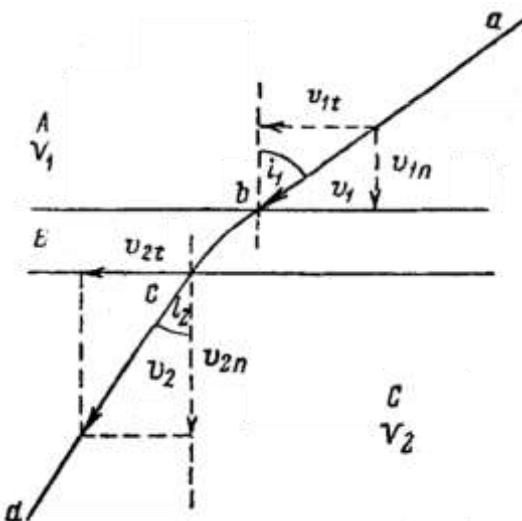
$v_{1t} = v_{2t}$ теңлиги орынлы болғанлықтан

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_2}{v_1}$$

қатнасына ийе болады. Бул қатнас

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

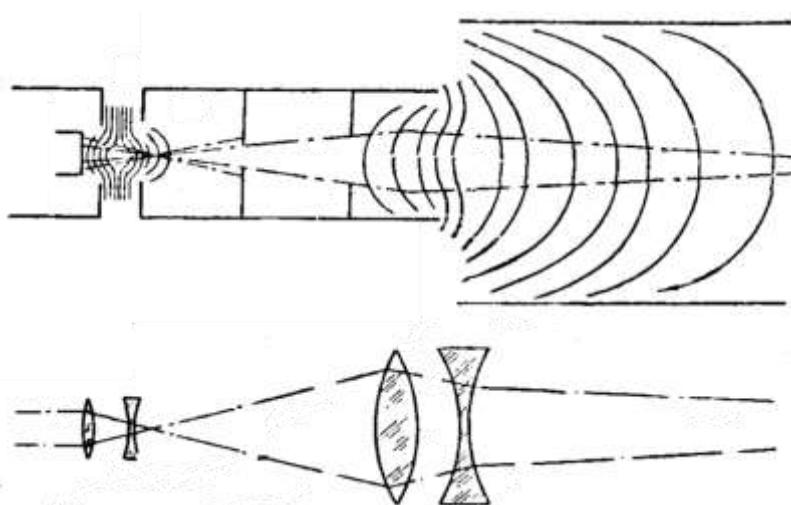
түринде жазылатуғын оптикалық сыныў нызамына үқсас. Бул қатнаста n_1 менен n_2 арқалы еки мөлдир заттың сыныў көрсеткишлері белгиленген.



283-сүйрет.

Электронлық дәстениң сыныўы.

Электростатикалық фокусировка үсүлі ҳәзирги заман техникасында кеңен қолланылмақта. 284-сүйретте бир қатар цилиндрлер менен дөңгелек тесиклері бар диафрагмалардан туратуғын ҳәзирги заман осциллографының фокуслаұшы системасы көрсетилген. Сүйреттің төменгі бөлімінде оған үқсас болған оптикалық линзалардың системасы көлтирилген.



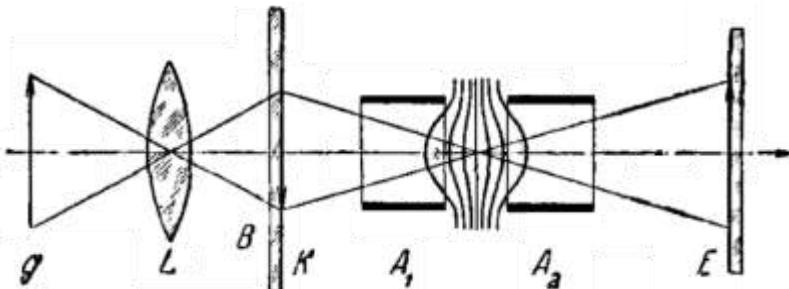
284-сүйрет.

Осциллографтың фокуслаұшы системасы.

285-сүйретте соңғы үақытлары кең түрде қолланыла баслаған электронлық-оптикалық түрлендіргиши атамасына ийе әсбаптың схемасы көрсетилген. Бул сүйретте g арқалы ҳақыйқый

сүүрети L оптикалық линзаның жәрдемінде мөлдір болған B пластинкасына алып берилетуғын белгиленген. B пластинкасының бетине K катодының хызметин атқаратуғын металдың жуқа қатламы отырызылған. g обьекти шығаратуғын жақтылық нурларының тәсіринде бул катодтан электронлар ушып шығады (III томдағы фотоэффект құбылысы); электронлардың бул ағысы электростатикалық A_1 ҳәм A_2 линзаларының жәрдемінде флуоресценцияланатуғын E экранына фокусланады. Солай етип, E экранында g обьектиниң көзге көрінетуғын сүүрети қайтадан алынады. Бундай түрлендириўдің маңсети мынадан ибарат: g обьекти көзге көрінбейтуғын ультрафиолет ямаса инфрақызыл нурларды шығара алады; электронлық-оптикалық түрлендириши болса обьекттиң флуоресценцияланыўшы E экраны тәрепинен шығарылатуғын көзге көрінетуғын нурлардағы сүүретин пайда етийге мүмкіншілік береди. Усының менен бирге, электронлық-оптикалық түрлендириши "күштейткыштың" хызметин атқара алады: обьект тәрепинен берилетуғын нурланыудың интенсивлігінің жұдә киши болыўы мүмкін, ал флуоресценцияланыўшы экранның интенсивлігі болса электронлардың тезлетиўши электростатикалық майданда алған энергиясының есабынан әдеўір жақтылы болады.

285-сүүрет.
Электронлық-оптикалық
түрлендириши.

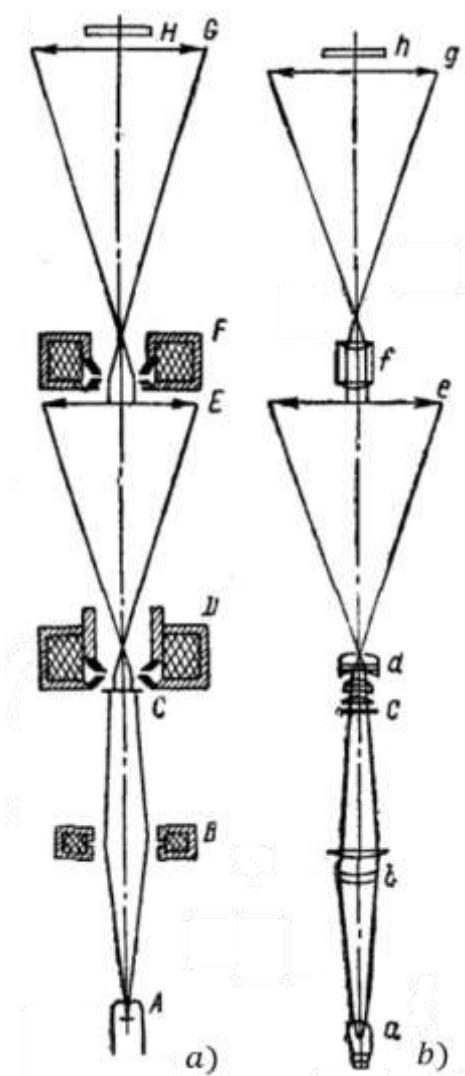


Магнит майданының фокуслаұшы тәсіри электронның салыстырмалы зарядын анықлау ұсылын тәрийиплегендеге көрсетілген еди (218-параграф). Бир текли магнит майданына келип түсетуғын ҳәм басланғыш тезлігі майданының бағыты менен сүйир α мүйешин жасайтуғын электрон винтлик сзықтың бойы менен қозғалады. Киши α мүйешлеринде винтлик сзықтың адымы α ның мәнисинен әмелий жақтан ғерезли емес. Усының нәтийжесинде, траекториялары ашылыў мүйеші⁵⁷ үлкен болмаған конустың шеклеринде жайласқан электронлар дәстеси магнит майданының тәсіринде конустың көшери бағытындағы ноқаттық фокуста жайналады. Солай етип, магнит майданы оптикадағы әпиўайы жыйнаушы линзадай болып хызмет етеди екен. Ушлары арнаұлы түрде исленген формаға ийе болған катушкалардың қасында пайда болатуғын бир текли емес магнит майданы да фокуслаұшы тәсиргеле ийе болады.

Электронлық дәстелерди фокуслаў мүмкіншілігі электронлық микроскопларды құрыўға мүмкіншілік береди. Катод тәрепинен шығарылатуғын электронлар ҳәр қыйлы бөлімлери электронларды азы-көпли иркетуғын изертлеў обьекти арқалы өтеди. Электронлық линзалардың системасының жәрдемінде бул обьекттиң үлкейтілген "саялық" сүүрети алынады. Сүүрет флуоресцентли экранның, ямаса тез ушатуғын электронлардың келип урылышының салдарынан қараўытыў қәсийетине ийе болған фотопластинканың жәрдемінде алынады. 286-сүүретте магнит линзаларына ийе болған электронлық микроскоптың схемасы менен фотокамерасы бар оптикалық микроскоптың схемасы салыстырылған. Микроскоплардың бирдей болған бөлімлери бирдей ҳәриплер менен белгиленген: электронлық микроскоп ушын үлкен $A, B, C \dots$ ҳәм оптикалық микроскоп ушын киши a, b, c, \dots ҳәриплер пайдаланылған. Электронлық микроскопта A - электронлардың дереги; B - конденсордың хызметин атқаратуғын ҳәм электронлардың дәстесин C обьектке қарай бағдарлайтуғын магнитлик линза, D - магнитли обьектив; E -

⁵⁷ Геометрияда кеңнен қолланылатуғын "угол растворения" сөзи "ашылыў мүйеши" түрінде аударылды (Аударыўшылар).

аралықтың сүрет; F - проекциялаушы линза ҳәм G - фотопластинка H қа келип түсетуғын ең ақырында пайда болатуғын сүрет. Электронлық микроскоптың барлық бөлімлери герметик түрде жабылатуғын колоннаның ишинде жайластырылады. Насослардың жәрдемінде ҳауа электронлардың еркін жүриү жолының ұзынлығы деректен фотопластинканың арасына шекемги қашықтықтан үлкен болатуғындай басымға шекем сорып алынаады. Оптикалық микроскопта: a - жақтылықтың дереги, b - конденсор, c - объект, d - объектив, e - аралықтың сүрет, f - проекциялаушы линза, g - ең ақырында пайда болған сүрет, h - фотопластинка. Ҳәзирғи ўақытлардағы электронлық микроскоплар 40 000 есе ҳәм оннан да жоқары үлкейтиүшиликтегі ийе⁵⁸. Бундай үлкейтиўлер оптикалық микроскоплар беретуғын үлкейтиўлерге салыстырғанда жұдә жоқары (шама менен 2000 есе). Солай етип, электронлық микроскоплар әдеттеги оптикалық микроскоплардың жәрдемінде үйренийге болмайтуғын объектлерди үйренийге мүмкіншилик береди. Электронлық микроскоплардың жәрдемінде оптикалық микроскоплардың үлкейтиўинен жоқары болған үлкейтиўлердин алыныў себеби III томда айтылады.



286-сүрет.
Электронлық (a) ҳәм оптикалық (b)
микроскоплардың схемалары.

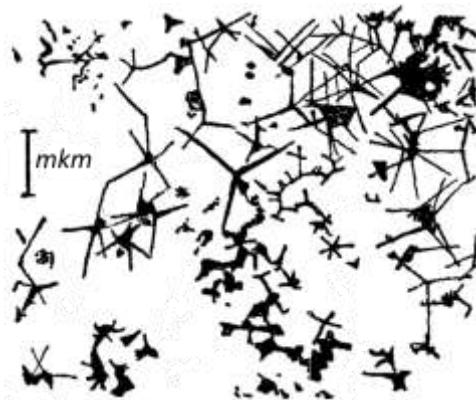
287-сүретте электронлық микроскоптың жәрдемінде алынған ZnO ның шаңында услап турылған бөлекшелердин фото сүреттери көлтирилген. Бөлекшелер жұдә майда

⁵⁸ Ҳәзирғи ўақытлардағы электронлық микроскоплардың үлкейтиүшиликтегі 1 миллионнан да жоқары. Оларда пайдаланылатуғын жоқары кернеўлерде доғаның пайда болмауы ушын ҳауаның басымы 10^{-7} ден 10^{-9} Па шамасына шекем төменлетиледи (Аўдарыўшылар).

ийне тәризли кристаллар болып табылады. Фото сүүреттің шеп тәрепинде 1 мкм узынлыққа сәйкес келетуғын масштаб көрсетилген. Советлер Союзында ллектронлық микроскоптың оригиналлық конструкциясы академик А.А.Лебедев ҳәм В.Н.Верцнер тәрепинен ислеп шығылды.

287-сүүрет.

Электронлық микроскоптың жәрдемінде
алынған ZnO бөлекшелеринің фото
сүүрети.



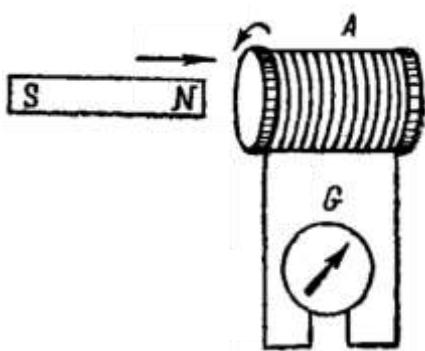
ХХ БАП

ЭЛЕКТРОМАГНИТЛИК ИНДУКЦИЯ

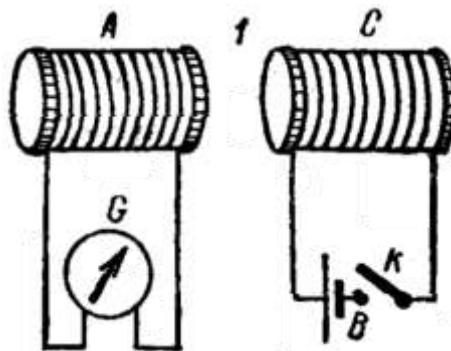
§ 221. Электромагнитлик индукция құбылысы. Электромагнитлик индукция құбылысы 1831-жылды Фарадей тәрепинен ашылды. Бул құбылыс мыналардан ибарат: қалеген өткізгіш түйік контурда усы контур тәрепинен шекленген майдан арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысы өзгергенде электр тоғы пайда болады. Бундай тоқты индукциялық тоқ деп атайды.

Электромагнитлик индукция құбылысын төмендегидей тәжирийбелерде бақлауға болады.

1. Гальванометр арқалы түйікленған *A* соленоидын аламыз (288-сүйрет) ҳәм оның үшларының бирине тұрақты магнитті жақынлатамыз. Бундай жағдайда соленоидта *G* гальванометринин стрелкасының аүйесінің бойынша табылатуғын электр тоғы пайда болады. Магниттің қозғалысы тоқтағанда бул тоқ та тоқтайды. Егер бизлер магнитті қашықлаты басласақ, онда соленоидта қайтадан тоқ пайда болады. Бирақ бул тоқтың бағыты соленоидты жақынлатқанда пайда болған тоқтың бағытына қарама-қарсы. Тап усындағы құбылысты магнитті қозғалыссыз қалдырып, соленоидты қозғаған жағдайда да бақлауға болады. Соңында, тұрақты тоқ өтип түрған екинши соленоидты алғыуға да болады. Оны орнынан қозғағанда екинши соленоидта тоқ пайда болады.



288-сүйрет. Магнитті қозғау жолы менен соленоидта индукциялық тоқты қоздырыў.



289-сүйрет. Қоңсы соленоидтағы тоқты қосыў ҳәм ажыратыў жолы менен соленоидтағы индукциялық тоқты қоздырыў.

2. Қозғалмайтуғын еки *A* ҳәм *C* соленоидларын аламыз (289-сүйрет). Мейли, бул жағдайда да *A* соленоиды *G* гальванометри менен түйікленған ҳәм *C* соленоиды *B* гальваникалық элементи ҳәм *k* гилти бар шынжырға тутастырылған болсын. *k* гилтининде *C* соленоидтында тоқты қосқанда *A* соленоидында *G* гилтинин аүйесінің менен табылатуғын қысқа мүддетли тоқ пайда болады. *C* соленоиды бойынша тоқтың буннан былай өтип түрүйінің барысында *A* соленоидта ҳеш қандай тоқ бақланбайды. *C* соленоидында тоқты ажыратқанда қайтадан, бирақ бағыты дәслепки тоқтың бағытына қарама-қарсы болған қысқа мүддетли тоқ пайда болады.

Тәрийипленген тәжирийбелерди соленоидтың орнына сымның бир орамын алып өткериүге де болады. Бирақ, бундай жағдайда құбылыс өззирек болады.

Бул тәжирийбелердин нәтийжелерин таллаймыз. Бул тәжирийбелердин бириншилери *A* соленоидтағы тоқтың магнит жақынлағанда ямаса үзақласқанда ғана, яғни соленоидтың қасында магнит майданы өзгеретуғын ямаса соленоидтың өзи магниттің бир текли болмаған магнит майданында қозғалған жағдайда пайда болатуғынлығын көремиз. Магниттің соленоидқа салыстырғанда қозғалысы тоқтаудан (ямаса магнитке

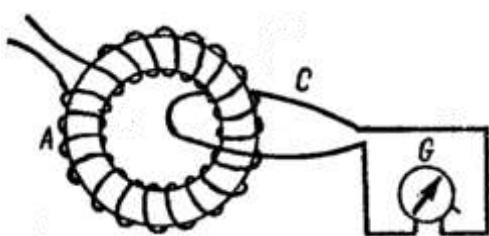
салыстырғанда соленоидтың қозғалысы) соленоидтың қасындағы магнит майданы тұрақлы болады ҳәм соленоидтағы тоқтың өтийи тоқтайды. Екинши тәжирийбедеги құбылыс биринши тәжирийбедеги құбылысқа жүдә усайды. Бул жағдайда магнит майданы С соленоидындағы пайда болатуғын ямаса жоқ болатуғын тоқ тәрепинен пайда етиледи. Еки жағдайда да өткізгіш контурдың қасында магнит майданының шамасы, ұсыған сәйкес, контур тәрепинен өзиниң ишине қамтып алынатуғын магнит ағысының шамасы өзгереди. Еки жағдайда да өткізгіш контурдың қасында магнит майданының шамасы, демек, контур тәрепинен қамтып алынатуғын бет арқалы *магнит индукциясының ағысы өзгереди*. Мәселениң магнит индукциясының ағысы менен байланыслы екенлиги мыналардан келип шығады: егер өткізгіш түйік контурды бир текли магнит майданында бурғанда да индукциялық тоқ пайда болады. Бул жағдайда өткізгіштің қасындағы магнит майданының индукциясының шамасы тұрақлы болып қалады, ал тек оның контурдың бети арқалы ағысы ғана өзгереди. Егер түйік контурды бир текли магнит майданында илгерилемeli қозғалтсақ, онда ол арқалы индукция ағысының шамасы тұрақлы болып қалады ҳәм индукциялық тоқ пайда болмайды. Солай етип, ұзы параграфтың алдында келтирілген анықламаның дұрыс екенлиги дәлилленеди: түйік өткізгіш контур арқалы индукцияның ағысы өзгергенде индукциялық тоқ пайда болады.

Бирақ, мынадай жағдайды аңғарыў керек болады: жоқарыда тәрийипленген тәжирийбелерден индукциялық тоқтың магнит индукциясы В ның ямаса кернеўлик Н тың ағысы бойынша анықланатуғынлығы көринип түрған жоқ. Магнетиклер болмаған жағдайда бул жағдайдың әхмийети жоқ, себеби магнит индукциясы В менен магнит майданының кернеўлиги Н бир бирине тең, бирақ магнетик болған жағдайда В пенен Н тың арасындағы айырманың көриниүи керек. Өткізгіш контур жайласқан барлық кеңислиkti магнит сициргишлиғи μ үлкен болған магнит пенен толтырыў әмелій жақтан қыйын, себеби ұсындағы магнетиклер (темир, никель ҳ.т.б.) қатты денелер болып табылады. Бирақ, тәжирийбени бывайынша әмелге асырыўға болады: магнетик кеңислиktiң тек бир бөлімин толтырып туратуғын болса да, магнит майданының барлығын ұзы магнетиктиң ишинде топланған етийге болады. Оның ұшын өткізгіш С контуры менен қамтып алынған А тороидын аламыз. Бундай жағдайда шынжырдың еки қоңсылас буұынлары бир бирин қамтыйды (290-сүйрет). Мейли, А тороиды арқалы тоқ өтетуғын болсын; бул тоқ пайда еткен магнит майданы тек тороидтың ишинде жыналған ҳәм, демек, бул майданның барлық ағысы С контуры арқалы өтеди. Егер биз А тороидындағы тоқты ажыратсақ, онда ағыстың өзгериси орын алады (ағыс жоғалады) ҳәм контурда индукциялық тоқ пайда болады. Енди А тороидының ишки бөлімин темир менен толтырамыз. Бурынғыдай, магнит майданы тек тороидтың ишинде ғана болады. Бундай жағдайда майнаннның кернеўлиги Н бурынғыдай болып қала береди, себеби тоқтың магнит майданының кернеўлиги магнетиктиң бар ямаса жоқ екенлигинен ғәрэзли емес (егер магнетик майдан нолге тең болмаған кеңислиkti толығы менен толтырып туратуғын болса). Бирақ, магнит индукциясы $B = \mu H$ болса μ есе үлкейеди. А тороидындағы тоқты және ажыратып (тоқтың дәслепки мәнисин бурынғыдай деп есаплаймыз), биз С контурындағы индукциялық тоқтың әдеўир үлкейгенлигин табамыз. Бул индукциялық тоқтың пайда болыуының индукцияның ағысының өзгериси менен байланыслы екенлигин дәлиллейді.

Енди индукциялық тоқтың бағытын анықлаймыз. 1833-жылы Петербург университетиниң профессоры Э.Х Ленц тәжирийбелердин нәтийжелерин улыўмаластырып мынадай қағыйданы берди: *түйік контурда пайда болған тоқ контур тәрепинен шекленген бет арқалы ұзы тоқты пайда еткен магнит индукциясының ағысының өзгерисин компенсациялайтуғында өзиниң меншикли магнит индукциясының ағысын пайда етеди*.

Ленц қағыйдасының көз-қарасында тұрып, жоқарыда тәрийипленген тәжирийбелерди

таллаймыз. Бириңи тәжирийбеде магниттиң арқа полюсы соленоидқа жақынлағанда, соленоидта егер оған алып келинетүүн магнит тәрепинен қарағанда saat стрелкасының қозғалыс бағытына қарама-қарсы бағытта тоқ пайда болады (288-сүйрет). Бул жағдайда магнит тәрепинен пайда етилген индукцияның ағысы соленоидтың ишине қарай бағытланған ҳәм магнит жақынлағанда үлкейеди. Соленоидтағы индукциялық тоқтың магнит майданы соленоидтан сыртқа қарай бағытланған ҳәм, соңықтан, магниттиң майданының үлкейиүин компенсациялайды. Егер соленоидқа және де магнит тәрепинен қарасақ, онда магниттиң арқа полюсын алыслатқанда соленоидта saat стрелкасының қозғалыс бағытындағы тоқ пайда болады. Магнит тәрепинен пайда етилген индукцияның ағысы бурынғыдай соленоидтың ишине қарай бағытланған, бирақ бул жағдайда ағыс киширийеди. Соленоидтағы индукциялық тоқтың магнит майданы бул рет соленоидтың ишине қарай бағытланған ҳәм, демек, магниттиң майданының кемейиүин компенсациялайды. Солай етип, жағдайлардың екеүі де Ленц қағыйдасына сәйкес келеди екен.



290-сүйрет.

Тороидты сырттан қоршап алатуғын құрықтағы (илмектеги) индукциялық тоқтың қозыўы.

Бул еки тәжирийбениң нәтийжелерин таллап, басқа жуўмақта да келиүге болады: магниттиң арқа полюсын соленоидқа жақынластырғанда пайда болған индукциялық тоқтың бағыты соленоидтың магнитке жақын ушы магнит сызықтарының дерегине айланатуғындай болып бағытланған, соңықтан магнит пенен соленоид бир бири менен ийтериседи, яғни индукциялық тоқтың пайда болыўына алып келеди. Магнитti алыслатқанда магнит пенен соленоид тартысады, яғни олардың арасында магниттиң қозғалысына қарсылық жасайтуғын күш қайтадан пайда болады.

Усы параграфтың басында қарал өтилген екинши жағдайдың да Ленц қағыйдасына сәйкес келетүүнлігіна исенемиз. *C* соленоидындағы тоқты қосқанда *A* соленоидында кери бағыттағы тоқ пайда болады. *C* соленоидындағы тоқты ажыратқанда *A* соленоидында тап сондай бағыттағы тоқ пайда болады. Бул нәтийжелер Ленц қағыйдасына сәйкес келеди: майли, *C* соленоидында ажыратқанда оның 1 ушына қарағанда saat стрелкасының қозғалыў бағытына қара-қарсы бағыттағы тоқ пайда болған болсын (289-сүйрет). Бундай жағдайда бул тоқ пайда еткен магнит индукциясының ағысы *A* соленоидының ишине киреби ҳәм тоқты ажыратқанда күшнейеди. *A* соленоидында индукциялық тоқ пайда еткен магнит индукциясының ағысы оннан шығады ҳәм, демек, соленоидтың ағысының өсиүин компенсациялайды. Тап усындей жоллар менен *C* соленоидындағы тоқты ажыратқанда *A* соленоидындағы индукциялық тоқтың магнит майданының *C* соленоидының ағысын компенсациялайтуғынлышына исениүге болады.

§ 222. Индукцияның электр қозғаушы қүшин анықлау. Түйік контурда индукциялық тоқтың пайда болыўы магнит индукциясының өзгермелі ағысының тәсиринде электр қозғаушы қүштин пайда болыўы менен байланыслы. Бул э.к.күшинин шамасы бириңи рет Фарадей тәрепинен магнит индукциясының ағысының өзгерисинин тезлиги менен байланыстырылды. Фарадей тәрепинен берилген бул қатнас энергияның сақланыў нызамынан келип шығады.

Қозғалмалы *AC* бөлимине иие контурды пайдаланып, дара жағдай ушын энергиялық есаплаўлар өткеремиз (291-сүйрет). Бундай контурды биз тоғы бар контурды магнит

майданында қозғағанда исленген жұмысты есаплауда пайдаланған едик (210-параграф).

Мейли, контурға ә.қ.күши \mathcal{E} болған B гальваникалық элементи тутастырылған болсын. Усы ә.қ.күши тәрепинен Δt үақыты ишинде исленген жұмыс $\mathcal{E}\Delta t$ ге тең, бул көбеймеде I арқалы контурдағы тоқтың күши белгиленген. Егер контур магнит майданынан сыртта жайласқан болса, онда барлық жұмыс $I^2 R \Delta t$ ленц-джоуллық жыллыштыңың, бөлиніп шығыўы ушын жумсалады. Бундай жағдайда Ом нызамына сәйкес тоқтың күши мынаған тең:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R}. \quad (1)$$

Енди контур барлық үақытта турақлы болып қалатуғын магнит майданында жайласқан деп болжайық. Әпиүайылық ушын бул майданды бир текли ҳәм контурдың тегислигине перпендикуляр, сыйылманың арғы тәрепине қарай бағытланған деп есаптаймыз. Бундай жағдайда қозғалатуғын AC бөліміне усы AC ға перпендикуляр оң тәрепке қарай бағытланған f күши тәсір етеди. Бул күштин тәсіринде контурдың қозғалатуғын AC бөліми қозғала баслады. Мейли, Δt үақыты ишинде ол сыйылмада пунктір менен көрсетілген $A'C'$ аүхалына жылжыттуғын болсын. 210-параграфта айтылғанлар бойынша, бундай жағдайда

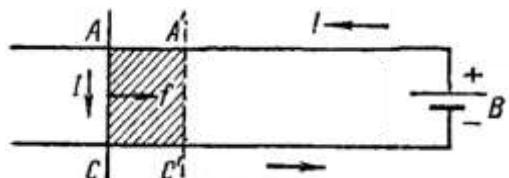
$$\Delta A = I \cdot \Delta \Phi$$

механикалық жұмысы исленеди. Бул аңлатпада $\Delta \Phi$ арқалы $ACA'C'$ контуры арқалы өткен магнит индукцияның ағысы, ал I арқалы биз қараған қозғалыс үақытында контур арқалы өткен тоқтың күши белгиленген. Бул жұмыс B элементиниң ә.қ.күшиниң есабынан исленеди. Солай етип, енди элементтин ә.қ.күшиниң толық жұмысы $\mathcal{E}\Delta t$ тек ленц-джоуллық жыллыштың бөлип шығарылышы ушын ғана емес, ал контурдың AC участкасының орын алмастырылышы ушын да исленеди:

$$\mathcal{E}\Delta t = I^2 R \Delta t + I\Delta\Phi.$$

291-сүйрет.

Индукцияның электр қозғаушы күшине арналған аңлатпаны келтирип шығарыуға.



Улыұма айтқанда, Δt үақытының ишинде тоқтың күши I дин турақлы болып қалмауы мүмкін; сонлықтан тоқтың күши I дин сезилерлікте өзгериске ушырамауы ушын жұдә киши болған dt үақыт аралығын алғыуымыз керек. Бундай жағдайда мынадай теңлик орынлы болады:

$$\mathcal{E}Idt = I^2 R dt + Id\Phi. \quad (2)$$

Бул аңлатпада $d\Phi$ арқалы контурдың штрихланған $ACA'C'$ бөліми арқалы өтетуғын индукцияның ағысы белгиленген. Биз қарап атырған жағдайда контурдың бул бөліми шексиз енсиз жолақ формасына ийе болады. (2)-теңлікти тоқтың күши I ге қаратада шешип, мынаған ийе боламыз:

$$I = \frac{\mathcal{E} - \frac{d\Phi}{dt}}{R}.$$

Бул теңлікти түйік шынжыр ушын Ом нызамы (1) менен салыстырып, биз бул жағдайда ә.қ.күшиниң орнын (еки шама болған) гальваникалық элементтин ә.қ.күши \mathcal{E} менен $-\frac{d\Phi}{dt}$ шамасының ийелейтуғынлығын көремиз. Бул ағза контур менен шекленген бет арқалы индукцияның ағысы Φ тиң өзгериүүнин салдарынан пайда болған қосымша ә.қ.күшин береди. Оны \mathcal{E}_i арқалы белгилеп, мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (3)$$

(3)-қатнас Фарадей нызамы деп аталады.

Индукцияның ә.к.күши ушын Фарадей нызамын биз контурдың өзиниң формасының өзгериүинин салдарынан конур арқалы өтетуғын индукцияның ағысы өзгеретуғын жағдай ушын алдық. Бирақ, бул қатнастың контур арқалы ағыстың өзгерисинин нениң салдарынан жүзеге келетуғынлығынан ғәрэзсиз екенлигин көрсетиүге болады: контурдың формасының өзгериүи, оның бурылышы, бир текли емес майдандағы орын алмастырышы, соның менен бирге майданның өзиниң магнит индукциясының үақытқа байланыслы өзгериүи мүмкін.

(3)-теңликтин оң тәрепинде индукция ағысы Φ тиң үақыт бойынша алынған тууындысы тур. Бул индукция ә.к.күши \mathcal{E}_i дин индукция ағысының үақытқа байланыслы өзгериү тезлигине пропорционал екенлиги көринип тур. Енди тек (3)-теңликтин оң тәрепиндеги бөлимниң алдындағы белгинин (минус) мәнисин анықлау қалды. Оның ушын контурды айланып шығыұдың ықтыярлы бағытын оң бағыт деп қабыл етемиз. Егер тоқтың бағыты контурды айланып шығыұдың оң бағыты менен сәйкес келсе, онда бундай бағытта оң деп есаплаймыз. Усының менен бирге шынжырда потенциалдың түсіүін оң айланып шығыў бағытына сәйкес келсе, онда ә.к.күшин де оң деп есаплаймыз. Контурдың тегислигине нормаль жүргиземиз ҳәм оның оң бағытын 210-параграфта көрсетилген контурды айланып шығыұдың қағыйдасы менен байланыстырамыз. Контурдың майданы арқалы өтетуғын индукцияның оң ағысы арқалы нормаль менен параллель ямаса оның менен сүйир мүйеш жасайтуғын индукциясызықтарын пайда етеди.

Контурдың майданы арқалы өтетуғын индукцияның терис ағысы нормалға кери бағыттағы ямаса оның менен доғал мүйеш жасайтуғын индукцияның сзызықтарын пайда етеди. Бундай жағдайда (3)-теңликтин оң тәрепиндеги минус белгиси индукцияның ағысының үлкейиүинин $\left(\frac{d\Phi}{dt} > 0\right)$ контурды терис бағытта айланып шығыў бағытында тәсир ететуғын ә.к.күшин пайда ететуғынлығын аңғартады. Индукцияның ағысының кишириеиүү $\left(\frac{d\Phi}{dt} < 0\right)$ контурды оң бағытта айланып шығыў бағытында тәсир ететуғын индукция ә.к.күшин пайда етеди. Солай етип, (3)-аңлатпа бир үақытта индукция ә.к.күшинин шамасын да, бағытын да береди екен. Бул бағыттың Ленц қағыйдасына сәйкес келетуғынлығын аңсат тексерип көриүге болады.

Енди индукция ә.к.күши өлшенетуғын бирликлер ҳақында гәп етиў қалды. Егер индукцияның ағысы максвеллерде, яғни $CGSM$ -бирликлеринде, ал үақыт t секундларда өлшенетуғын болса, онда қандай да бир пропорционаллық коэффициентине ийе болмаған (2)-формула ә.к.күштин $CGSM$ -бирлигин анықлады. Ә.к.күштин бул бирлигин $\text{мкс}/\text{сек}$ арқалы аңлатылады ҳәм сан мәниси жағынан түйік контурда усы контурдың майданы арқалы магнит индукциясының ағысы 1 сек үақыттың ишинде 1 мкс шамасына өзгергендеги түйік контурда пайда болатуғын ә.к.күшине тең.

Ә.к.күштин $CGSM$ -бирлиги $\text{мкс}/\text{сек}$ пенен $CGSE$ -бирлиги арасындағы байланысты мынадай пикирлеүдин тийкарында аламыз: $I\mathcal{E}$ шамасы қуяту болып табылады ҳәм, егер тоқтың күши I менен ә.к.күш \mathcal{E} ниң екеүін де $CGSE$ - ямаса екеүін де $CGSM$ -бирликлерде өлшесек, онда қуятулық еки жағдайда да $\text{эрз}/\text{сек}$ ларда алынады. Солай етип, мынадай қатнастың орынланышы керек:

$$I_{CGSE} \cdot \mathcal{E}_{CGSE} = I_{CGSM} \cdot \mathcal{E}_{CGSM}.$$

Бул теңликтеги $CGSE$ ҳәм $CGSM$ индекслері сәйкес I ҳәм \mathcal{E} шамаларының қандай бирликлерде өлшенгенлигин көрсетеди. Буннан мынадай қатнасқа ийе боламыз:

$$\frac{\mathcal{E}_{CGSE}}{\mathcal{E}_{CGSM}} = \frac{I_{CGSM}}{I_{CGSE}}. \quad (4)$$

Бирақ, 195-параграфта айттылған бойынша тоқ күшинин $CGSM$ -бирлиги $CGSE$ -

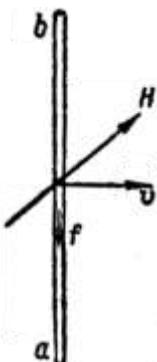
бирлигинен с есе үлкен (*с арқалы дерлик дәл* $3 \cdot 10^{10}$ см/сек шамасына тең жақтылықтың тезлиги белгиленген). Демек, (4)-қатнастан мынаны аламыз:

$$\text{Э. қ. күштиң } CGSM - \text{ бирлиги} = \text{Э. қ. күштиң } \frac{1}{3 \cdot 10^{10}} CGSE - \text{ бирлиги.}$$

Электронлық көз-қараслар бойынша индукция нызамын таллаймыз. Мейли, өткізгиштиң *ab* участкасы бағытының арғы тәрепине қарай бағытланған, кернеўлиги *H* қа тең магнит майданына жайластырылған болсын (292-сүйрет). Магнит майданында тәртипсиз жылдылық қозғалысларына қатнасадуғын еркін электронларға Лоренц күши тәсир етеди. Бирак, орташа бул күш ҳеш қандай тоқты бермейди. Себеби ҳәр қылыштың электронларға тәсир ететуғын күшлердин қозғалысы менен жылжытсақ), онда металдың барлық электронлары *v* шамасына тең қосымша тезликтегі ие болады. Демек, барлық электронлар ушын бирдей болып бағытланған ҳәм

$$f_L = evH.$$

шамасына тең Лоренц күши тәсир ете баслайды.



292-сүйрет.

Өткізгишти сыртқы *H* магнит майданында қозғағанда зарядқа тәсир ететуғын Лоренц күшинин бағыты.

Егер майдан сызылманың арғы тәрепине қарай бағытланған ҳәм *ab* участкасы оң тәрепке қарай қоғалатуғын болса, онда электронға тәсир ететуғын күш (терис заряд) тәмен қарай бағытланған. Усы күштиң тәсиринде электронлар тәменге қарай қозғалады, яғни жоқары қарай бағытланған тоқ пайда болады. Электронлардың тап усындағы қозғалысын пайда ететуғын эквивалент электрлиқ күш $f = eE$

$$f = eE = evH.$$

қатнасының жәрдемінде анықланады. Демек, электр майданының эквивалент болған кернеўлиги *E*

$$E = evH$$

шамасына тең болады ҳәм жоқары қарай бағытланған.

Участкада пайда болатуғын электр қозғалышы күш эквивалент электр күшлері участканың ушларында пайда ететуғын потенциаллар айырмасы менен өлшенеди. Кернеўлик участканың ушларындағы потенциаллар айырмасын участканың узынлығына бөлий арқалы анықланатуғын болғанлықтан, э.қ.күши эквивалент электр майданы *E* дең участканың узынлығы *l* бойынша алған түүйнди менен өлшенеди, яғни:

$$\mathcal{E}_i = lE = vlH. \quad (5)$$

Бирақ vl көбеймеси участканың қозғалысы үақытында үақыт бирлигіндеги басып өтілген майданға тең болғанлықтан, (5)-тендиктиң барлық оң бөлими өткізгиштиң участкасы тәрепинен үақыт бирлигінде кесип өтілген кернеўлик *H* тың ағысы болып табылады. Магнетиклер болмаған жағдайда кернеўлик ағысы индукцияның ағысына сәйкес келетуғын болғанлықтан $vHl = \frac{d\Phi}{dt}$ теңлиги орынлы. Буннан индукцияның э.қ.күшинин сан мәниси ушын (3)-формула менен бирдей болған

$$|\mathcal{E}_i| = \frac{d\Phi}{dt}$$

аңлатпасын аламыз.

Э.қ.күши оң зарядлардың қозғалыс бағытына, яғни 292-сүйретте көрсетилген жағдайда жоқарыға қарай бағытланған. Бул бағытта оң қол қағыйдасының жәрдеминде аңсат табыұға болады: егер оң қолда бас бармақты ашып қойсақ ҳәм магнит индукциясының сывықтары қолға киретуғындағы етип, ал бас бармақ өткізгіштің қозғалыс бағытын көрсететуғын болса, онда қалған бармақлардың бағыты индукция э.қ.күшиниң бағытын көрсетеди. Түйік контур ушын бул Ленц қағыйдасына сәйкес толық э.қ.күштің бағытын береди.

Солай етип, өткізгіштің сиртқы магнит майданында қозғағанда индукциялық тоқтың пайда болыўы өткізгіштеги электронларға Лоренц күшиниң тәсир етиўи менен түсіндіриледи екен. Бирақ, биз индукциялық тоқтың өткізгіш контур қозғалмаған, ал оның қасындағы магнит индукциясының шамасы өзгерген жағдайда да пайда болатуғының көрдик. Бул жағдай ушын жоқарыда келтирилген түсіндіриўди тарқатыўға болмайды. Усы жағдайда да индукциялық тоқтың пайда болыўын түсіндіриў ушын кеңисликтиң ҳәр бир ноқатында магнит индукциясының шамасы ўақыттың өтиўи менен өзгергенде электрлік күшлер пайда болады деп есаплаў керек болады. Бундай жағдай тәменде талланатуғын Максвелл теориясының тийкарында жатады (243-244 параграфлар).

§ 223. Индукциялық тоқ тәрепинен жылыштырылған электр зарядларының муғдары.

Халық аралық системадағы магнитлік шамалардың бирликлери. Контурда индукциялық тоқ өткенде зарядлардың орын алмастырыўы орын алады. Егер \mathcal{E}_i арқалы индукцияның э.қ.күши, ал R арқалы биз қарап атырған контурдың толық қарсылығы белгиленген болса, онда сол контурдағы пайда болған тоқтың шамасы мынаған тең болады:

$$I = \frac{|\mathcal{E}_i|}{R}.$$

222-параграфта айтылғанында, индукцияның электр қозғаушы күши сан мәниси бойынша

$$|\mathcal{E}_i| = \frac{d\Phi}{dt}$$

шамасына тең. Буннан

$$I = \frac{d\Phi/dt}{R} \quad (1)$$

формуласына ийе боламыз. Өткізгіштің кесе-кесими арқалы dt ўақыттың ишинде өткен зарядтың муғдары болған dq шамасы Idt ге тең, буннан (1)-қатнасты есапқа алған жағдайда

$$dq = \frac{1}{R} d\Phi \quad (2)$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликтегі $d\Phi$ арқалы магнит индукциясының ағысының dt ўақыттың ишиндеги өзгериси белгиленген.

Мейли, ўақыттың базы бир шекли шамасының басындағы биз қарап атырған контурдағы магнит индукциясының ағысын Φ_1 арқалы, ал усы ўақыттың ақырындағы ағысын Φ_2 арқалы белгилейик. Бундай жағдайда, индукциялық тоқтың пайда болыўының себебинен өткізгіштің кесе-кесими арқалы өткен электр зарядының толық муғдары q ды (2)-формуладағы индукция ағысының шексиз киши өзгериси $d\Phi$ ты оның толық өзгериси $\Phi_2 - \Phi_1$ менен алмастырыў арқалы аламыз:

$$q = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{R}. \quad (2a)$$

(2a) формула контурдың майданы арқалы магнит индукциясының ағысының өзгерійи бойынша усы контурдың кесе-кесими арқалы өткен электр зарядының муғдарын анықлаўға мүмкіншілік береди. Соның менен бирге керисинше, усы электр зарядының муғдары q бойынша контурдың майданы арқалы магнит ағысының өзгериси $\Phi_2 - \Phi_1$ ты анықлаў мүмкін.

(2a) формула халық аралық бирликлер системасында магнит майданының бирлигин

табыў ушын пайдаланылады. Магнит ағысы Φ тиң бирлиги сыпатында қарсылығы 1 ом болған контур арқалы нолге шекем кемейгенде контурда индукция э.қ.күшинин тәсиринде мұфдары $1 \text{ к} \cdot \text{га}$ тең электр заряды өтетуғын ағысқа айтады. Ағыстың бул бирлиги вебер деп аталады. $1 \text{ вб} = 10^8 \text{ мкс}$ теңлигинин орынлы екенлигин аңсат көриүге болады. Халық аралық системада магнит индукциясы B ның бирлигін

$$B_n = \frac{\Phi}{S}$$

қатнасының жәрдеминде табады. Буннан магнит индукциясының бирлиги сыпатында $\text{вб}/\text{м}^2$ қабыл етиледи. Бул бирликке 1960-жылы өткерилген Өлшемлер менен салмақлар бойынша 11-бас Конференция тесла атамасын берди. Магнит индукциясы менен гаусстың арасында мынадай қатнас бар:

$$1 \text{ тесла} = 10^4 \text{ гс.}$$

Егер 222-параграфтағы (3)-аңлатпа менен берилген Фарадей нызамында магнит индукциясының ағысы Φ ти веберлерде ҳәм үақыт t ны секундларда өлшесек, онда индукцияның электр қозғаушы күши \mathcal{E}_i вольтлерде алынады. Солай етип, бирликлердин халық аралық системасында:

$$\mathcal{E}_i(\text{в}) = -\frac{d\Phi}{dt} \left(\frac{\text{вб}}{\text{сек}} \right). \quad (3)$$

Егер индукцияның э.қ.күши болған \mathcal{E}_i шамасын вольтлерде, ал индукцияның ағысының өзгериси $\frac{d\Phi}{dt}$ ти $\text{мкс}/\text{сек}$ ларда өлшесек, онда (3)-теңлик мынадай түрге енеди:

$$\mathcal{E}_i(\text{в}) = -10^{-8} \frac{d\Phi}{dt} \left(\frac{\text{мкс}}{\text{сек}} \right). \quad (3a)$$

Санлы мысалды қараймыз: омлық қарсылығы $R = 0,5 \text{ ом}$, майданы $S = 100 \text{ см}^2$ шамасына тең болған контуры дәслеп Жердин магнит майданының индукциясының сзыықтарына параллель жайласқан болсын; буннан кейин рамка магнит индукциясының сзыықтарына перпендикуляр бағытта туратуғындай болып бурылсын. Егер Жердин магнит майданының магнит индукциясы $B = 0,5 \text{ гс}$ шамасына тең болса, рамкада қандай мұфдардағы электр заряды индукцияланады?

Шешими. Бул жағдайда рамканың бетинин майданы арқалы өтетуғын индукция ағысының өзгериси екинши аүхалында турған рамка арқалы өтетуғын индукцияның ағысына тең:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = BS.$$

Бул теңликке B ны гауссларда, ал S ти см^2 ларда қойсақ, онда биз ағысты *CGSM*-бирликлерде аламыз. Оны халық аралық бирликлер системасына өткериүү ушын бул шаманы 10^{-8} ге көбейтий керек болады:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = 10^{-8} \cdot 0,5 \cdot 10^8 \text{ вб}$$

Буннан (2a) формула бойынша кулонлардағы индукцияланған электр зарядлардың мұфдары мынаған тең болады:

$$q = \frac{10^{-8} \cdot 0,5 \cdot 10^8}{0,5} \text{ к} = 10^{-5} \text{ к.}$$

Магнит индукциясының ағысының қысқа үақыттың ишинде өзгериүинин салдарынан пайда болған электр зарядларының мұфдары q ды балластикалық гальванометр деп аталатуғын әсбаптың жәрдеминде өлшеүге болады. Принципинде, балластикалық гальванометрдин дүзилисі әдеттеги гальванометрдин дүзилисіне сәйкес келеди. Оның қозғалышы бөлими турақты магниттің полюсларының арасына жайластырылған рамкадан турады. Рамкаға стрелка бекитилген; рамка базы бир аүхалда кишкене пружинаның жәрдеминде услап турылады. Рамка арқалы индукциялық I тоғы өткенде оған $M = HSIn$

шамасындағы күшлердин моменти тәсир етеди. Бул теңликтегі H - магниттің майданының кернеўлиги, n - рамкадағы орамлардың саны, S - оның бетинин майданы. Берилген әсбап

ушын S , n ҳәм H шамалары турақлы болғанлықтан, онда

$$M = cI$$

теңлиги орынлы болады (*с арқалы гальванометрдин динамикалық турақтысы деп атала туғын турақты шама белгиленген*).

Күшлердин моментиниң импульси болған Mdt шамасының тәсиринде рамка айланы баслайды ҳәм оның қозғалысы мұғдарының мометни $Jd\omega$ шамасына өзгереди, бул көбеймедер J - барлық қозғалыұшы системаның инерция моменти, ал $d\omega$ - рамканың мүйешлик тезлигиниң өзгериси. Қозғалысы мұғдарының моментиниң өзгериси күшлердин моментиниң импульсine тең болғанлықтан (*I томға қараңыз*), мынадай теңдиклер орынлы болады:

$$Jd\omega = Mdt = cI dt. \quad (4)$$

Егер I тоғы өтетуғын үақыт t гальванометрдин илдирип қойылған системасының меншикли тербелислериниң дәүиринен киши болса, онда илдирип қойылған системаға күшлердин моментиниң тәсирі соққы характеристике иие болады. Усының нәтижесинде система ω_0 мүйешлик тезлигине иие болады. Соныңқтан, (4)-аңлатпаны нолден t ға шекем интеграллап,

$$\int_0^{\omega_0} Jd\omega = \int_0^t cI dt \text{ ямаса } J\omega_0 = cq$$

аңлатпаларына иие боламыз. Бул аңлатпаларда q арқалы t үақыты ишинде өткен электр зарядының мұғдары. Буннан мынаған иие боламыз:

$$\omega_0 = \frac{c}{J} q.$$

Алынған мүйешлик тезлик ω_0 ның тәсиринде қозғалыұшы система бурыла баслайды, усы система бурылатуғын ең ақырғы мүйеш φ_0 дин шамасын ("ылақтырыў мүйеши") басланғыш тезликтке пропорционал деп есаплауға болады:

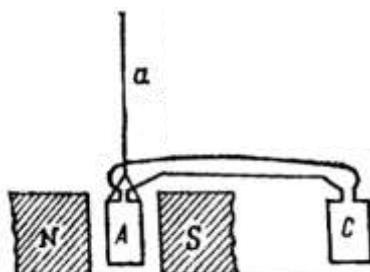
$$\varphi_0 = k\omega_0 = \frac{kc}{J} q.$$

Солай етип, гальванометрдин стрелкасының "ылақтырыў мүйеши" гальванометр арқалы өткен электр зарядының мұғдарына пропорционал болады екен. Буннан, керисинше, ылақтырыў мүйеши φ_0 дин мәниси бойынша q ды анықлауға болады. Ылақтырыў мүйешиның шамасының q ға пропорционал болыўы ушын гальванометрдин илдирип қойылған системасының параметрлері оның меншикли тербелис жийилигиниң жеткилики дәрежеде үлкен болатуғындағы етип сайладап алынады. Гальванометрдин турақтысы kc/J ди әдетте усы гальванометр арқалы белгилі мұғдардағы электр заряды q ды өткерип (мысалы, сыймліғы белгилі болған конденсаторды разрядлау арқалы) градуировкалау жолы менен анықлады.

(2a) теңлиги бойынша индукциялық тоқтың пайда болыўының салдарынан өткен электр зарядының мұғдары болған q шамасы магнит индукциясының ағысы Φ тиң өзгеріүине пропорционал болғанлықтан, балластикалық гальванометр магнит ағысыларын өлшеў ушын хызмет ете алады. Магнит индукциясының ағысын өлшеў ушын бейимлестирилген балластикалық гальванометрди *флюксометр* деп атайды. Флюксометрдин улыўмалық түриниң дүзилисiniң схемасы ҳәзир ғана тәрийипленген баллистикалық гальванометрдин дүзилисiniң схемасынан айрылады. 293-сүретте N ҳәм S - турақты магниттиң полюслары, A - олардың арасында жайласқан рамка. Бул рамка бурылғанда пайда болатуғын бурыў моменти жүдә киши болатуғындағы дәрежеде узын ҳәм жумсақ a жибине илдирилген; рамканың N менен S полюсларының арасында қалеген позицияда тең салмақтың ҳалда қала алыўы керек. Рамканың өткизгишлериниң ушлары A басқа C рамкасына тутастырылған. Бул C рамкасы магнит индукциясының шамасы

өлшенийи керек болған кеңисликке алып келинеди. Егер C рамкасы дәслеп магнит майданынан тыста жайласқан болса, онда магнит индукциясының ағысының өзгериси ақырғы $\Phi_2 n_2$ ағысының шамасына тең. Бул аңлатпада Φ_2 - рамканың бетинин майданы арқалы өтетуғын ағыс, ал n_2 ондағы орамлардың саны. C рамкасының бетинин майданы арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысының өзгерисинин нәтийжесинде, онда I_2 индукциялық тоғы пайда болады. Бул тоқ A рамкасы арқалы да өтеди ҳәм оның NS магнитинин магнит майданында бурылығын жүзеге келтиреди. Өз гезегинде бул бурылығы рамка арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысының өзгерисин болдырады ҳәм, демек, I_1 индукциялық тоғының пайда болығына алып келеди. Ленц қағыйдасы бойынша I_1 индукциялық тоғының бағыты магнит күшлері A рамкасын тормозлайтындей болады. Нәтийжеде A рамкасы тоқтайды. Рамкаға тәсир ететуғын күшлердин моменти M мынаған тең:

$$M = HS_1 n_1 (I_1 + I_2).$$



293-сұйырет.
Флюксометрдин схемасы.

Бул теңликтегі H арқалы N ҳәм S полюсларының арасындағы магнит майданының кернеўлиги n_1 арқалы A рамкасындағы орамлар саны, S_1 арқалы оның бетинин майданы белгиленген. Ең дәслеп ҳәм ең ақырында рамка тынышлықта тұратуғын болғанлықтан, онда күш моментинин толық импульсінин нолге тең болығы керек:

$$\int_0^t M dt = \int_0^t HS_1 n_1 (I_1 + I_2) dt = 0.$$

Буннан

$$\int_0^t I_2 dt = - \int_0^t I_1 dt$$

яmasa

$$|q_2| = |q_1|$$

теңликлерине ийе боламыз, яғни индукциялық I_2 ҳәм I_1 тоқлары тәрепинен алып өтилген электр зарядларының муғдарлары бир бирине тең екен. Бирақ, (2a) формула бойынша:

$$q_2 = \frac{\Phi_2 n_2}{R}, q_1 = \frac{\Delta\Phi_1 n_1}{R}$$

теңликлери орынлы болады. Бул теңликтегі $\Delta\Phi_1$ арқалы A рамка арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысының өзгериси белгиленген, ал R болса барлық шынжырдың толық қарсылығы. Буннан мынадай теңлиkti аламыз:

$$|\Phi_2| n_2 = |\Phi_1| n_1.$$

A рамкасының үлкен болмаған бурылығы мүйеші α да ағыстың өзгериси $\Delta\Phi_1$ дин шамасы α да пропорционал, буннан $|\Phi_2|$ ағысының да α да пропорционал екенлеги келип шығады:

$$|\Phi_2| = k\alpha.$$

Бул теңликтеги k шамасы берилген әсбап үшін турақты. Солай етип, A рамкасының бурылығы мүйеші бойынша C рамкасы арқалы өтетуғын ағысты анықлауға болады екен.

Элбette, буннан C рамкасы алып келинетүүн орындағы магнит индукциясының мәнисинде анықлауға болады (егер усы рамканы майданың индукциясы сыйықтарына нормаль бағытта жайластырса). Бундай жағдайда $\Phi_2 = B S_2$ тенслиги орынланады.

§ 224. Индукцияның электр қозғаушы күшин дара жағдайлар ушын анықлау.
Контурлардағы э.қ.күшин анықлау усылынан пайдаланып, бир қатар дара жағдайларды қараймыз.

$$\Phi_0 = BS.$$

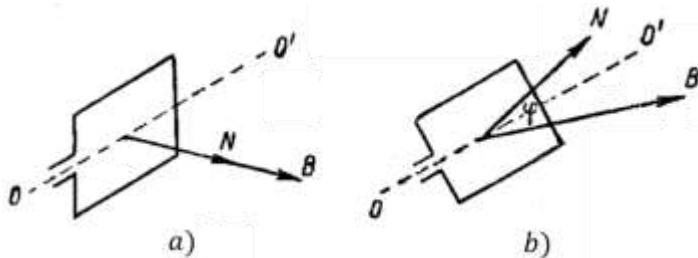
Мейли, рамка $O O'$ көшеринин дөгерегинде ω мүйешлик тезлиги менен айланатуғын болсын. Бундай жағдайда рамканың N нормаль өзинин дәслепки бағыты менен $\varphi = \omega t$ мүйешин жасайтуғын жағдайындағы индукцияның ағысы мынаған тең болады:

$$\Phi = BS \cos \omega t = \Phi_0 \cos \omega t.$$

Индукцияның электр қозғаушы күши 222-параграфтағы (3)-қатнастың жәрдемінде анықланады:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt} = \omega\Phi_0 \sin \omega t. \quad (1)$$

Биз бул аңлатпадан ең үлкен э.қ.күштиң ағыс нолге тең болған жағдайда алынатуғынлығын көремиз [$\varphi = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$, бул теңликте k - пүтиң сан].



294-сүрет. Сыртқы магнит майданында айланатуғын рамка.

Бул жағдайларда ағыстың өзгериү тезлиги ең үлкен мәниске ийе. Ағыс ең үлкен болған жағдайларда ($\varphi = k\pi$), ә.қ.күш нолге тең. Рамканың ұсындағы аүхалларында ағыстың өзгериү тезлиги нолге тең. Егер φ мүйешинин мәниси

$$0 < \varphi < \pi$$

шеклеринде болса, онда электр қозғаушы күштиң мәниси оң. Бул айланыудың биринши ярымында рамкадағы тоқтың N нормалына параллель болған магнит майданын пайдалеттуғынлығын аңғартады. Егер ф дин мәниси

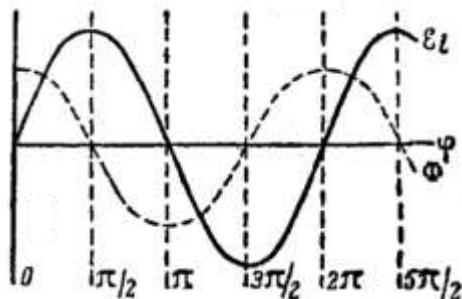
$$\pi < \varphi < 2\pi$$

шеклеринде болса, онда э.қ.күшиниң мәниси терис. Бул жағдай индукциялық тоқтың N нормалының бағытына кери бағыттағы тоқты пайда ететуғынлығын аңғартады. Демек, бир айланыұдың дауамында э.қ.күш өзиниң бағытын еки рет өзгертеуде екен.

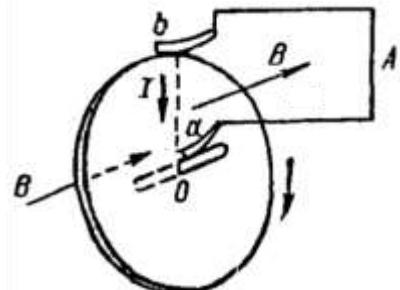
295-сүйретте бурылсың мүйеши ғә байланыслы индукция ағысының (пунктир сыйық) ҳәм ә.к.күштин (тутас сыйық) өзгерисинин графиги берилген.

Орамды магнит майданында айланырғанда э.к. күштин қалының динамомашинаның

дүзилисiniң тийкарында жатады (235-параграфқа қараңыз).



295-сүйрет. Айланатуғын рамкадағы индукция ағысы Φ тиң ҳәм индукцияның электр қозғаушы күшинин өзгериүинің графиги.



296-сүйрет. Айланатуғын дисктеги индукциялық тоқтың пайда болыўы.

2. Сырғанайтуғын контактқа ийе болған айланатуғын дисктеги э.қ.күштиң пайда болыўын қараймыз. Мейли, магнит майданының индукциясының нормаль жайласқан диск оның орайы арқалы өтетуғын O көшеринин дөгерегинде айлана алатуғын болсын (296-сүйрет). Сырғанайтуғын a ҳәм b контактларының жәрдеминде $AbaA$ түйік шынжыры пайда етилген болсын. Егер дискти айланысқа келтирсе, онда бул шынжырда үзликсиз тоқ пайда болады. Индукциялық тоқтың бағыты Ленц қағыйдасы бойынша анықланады: егер магнит индукциясының сзызықтары оқыуышыға қарай бағытланған ҳәм диск saat стрелкасының қозғалыс бағытында айланатуғын болса, онда индукциялық тоқ b контакттынан a контакттына қарай өтеди.

Бул тәжирийбе тоқ өтип турған дискти магнит майданында айландырыў менен өткерилген тәжирийбениң тиккелей кериси болып табылады (210-параграфқа қараңыз). Сол жағдайда да, бул жағдайда да $AbaA$ тоқ контуры арқалы өтетуғын индукцияның ағысы турақлы болып қалады. Индукцияның формаллық жақтың қолланатуғын болсақ, онда индукциялық тоқтың болмауы керек. Ҳақыйқатында, ҳәр бир моменттеги дисктиң шынжырды a ҳәм b ноқатларының арасында түйікляйтудың радиустың орын алмастыратуғынлығына дыққат аүдарыў керек. Дискти шексиз киши $d\varphi$ мүйешине бурғанда радиус $d\varphi$ мүйешине бурылады ҳәм $dS = \frac{1}{2}R^2d\varphi$ майданын басып өтеди. Бул теңдиктеги R - дисктиң радиусы. Усы майдан арқалы өтетуғын индукцияның ағысы $d\Phi = BdS$ шамасына тең, ал оның өзгериў тезлигі болса

$$\frac{d\Phi}{dt} = B \frac{dS}{dt} = B \frac{1}{2} R^2 \frac{d\varphi}{dt}$$

теңдиклеринин жәрдеминде анықланады. $d\varphi/dt$ шамасының дисктиң айланыуының мүйешлик тезлигі екенлигин аңғарып,

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{2} R^2 \omega B$$

теңлигине ийе боламыз. $d\Phi/dt$ ның бул мәнисин 222-параграфтағы (3)-аңлатпаға қойып индукцияның э.қ.күшинин сан мәнисин табамыз:

$$|\mathcal{E}_i| = \frac{1}{2} \omega R^2 B. \quad (2)$$

Биз таллаған дүзилис ең әпиүайы болған динамомашинаның схемасы болып табылады.

Және де бир неше мысалдарды қараймыз.

1-мысал. Сымлы тороидтағы (өзексиз) 1 см деги орамлардың саны $n = 25$; тороидтың кесекесиминин майданы $S = 20 \text{ см}^2$. Тороид сымның бир орамынан туратуғын илмекті қамтыйды (290-

сүүреттегидей). Реостаттың жәрдеминде тороидтағы тоқтың күши I ды 1 сек үақыттың ишинде 20 ағе төменлеўи әмелге асырылады. Илмекте пайда болған э.қ.күшинин шамасы неге тең?

Шешими. Тороидтың ишиндеги майданың магнитлик индукциясы мынаған тең:

$$B = 4\pi\mu In.$$

Бул теңликтеке μ - тороидтың ишиндеги орталықтың магнитлик сициргишилгі. Майдан тек тороидтың ишинде болғанлықтан, индукцияның ағысы

$$\Phi = 4\pi\mu InS$$

шамасына тең, ал оның үақыттың өтийи менен өзгериси мынаған тең:

$$\frac{d\Phi}{dt} = 4\pi\mu n S \frac{dl}{dt}.$$

Тоқтың күши I ди CGSM-бірліктерде, S ти см² ларда n ди см⁻¹ де өлшеп, ағыстың өзгерисин мкс/сек ларда аламыз. Вольтлердеги э.қ.күши \mathcal{E}_i дин мәнисин мына формуланың жәрдеминде аламыз [222 параграфтағы (3a) формула]:

$$|\mathcal{E}_i| = 10^{-8} \cdot 4\pi\mu n S \frac{dl}{dt}.$$

Бул теңликтеке $\frac{dl}{dt} = 20$ а/сек = 2 CGSM/сек, $S = 20$ см², $n = 25$ см⁻¹, $\mu = 1$ мәнислерин қойып, мынаны аламыз:

$$|\mathcal{E}_i| = 10^{-8} \cdot 12,56 \cdot 25 \cdot 2 \cdot 20 \text{ в} \cong 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ в.}$$

2-мысал. Кесе-кесиминиң майданы $S = 100$ см³, орамларының саны $n = 50$ болған рамка индукциясы $B = 1000$ гс болған бир текли магнит майданында 50 айланыс/сек тезлиги менен қозғалады. Рамканың айланыұқ көшери индукция сызықтарына перпендикуляр. Рамкадағы э.қ.күштің максималлық мәнисин табыңыз.

Шешими. (1)-формула бойынша рамкадағы сымның бир айланыұындағы максималлық э.қ.күши мынаған тең:

$$\mathcal{E}_{i \max} = \omega BS.$$

Бул теңликтеке ω - рамканың айланыұының мүйешлилік тезлигі. n дана орамға ийе рамка ушын:

$$\mathcal{E}_{i \ max} = \omega BS n.$$

Бул теңликтеке $B = 10^3$ гс, $S = 100$ см³, $\omega = 2\pi \cdot 50$ сек⁻¹ = $3,14 \cdot 100$ сек⁻¹ мәнислерин қойып, мынаны аламыз:

$$\mathcal{E}_{i \ max} = 10^{-8} \cdot 3,14 \cdot 100 \cdot 10^3 \cdot 100 \cdot 50 \cong 15,7 \text{ в.}$$

3-мысал. Жердин магнит майданының индукция сызықтарына перпендикуляр жайласқан мыс диск 50 айл./сек тезлиқ пенен айланады. Дисктиң радиусы $R = 50$ см. Дисктиң орайы менен шетинин арасындағы потенциаллар айырмасын анықлаңыз. Жердин магнит майданының индукциясы $B = 0,5$ гс.

Шешими. Дисктиң орайы менен шетинин арасында (2)-формуланың жәрдеминде анықланатуғын э.қ.күши \mathcal{E}_i ге тең болған потенциаллар айырмасы пайда болады:

$$V_1 - V_2 = \frac{1}{2} R^2 \omega R.$$

Бул теңликтеке $R = 50$ см, $\omega = 2\pi \cdot 50$ сек⁻¹ = $3,14 \cdot 10^2$ сек⁻¹, $B = 0,5$ гс мәнислерин қойып, потенциаллар айырмасы ушын мынадай шамаға ийе боламыз:

$$V_1 - V_2 = 10^{-8} \cdot \frac{1}{2} \cdot 50^2 \cdot 3,14 \cdot 10^2 \cdot 0,5 \text{ в} \cong 2 \cdot 10^{-3} \text{ в.}$$

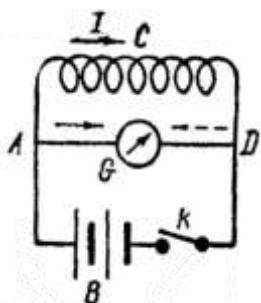
§ 225. Өзлик индукция құбылысы. Электромагнитлик индукция құбылысы өткізгіш тәрепинен шекленген майдан арқалы индукцияның ағысы өзгергенде барлық жағдайларда бақланады. Бундай жағдайда нениң ағысты өзгеретуғынлығын пүткіллей әхмийетке ийе емес. Егер базы бир түйік контурда тұрақты емес тоқ өтсе, онда усы тоқ тәрепинен пайда етилетуғын магнит майданы да тұрақты емес. Демек, усы тоқтың өзин шеклеп түрған контурдың бетинин майданы арқалы өтетуғын магнит индукцияның ағысы да өзгереди. Магнит индукцияның ағысының өзгериси контурдағы э.қ.күшинин пайда болыуына алып келеди. Солай етип, контурдағы тоқтың өзгериси усы контурдағы

индукцияның ә.қ.күшинин пайда болыуына алып келеди. Бул құбылысты өзлик индукция деп атайды.

Өзлик индукция ушын өзине тән болған мысал тутастырыў ҳәм ажыратыў экстратоқлары болып табылады. Бизлер контурды түйіқлайық деп есаптайық. Усының нәтийжесинде контурда тоқ пайда болады. Бундай жағдайда тоқтың магнит майданы өседи, демек, контур тәрепинен шекленген беттиң майданы арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысы да өзгереди. Ленц қафыйдасы бойынша, пайда болған индукциялық тоқ индукцияның ағысын пайда етеди ҳәм бул ағыс дәслепки магнит ағысының өсиүин компенсациялайды. Демек, магнит майданының бағыты дәслепки тоқтың магнит майданының бағытына қарама-қарсы болған тоқ пайда болады. Буннан индукциялық тоқтың контур түйіқланғанда пайда болатуғын тоқтың бағытына қарама-қарсы екенлиги келип шығады. Бул кери бағыттағы индукцияланатуғын тоқ түйіқланыудың экстратоғы деп аталауды. Түйіқланыў экстратоғы контурда өтетуғын тоқты киширейтеди.

Тап сондай құбылысты биз шынжырды ажыратқанда да бақлаймыз. Егер контурдағы тоқтың шамасы киширейсе, онда контур тәрепинен шекленген беттиң майданы арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысы да киширейеди. Контурда Ленц қафыйдасына сәйкес киширейетуғын ағысты үлкейтетуғын тоқ индукцияланады, яғни тийкарғы тоқ жүрген бағыттағы жүретуғын тоқ индукцияланады. Индукцияланған бул тоқты ажыратыў экстратоғы деп атайды. Ажыратыў экстратоғының бағыты тийкарғы тоқтың бағыты менен бағытлас.

Түйіқланыў экстратоғының болыуының салдарынан шынжырдағы тоқтың үлкейиүи экстратоқ болмаған жағдайдағыға салыстырғанда әстерек жүреди. Егер, мысалы, электр лампасын әдеўир өзлик индукцияға ийе контурға жалғағанда лампа сезилерліктей өзлик индукция құбылысы болмайтуғын контурға жалғаған жағдайға салыстырғанда әстелик пенен жақтылық шығара баслайды.



297-сүйрет.
Ажыратыў экстратоғын табыў.

Ажыратыў экстратоғын 297-сүйретте келтирілген схеманың жәрдемінде бақлауға болады. В батареясынан шығатуғын тоқ A ноқатында екіге тармақланады. Олардың бири ACD өзлик индукцияның әдеўир үлкен тоғын бериў қәсийети менен тәрийипленеди. Екінши AGD тармағына G гальванометри тутастырылған. Мейли, тоқ ACD ҳәм AGD участкаларында тутас стрелкалар менен көрсетилген бағытта шептен оңға қарай жүретуғын болсын. Егер k гилтин ажыратсақ, онда ACD участкасында бағыты дәслепки тоқтың бағытындай ажыратыў экстратоғы пайда болады. Ол толығы менен шынжырдың DGA участкасы арқалы түйіқланады, себеби шынжырдың басқа бөлими ажыратылған. Элбette, DGA участкасындағы бул тоқ оңдан шепке қарай жүреди (пунктир стрелка). Бул жағдайды гальванометрдин стрелкасының дәслепки бурылған бағытынан қарама-қарсы бағытқа бурылышы бойынша табыўға болады.

Бул тәжирийбеде ажыратыў экстратоғы тийкарынан ACD участкасында пайда болады. Бул участка ийилген бир неше орамнан туратуғын өткізгіш болып табылады; туўры сзызықлы AGD участкасында пайда болатуғын экстратоқ сезилерліктей орынды

иieldемейди. Бул жағдай ҳәр қыйлы формаға иие болған өткізгішлерде ҳәр қыйлы өзлик индукцияның жүзеге келетуғынлығын көрсетеди. Контурдың әдеүир көп болған ямаса әззи өзлик индукцияға иие болыў қәсийети өзлик индукция коэффициенти деп аталатуғын физикалық шама менен тәрийипленеди. Бул шаманың мәнисин анықтаймыз.

Күши I ге тең тоқ өтип турған ықтыярлы контурды аламыз. Био-Савар-Лаплас нызамы бойынша бул тоқ тәрепинен ҳәр бир ноқатта пайдада етилген магнит майданының кернеўлиги, демек индукция векторы, тоқтың күшине пропорционал. Буннан тоқ контуры тәрепинен шекленген майдан арқалы өтип атырған индукция Φ тиң ағысы тоқтың күши I ге пропорционал:

$$\Phi = LI. \quad (1)$$

Пропорционаллық коэффициенти болған L шамасы контурдың өзлик индукция коэффициенти деп аталады. (1)-теңдиктеги тоқтың күши I ди бирге тең деп болжап, өзлик индукция коэффициентиниң өтип турған тоқтың шамасы бир бирлікке тең болған контур тәрепинен шекленген майдан арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысының шамасына тең болатуғынлығын көремиз.

Өзлик индукцияның электр қозғаушы күши болған \mathcal{E}_{si} шамасын биз 222-параграфтағы (3)-формула бойынша аңғартылатуғын индукцияның улыўмалық нызамы бойынша аламыз:

$$\mathcal{E}_{si} = -\frac{d\Phi}{dt}.$$

Бул аңлатпада Φ усы контурдың өзи бойынша өтетуғын тоқ пайдада еткен биз қарап атырған контур арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысы. Бул аңлатпаға Φ ағысының орнына оның өзлик индукция коэффициенти L ҳәм контурдағы тоқ I бойынша (1)-теңдиктеги мәнисин қойып, тұрақты өзлик индукция болған жағдай үшін мынаны аламыз:

$$\mathcal{E}_{si} = -L \frac{dI}{dt}. \quad (2)$$

Бул қатнас өзлик индукция коэффициенти үшін және бир (динамикалық) анықламаны беріүге мүмкіншиликті береди: контурдың өзлик индукция коэффициенти сан мәниси бойынша контурдағы тоқтың шамасы үақыт бирлигинде бир бирлікке өзгерген жағдайдағы сол контурда пайдада болған ә.к.күшине тең.

Өзлик индукция коэффициенти контурдың тек геометриялық формасы менен усы контур жайласқан орталықтан ғаралады.

(1)- ямаса (2)-қатнас өзлик индукция коэффициентиниң өлшем бирлигин анықлауда мүмкіншиликті береди. Әдетте, өзлик индукция коэффициентиниң еки түрли бирлигі қолланылады: абсолют электромагниттик CGSM-системасы ҳәм халық аралық бирликлер системасы. Контурдың өзлик индукция коэффициентиниң CGSM-бирлигі сыпатында (1)-қатнас бойынша контур арқалы бир электромагниттик бирлікке тең тоқ өтип атырғанда усы контур арқалы өтип атырған магнит индукцияның ағысы бир максвелгे тең болатуғын контурдың өзлик индукциясы алынады. Халық аралық системадағы өзлик индукция коэффициентиниң бирлигі генри деп аталады. Оның шамасы тоқтың шамасы 1 а болған жағдайда индукцияның ағысы $1 \text{ вб} = 10^8 \text{ мкс}$ болатуғын контурдың өзлик индукция коэффициентине тең.

1 гн шамасының өзлик индукцияның CGSM-бирлигинен қанша есе үлкен болатуғынлығын аңсат табыуға болады. Оның үшін (1)-қатнастан пайдаланамыз. Бул қатнас бойынша

$$1 \text{ гн} \times 1 \text{ а} = 10^8 \text{ мкс.} \quad (3)$$

Өзлик индукцияның 1CGSM -бирлигі \times тоқ күшиниң 1CGSM -бирлигі $= 1 \text{ мкс.}$

Тоқ күшиниң 1 CGSM -бирлигі $= 10 \text{ а}$ екенлигин есапқа алып, соңғы аңлатпаны байлайынша қайтадан жазамыз:

өзлик индукцияның 1 CGSM-бірлигі $\times 10 a = 1 \text{ мкс.}$ (4)

(3)- ҳәм (4)-тәнликлерди салыстырып, мынаны аламыз:

$$1 \text{ гн} = 10^9 \text{ CGSM.}$$

(2)-қатнасты пайдаланып, генриге және мынадай анықламаны бериүге болады: егер 1 секундтың ишинде тоқтың күши 1 амперге өзеретуғын жағдайда өзлик индукцияның ә.к.күши 1 вольтке тең болатуғын жағдайдағы өзлик индукция коэффициентинин шамасы 1 генриге тең.

Өзлик индукция коэффициентинин анықламасынан пайдаланып, соленоид үшін оның аңлатпасын көлтирип шығарамыз.

Орамларының ұлыұма салы N ге, орамның кесими S , ұзынлығы l ге тең болған соленоидты аламыз; мейли, соленоидтың ишиндеги құйыслық магнит сициргишилги μ ге тең болған орталық пенен толтырылған болсын. Соленоидты 194-параграфтағы (4)-формуланы жеткилики дәрежедеги дәллікте пайдаланыўға болатуғындей үзын деп есаплаймыз. Бундай жағдайда сол (4)-формула бойынша соленоидтың ишиндеги майданың көрнекілігі H мынаған тең:

$$H = 4\pi \frac{N}{l} I. \quad (5)$$

Бул тәнликтегі I - соленоид бойынша өтетуғын тоқтың күши.

Соленоидтағы индукцияны B арқалы белгилеп, соленоидтың кесе-кесиминдеги индукцияның ағысының

$$\Phi' = BS = \mu HS$$

шамасына тең болатуғынлығын аламыз. Соленоидтың барлық N орамы арқалы ағыс мынаған тең болады:

$$\Phi = N \cdot \Phi' = \mu HSN.$$

Бул тәнликтегі H тың орнына оның (5)-аңлатпа бойынша мәнисин қойып, төмендегидей тәнликтегі ийе боламыз:

$$\Phi = 4\pi \mu \frac{N^2}{l} SI.$$

Бул тәнликтегі соленоидтың ұзынлығының бир бирлигіндегі орамлар саны $n = \frac{N}{l}$ ді ҳәм соленоидтың көлемі $V = lS$ ти киргиземиз. Бундай жағдайда

$$\Phi = 4\pi \mu n^2 VI$$

тәнлиги орынлы болады. Буннан, (1)-қатнасты пайдаланып, соленоидтың өзлик индукция коэффициентинин

$$L = \frac{\Phi}{I} = 4\pi \mu n^2 V \quad (6)$$

шамасына тең болатуғынлығын табамыз.

Солай етип, соленоидтың өзлик индукция коэффициенти ұзынлық бирлигіндеги орамлардың санына ҳәм соленоидтың көлемине пропорционал. Анықламасы бойынша, өзлик индукция коэффициенти орамдағы тоқтың күшинен ғәрзели емес; бирақ, егер соленоидтың өзеги ферромагнитлик заттан соғылған болса, онда магнит сициргишилгі μ магнит майданының көрнекілігінен ҳәм, демек, тоқтың күшинен ғәрзели; бундай жағдайда ғәрзеликтиң жүдә күшли болыўы да мүмкін (203-параграфқа қараңыз). Өзеклерге ийе болған соленоидлардың өзлик индукция коэффициентлерин есаплағанда бул жағдайды есапқа алыў керек болады.

Мынадай сан мәнислерде соленоидтың өзлик индукция коэффициентинин қандай болатуғынлығын есаплаймыз: соленоидтың ұзынлығы $l = 50 \text{ см}$, кесе-кесиминин майданы $S = 10 \text{ см}^2$, $\mu = 1$, орамлардың толық саны $N = 3000$.

(6)-формула бойынша мынаған ийе боламыз:

$$L = 4\pi \left(\frac{3000}{50}\right)^3 \cdot 10 \cdot 50 \cong 2,3 \cdot 10^7 \text{ CGSM}.$$

Егер бул шаманы генриге өткерсек

$$L \cong 0,023 \text{ Гн}$$

шамасына ийе боламыз. Бирақ, бул шама усындай узынлықтағы ҳәм усындай орамлар саны бар соленоидтың ұқыртқылық өзлик индукция коэффициентинен әдеүір үлкен. Оның себеби, бириңшиден, бул жағдайда соленоидтың шекли екенлиги есапқа алынған жоқ. Усының менен биргесе соленоидтың орамлары әдетте бир бириңиң үстине оралған қатламлардан туралады, усының себебинен индукцияның ағысы толығы менен ҳәр бир орамның кесе-кесими арқалы өтпейди.

Жоқарыда айтылғанlardan ғана қаралған шынжырдың өзлик индукция коэффициенти қаншама үлкен болса, тутасың экстратоғының да соншама күшли болатуғының көринип түр. Соленоид түріндегі оралған өткізгішлер үшін, оның үстине олардың ортасы ферромагнит зат пенен толтырылған болса, өзлик индукция коэффициентинин мәниси үлкен болады.

Ажыратың экстратоғын бақлау үшін біз 297-сүйретте көрсетилген тармақланған шынжырдан пайдаландық. Бирақ ажыратың экстратоғының бар екенлигі тармақланбаған шынжырда да көринеді. Бундай шынжырда рубильниктиң қосқанда дәслепки тоқтың шамасы кескин түрде киширейеді, ал бул құбылыс, өз гезегінде, үлкен шамадағы ажыратың э.қ.күшинин пайда болыўына алып келеді. Бул э.қ.күшинин шамасы соншама үлкен болып, ажыратқыштың полюсларының арасындағы ҳаўаның тесилийі орын алады ҳәм олардың арасында электр доғасы пайда болады.

Ажыратың экстратоғының себебинен ажыратқыштың полюсларының арасында күшли үшқынлардың пайда болыўы ажыратқыштың истен шығыўына алып келийі мүмкін ҳәм сонлықтан электротехникада оны жоқ қылышы ҳәрекет етилетуғын қәүипти пайда ете алады.

§ 226. Қосың ҳәм ажыратың экстратоқлары. Қосың ҳәм ажыратың экстратоқлардың характеристикалықтары таллаймыз.

Ажыратың экстратоғының характеристикалықтарын анықлау үшін базы бір контурда I_0 тоғын услап түрүй үшін ең дәслеп \mathcal{E}_0 э.қ.күши бар еди деп болжаймыз. Буннан кейин үақыттың бир моментінде (бұл момент үшін $t = 0$ теңлигі орынланады деп болжаймыз) бул э.қ.күши өшириледі, бирақ контур түйік болып қалады. Оның толық қарсылығы R ге тең болсын. Бундай жағдайда контурдағы тоқ бирден жоқ болмайды, ал еле де бир қанша үақыт өзлик индукцияның э.қ.күшинин есабынан өтип туралады.

225-параграфтағы (2)-формула бойынша өзлик индукцияның бул э.қ.күши мынаған тең:

$$\mathcal{E}_{si} = -L \frac{dI}{dt}.$$

Бул теңликтегі L арқалы біз қаралған контурдың өзлик индукция коэффициенті белгиленген. Өзлик индукция тоғының күши I Ом нызамы бойынша анықланады:

$$I = \frac{\mathcal{E}_{si}}{R} = -\frac{L}{R} \cdot \frac{dI}{dt}.$$

Бул теңликтегі

$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt \quad (1)$$

түріндегі қайтадан жазыўға болады. Ал алынған теңликтегі өзлик индукция тоғы I дың үақыт t дан ғәрәзлигін анықтайтуғын дифференциаллық теңлеме болып табылады. (1)-теңлемениң он ҳәм шеп тәреплерин интеграллап, мынаны аламыз:

$$\ln I = -\frac{R}{L} t + \ln C. \quad (2)$$

Бул теңликтегі C - ықтыярлы тұрақты. Бул ықтыярлы тұрақтының мәнисин $t = 0$ моментте $I = I_0$ шәртинин тийкарында аламыз. Буннан, (2) бойынша:

$$\ln I_0 = \ln C.$$

Солай етип, (2)-аңлатпа

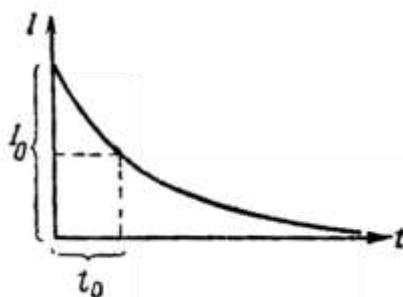
$$\ln \frac{I}{I_0} = -\frac{R}{L} t \quad (3)$$

түрине ямаса

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t} \quad (3a)$$

түрине енеди.

Бул қатнас э.к.күшин өширгендеги тоқтың күшиниң көрсеткиши (экспоненциаллық) нызам бойынша киширейтетуғының көрсетеди. Соның менен бирге өзлик индукция коэффициенти L қаншама үлкен ҳәм қарсылық R киши болса әстелик пенен киширейеди. Ажыратыў экстратоғының үақыттан ғәрэзлиги графикте 298-сүйретте көлтирилген.



298-сүйрет.

Ажыратыў экстратоғының күшиниң үақыттан ғәрэзлиги.

Ажыратыў экстратоғының шамасының өзиниң дәслепки шамасының ярымына шекем кемейтүғын t_0 үақытының шамасы $\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2}$ қатнасы орын алады деп есапланғанда (3a) қатнасының жәрдемінде анықланады. Буннан:

$$t_0 = \ln 2 \cdot \frac{L}{R} \quad (4)$$

$\ln 2 \approx 0,7$ теңлигинин орынлы екенлегин есапқа алсақ, онда жуұық түрдеги

$$t_0 \approx 0,7 \frac{L}{R} \quad (4a)$$

теңлигине ийе боламыз. Мысалы, өзлик индукциясы $L = 0,1$ гн ҳәм қарсылығы $R = 0,7$ ом болған контурдағы тоқтың күшиниң еки есе киширейиүи үшін кеткен үақыт (4a) формуласы бойынша мынаған тең:

$$t_0 \approx 0,7 \cdot \frac{0,1}{0,7} \text{ сек} = 0,1 \text{ сек.}$$

Енди тутастырыў экстратоғын қараўға өтемиз. Берилген R қарсылығына ийе болған контурға сырттан \mathcal{E}_0 э.к.күши тутастырылды деп есаплаймыз. Бундай жағдайда, өзлик индукция қубылышына байланыслы контурдағы толық э.к.күши мынаған тең болады:

$$\mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_{si} = \mathcal{E}_0 - L \frac{dI}{dt}$$

Буннан, контурдағы тоқтың күши I мынаған тең болады:

$$I = \frac{\mathcal{E}_0 - \frac{dI}{dt}}{R}$$

\mathcal{E}_0/R шамасының контурда өзлик индукция болмаған жағдайдағы тоқтың күши I_0 ге тең екенлегин аңғарып, соңғы аңлатпаны

$$I_0 - I = \frac{L}{R} \frac{dI}{dt}$$

түріндеге жаза аламыз. I_0 шамасы турақты болғанлықтан, dI шамасын $-d(I_0 - I)$ шамасы менен алмасыра аламыз. Бундай жағдайда

$$\frac{d(I_0 - I)}{(I_0 - I)} = -\frac{R}{L} dt$$

теңлемесине ийе боламыз. Бул теңлемениң еки бөлімін де интеграллап

$$\ln(I_0 - I) = -\frac{R}{L}t + \ln C_1 \quad (5)$$

теңлемесин аламыз. Үіктыярлы $\ln C_1$ тұрақтысын $t = 0$ үақыт моментинде $I = 0$ теңлигинин орынланатуғының шарты бойынша анықтаймыз. Буннан $\ln C_1 = \ln I_0$ ҳәм (5)-аңлатпа мынадай түрге енеди:

$$\ln \frac{I_0 - I}{I_0} = -\frac{R}{L}t.$$

Буннан

$$I_0 - I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t}$$

теңлигине ямаса ең ақырында

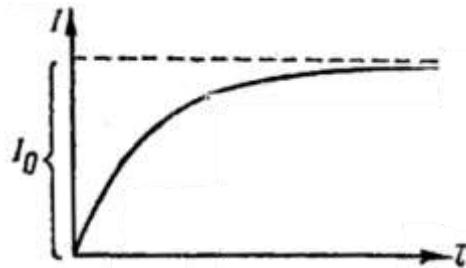
$$I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right). \quad (6)$$

формуласына ийе боламыз.

Бул аңлатпа ә.қ.күшин қосқанда шынжырдағы тоқтың дәрхәл I_0 шамасына жетпейтуғының ҳәм өзлик индукция коэффициенти L қанша үлкен болса ҳәм контурдың қарсылығы R қанша киши болса әстелік пенен үзлиksiz түрде жетпейтуғының көрсетеди. Ә.қ.күшин қосқанда тоқтың күшиниң үақыттан тәрзелиги графикалық түрде 298-сүйретте көрсетилген. Теориялық жақтан тоқ өзиниң ақырғы I_0 мәнисине шексиз үлкен үақыттың ишинде жетиүй керек. Ал, ҳақыйқатында, өзлик индукция коэффициенти L дин әдеттегидей мәнислеринде тоқ өзиниң шеклик мәнисине тез жетеди.

299-сүйрет.

Өзлик индукцияға ийе шынжырды түйіқлағанда тоқтың күшиниң үақыттан тәрзелиги.



Санлы мысалды таллаймыз: мейли, контурдың өзлик индукция коэффициенти $L = 0,1$ гн ҳәм оның қарсылығы $R = 1$ ом болсын. Контурға ә.қ.күшин қосқаннан 0,01 сек ҳәм 1 сек үақыттан кейин тоқтың ақырғы мәниси I_0 дин қандай мәнислерине ийе болатуғының анықтаймыз.

(6)-формула бойынша мынаған ийе боламыз:

$$I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right) = I_0(1 - e^{-10t}).$$

Буннан $t = 0,01$ сек ушын

$$I = I_0(1 - e^{-0,1}) \cong 0,1I_0$$

жәм $t = 1$ сек ушын

$$I = I_0(1 - e^{-10}) \cong 0,99995I_0.$$

мәнислерге ийе боламыз.

Солай етип, $t = 0,01$ сек үақыттан кейин тоқтың күшиниң ең ақырғы мәнисиниң 0,1 бөлімін, ал 1 сек үақыттан кейин тоқтың мәнисиниң ақырғы мәнисинен тек 0,005 % ке ғана айырмаға ийе, яғни әмелий жақтан ақырғы мәниске тең болатуғының көремиз.

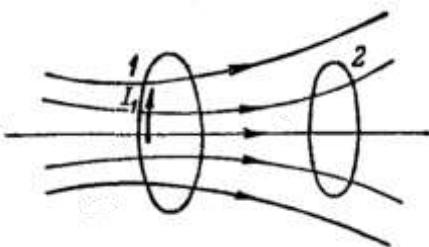
Ажыратыў экстратоқларының бар болуы аса өткізгішлик құбылысының ашылыуына алып келди (154-параграфқа қараңыз). Аса өткізгішлик ҳалында $R = 0$ ҳәм (3а) формуласы бойынша ә.қ.күши өширилгеннен кейин контурдағы тоқтың ҳәлсиремей, қәлегенше көп үақыт дауам ете беретуғының көринип түр. Аса өткізгішликтиң болатуғының алып келген Каммерлинг-ОННЕСТИң тәжирийбелери былайынша өткерилиди: ушлары бир бири менен тутастырылған соленоидтің электромагниттің полюсларының арасына жайластырылды. Буннан кейин соленоид сүйік гелийде соленоидтың сымларының материалы аса өткізгіш ҳалына келгенде салқынлатылды. Буннан кейин электромагниттің магнит майданы өширилген. Нәтийжеде соленоидта индукциялық тоқ пайдада болған. Әдеттегидей шарайтларда бул тоқ жүдә киши үақыттың ишинде тоқтаған болар еди, ал аса өткізгішлик ҳал орын алғанда соленоид бойынша тоқтың өтиўи

көп saatлардан кейин де, ҳеш қандай ҳәлсиремей даўам еткен.

§ 227. Өз-ара индукция. Өз-ара индукция құбылысын қараўға өтемиз. Электромагнитлик индукция құбылысы бойынша тәжирийбедлерди қарағанымызда биз бул құбылысты ұлыўма түрде қараған едик. Бул құбылыстың мәниси мынадан ибарат: қандай да бир контурдағы электр тоғының өзгериси өзгермели магнит майданын пайда етеди, ал бул өзгермели магнит майданы қоңсылас контурларда ә.қ.күшлерин индукциялайды. 1 ҳәм 2 контурларын аламыз (300-сүйрет). Бириңи контурдағы тоқтың қүшин I_1 ге тең деп болжайық. Бул тоқ пайда еткен магнит индукциясының ағысы Φ тоқтың қүши I_1 ге пропорционал. Усы Φ ағысының 2 контуры арқалы өтетуғын бөлимин Φ_{21} арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда биз

$$\Phi_{21} = L_{21} \cdot I_1 \quad (1)$$

теңлиги орын алады деп болжай аламыз.



300-сүйрет.

Еки контур арқалы өтетуғын индукцияның ағысы.

300-сүйретте Φ_{21} ағысы еки контур арқалы өтетуғын магнит индукциясының сыйықтары менен көрсетилген (1 ҳәм 2). Бириңи контурдағы I_1 тоқ қүши өзгергенде Φ_{21} ағысы да өзгереди ҳәм екинши контурда индукцияның ә.қ.күши \mathcal{E}_2 пайда болады. Оның шамасы 222-параграфтағы (3)-қатнас бойынша анықланады:

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{d\Phi_{21}}{dt}.$$

Егер контурлардың өлшемлери менен түрған орынлары өзгериссиз қалатуғын болса, онда (1)-формуладағы L_{21} коэффициенти турақты ҳәм

$$\frac{d\Phi_{21}}{dt} = L_{21} \frac{dI_1}{dt}$$

теңлиги орынлы болады. Буннан мынадай формулаға ийе боламыз.

$$\mathcal{E}_2 = -L_{21} \frac{dI_1}{dt}. \quad (2)$$

Бул формуладағы L_{21} коэффициенти 2 ҳәм 1 контурларының өз-ара индукция коэффициенті деп аталады.

Әлбетте, жоқарыда айтылғанлардың барлығын 2 контурдандағы тоқ өзгеретуғын, ал 1 контурында тоқ индукцияланатуғын жағдай ушын да қайталаўға болады. Бундай жағдайда екинши контурдағы тоқтың қүшин I_2 арқалы, ал бириңи контурда пайда болатуғын ә.қ.күшти \mathcal{E}_1 арқалы белгилеп, мынаны аламыз:

$$\mathcal{E}_1 = -L_{12} \frac{dI_2}{dt}. \quad (2a)$$

L_{12} коэффициенти 1 контуры менен 2 контурының арасындағы өз-ара индукция коэффициенті L_{12} деп аталады.

Төменде барлық үақытта да

$$L_{21} = L_{12} \quad (3)$$

теңлигинин орынлы болатуғынлығы көрсетиледи.

Солай етип, еки контурдың өз-ара индукциясы коэффициенти ҳаққында гәп етийге болады.

(1)-қатнасты пайдаланып, биз мынадай анықламаны келтирип шығарыуымыз мүмкін: еки контурдың өз-ара индукция коэффициенти L_{12} дің сан мәниси бойынша контурлардың биреүіндегі бир бирлик тоқтың екінши контур арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысына тең. (2)-қатнастан екінши (динамикалық) анықламаны аламыз: еки контурдың өз-ара индукция коэффициенти L_{12} бир контур арқалы өтіп атырған тоқтың сан шамасы ўақыт бирлиги ишинде бир бирликтікке өзгерген жағдайда екінши контурда пайда болған э.қ.күшинин шамасына тең.

Өз-ара индукция коэффициентинің шамасы контурлардың геометриялық формасы менен өлшемлеринен ҳәм олардың бир бирине салыстырғандағы жайласыўларынан ғәрэзли. Тек ферромагнит заттар бар болған жағдайдағына өз ара индукция коэффициенти тоқлардың күшинен де ғәрэзли болады (μ дің магнит майданының кернеўлігі H тан ғәрэзли болыўына байланыслы).

Өзлик индукция коэффициенти қандай атамаға ийе болса, өз ара индукция коэффициентинің атамасы да сондай. Өз-ара индукция коэффициентинің абсолют электромагниттик бирлиги болып бир контур арқалы өтетуғын тоқ күши бир электромагниттик бирликтікке тең болғанда ол екінши контур арқалы бир максвеллге тең ағысты пайда болатуғын жағдайдағы өз-ара индукция хызмет етеди. Өз-ара индукция коэффициентинің әмелий бирлиги болып генри хызмет етеди. Ол өз-ара индукция коэффициентинің 10^9 абсолют электромагниттик бирлигіне тең. Өз-ара индукция коэффициентинің динамикалық анықламасынан мынадай жағдай келип шығады: генри контурлардың бириңде 1 секунд ўақыт ишинде тоқтың күши 1 амперге өзгеретуғын жағдайда екінши контурда 1 в шамасындағы э.қ.күши пайда болатуғындағы өз-ара индукция коэффициентине тең.

§ 228. Тоқлардың магнит майданының энергиясы. Өткізгіш сымлар арқалы турақты тоқ өткенде э.қ.күшинин дереги тәрепинен берилетуғын барлық құйат ленц-джоуль жыллылығының бөлиніп шығыўы ушын жумсалады. Шамасы өсетуғын ямаса кемейетуғын тоқларда жағдай басқаша болады. Жоқарыда көргенимиздей, тоқтың шамасы үлкейгенде контурда э.қ.күши пайда болады ҳәм оның бағыты тоқты қоздырған э.қ.күштин бағытына қарама-қарсы. Нәтийжеде, тоқтың күши киши болады ҳәм сыртқы э.қ.күшинин жумысының тек бир бөлимиға ленц-джоуль жыллылығының бөлиніп шығыўы ушын жумсалады. Керисинше, тоқтың күши киширейгенде контурда өзлик индукцияның э.қ.күши пайда болып, оның бағыты сыртқы э.қ.күштин бағытына сәйкес келеди. Нәтийжеде тоқ күшлирек болады ҳәм берилген сыртқы э.қ.күшинин тәсиринеде бөлиніп шыққан ленц-джоуль жыллылығына салыстырғанда көбірек жыллылық бөлиніп шығады. Әлбетте, тоқтың үлкейиүндегі жумсалған артықмаш жумыстың энергияның қандай да бир түрине айланыўының орын алыўы керек ҳәм бул энергия, керисинше, тоқтың күши кемейгенде шынжырда бөлиніп шығыўы керек. Тоқтың күшнейиүи менен усы тоқ пайда еткен магнит майданы да күшнейеди, соңықтан бул бөлиніп шығатуғын энергия магнит майданының энергиясы болып табылады.

Магнит майданының энергиясын есаплаў ушын өзлик индукциясы L болған контурды қараймыз. Бул контурдағы тоқтың шамасы нолден базы бир шекли I мәнисине шекем өзгеретуғын болсын. Контурдағы тоқ өскенде контурда өзлик индукцияның э.қ.күши \mathcal{E}_S пайда болады. Бул э.қ.күшине қарсы исленген жумыс магнит майданының энергиясының пайда болыўына алып келеди. Егер, берилген моментте шынжырдағы тоқтың күши I ге тең болса, онда өзлик индукцияның э.қ.күши беретуғын құйат $I\mathcal{E}_S$ шамасына тең. Демек, киши dt ўақыт аралығында исленген жумыстың шамасы мынаған тең:

$$dA = I\mathcal{E}_S dt.$$

225-параграфта айттылғанлар бойынша, өзлик индукцияның э.қ.күши $d\Phi/dt$ шамасына тең, бул қатнаста Φ - биз қарап атырған контур арқалы өтетуғын индукцияның ағысы.

Буннан, dt үақыты ишинде исленген элементар жұмыс сан мәниси бойынша мынаған тең:

$$dA = I \frac{\Phi}{dt} \cdot dt = Id\Phi.$$

Өзлик индукцияның тұрақты коэффициентінде $d\Phi = LdI$ ҳәм элементар жұмыс dA ушын жазылған аңлатпаны мына түрде қайтадан жазыўға болады:

$$dA = IL dI. \quad (1)$$

Тоқтың шамасы нолден базы бир I мәнисине шекем өскендеги исленген жұмыстың шамасына тең магнит энергиясы W_m ниң мәнисин есаплау ушын барлық элементар жұмысларды суммалау, яғни (1)-аңлатпаны 0 ден I ге шекемги шекте интеграллау керек; бундай жағдайда мынаны аламыз:

$$W_m = \int_0^I IL dI.$$

Егер интеграллауды орынласақ, онда мынадай теңдикке ийе боламыз:

$$W_m = \frac{1}{2} LI^2. \quad (2)$$

Бул жерде магнитлик энергия тоғы бар контурды тәрийиплейтуғын параметрлер болған тоқтың күши I ҳәм өзлик индукция коэффициенти L арқалы аңлатылған. Биз төменде усы W_m энергиясын майданың өзин тәрийиплейтуғын параметрлер арқалы аңғартыўға болатуғынлығын көремиз. Магнит майданының кернеўлиги H , магнит индукциясы B ҳәм майдан ийелеп турған көнисликтин көлеми майданды тәрийиплейтуғын параметрлер болып табылады. Бизлер электростатикалық зарядлардың энергиясын электростатикалық майдан бар болған көнисликтегі қандай етип локализациялаған болсақ, тап сол сияқты магнитлик энергияны көнисликтин магнит майданы бар бөліминде локализациялай аламыз.

Бул мәселени I_1 ҳәм I_2 тоқлары етип турған еки контурды алғы жолы менен шеше аламыз. Бундай системаның энергиясы тек өзлик индукция коэффициентлеринен ғана емес, ал өз-ара индукция коэффициентинен де ғәрэзли болады.

Бул жағдайды көрсетиў ушын тоқлардың пайда болыў жұмысын есаплаймыз. Мейли, дәслеп еки контур да түйіқланбаған болсын. Буннан кейин бириңши контурды түйіқтаймыз ҳәм усы контурға тутастырылған ә.қ.күши ленц-джоуль жыллышының пайда болыўы ҳәм өзлик индукцияның ә.қ.күшин жеңіў ушын исленеди. Тоқтың магнит майданының энергиясын анықтайтуғын жұмыстың бул соңғы бөліминин

$$A_1 = \frac{1}{2} L_1 \cdot I_1^2$$

шамасына тең болатуғынлығын кейинирек көрсетемиз. Бул теңдикте L_1 - бириңши контурдың өзлик индукция коэффициенти. Бириңши контурда тоқты пайда еткеннен кейин екиңши контурды түйіқтаймыз. Бундай жағдайда қосылған ә.қ.күши екиңши контурда ленц-джоуль жыллышының бөлиніп шығыўы ҳәм екиңши контурдың өзлик индукциясын жеңіў ушын жұмыс ислейди; жоқарыда көрсетилгендей, өзлик индукцияның ә.қ.күшин жеңіў ушын исленген жұмыс мынаған тең:

$$A_2 = \frac{1}{2} L_2 \cdot I_2^2.$$

Бул теңдикте L_2 - екиңши контурдың өзлик индукциясы коэффициенти. Бирақ жұмыстың исленийи усының менен тамам болмайды. Себеби екиңши контурда тоқ пайда болғанда бириңши контурда өз-ара индукция ә.қ.күши пайда болады. Оның сан мәниси мынаған тең:

$$|\mathcal{E}_i| = \frac{d\Phi_{12}}{dt}. \quad (3)$$

Бул теңдикте Φ_{12} арқалы екиңши контурдағы I_2 тоғы тәрепинен пайда етилетуғын ҳәм

биринши контур арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысы.

I_1 тұрақты етип усталап тұрыў ушын биринши контурға тутастырылған э.қ.күши өз-ара индукцияның э.қ.күшин жеңій ушын қосымша жумысты ислеўи керек. Бул A_{12} жумысыныңбылайынша есапланыўы мүмкін. Жұдә киши болған dt үақытының ишинде орынланған элементтар dA_{12} жумысы мынаған тең:

$$dA_{12} = |\mathcal{E}_i| I_1 dt.$$

Егер $|\mathcal{E}_i|$ шамасының орнына оның (3)-аңлатпа бойынша мәнисин қойсақ мынадай теңликлерди аламыз:

$$dA_{12} = I_1 \frac{d\Phi_{12}}{dt} dt = I_1 d\Phi_{12}.$$

I_1 тоқ күши тұрақты усталап тұрылатуғын болғанлықтан, өз-ара индукцияны жеңій ушын исленетуғын толық жумыс мынаған тең:

$$A_{12} = I_1 \int_0^{d\Phi_{12}} d\Phi_{12} = I_1 \Phi_{12}.$$

Бул аңлатпада Φ_{12} - индукция ағысының ақырғы мәниси.

$\Phi_{12} = L_{12} I_2$ теңлигинин орынлы екенлегин аңғарып (L_{12} арқалы биринши ҳәм екинши контурлардың өз ара индукция коэффициенти белгилендеген), мынаған ийе боламыз:

$$A_{12} = L_{12} I_1 I_2.$$

Егер биз A_1, A_2 ҳәм A_{12} жумысларын қоссақ еки тоқтан туратуғын системаның магнит майданының энергиясын аламыз:

$$W_m = A_1 + A_2 + A_{12} = \frac{1}{2} L_1 I_1^2 + \frac{1}{2} L_2 I_2^2 + L_{12} I_1 I_2. \quad (4)$$

Әлбетте, тап үсындай болған тоқлардың системасын биз басқа избе-изликтे де алған болар едик: дәслеп тоқты екинши контурда, ал оннан кейин тоқты биринши контурда пайда етиў арқалы. Жоқарыда өткерилген таллаўларды қайталап, биз бул жағдайда системаның энергиясы ушын мынадай аңлатпанды алған болар едик:

$$W_m = \frac{1}{2} L_1 I_1^2 + \frac{1}{2} L_2 I_2^2 + L_{21} I_1 I_2. \quad (4a)$$

Тоқлардың системасының энергиясының оларды белгилеўдин избе-излигинен ғәрэзли болмаўы ҳәм сонылықтан (4)- ҳәм (4a) аңлатпалар бир бири менен теппе-тен болыўы шәрт. Буннан мынадай теңлиktи аламыз:

$$L_{21} = L_{12}.$$

Бул теңлиktи биз 227-параграфта [(3)-теңлик] алған едик.

(2)-формула тоқтың күши I менен өзлик индукция коэффициенти L дин функциясы сыпатында тоқтың магнит майданының энергиясын береди. Бирақ биз бул формулаға энергияның қоршаған орталықтағы магнит майданының тәрийиплейтуғын шамалардың функциясы сыпатындағы түрди бериўимиз керек. Бундай түрлендириуди дара жағдай болған узын соленоидтың ишиндеги бир текли магнит майданы ушын орынлаймыз.

(2)-формула бойынша, соленоид бойынша өтетуғын тоқтың магнит энергиясы мынаған тең:

$$W_m = \frac{1}{2} L I^2.$$

225-параграфтағы (6)-формула бойынша өзлик индукция коэффициенти мынаған тең:

$$L = 4\pi\mu n^2 V.$$

Бул теңликтегі V - соленоидтың көлемі, n - узынлықтың бир бирлигине сәйкес келетуғын орамлар саны, μ - соленоидтың ишки бөлімін толтырып турған орталықтың магнит сициргишилігі.

Усының менен бир қатарда, соленоидтың ишиндеги тоқтың күши I менен магнит майданының кернеўлігі

$$I = \frac{H}{4\pi n}$$

қатнасы бойынша байланысқан. L менен I дін мәнислерин (2) ге қойып

$$W_m = \frac{1}{8\pi} \mu H^2 V \quad (5)$$

теңлигин ямаса, μH шамасының магнит индукциясы B ға тең екенлигин аңғарып, (5)-аңлатпаныбылайынша көширип жазамыз:

$$W_m = \frac{1}{8\pi} HBV. \quad (6)$$

Магнит майданын тек соленоидтың ишинде, яғни V көлемінде топланған деп есапладап, магнит энергиясының тығызлығы ушын мынадай аңлатпаны жаза аламыз:

$$w_m = \frac{W_m}{V} = \frac{1}{8\pi} - HB. \quad (7)$$

Солай етип, магнит энергиясының тығызлығы майданың кернеүлиги H пенен магнит индукциясы B ның көбеймесине тең екен. Егер (7)-формулада еки шама да CGSM-системасында, яғни сәйкес эрстеддер менен гауссларда өлшенген болса, онда w_m шамасы $\text{эрг}/\text{см}^3$ бирликлеринде алынады.

Кеңисликтеги магнит майданы бир текли болмаған жағдайда кеңисликти шеклеринде **H** ҳәм **B** шамаларын турақты деп есаплауға болатуында жұдә кишкаңе болған участкаларға бөлий керек. Бундай жағдайда (7)-формула усындағы участканың шеклериндеги магнит энергиясының тығызлығын береди. Көлеми dV шамасына тең болған участкағы сәйкес келетуын энергия мынаған тең болады:

$$dW_m = w_m dV = \frac{1}{8\pi} HB dV. \quad (7a)$$

Шекли V көлемининде ишиндеғи энергия

$$W_m = \frac{1}{8\pi} \int_V HB dV \quad (8)$$

аңлатпасының жәрдемінде бериледи. Бул жағдайда интеграллау барлық V көлеми бойынша алып барылады.

§ 229. Қайтадан магнитлеу жұмысы. Магнетикти магнитлеу магнитлеуші майданың кернеүлигинин бир мәнисли функциясы болып табылмайды. 203-параграфта биз гистерезис құбылысын қарадық. Бул құбылыс H тиң берилген мәнисинде магнитлениүдің кернеүліктиң усы H мәнисиниң қалайынша алынғанлығынан ғәрэзли.

301-сүйретте келтирилген гистерезис илмегинде a ноқаты менен тәрийипленетуын магнетиктиң ҳалын қараймыз. Усы a ҳалынан шығып магнетикти гистерезис илмегин $abkfela$ жолы менен жүриүге сәйкес келетуында етип қайтадан магнитлейик деп болжаймыз. Бундай қайтадан магнитлеу процессиниң жұмыс ислеу менен байланыслы екенлигин көрсетемиз. Оның ушын бүннан бурынғы параграфта келтирип шығарылған қатнастан пайдаланамыз. Бул қатнас бойынша контур бойынша магнит индукциясының ағысы $d\Phi$ шамасына үлкейгенде (тоқтың күшиниң үлкейиүиниң есабынан) контурдың магнит майданының энергиясының пайда болыўы ушын жумсалатуын элементар dA жұмысы мынаған тең:

$$dA = Id\Phi. \quad (1)$$

Бул теңликтегі I - контурдағы тоқтың күши⁵⁹.

⁵⁹ Биз қарап атырған ферромагнетик денелер болатуын жағдай ушын бүннан алдыңғы параграфдағы (1)-формуланы пайдаланыў дұрыс болмаған болар еди. Себеби олар ушын өзлик индукция коэффициенти L турақты шама емес ҳәм $d\Phi \neq LdI$.

Биз қарап атырған магнетик үзын соленоидтың өзеги болып хызмет етеди деп болжайық. Мейли, соленоид N дана орамға ийе ҳәм орамлардың (өзектин де) кесе кесиминин майданы S болсын. Бундай жағдайда соленоидтың N орамы арқалы ағыс мынаған тең болады:

$$\Phi = NBS.$$

Бул теңдикте B - соленоидтың өзегиндеги магнит майданының индукциясы.

Соленоидтың орамындағы тоқтың құши менен оның тәсиринде пайда болған магнит майданының кернеўлигі байланысқан (194-параграф):

$$I = \frac{H}{4\pi N/l}.$$

Бул теңдикте l - соленоидтың үзынлығы. Демек, (1)-аңлатпа бойынша индукция ағысының өзгериси менен байланыслы болған, элементар жұмыс мынаған тең:

$$dA = \frac{H}{4\pi N/l} d(NBS) = \frac{Sl}{4\pi} HdB.$$

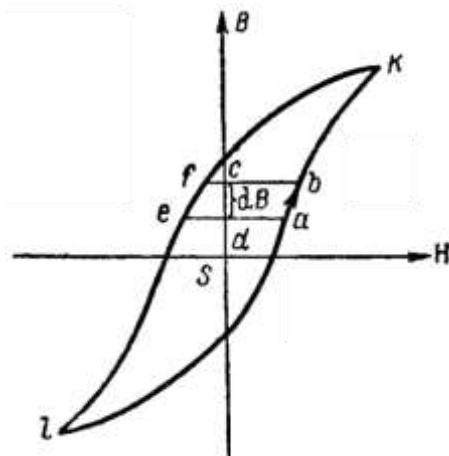
Sl шамасы магнетикиң көлеми болғанлықтан, онда өзектин көлеминин бир бирлигине сәйкес келетуғын жұмыс dA'

$$dA' = \frac{1}{4\pi} HdB$$

шамасына тең, яғни индукция векторының өсими dB ға пропорционал.

301-сүйрет.

Қайтадан магнитлениү жұмысын
есаплауға.



301-сүйретке итибар берип, биз гистерезис илмегинин базы бир ab участкасы үшін $H \cdot dB$ көбеймесинин $abcd$ жолағының майданы менен аңғартылатуғынлығын көремиз, себеби бул участкаға индукция векторының $dB = dc$ өсими сәйкес келеди. Тап сондай болған $dB = cd$ мәниси гистерезис иймеклигинин fe участкасына да сәйкес келеди, бирақ бул участкада dB ның мәниси терис, себеби бул орында индукция киширейеди (f ноқатынан e ноқатына өтий). fe участкасындағы \mathbf{H} векторы да терис; демек, $H \cdot dB$ көбеймеси оң ҳәм $cdef$ жолағының майданы менен аңғартылады. Солай етип, магнитлегенде биз қарап атырған dB ның мәнисине $abcd$ жолағының майданына пропорционал, ал магнитсизлендиргенде cfe жолағының майданына пропорционал жұмыс сәйкес келеди. Еки жұмысты да бирге есапқа алып, гистерезис иймеклигинин ab ҳәм ef участкаларына $\frac{1}{4\pi} \times (abfe)$ жолағының майданы шамасына тең жұмыс сәйкес келеди.

Қайтадан магнитлениүдин толық циклиниң усындағы участкалардың суммасы түринде көрсетилийи мүмкін; демек, өзектин көлеминин бир бирлигин қайтадан магнитлегенде

исленген толық жұмыс $abfe$ жолағының майданы сыйқлы барлық жолақлардың майданларының қосындысына пропорционал, яғни гистерезис иймеклигинин майданы S_1 ге пропорционал:

$$A' = \frac{1}{4\pi} S_1.$$

Қайтадан магнитлениүде жұмыс соленоидтың магнит майданының энергиясына ямаса жыллылықта айланыўы керек. Өзиниң басланғыш ноқатына қайтып келгенде оның энергиясы да өзгерген жоқ ямаса өзгере алмады. Буннан гистерезис бар болған жағдайдағы қайтадан магнитлениүдин өзектің қызығына алып келетуғынлығы белгили болады ҳәм бул жағдай тәжирийбеде бақланады. Жұмысты есаплау үшін берилген магнит материал үшін гистерезис иймегиниң формасын билиў керек.

Ферромагнитлерден соғылған өзеклерди қайтадан магнитлегенде энергияның жоғалыўын ҳәр қайлы техникалық мәселелерде есапқа алыў керек болады. Бундай жағдайда жұмысты анықлау үшін көплеген магнит материаллар үшін жеткиликли дәрежеде дұрыс нәтижеле беретуғын тәмендегидей эмперикалық формуладан пайдаланыў керек:

$$A' = \eta B_{max}^{1.6}$$

Бул теңдикте B_{max} - қайтадан магнитлениүдин берилген циклында жетиў мүмкін болған магнит индукциясының максималлық мәниси. η коэффициенти берилген материалдың қасиеттеринен ғәрзели; мысалы, трансформаторлық темир үшін

$$\eta = 0,0008 \text{ гр/см}^3 \cdot (\text{гс})^{1.6};$$

қатты полат үшін

$$\eta = 0,008 \text{ гр/см}^3 \cdot (\text{гс})^{1.6};$$

§ 230. Кабелдин өзлик индукция коэффициенти. 227-параграфта көлтирип шығарылған қатнасларды пайдаланыўға мысал сырттында шексиз үзын цилиндр тәризли кабелдин өзлик индукция коэффициентин есаптаймыз. Кабель дегенимизде еки коаксиаллық цилиндр тәризли өткізгішті нәзерде тутамыз, ишкі цилиндр арқалы өтетуғын тоқ сыртқы цилиндр арқалы өтетуғын тоққа шамасы жағынан тең, бағытлары бойынша қарама-қарсы (302-сүйрет).

Ишкі ҳәм сыртқы цилиндрлердин радиусларын сәйкес R_1 ҳәм R_2 арқалы белгилеймиз. Кабелдин үзынлығы l ге тең участкасын айырып аламыз. Бул участка арқалы өтетуғын тоқтың магнит энергиясын еки усыл менен көрсетиўге болады: бириншиден, кабелдин берилген участкасының өзлик индукция коэффициенти L дин, жәрдеминде 227-параграфтағы (2)-формула бойынша:

$$W_m = \frac{1}{2} L I^2 \quad (1)$$

ҳәм, екиншиден, 227-параграфтағы (8)-формула бойынша тоқлардың магнит майданын тәрийиплейтиуғын шамалар бойынша:

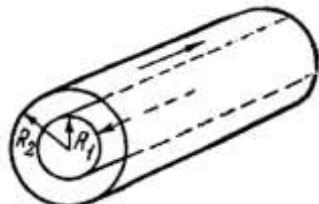
$$W_m = \frac{1}{8\pi} \int_V \mu H^2 dV. \quad (2)$$

Бул аңлатпада интеграл кабелдин айырып алған үзынлығы l болған участкасындағы магнит майданы нолге тең болмаған көлемге тарқатылады. Бул еки аңлатпаны салыстырыў бизге өзлик индукция коэффициентиниң мәнисин анықлауға мүмкіншилик береди. Дәслеп W_m энергиясын (2)-формула бойынша есаптаймыз. Оның үшін иши құуыс цилиндр тәризли өткізгіш арқалы тоқ өткенде цилиндрдин ишинде магнит майданының нолге тең екенligин еске түсіремиз (199-параграфқа қараңыз). Демек, радиусы R_1 ге тең болған цилиндрдин ишинде магнит майданының кернеўлиги нолге тең ҳәм бул область интеграллау областтынан шығып қалады. Цилиндрлик бетлердин арасындағы кернеўлик тек ишкі цилиндр арқалы өтип атырған тоқ бойынша анықланады, себеби сыртқы цилиндрдин бул областта пайда еткен кернеўлиги де нолге тең. 199-параграфта айтылғанлар бойынша, цилиндр тәризли өткізгіш бойынша өтетуғын тоқтың магнит майданы цилиндрден тыста усы цилиндрдин көшери бойынша өтетуғын сзықты магнит майданындай болады. Демек, цилиндрлердин арасындағы областтағы магнит майданының кернеўлиги H мынаған тең:

$$H = \frac{2I}{r}.$$

Бул теңликтегі r арқалы цилиндрдин көшеринен шекемги қашықлық белгиленген. Еки цилиндрдин сыртында жайласқан барлық ноқатларда майданының кернеўлиги нолге тең, Себеби оның мәниси улыўмалық көшерге ийе цилиндр тәризли өткизгишлер бойынша шамасы бойынша бирдей, бирақ бағытлары бойынша қарама-қарсы болған тоқлардың пайда еткен магнит майданларының пайда еткен бир бирине қарама-қарсы бағытланған кернеўликлеринің қосындысына тең. Демек, (2)-формуладағы интеграллауды цилиндрлердин арасында жайласқан ұзынлығы l ге тең цилиндрлик қатламның участкасына ғана тарқатыў керек.

302-сүйрет.
Еки коаксиаллық цилиндрден туратуғын
кабель.



Есаплаў ұшын барлық көлемди көлеми $dV = 2\pi r \cdot dr \cdot l$ шамасына тең жуқа қатламларға бөлемиз; бундай қатламның шеклеринде магнит майданының кернеўлиги H ты турақты деп есаплаўға болады. Усы қатламға тийисли болған энергия мынаған тең:

$$w_n \cdot dV = \frac{1}{8\pi} \mu H^2 dV = \mu I^2 l \frac{dr}{r}.$$

Бул аңлатпаны r бойынша R_1 ден R_2 ге шекем интеграллаў жолы менен толық энергия W_n ны аладыз:

$$W_m = \mu I^2 l \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r} = \mu l I^2 \ln \frac{R_2}{R_1}.$$

Энергия W_m ұшын жазылған бул аңлатпаны усы энергияны өзлик индукция коэффициенти L арқалы анықтайтуғын (1)-аңлатпа менен салыстырып, кабелдин ұзынлығы l ге тең болған участкасының өзлик индукция коэффициентинин,

$$L = 2\mu l \cdot \ln \frac{R_2}{R_1}$$

шамасына тең екенligин табамыз.

Цилиндрлик өткизгишлердин арасындағы орталықтың магнит сиңиргишилігі μ барлық үақытта бирге жақын болғанлықтан, жуўық түрдеги

$$L = 2l \cdot \ln \frac{R_2}{R_1}$$

аңлатпасына ийе боламыз.

§ 231. Фуко тоқлары. Бетлик эффект. Индукциялық тоқлар сзызықлы контур деп қараўға болмайтуғын тутас өткизгишерде де пайда болады. Бундай жағдайда оларды тоқларды изертлеўши Фуконың аты менен атайды. Өзгермелі магнит майданында турған металдың тутас бөлеги киши қарсылықта ийе болған өткизгиш болып табылады; усының нәтийжесинде индукциялық тоқлардың күши жүдә үлкен шамаларға шекем жетеди.

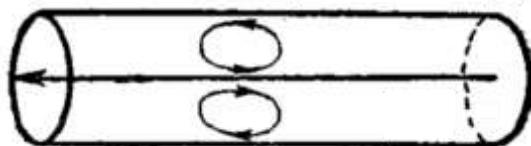
Индукция э.қ.күшининң шамасы магнит индукциясының ағысының өзгериў тезлигине пропорционал болғанлықтан, берилген өткизгишке киргизилген магнит майданы қаншама тез өзгеретуғын болса, Фуко тоқларының шамасы да соншама үлкен болады. Соңлықтан Фуко тоқларының пайда болыўын орамлары арқалы тез өзгеретуғын тоқ өткерилетуғын, соңлықтан пайда болған магнит майданы да тез өзгеретуғын соленоидтың ишиндеги құйыссыз өткизгишти жайластырыў жолы менен бақлаўға болады. Бундай жағдайда үлкен массаға ийе болған жақсы өткеретуғын өткизгишлердеги Фуко тоқларының мәниси сондай үлкен болады, бундай жағдайда бөлиннип шығатуғын жыллыштың шамасы сол

өткізгішти балқытың ушын жеткилики болады. Бул усыл вакуумлық техникада ҳаұасы сорып алынған әсбаптың ишиндеғи металлық бөлимлерден тазалау ушын кеңнен пайдаланылады. Тап усы усыл вакуумда металларды балқытың ушын да қолланылады.

Бирақ, көп жағдайларда Фуко тоқларының тәсиринде қызыңызыяның болып табылады. Бундай жағдайларға трансформаторлардың ямаса өзгермелі тоқ өтип түрған қәлеген орамлардың өзеклеринің қызыңызы киребі (236-параграфқа қараңыз). Усындағы қызыңылардың болмауы ушын орамларды қатламлар түринде соғады ҳәм оларды Фуко тоқларының бағытына перпендикуляр қойылған изоляцияның жуқа қатламлары менен бир бириңен ажыратады.

Фуко тоқларының пайда болыуын мынадай дүзилистің жәрдемінде бақлауға болады. Металдан соғылған ҳәм электромагниттің полюсларының арасында жип пенен илдирип қойылған маятник электромагнитте тоқ болмаған жағдайда тең салмақтың ҳалынан айыстырылады ҳәм сонлықтан әззи сөнетуғын тербелиске келеди. Тоқ тутастырылғанда тербелис дәрхәл сөнеді ҳәм бул жағдайдары маятникиң тоқтайман дегенше қозғалысы жабысқақ орталықтағы қозғалысты еске түсіреди. Бул жағдай аңсат түсіндіриледи: магнит майданында қозғалғанда маятникте пайда болатуғын Фуко тоқларының магнит майданының бағыты сыртқы магнит майданының бағытына қарсы бағытланған ҳәм сонлықтан маятникиң қозғалысына қарсылық көрсетеди.

303-сүйрет.
Бетлик эффекттің пайда болыуы.



Фуко тоқлары өзгермелі тоқ өтип түрған өткізгіштиң өзинде де пайда бола алады. Бундай тоқлардың пайда болыуы айрықша **бетлик** эффектке алып келеди (инглиз тери мәнисин беретуғын skin сөзинен *skin-effect* деп аталатуғын). Егер өзгермелі тоқ цилиндр тәризли өткізгіш бойынша өтетуғын болса, онда тоқтың үлкейиүйинң моментлерінде Фуконың индукциялық тоқлары 303-сүйретте көрсетилгендей бағытта болады. Өткізгіштиң бетіндегі бул тоқлардың бағыты дәслепки электр тоғының бағытында, ал өткізгіштиң көшеріндегі - тоққа қарама-қарсы бағытланған. Усының нәтийжесінде өткізгіштиң ишинде тоқ ҳәлсірейді, ал бетіндегі күшнейеди. Солай етип, Фуконың индукциялық тоқларының пайда болыуының нәтийжесінде тоқ өткізгіштиң беті бойынша тең өлшеули тарқалмайды. Тез өзгеретуғын тоқларда өткізгіштиң көшерінин қасындағы тоқтың тығыздығы әмелий жақтан нолге тең болады ҳәм тоқтың барлығы өткізгіштиң беті бойынша өтеді. Усының нәтийжесінде өткізгіштиң ишиндеғи магнит майданы нолге тең болады. Бул құбылыс өткізгіштиң қарсылығының үлкейиүйине алып келеди, себеби оның ишкі бөлимлери арқалы тоқ өтпейді. Өткізгіштиң ишкі бөлимлери пайдасыз болғанлықтан, металды экономлау мақсетінде тез өзгеретуғын тоқлардың өткізгішлеринің ишин қуұыс етип ислейді. Фуко тоқлары өткізгіштиң өзлик индукция коэффициентинің мәнисинң киширейиүйине де алып келеди. Бул жағдайда цилиндр тәризли өткізгіш мысалында түсіндірийгө болады. 227-параграфтағы (2)-формула бойынша өзлик индукция коэффициенті L тоқтың магнит энергиясы менен мынадай қатнас бойынша байланысқан:

$$W_m = \frac{1}{2} L I^2. \quad (1)$$

Магнит майданының энергиясы W_m магнит майданының кернеўлигинен ғәрэзли. Скин-эффектте өткізгіштиң ишиндеғи магнит майданын нолге тең етип алады, ал өткізгіштен сырттағы майдан болса өткізгіштиң кесими арқалы тоқтың шамасы тұрақты болған

жағдайдағыдай мәниске ийе. Нәтийжеде майданның энергиясы киши болады, буннан (1)-формулаға сәйкес өзлик индукция коэффициенті L киширейеди.

Тутас өткізгішлерде скин-эффекттің нәтийжесинде жыллылықтың бир текли болмаған бөлиніп шығыўы орын алады: жыллылық тийкарынан өткізгіштің бетинен бөлиніп шығады. Бул эффект В.П.Вологдин тәрепинен полатты бетлик шынықтырыұысылын ислеп шығыў ушын қолланылды.

§ 232. Өзгермели тоқ. Түйік контурда өзгермели э.қ.күшиниң тәсиринде өзгермели тоқ пайда болады. Тармақланбағын өткізгіштің ҳәр қыйлы кесимлеріндегі ұсындағы өзгермели тоқлардың күшлериниң шамалары турақлы болмайды. Турақлы тоқ қанаатландыратуғын тийкары талаптың бундай болып орынланбауы электромагнит майданларының тарқалыўының тезлигиниң шекли екенлиги менен байланыслы. Егер тоқтың күши менен зарядлардың тарқалыўының шамасы өзгеретуғын t үақытыңа байланыслы болса да, оның тиесінде тарқалыўының шамасы менен зарядлардың тиесінде таңдауда өзгеретуғын t үақытыңа байланыслы болады. Усындағы шәртті қанаатландыратуғын тоқларды *квазистационар тоқлар* деп атайды. 232 - 234 параграфларда бизлер тек сондай тоқларды қараймыз. Квазистационар тоқлар ушын ҳәр бир моментте Кирхгоф нызамлары орынланады.

Бир текли магнит майданда контурды айландырғанда (224-параграфқа қараңыз) конур тәрепинен шекленген бет арқалы магнит индукциясының ағысының дәүири түрде өзгеретуғынлығын көрдик. Усының салдарынан контурда дәүири түрде өзгеретуғын тоқ индукцияланады. Бул процесстің характерин толығырақ қараймыз.

224-параграфта көрсетилип өтилгендей, рамканы магнит майданында ω мүйешлик тезлиги менен айландырғанда рамканың контуры шеклеп турған бет арқалы өтетуғын индукцияның ағысы Φ үақыт t ға байланыслы

$$\Phi = \Phi_0 \cos \omega t \quad (1)$$

нызамы бойынша өзгереди. Бул теңлікте Φ_0 контурдың майданы арқалы өтетуғын ағыстың ең үлкен ағысын билдиреди. Усының салдарынан шынжырда пайда болатуғын электр қозғаушы күш мынаған тең болады:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = \omega \Phi_0 \sin \omega t = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (2)$$

Бул үақытқа байланыслы синусоидалық нызам бойынша өзгеретуғын өзгермели э.қ.күшине ең әпиүайы мысал болып табылады. $\mathcal{E}_0 = \omega \Phi_0$ шамасы э.қ.күшинин амплитудасы деп аталады ҳәм оның ең үлкен мәнисин береди.

Тоқтың күши өзгермели болғанлықтан, сыртқы э.қ.күши \mathcal{E} дең басқа, контурда өзлик индукцияның э.қ.күши де бар болады. Мейли, L арқалы биз қарап атырған шынжырдың өзлик индукция коэффициенті белгиленген болсын. Өзлик индукцияның э.қ.күшинин мынаған тең екенлиги белгили:

$$\mathcal{E}_{si} = -L \frac{dI}{dt}. \quad (3)$$

Кирхгоф нызамы болыйнша э.қ.күшлердин $\mathcal{E} + \mathcal{E}_{si}$ қосындысы контурдың қарсылығы менен олар арқалы өтип турған тоқтың көбеймесине тең:

$$IR = \mathcal{E} + \mathcal{E}_{si}. \quad (4)$$

(4)-формулаға \mathcal{E} ҳәм \mathcal{E}_{si} шамаларының (2)- ҳәм (3)-аңлатпалар бойынша мәнислерин қойсақ, онда

$$RI + L \frac{dI}{dt} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t \quad (5)$$

теңлемесин аламыз. Бул қатнас берилген э.қ.күши $\mathcal{E} + \mathcal{E}_0 \sin \omega t$, өзлик индукция коэффициенті L ҳәм R қарсылығына ийе болған контурдағы тоқтың күши I ди-

анықлайтуғын дифференциаллық теңлеме болып табылады. Бул теңлемениң тоқтың күши I ушын дара шешимин тоқты үақыттың дәүирлик функциясы, ал дәүирдин шамасы ә.қ.күшинин өзгериў дәүирине тең деп, яғни I ушын шешимди

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi) \quad (6)$$

түріндегі излеймиз. Бул теңликтегі I_0 ҳәм φ шамалары турақты шамалар болып табылады ҳәм олардың мәнислерин анықлау керек. Бул аңлатпаны (5)-теңлемеге қойып ҳәм дифференциаллауды орынлап,

$$RI_0 \sin(\omega t - \varphi) + LI_0 \omega \cos(\omega t - \varphi) = \mathcal{E}_0 \sin \omega t \quad (5a)$$

яmasa

$$\begin{aligned} & RI_0 (\sin \omega t \cos \varphi - \cos \omega t \sin \varphi) + \\ & + LI_0 \omega (\cos \omega t \cos \varphi + \sin \omega t \sin \varphi) - \mathcal{E}_0 \sin \omega t = 0 \end{aligned}$$

аңлатпаларын аламыз. Бул теңликтегі үақыттың қәлеген моментінде орынланыуы ушын $\sin \omega t$ ҳәм $\cos \omega t$ шамаларының алдында турған коэффициентлердин бир үақытта нолге тең болыуы керек; бул шәрт мынадай еки теңлемени береди:

$$\begin{aligned} & LI_0 \omega \cos \varphi - RI_0 \sin \varphi = 0, \\ & LI_0 \omega \sin \varphi + RI_0 \cos \varphi - \mathcal{E}_0 = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Бул теңлемелердин кейингисин былайынша көширип жазамыз:

$$LI_0 \omega \sin \varphi + RI_0 \cos \varphi = \mathcal{E}_0. \quad (8)$$

(7) деги теңликлердин бириңисинде еки ағзаны да $RI_0 \cos \varphi$ шамасына бөлгеннен кейин мынаны береди:

$$tg \varphi = \frac{L_\omega}{R}. \quad (9)$$

(7)-теңликлердин бириңисин ҳәм (8)-теңликті квадратқа көтерип, буннан кейин оларды қосып, мынадай аңлатпаны аламыз:

$$I_0^2 (L^2 \omega^2 + R^2) = \mathcal{E}_0^2.$$

Буннан мынадай теңлеме келип шығады:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{L^2 \omega^2 + R^2}}. \quad (10)$$

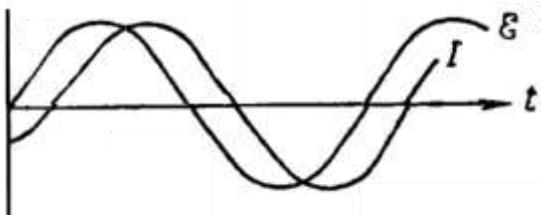
(9)- ҳәм (10)-аңлатпалар белгисиз болған I_0 ҳәм φ турақтыларын анықтайтынын. I_0 ҳәм φ шамаларының усы мәнислерин пайдаланып, (6)-қатнастың тийкарында биз қарап атырған шынжырдағы тоқтың күши I ушын аңлатпаны аламыз:

$$I = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{L^2 \omega^2 + R^2}} \sin \left(\omega t - \arctg \frac{L_\omega}{R} \right). \quad (11)$$

Бул формуланы индукцияның ә.қ.күши ушын жазылған (2)-аңлатпа менен салыстырып, биз тоқ I дин де, ә.қ.күш \mathcal{E} ниң де синусоїда екенлигин, бирақ фазасы бойынша бир бирине салыстырғанда φ шамасына жылысқан екенлигин көремиз. Тоқ пенен ә.қ.күши ең үлкен мәнислері арқалы бир үақытта өтпейди ҳәм ноль мәнисине бир үақытта жетпейди. 304-сүйретте фазалардың айырмасының базы бир φ мәниси ушын ә.қ.күши \mathcal{E} менен тоқ күши I дин өзгериўлери график түріндегі көрсетилген. (9)-қатнас берилген ω жиийилигіндеги ә.қ.күш пенен тоқтың күши арасындағы фазалардың жылысының L/R қатнасы бойынша анықланатынын көрсетеди. L/R қатнасы қаншама үлкен болса, $tg \omega$ ның да мәнисинин, яғни фаза бойынша жылысы φ дин мәнисиниң үлкен болады. $L \neq 0$ ҳәм шынжырдың қарсылығын нолге тең деп есаплағанда ω ең үлкен мәнисин қабыл етеди. Буннан

$$\varphi = \frac{\pi}{2}$$

теңлигине ийе боламыз, яғни тоқ ә.қ.күштен шерек дәүирге кейин қалады.



304-сүйрет.
Өзлик индукция бар шынжырда өзгермели тоқ болған жағдайдағы ә.к.күши E менен тоқтың күши I дин үақыттан ғәрэзлиги.

Тоқ күшинин амплитудасы I_0 дин ә.к.күшинин амплитудасы E_0 ден ғәрэзлигин анықтайтуғын (10)-формула Ом нызамын еске түсіреди. Бундай жағдайда қарсылықтың орнын толық қарсылық деп аталатуғын (яmasa көринетуғын қарсылық яmasa шынжырдың импедансы деп аталатуғын)

$$z = \sqrt{R^2 + L^2\omega^2} \quad (12)$$

шамасы ийелейди. $L\omega$ шамасы индуктивлик қарсылық деп аталады. Индуктивлик қарсылықты R_ω арқалы белгилеп, мынаған иие боламыз:

$$R_\omega = L\omega. \quad (13)$$

Көринип турғанында, тоқ күшинин амплитудасы толық қарсылық z тен ғәрэзли. Берилген R омлық қарсылығында өзлик индукция коэффициенти L менен жийилик ω қанша үлкен болса толық қарсылық z тиң шамасы да үлкен болады.

Индуктивлик қарсылықтың тутқан орнын баҳалау ушын соленоид арқалы өтетуғын тоқтың күшин анықлаймыз. Соленоидтың өзлик индукция коэффициентиниң мәнисин биз 225-параграфта анықлаған едик. Мейли, бул соленоидтың омлық қарсылығы $R = 20$ ом болсын, ал оның өзлик индукция коэффициентиниң $L = 0,023$ гн шамасына тең екенligин биз анықладық. Соленоидтың ушларындағы потенциаллар айырмасының амплитудалық $V_1 - V_2$ мәниси 100 в, бир секундтағы дәүирлер саны: a) 50, b) 250, c) 500 болған жағдайлардағы тоқ күшинин амплитудасы I_0 ди анықлаймыз. (10)-формула бойынша тоқ күшинин амплитудасы

$$I_0 = \frac{V_1 - V_2}{\sqrt{L^2\omega^2 + R^2}}$$

формуласының жәрдемінде есапланады. Жоқарыда келтирилген үш жағдай үшін цикллық жийилик ω мынаған тең:

- a) $\omega = 2\pi\nu = 2\pi \cdot 50 = 314 \text{ сек}^{-1}$,
- b) $\omega = 2\pi\nu = 2\pi \cdot 250 = 1570 \text{ сек}^{-1}$,
- c) $\omega = 2\pi\nu = 2\pi \cdot 500 = 3140 \text{ сек}^{-1}$.

Тоқ күшинин амплитудалары мынаған тең:

$$\begin{aligned} a) I_0 &= \frac{100}{\sqrt{(0,023 \cdot 314)^2 + 20^2}} \cong 4,8 \text{ а}, \\ b) I_0 &= \frac{100}{\sqrt{(0,023 \cdot 1570)^2 + 20^2}} \cong 2,4 \text{ а}, \\ c) I_0 &= \frac{100}{\sqrt{(0,023 \cdot 3140)^2 + 20^2}} \cong 1,3 \text{ а}. \end{aligned}$$

Егер үсы соленоидтың ушларындағы потенциаллар айырмасы 100 в болғанда ол арқалы өтетуғын тұрақлы тоқтың шамасы мынадай болған болар еди:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R} = 5 \text{ а.}$$

Алынған нәтийжелерди салыстырғанда тоқтың өзгеріү жийилигиниң тутқан орны көринип тур: 1 сек ишинде 50 дәүир болғанда индуктивлик қарсылықтың тутқан орны үлкен емес, бирақ 1 сек үақыттың ишинде 500 дәүир болғанда тоқтың күши тұрақлы тоқтың күшинен дерлик төрт есе киши болады.

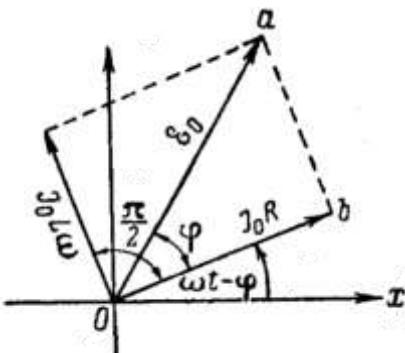
(5a) формуланы өзгермeli тоқты анықтайтуғын шамалардың графикалық характеристикасы үшін пайдаланыўға болады. Оның үшін (5a) ны былайынша жазамыз:

$$RI_0 \sin(\omega t - \varphi) + LI_0 \omega \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (56)$$

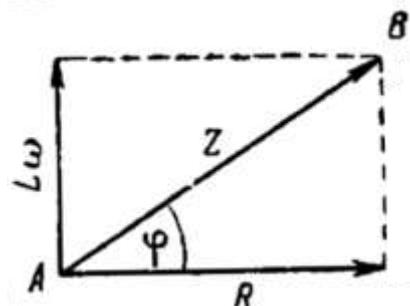
Шеп тәрепте түрған ағзалар бирдей дәүирге ийе, фазалар айырмасы $\pi/2$ ге тең еки грамоникалық тербелестиң қосындысы болып табылады. Қосынды нәтийжени алышу үшін I томның 97-параграфында баянланғандай тәртипте амплитудаларды графикалық түрде қосында болады. Оның үшін (305-сүйрет) амплитуданың векторы RI_0 шамасын OX көшерине $\omega t - \varphi$ мүйеши менен ҳәм амплитуда векторы $LI_0 \omega$ шамасын $\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}$ мүйеши менен жайластырыў керек. Бул амплитудалардың геометриялық қосындысы (56) аңлатпасына сәйкес \mathcal{E}_0 ә.қ.күшиниң амплитудасының векторын береди. Сызылмадан RI_0 амплитудасы менен \mathcal{E}_0 амплитудасының арасындағы мүйештиң

$$\frac{LI_0 \omega}{RI_0} = \frac{L_\omega}{R} = \operatorname{tg} \varphi$$

теңликлеринин орынлы екенлигине байланыслы φ ге тең екенлиги көринип тур. \mathcal{E}_0 амплитуда векторының OX көшерине проекциясы үақыттың ҳәр бир моментиндеги ә.қ.күшти береди. RI_0 ҳәм $L_\omega I_0$ векторларының сол көшерге түсирилген проекциялары омлық қарсылық R дин ҳәм өзлик индукцияның бар болыуының себебинен контурдағы потенциалды түсиүин береди. Oab үш мүйешлигиден φ мүйешиниң тангенсінин I_0 дин мәнисинен ғәрэзсиз екенлиги көринип тур; сонлықтан белғили болған омлық ҳәм индуктивли қарсылықтардағы фазалардың айырмасы менен толық қарсылықты графикалық жоллар менен табыу үшін катетлері R ҳәм L_ω ге, ал AB гипотенузасы толық қарсылық $z = \sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}$ шамасына тең болған туұры мүйешли үш мүйешликті құрыу керек (306-сүйрет). Бұндай жағдайда φ мүйеши тоқ пенен ә.қ.күштиң арасындағы фазалардың айырмасына сәйкес келеди.



305-сүйрет. Өзлик индукцияға ийе өзгермелі тоқ шынжыры үшін векторлық диаграмма.



306-сүйрет. Өзлик индукцияға ийе өзгермелі тоқ шынжырындағы толық қарсылық z ти омлық қарсылық R ҳәм индуктивлик қарсылық L_ω арқалы анықлау.

Усы үақытқа шекем биз (5)-теңлемениң дара шешиминен пайдаландық. Егер (11)-дара шешимге сәйкес

$$RI + L \frac{dI}{dt} = 0$$

бир текли теңлемениң улыўмалық шешимин қоссақ, онда (5)-теңлемениң толық шешимин алаамыз. Бул бир текли теңлемениң шешими мынадай түрге ийе:

$$I = Ae^{-\frac{R}{L}t}.$$

Бул теңликтеке A - басланғыш шәртлер бойынша анықланатуғын тұрақлы. Бул үақыттың өтиўи менен киширейетуғын тоқтың бөлімін береди ҳәм әдетте оны нолге тең деп есаплайды. Солай етип, орнықлы болған тоқ үшін жазылған аңлатпа ғана қызығыўды пайда етеди. Ал

бундай аңлатпа (11)-теңлемениң шешими болып табылады.

§ 233. Өзгөрмели тоқ шынжырында бөлинип шығатуғын құйат. Өзгөрмели тоқ шынжырында бөлинип шығатуғын құйатты қараймыз. Егер тоқтың күшининің бир заматлық мәнисин менен ә.қ.күштинң бир заматлық мәнисин көбейтсек, онда құйаттың бир заматлық мәнисин аламыз:

$$M = I\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t \cdot I_0 \sin(\omega t - \varphi). \quad (1)$$

Үақыттың ҳәр қайылыш моментлеринде құйаттың бир заматлық мәнислері ҳәр қайылыш болады. Мысалы, I ямаса \mathcal{E} шамаларының бириңиң мәниси нолге тең болғанда құйаттың мәниси де нолге тең болады. Соныңтан, бизди құйаттың бир заматлық мәниси емес, ал дәүирдин ишинде орташа мәниси қызықтырады. Бул орташа мәнисти есаплау ушын W ушын жазылған (1)-аңлатпаны белгилейніш түрлендиримиз:

$$W = \mathcal{E}_0 I_0 \sin \omega t \cdot \sin(\omega t - \varphi) = \frac{\mathcal{E}_0 I_0}{2} [\cos \varphi - \cos(2\omega t - \varphi)].$$

Солай етип, бир дәүирдин ишинде \bar{W} орташа мәнис $\frac{\mathcal{E}_0 I_0}{2} \cos \varphi$ ҳәм $-\frac{\mathcal{E}_0 I_0}{2} \cos(2\omega t - \varphi)$ шамаларының орташа мәнислеринин қосындысынан турады екен. Бириңи ағза үақыттан ғәрэзли емес; демек, оның орташа мәниси оның өзинин мәнисине тең; екинши ағза болса $\cos(2\omega t - \varphi)$ шамасының үақытқа байланыслы өзгериүі менен өзгереди. Элбette бир дәүирдин ишинде $\cos(2\omega t - \varphi)$ шамасының орташа мәниси нолге тең. Себеби бир дәүирдин ишинде $\cos(2\omega t - \varphi)$ оң мәнислерге де, терис мәнислерге де ийе болады. Нәтийжеде шынжырда бөлинип шығатуғын құйаттың бир дәүир ишинде орташа мәниси мынаған тең болады:

$$\bar{W} = \frac{\mathcal{E}_0 I_0}{2} \cos \varphi. \quad (2)$$

Мынадай белгилеүди киргиземиз:

$$\mathcal{E}_{\text{әф}} = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}}, I_{\text{әф}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}. \quad (3)$$

$\mathcal{E}_{\text{әф}}$ ҳәм $I_{\text{әф}}$ шамалары ә.қ.күшинин әффективлик мәниси ҳәм тоқ күшинин әффективлик мәниси деп аталады; оларды (2)-теңликке қойып, құйаттың бир дәүир ишинде орташа мәниси ушын мынадай аңлатпаға ийе боламыз:

$$\bar{W} = \mathcal{E}_{\text{әф}} I_{\text{әф}} \cdot \cos \varphi. \quad (2a)$$

Егер тоқ пенен ә.қ.күшинин арасындағы фазалардың айырмасы нолге тең болса, онда орташа құйат тоқ күшинин әффективлик мәниси менен ә.қ.күштин әффективлик мәнисинин көбеймесине тең болады. Солай етип, тұрақты тоқ ушын тоқ күши менен ә.қ.күш қандай орынды ийелейтуғын болса, өзгөрмели тоқ ушын ә.қ.күш пенен тоқтың әффективлик мәнислері тап сондай орынды ийелейді.

Құйаттың орташа мәниси фазалардың айырмасынан ғәрэзли. Ең үлкен мәниске ол фазалар айырмасы нолге тең болған жағдайда жетеди. Бул жағдай шынжырда өзлик индукция болмаған жағдайда орын алады. Егер фазалар айырмасы $\pi/2$ ге тең болса, онда құйаттың орташа мәниси нолге тең болады. Демек, бул жағдайда дәүирдин бир шерегиндеги дерек тәрепинен жеткерилип берилетуғын энергия дәүирдин басқа шерегинде өзлик индукцияның электромагнитлик энергиясының дерекке қайтып берилийі орын алады. Бул жағдай шынжырдың омлық қарсылығы нолге тең болған жағдайда ғана жүзеге келеди. Бирақ шынжырдың омлық қарсылығының нолге тең болыу шәрти әмелий жақтан ҳеш үақытта орынланбайды.

Тоқ тәрепинен ислеп шығылған құйат жыллышты түрінде бөлинип шығады. Соныңтан, t үақыты ишинде барлық шынжырдағы бөлинип шығатуғын энергия мынаған тең:

$$Q = \mathcal{E}_{\text{әф}} \cdot I_{\text{әф}} \cos \varphi \cdot t. \quad (4)$$

(3)-формула бойынша тоқ күшинин әффективлик мәниси $I_{\text{әф}}$ менен ә.қ.күштин

эффективлик мәниси $\mathcal{E}_{\text{эф}}$ максималлық I_0 ҳәм \mathcal{E}_0 мәнислеринен турақлы көбейтиші бойынша ғана айрылатуғын болғанлықтан, яғни

$$I_{\text{эф}} = \frac{1}{\sqrt{2}} I_0 \cong 0,707 I_0, \quad \mathcal{E}_{\text{эф}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \mathcal{E}_0 \cong 0,707 \mathcal{E}_0$$

теңликлери орынлы болғанлықтан, $I_{\text{эф}}$ ҳәм $\mathcal{E}_{\text{эф}}$ шамаларының арасында I_0 ҳәм \mathcal{E}_0 шамаларының арасындағы қатнастай қатнас орын алады [232-параграфтағы (10)-формулаға қараңыз]:

$$I_{\text{эф}} = \frac{\mathcal{E}_{\text{эф}}}{\sqrt{L^2 \omega^2 + R^2}}.$$

Бул қатнасты пайдаланып, шынжырда бөлинip шығатуғын жыллыштық ушын жазылған (4)-аңлатпаны

$$Q = I_{\text{эф}}^2 \sqrt{L^2 \omega^2 + R^2} \cdot \cos \varphi \cdot t$$

түринде ямаса

$$Q = I_{\text{эф}}^2 \cdot R \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{L\omega}{R}\right)^2} \cos \varphi \cdot t \quad (4a)$$

түринде жазамыз. Фазалар айырмасы φ [232-параграфтағы (9)-формула бойынша]

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega}{R}$$

теңлигинин жәрдеминде анықланады. Бұннан мынадай теңликлерге ийе боламыз:

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{L\omega}{R}\right)^2}}$$

$\cos \varphi$ шамасының бул мәнисин (4a) ға қойып, мынадай аңлатпаны табамыз:

$$Q = I_{\text{эф}}^2 R t. \quad (5)$$

Буннан егер тоқтың эффективлик мәнисин пайдаланатуғын болсақ, онда берилген омлық қарсылығы бар өзгермелі тоқ шынжырында бөлинip шығатуғын жыллыштықтың муғдары Ленц-Джоуль формуласы менен аңлатылатуғынлығы келип шығады (157-параграфқа қараңыз).

Демек, бөлинip шығатуғын жыллыштықтың муғдары тек тоқтың эффективлик мәниси $I_{\text{эф}}$ пенен омлық қарсылық R дин жәрдеминде анықланады екен. Жыллыштықтың бөлинip шығыў процессинде индуктивлик қарсылық $L\omega$ тиккелей орынды ийелемейди. Сонықтан оны гейпара жағдайларда ваттыз қарсылық деп те атайды. Егер шынжырдың омлық қарсылығы R жүдә киши болса, онда шынжырда бөлинip шығатуғын жыллыштық та аз болады; егер шынжырдың өзлик индукциясы үлкен болса ҳәм усы шынжыр арқалы өтетуғын өзгермелі тоқтың жийилиги о үлкен болса, онда улыўмалық қарсылық болған $z = \sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}$ шамасының үлкен болыўы мүмкін.

Өзгермелі тоқтың күшин өлшеў ушын жыллыштық амперметрин пайдаланыўға болады (158-параграф). Турақлы тоққа градуировкаланған жыллыштық амперметри өзгермелі тоқ ушын тоқтың эффективлик күшин береди. Тоқ күшинин максималлық мәниси эффективлик күш бойынша (3)-қатнастың жәрдеминде анықланады. Бул қатнас бойынша $I_0 = I_{\text{эф}} \cdot \sqrt{2} \cong 1,41 I_{\text{эф}}$.

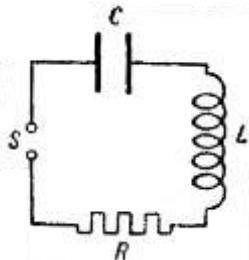
Өзгермелі тоқларды өлшеўдин ғасқа да усыллары ҳақында 237-параграфты қараңыз.

§ 234. Өзлик индукцияға ҳәм сыйымлыққа ийе өзгермелі тоқтың шынжыры.

Турақлы тоқ шынжырынан өзгермелі тоқ шынжырының айырмасы избе-из жалғанған конденсатордың бар болыўынан ибарат.

Егер конденсатордың астарларын турақлы тоқтың дерегине тутастырса, онда усы астарларда деректин ә.к.күшин компенсациялайтуғын потенциаллар айырмасы пайда

боламан дегенше шынжырда тоқ өтеди. Егер конденсатордың астарларын өзгөрмели э.к.күшинин өзгөрмели дерегине тутастырса, онда астарлар үзлиksiz түрде қайтадан зарядланады ҳәм шынжырды барлық үақыт өзгөрмели тоқ өтеди.



307-сүйрет.
R омлық қарсылығына, L өзлик индукцияға ҳәм C сыйымлығына ийе шынжыр.

Мейли, S қысқышларына (307-сүйрет) өзгөрмели э.к.күш $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$ түсирилген болсын. Шынжыр избе-из тутасқан C сыйымлығынан, L өзлик индукциясынан ҳәм R омлық қарсылығынан түрған болсын (айырым өткизгишлердин омлық қарсылығын есапқа алмаймыз). Контурдың L өзлик индукцияға ийе бөлімінде өзлик индукцияның э.к.күши $\mathcal{E}_{si} = -L \frac{dI}{dt}$ пайда болады. Бул теңлікте I - шынжырдағы тоқтың күши. Контурда ҳәрекет ететуғын толық э.к.күш $\mathcal{E} - L \frac{dI}{dt}$ шамасына тең болады. Ҳәр бир моментте оның шамасы шынжыр бойлап түсетуғын потенциаллардың қосындысына тең. Бул түсіү конденсатордың астарларындағы потенциалдың түсійі $V = V_1 - V_2$ менен шынжырдың омлық қарсылығы R болған бөліміне түсетуғын IR шамасына тең потенциалдың қосындысынан турады. Демек, мынадай теңлікке ийе боламыз:

$$IR + V = \mathcal{E} - L \frac{dI}{dt}.$$

Буннан \mathcal{E} ниң орнына оның $\mathcal{E}_0 \sin \omega t$ мәнисин қойып, мынаны аламыз:

$$L \frac{dI}{dt} + IR + V = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (1)$$

Конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасы V астарларда топланған Q заряды менен

$$Q = VC \quad (2)$$

қатнасы бойынша байланысқан. Бул қатнаста C - конденсатордың сыйымлығы. dt үақытында Q заряды $dQ = Idt$ шамаға үлкейеди. Буннан (2)-қатнас тийкарында

$$I = \frac{dQ}{dt} = C \frac{dV}{dt}$$

яmasa

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{C} I. \quad (3)$$

аңлатпаларына ийе боламыз. (1)теңлікти үақыт бойынша дифференциаллап, мынаны аламыз:

$$L \frac{d^2I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{dV}{dt} = \mathcal{E}_0 \omega \cdot \cos \omega t.$$

Бул теңлікке dV/dt шамасының орнына оның (3)-теңлік бойынша мәнисин қойып, избе-из тутастырылған сыйымлыққа, өзлик индукцияға ҳәм қарсылыққа ийе болған шынжырдағы тоқтың күшин қанаатландыратуғын дифференциаллық теңлемени табамыз:

$$L \frac{d^2I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} I = \mathcal{E}_0 \omega \cdot \cos \omega t. \quad (4)$$

Бул теңлемениң шешимин дәйири э.к.күштин дәйириндегі болған үақыттың дәйирили функциясы түрінде излеймиз:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi). \quad (5)$$

Бул аңлатпада I_0 менен φ шамалары тұрақтылар болып табылады ҳәм бул тұрақтылырдың мәнислерин анықлауымыз керек. I ден үақыт бойынша биринши ҳәм екинши тәртипли тууындыларды алғып, мынадай теңликлерге ийе боламыз:

$$\frac{dI}{dt} = I_0 \omega \cos(\omega t - \varphi), \quad \frac{d^2I}{dt^2} = -I_0 \omega^2 \sin(\omega t - \varphi).$$

dI/dt менен d^2I/dt^2 лердин мәнислерин ҳәм I ді (4)-теңлемеге қойып ҳәм оның оң ҳәм шеп тәреплерин ω ға қысқартып, мынадай аңлатпаны табамыз:

$$RI_0 = \cos(\omega t - \varphi) - \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) I_0 \omega^2 \sin(\omega t - \varphi) \mathcal{E}_0 \cos \omega t. \quad (4a)$$

$\cos(\omega t - \varphi)$ пенен $\sin(\omega t - \varphi)$ ларды ωt менен φ лердин синусы ҳәм косинусы арқалы аңлатып, мынаны аламыз:

$$RI_0 \cos \omega t \cos \varphi + RI_0 \sin \omega t \sin \varphi - \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) I_0 \sin \omega t \cos \varphi + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) I_0 \cos \omega t \sin \varphi - \mathcal{E}_0 \cos \omega t = 0. \quad (5a)$$

Бул теңлик үақыттың қәлеген моменти ушын орынланатуғын болғанлықтан, $\sin \omega t$ ҳәм $\cos \omega t$ функцияларының алдында түрған көбейтиштердин нолге тең болыўы керек. Буннан төмендегидей еки теңлемени аламыз:

$$R \sin \varphi - \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) \cos \varphi = 0, \quad (6)$$

$$R \cos \varphi + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) \sin \varphi = \frac{\mathcal{E}_0}{I_0}, \quad (7)$$

(6)-теңлемеден мынаны аламыз:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}. \quad (8)$$

(6)- ҳәм (7)-теңликлерди ағзама-ағза квадратқа көтерип ҳәм оларды қосып

$$R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2 = \frac{\mathcal{E}_0^2}{I_0^2}$$

теңлигин аламыз ҳәм буннан

$$I_0 = \sqrt{\frac{\mathcal{E}_0^2}{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \quad (9)$$

формуласына ийе боламыз.

(5)-, (8)- ҳәм (9)-теңликлер биз излеген шешимди береди: шынжырға тутастырылған э.қ.күши қандай жийиликке ийе болатуғын болса, шынжырда тап сондай жийиликтеги I тоғы өтеди; бул тоқтың амплитудасы I_0 (9)-аңлатпаның жәрдеминде анықланады. I тоғы фазасы бойынша э.қ.күши \mathcal{E} ден (8)-теңлик бойынша анықланатуғын φ мүйешине айысқан.

$z = \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}$ шамасы толық қарсылық характеристерине ийе (импеданс), оның мәниси R, L, C шамаларынан ҳәм тоқтың жийилиги ω дан ғәрезли. Соның менен бирге

$$L\omega - \frac{1}{C\omega} = 0 \quad (10)$$

теңлигин қанаатландыратуғын ω ның мәнисинде қарсылық минимумға жетеди; бундай жийиликте тоқ күшиниң амплитудасы максималлық мәниске жетеди:

$$I_{0max} = \frac{\mathcal{E}_0}{R}.$$

Өзгермели тоқтың сыйымлыққа ҳәм өзлик индукцияға ийе болған шынжыр арқалы өтийи менен байланыслы болған барлық қубылыслар механикалық резонанс қубылысын еске түсиреди: тоқ күшиниң амплитудасы жийилик ω дан ғәрезли ҳәм резонанслық

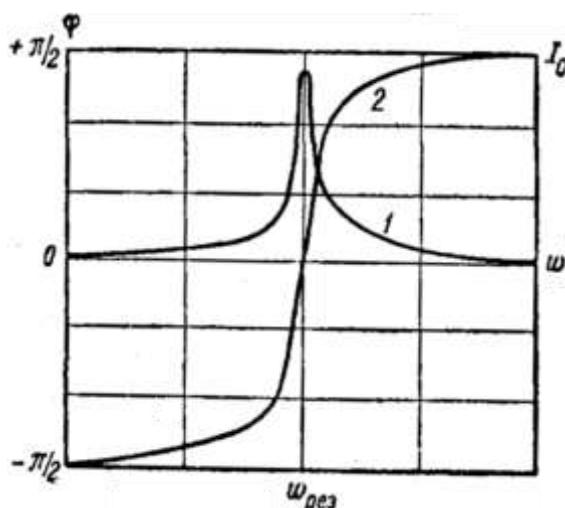
жийилик деп аталауғын базы бир $\omega_{\text{рез}}$ мәнисинде максимумға жетеди. Оның мәниси (10)-аңлатпа бойынша мынаған тең:

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\frac{1}{LC}}. \quad (10a)$$

Омлық қарсылық R қанша киши болса, резонанслық иймеклик өткір үшқа ийе болады.

(8)-формула бойынша резонанста фазалар айырмасы $\varphi = 0$ шамасына тең.

$\omega \rightarrow 0$ шегинде фазалар айырмасы үшүн $\varphi \rightarrow -\pi/2$ шамасын аламыз, яғни тоқ ә.қ.күштен озады; $\omega \rightarrow \infty$ шегинде фазалар айырмасы $\varphi \rightarrow +\pi/2$; бул жағдайда тоқ ә.қ.күштен артта қалады. 308-сүйретте 1 иймеклиги берилген ә.қ.күшинде ҳәм тұрақты L менен C дағы тоқтың күшиниң жийиликке байланыслы өзгериси; 2 иймеклиги φ дин жийиликтен ғәрэзлигі көрсетилген.



308-сүйрет.

Тоқ күшиниң (1) ҳәм фазалардың айырмасының (2) жийиликтен ғәрэзлигі.

Егер конденсаторды өткизгиштиң участкасы менен алмастыrsaқ, онда шынжырда қосымша $V = \frac{Q}{C}$ потенциаллар айырмасы пайда болмайды. Демек, конденсаторды өткизгиш пенен алмастырыў $C = \infty$ теңлигиниң орын алыўына алып келеди ҳәм бундай жағдайда (8)- ҳәм (9)- формулалар өзлик индукциясы менен қарсылығы бар, бирақ конденсаторсыз шынжырға тиисли болған 232-параграфтағы (9)- хам (10)-формулаларға өтеди.

ω ның өзгериүи менен тоқтың күши менен бир үақытта өзгермели тоқ шынжырының ҳәр бир участкасына түсетеуын потенциалдың шамасы да өзгереди. 307-сүйретте келтирілген шынжырда R омлық қарсылығы, L өзлик индукциясы ҳәм C сыймалығы избей-из тутасқан. Шынжырдың усы участкаларының ҳәр бириниң ушларындағы V_R, V_L ҳам V_C арқалы белгилеп, шынжырдағы потенциалдың толық түсіүін аламыз. Шынжырда ҳәрекет ететуғын ә.қ.күшке сәйкес келетуғын оның шамасын байлайынша көрсетій мүмкін:

$$\mathcal{E}_0 \sin \omega t = V_R + V_L + V_C.$$

234-параграфта айттылған бойынша

$$\left. \begin{aligned} V_R &= IR = RI_0 \sin(\omega t - \varphi), \\ V_L &= L \frac{dI}{dt} = L\omega I_0 \cos(\omega t - \varphi) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

ямаса

$$V_L = L\omega I_0 \sin(\omega t - \varphi + \pi/2) \quad (12)$$

теңликлерине ийе боламыз.

Конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасын анықлау үшін

шынжырда омлық қарсылық пенен өзлик индукция болмайтуғын жағдайда қараймыз ($R = 0$ ҳәм $L = 0$). Бундай жағдайда (9)-формула мынаны береди:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{1/C\omega}.$$

Бұл қатнастан конденсатордың $1/C\omega$ шамасына тең омлық қарсылыққа эквивалент екенлиги көринеди. Бундай жағдайда (8) бойынша $tg \varphi = -\infty$ ҳәм, демек, $\varphi = -\pi/2$, яғни ток ә.к.күштен $\pi/2$ шамасына алда жүреди. Буннан конденсатордың астарларында потенциаллар айырмасының амплитудалық мәнисинин $\frac{1}{C\omega} I_0$ шамасына тең екенлиги келип шығады. Үақыттың ҳәр бир моментинде потенциаллар айырмасының шамасы тоқтың күшинин шамасынан $\pi/2$ шамасына артта қалады. Солай етип, V_C ушын биз мынаны жаза аламыз:

$$V_C = \frac{1}{C\omega} I_0 \sin(\omega t - \varphi - \pi/2).$$

Бул теңлиkti былайынша да жазыўға болады:

$$V_C = -\frac{1}{C\omega} I_0 \sin(\omega t - \varphi + \pi/2). \quad (13)$$

(11)-, (12)- ҳәм (13)-аңлатпаларды қосып, мынадай теңлиkkе ийе боламыз:

$$\mathcal{E}_0 \sin \omega t = RI_0 \sin(\omega t - \varphi) + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right) I_0 \sin(\omega t - \varphi + \pi/2). \quad (14)$$

Резонанста, яғни ток күшинин амплитудасы максимумға жеткенде мынадай теңликлер орынлы болады.

$$\omega = \omega_{\text{рез}} = \sqrt{\frac{1}{LC}}, \varphi = 0.$$

Бул шарайтта (14)-формула мынаны береди:

$$\mathcal{E}_0 \sin \omega t = RI_{0\max} \cdot \sin \omega t.$$

Демек, шынжырдағы потенциалдың түсиүи омлық қарсылық R ге түскен потенциалға сәйкес келеди. Усының бир ўақытта потенциаллардың V_L ҳәм V_C түсиүи максималлық мәнисине жетеди:

$$\mathcal{E}_{0L} = L\omega_{\text{рез}} \cdot I_{0\max} = \frac{\mathcal{E}_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Ҳәм

$$\mathcal{E}_{0C} = \frac{1}{C\omega_{\text{рез}}} \cdot I_{0\max} = \frac{\mathcal{E}_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Бирақ потенциаллардың түсиүинин екеюі де қарама-қарсы фазада өзгереди, сонлықтан олардың қосындысы нолге тең.

Биз қарап өткен құбылыс *кернеўлер резонансы* деп аталады.

Өзгермелі ток шынжырындағы конденсатордың тутқан орнын анықлау ушын сыйымлығы 1 мкФ болған конденсатордың бир секундта 50 дәүирге ийе ток өткен жағдайда қанша омға эквивалент екенлигин есаплаймыз.

Жоқарыда айтылғанлардан сыйымлығы C шамасына тең конденсатор арқалы цикллық жийилиги ω ға ток ток өткенде усы конденсатордың $R = \frac{1}{C\omega}$ қарсылығына эквивалент екенлиги келип шығады. Бул жағдайда сыйымлықты фараадаға өткерип ҳәм цикллық жийиликтиң $\omega = 2\pi\nu = 314$ сек⁻¹ шамасына тең екенлигин есапқа алып, мынаны аламыз:

$$R = \frac{1}{C\omega} = \frac{1}{314 \cdot 10^{-6}} \text{ ом} \cong 3200 \text{ ом.}$$

Өзгермелі тоқтың үлкен жийилигінде тап сол конденсатор киши омлық қарсылыққа

эквивалент.

232-параграфта өзлик индукциясы бар шынжыр ушын пайдаланғандай, сыйымлық пенен өзлик индукция бар болған шынжырдағы құбылыштарды векторлық диаграмманың жәрдеминде көрсетиүгө болады. Оның ушын (4а) теңлемени

$$RI_0 \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) - I_0 \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) \sin(\omega t - \varphi) = \mathcal{E}_0 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

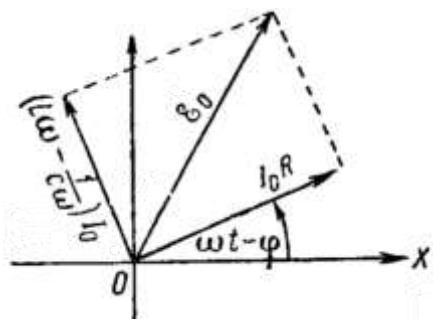
түринде жазамыз. Әхмийетке басланғыш фазалар емес, ал фазалар айырмасы ийе болғанлықтан, бул теңликті мынадай теңлик пенен алмастырыуға болады:

$$RI_0 \sin(\omega t - \varphi) + I_0 \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (15)$$

Бул теңликтин шеп тәрепиндеги еки ағзаны бир бирине перпендикуляр болған ҳәм амплитудалары RI_0 ҳәм $I_0 \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)$ шамаларына тен, OX көшери менен сәйкес $\omega t - \varphi$ ҳәм $\omega t - \varphi + \pi/2$ мүйешлерин жасайтуғын векторлар түринде көрсетиүгө болады (309-сүйрет). Қосынды амплитуда үзынлығы \mathcal{E}_0 болған вектор менен сүйретленеди ҳәм оның шамасы мынадай теңликтин жәрдеминде анықланады:

$$\mathcal{E}_0^2 = R^2 I_0^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2 I_0^2.$$

Буннан (9)-формула келип шығады. \mathcal{E}_0 векторы менен $I_0 R$ векторының арасындағы мүйештиң φ ге тен екенлигин аңсат көриўгө болады.



309-сүйрет.

Өзлик индукция ҳәм сыйымлық бар өзгермелі тоқ шынжыры ушын векторлық диаграмма.

Егер I томдағы 105-параграфта көрсетилген гармоникалық процесслерди комплексли санлардың жәрдеминде тәрийиплеу усылын пайдаланатуғын болсақ, онда (4)-теңлемениң шешимин аңсат алғыуға болады (4)-теңлемедеги $\cos \omega t$ функциясын комплексли дәреже көрсеткиши бар көрсеткишли функция менен аңғартып мынадай теңлемени аламыз:

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} I = \mathcal{E}_0 \omega e^{i\omega t}. \quad (16)$$

Бул теңлемениң дара шешимин

$$I = I_0 e^{i(\omega t + \alpha)} \quad (17)$$

түринде излеймиз. Бул аңлатпада I_0 ҳәм α арқалы анықланыуы керек заттық санлар белгиленген. (17)-аңлатпаны дифференциаллап, мынадай теңликлерди аламыз:

$$\frac{dI}{dt} = iI_0 \omega e^{i(\omega t + \alpha)}, \quad \frac{d^2 I}{dt^2} = -I_0 \omega^2 e^{i(\omega t + \alpha)}.$$

dI/dt ҳәм $d^2 I/dt^2$ шамаларын (16) ға қойсак, мынадай алгебралық теңлемени аламыз:

$$-LI_0 \omega^2 e^{i(\omega t + \alpha)} + iRI_0 \omega e^{i(\omega t + \alpha)} + \frac{1}{C} I_0 \omega e^{i(\omega t + \alpha)} = \mathcal{E}_0 \omega e^{i\omega t}. \quad (18)$$

Бул теңлемениң он ҳәм шеп тәреплерин $I_0 \omega e^{i(\omega t + \alpha)}$ көбейтишисине бөлип

$$-L\omega + \frac{1}{C\omega} + iR = \frac{\mathcal{E}_0}{I_0} e^{-i\alpha}$$

түриндеги теңлемеге ийе боламыз. $e^{-i\alpha}$ ны $\cos \alpha - i \sin \alpha$ менен алмастырсақ

$$-L\omega + \frac{1}{C\omega} + iR = \frac{\mathcal{E}_0}{I_0} \cos \alpha - i \frac{\mathcal{E}_0}{I_0} \sin \alpha \quad (19)$$

түриндеги теңлеме келип шығады. Егер еки комплексли санның затлық ҳәм жормал бөлімлери бир бирине тең болса, онда усы комплексли санлардың бир бирине тең екенлеги белгилі. Соныңтан (19) дан мынадай нәтийже келип шығады:

$$-L\omega + \frac{1}{C\omega} = \frac{\mathcal{E}_0}{I_0} \cos \alpha, \quad R = -\frac{\mathcal{E}_0}{I_0} \sin \alpha. \quad (20)$$

Тул теңликлердин екіншиси бириншисине ағзама-ағза бөлсек, мынаны аламыз:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{R}{L\omega - \frac{1}{C\omega}}. \quad (21)$$

(20)-теңликті квадратқа көтерип қоссақ

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \quad (22)$$

аңлатпасын табамыз.

(17)-, (21)- ҳәм (22)-аңлатпалар биз излеген шешимлер болып табылады. Бул шешимдердин усы параграфтағы тийкарғы текстте берилген (4)-теңлемениң шешимине сәйкес келетуғынлығын аңсат көриүге болады. Ҳақыйқатында да, (17)-аңлатпаның затлық бөлими мынаны береди:

$$I = I_0 \cos(\omega t + \alpha)$$

яmasa

$$I = I_0 \sin\left(\omega t + \alpha + \frac{\pi}{2}\right).$$

Буннан кейин

$$\alpha + \frac{\pi}{2} = -\varphi,$$

теңлиги орынлы деп болжап, мынаған ийе боламыз:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi).$$

Бул аңлатпа болса (5)-формулаға сәйкес цикллық жийилиги ω ҳәм амплитудасы I_0 болған синусоида бойынша өзгеретуғын тоқты береди. I_0 амплитудасы (9)-формула менен сәйкес келетуғын (22)-формуланың жәрдеминде анықланады. Енди еки усылдың жәрдеминде фазалардың айырымы ушын да бир мәнисти алатуғынлығымызды көрсетиү қалды. Ҳақыйқатында да, (21)-аңлатпа бойынша (8)-аңлатпа менен сәйкес келетуғын

$$\operatorname{tg} \varphi = -\operatorname{tg}\left(\alpha + \frac{\pi}{2}\right) = \operatorname{ctg} \alpha = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}$$

теңлигине ийе боламыз.

Өзгермeli тоқ шынжырында жүзеге келетуғын процесслерди графикалық сүүретлеү ушын комплексли шамалардан затлық шамаларға өтийдің зәрүрлиги жоқ. Оның ушын комплексли $a e^{i\alpha}$ шамасына узынлығы a болған ҳәм берилген көшер менен α мүйешин жасайтуғын векторды сәйкес келтириү ҳәм бундай жағдайда жормал бирлик i ге көбейтийдің туұры мүйешке бурыўға сәйкес келетуғынлығын аңғарыў керек. Ҳақыйқатында да: $i a e^{i\alpha} = e^{i\frac{\pi}{2}} a e^{i\alpha} = a e^{i(\alpha+\frac{\pi}{2})}$. Буннан $i^2 = -1$ шамасына көбейтийдің π мүйешине бурыўға сәйкес келетуғынлығын есапқа аламыз. Бул ескертиўлерди нәзәрде тұтып, (18)-теңлиkti былайынша қайтадан жазамыз:

$$\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) I_0 e^{i(\omega t + \alpha + \pi)} + R I_0 e^{i(\omega t + \alpha + \pi/2)} = \mathcal{E}_0 e^{i\omega t}.$$

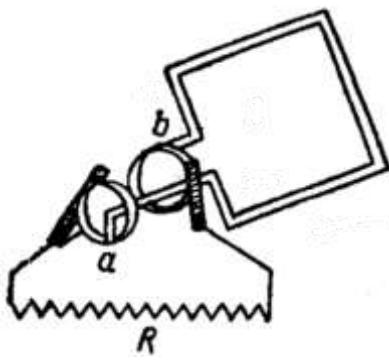
Усының менен бирге α ны $-\varphi - \frac{\pi}{2}$ арқалы алмастырып, мынаған ийе боламыз:

$$\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) I_0 e^{i(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2})} + R I_0 e^{i(\omega t - \varphi)} = \mathcal{E}_0 e^{i\omega t}.$$

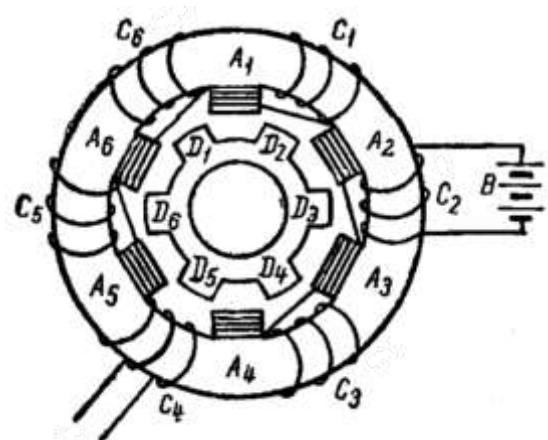
Бул аңлатпа узынлықтары менен бағытлары 309-сүүретке сәйкес келетуғын үш векторды бир бири менен байланыстырады.

§ 235. Динамомашиналар менен электромоторлар. Динамомашиналар (яmasa генераторлар) электромагнит индукция құбылысын пайдаланыў жолы менен тоқларды алыў ушын хызмет

ететуғын машиналар болып табылады. Өзгермели тоқтың ең әпиүайы динамомашинасы сыптында тұрақлы магниттиң майданында айланатуғын өткізгіштің бир орамына ийе рамка хызмет ете алады. Усындаған рамка дағы өзгермели тоқтың пайда болыўы 224-параграфта талланды. 310-сүйретте еки сақыйнаны ҳәм a менен b щетканы пайдаланыў жолы менен тоқты айланатуғын рамкадан шынжырдың сыртқы R бөліміне қалайынша алып берійдің мүмкіншилиги көрсетилген. Әлбетте, әмелде бир рамкадан пайдаланбайды, ал барабанға (роторға) оралған көп санлы өткізгіш сымнан пайдаланады. Техникада қозғалмайтуғын орамлар менен тұрақлы магниттиң орнына электромагниттерден де пайдаланады. Усындаған машинаның схемасы 311-сүйретте көрсетилген. Тоқ индукцияланатуғын катушкалар темир өзектиң шығып турған A_1, A_2, A_3, \dots орынларына ораў жолы менен алынады. Өзек сыртқы B дерегинен C_1, C_2, C_3, \dots орамлары арқалы өтетуғын тоқ пенен магнитленеди. Машинаның айланатуғын бөлими (ротор) D_1, D_2, D_3, \dots тислері бар сақыйна түрине ийе. Роторды айлындырғанда тислер шығып турған A_1, A_2, A_3, \dots орынларына салыстырғанда қозғалады ҳәм усындаған жоллар менен қоңсылас шығып турған орынларда магнитлик шынжырды азлы-көпли түйікрайдьы. Усының нәтийжесинде A_1, A_2, A_3, \dots орынларына оралған катушкаларда магнит индукциясының ағысы өзгереди ҳәм оларды тоқ индукцияланады.



310-сүйрет. Айланатуғын рамкадан тоқты a ҳәм b сақыйналарының жәрдемінде алыў.



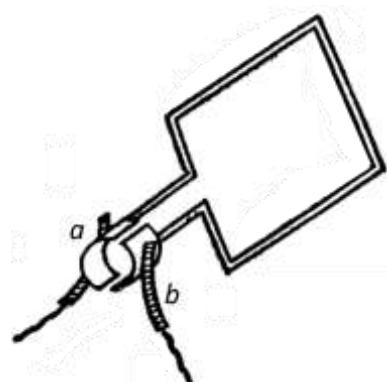
311-сүйрет. Қозғалмайтуғын орамларға ийе өзгермели тоқ генераторының схемасы.

Жоқарыда көрсетилген өзгермели тоқ генераторлары менен бир қатарда тұрақлы тоқ генераторларын да соғыўға болады. Егер айланатуғын рамканың ушларын бир бириңен изоляцияланған еки ярым сақыйна (коллектор) менен тутастырысақ (312-сүйрет), онда a ҳәм b щеткалары бириңи ҳәм екинши ярым сақыйнаға гезекпе-гезек тийеди ҳәм сыртқы шынжырдағы тоқ тек өзиниң күшин өзгертип, барлық үақытта бир бағытта өтеди. 313а сүйретте усындаған I тоғының үақыттан ғәрэзлиги көрсетилген. Бир рамканың орнына ушлары қурамалы коллектордың айырым секцияларына тутастырылған орамлардың системасын пайдаланып күши үақытқа байланыслы азмаз пульсацияланатуғын тұрақлы тоқты алыўға болады (313-б сүйрет). Өлшемлерин әдеүір үлкен болған тұрақлы тоқтың динамомашинадағы магнит майданы электромагнит тәрепинен пайда етиледи. Бундай жағдайда өз-өзинен қозыў принципи пайдаланылады. Бул принцип бойынша электромагнит тоқ пенен динамомашинаның өзи тәрепинен тәмийинленеди. Электромагнитти тоқ пенен тәмийинлеудің тийкарғы еки типи бар: 1) избе-из ҳәм 2) паралель.

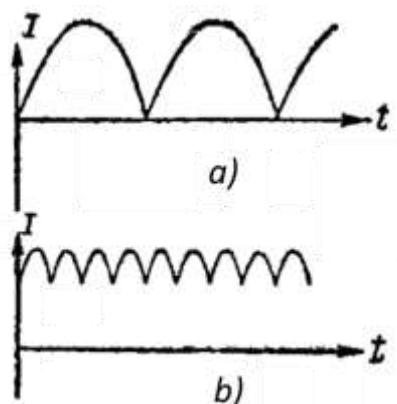
Избе-из қозыў машинадағы электромагниттиң орамлары сыртқы шынжыр менен избе-из тутастырылған (314-сүйрет). Бундай машина электромагниттиң өзегиниң қалдық магнитленийиниң есабынан жумыс ислей баслайды, буннан кейин онда пайда болған тоқ толығы менен M электромагнитиниң орамлары арқалы өтеди ҳәм ишинде ротор айланатуғын магнит майданының күшенийине алып келеди. Сыртқы шынжырды ажыратқанда бундай машинаның ә.қ.күши қалдық магнитлений менен байланыслы болған киши мәниске шекем төменлейді.

Паралель қоздырыўға ийе машинада (шунтлы машинадар) электромагниттиң орамлары сыртқы шынжыр менен паралель тутастырылған (315-сүйрет). Орамлардағы тоқтың күши C реостатының жәрдемінде өзгертиледи. Шунтлы машинадар кең түрде тарқалған. Арасынан

қоздырыуға ийе машиналар да пайдаланылады: олар еки орамға ийе, олардың бири сыртқы шынжыр менен избе-из, ал екиншиси параллель тутастырылған.

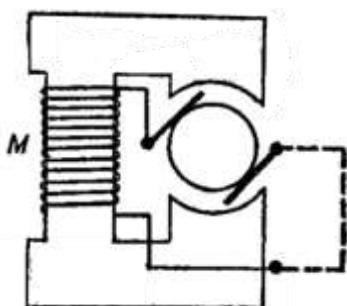


312-сүйрет. Турақты тоқ генераторының коллекторының схемасы.

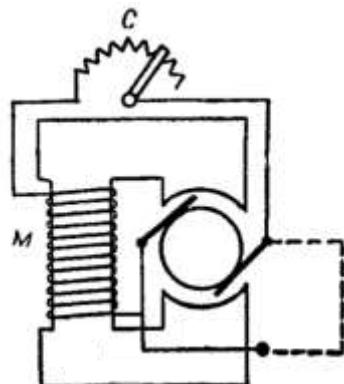


313-сүйрет. Тоқ күшинин үақыттан ғәрзелігі. а - еки ярым сақыйнаға ийе генератор ушын, б - құрамалы коллекторы бар генератор ушын.

Турақты тоқтың қәлеген динамомашинасын электродвигателге айландырыуға болады: оның ушын роторға щетка арқалы басқа деректен тоқты жиберіү керек. Бундай жағдайда ротордың орамлары арқалы өтетуғын тоқ пенен магнит майданының арасындағы өзара тәсирлесіүдің салдарынан ротор айланысқа келеди.



314-сүйрет. Избе-из қозыуға ийе динамомашинаның схемасы.



315-сүйрет. Параллель қозыуға ийе динамомашинаның схемасы.

Ис жүзінде ҳәрекет ететуғын электромотор биринши рет Б.С.Якоби тәрепинен Россияда соғылды ҳәм Нева дәръясындағы кемениң қозғалыуы ушын қолланылды.

Электромотордың роторы айланғанда оның орамларында айланыуға алып келген тоқтың бағытына кери бағытланған тоқ индукцияланады. Сонлықтан, сыртқы деректиң тәсиринде ротордың орамлары арқалы өтетуғын тоқтың шамасы кемейеди. Егер сыртқы э.қ.күши электромотордың айланыуында зәрурли болған күшті услап түрүү ушын жеткилик болса, онда басланғыш моментте электромоторды иске қосқандағы тоқтың шамасының жүдә үлкен болыуы ҳәм, сонлықтан, ротордың орамларының жанып кетиүи мүмкін. Усындай жағдайдан құтылыуы ушын мотор менен избе-из реостат тутастырылады. Оны иске қосыў реостаты деп атайды.

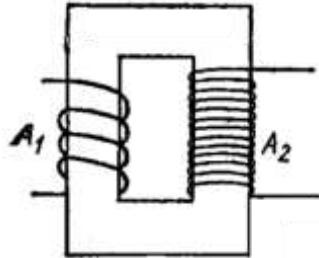
Хәзирги үақыттардағы динамомашиналар менен электромоторлар жүдә жоқары пайдалы тәсир коэффициентине ийе машиналар болып табылады. Үлкен машиналар ушын п.т.к. ниң шамасы 95 процентке жетеди. Қашып құтылыуға болмайтуғын сүйкелиске, ленц-джоуль жыллышты, Фуко тоқлары ҳәм гистерезис пенен байланыслы болған жоғалтыўлардың шамасын 5 процентке шекем кемейтіў мүмкін.

§ 236. Трансформаторлар. Көп санлы техникалық ҳәм лабораториялық мақсетлер ушын динамомашиналар беретуғын э.қ.күшлерине салыстырылғанда әдеүир жоқары болған э.қ.күшлери

керек болады. Техникада электр энергиясын бир орыннан екинши орынға үзын сымлардың жардеминде алып беріү ушын (гейпара жағдайларда пайдаланыўшының электростанциядан жүзлеген километр қашықлықта жайласқан болыўы мүмкін). Бул жағдайда мәселе соннан ибарат, шыңжырда ислеп шығылған толық қуятуштың тоқтың күшине көбеймеси болған EI шамасына тең. Буннан ә.қ.күш \mathcal{E} қанша жоқары болса, сол қуятуштың тоқтың күши I соншама киши болады. Алып беретуғын сымлардағы энергияның жоғалыўы $Q = RI^2$ шамасына тең, яғни тоқтың күши қанша үлкен болса, жоғалыў да үлкен болады. Сонлықтан, зиянлы жоғалтыўларды киширейтиў ушын үлкен ә.қ.күши ҳәм киши тоқ күши менен ис алып барыў керек.

Өзгермели тоқлар болған жағдайда ә.қ.күшин (техникада "кернеў" деп атайды) жоқарылатышы трансформаторлардың жәрдеминде аңсат жоқарылатыш болады. Трансформаторлар биринши рет рус электротехниклері П.Н.Яблочков (1876-ж.) ҳәм И.Ф.Усагин (1882-жыл) тәрепинен биринши рет контрукцияланды ҳәм ис жүзине енгизилди. Ең әпійайы түрде трансформатор (316-сүйрет) ұлыўмалық түйік темир өзекке оралған еки катушкадан туралы. Биринши катушка A_1 жүйән сымнан туралы ҳәм орамлардың саны аз, екинши катушка A_2 жиңишке сымнан ҳәм көп санлы орамлардан туралы. A_1 орамы арқалы өтетуғын биринши тоқ магнит индукциясының өзгермели Ф ағысын пайдалауда етеди. Бул ағыс өзектиң ишинде дерлік толығы менен топланған ҳәм, демек, толығы менен екинши катушканың орамлары арқалы өтеди.

316-сүйрет.
Трансформатор.



Екинши катушка түйікленбаған жағдайда биринши катушка базы бир омлық ҳәм индуктивлик қарсылыққа ииे болған шыңжырдың бөліми болып табылады. Егер омлық қарсылықты кишикене деп есапласақ, онда оның тутқан орнын есапқа алмаўға болады. Буннан биринши катушкадағы \mathcal{E}_1 ә.қ.күши сан мәниси бойынша онда пайдалауда болған өзлик индукцияның ә.қ.күши \mathcal{E}_{si} ге тең, ал бағыты бойынша қарама-қарсы:

$$\mathcal{E}_1 = -\mathcal{E}_{si}.$$

Биринши катушканың ҳәр бир орамында $-\frac{d\Phi}{dt}$ шамасына тең өзлик индукцияның ә.қ.күши пайдалауда болады. Буннан

$$\mathcal{E}_{si} = -N_1 \frac{d\Phi}{dt}.$$

Бул теңдикте N_1 арқалы биринши катушканың орамлар саны белгиленген. Буннан биринши катушкадағы ҳәрекет өтетуғын \mathcal{E}_1 ә.қ.күши ушын мынаны аламыз:

$$\mathcal{E}_1 = N_1 \frac{d\Phi}{dt}, \quad (1)$$

Тап сол ағыс Φ екинши катушка арқалы да өтетуғын болғанлықтан, онда оның ҳәр бир орамында $-\frac{d\Phi}{dt}$ шамасына тең индукцияның ә.қ.күши пайдалауда болады. Екинши катушкада пайдалауда болған барлық ә.қ.күштинші шамасы:

$$\mathcal{E}_2 = -N_2 \frac{d\Phi}{dt}. \quad (2)$$

Бул теңдиктеги N_2 - екинши катушкадағы орамлар саны. (1)- ҳәм (2)-аңлатпаларды салыстырып, екинши катушкадағы пайдалауда болған ә.қ.күшининші мынаған тең болатуғынлығын көремиз:

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{N_2}{N_1} \mathcal{E}_1. \quad (3)$$

Солай етип, трансформатор ә.қ.күшти екинши катушкадағы орамлар санының биринши катушкадағы ормалардың санына қатнасы есе жоқарылатады екен. Минус белгиси биринши ҳәм екинши катушкалардағы ә.қ.күшилеринші фазалары бойынша қарама-қарсы екенлигин көрсетеди.

Әдette трансформатордағы екинши катушка түйіқланбаған болса, бириңиши катушканың өзлик индукция коэффициенті үлкен болады. Бул бириңиши катушканың индуктивлик қарсылығының үлкен болыуына алып келеди. Усының нәтийжесинде екинши катушка түйіқланбаған жағдайда бириңиши катушкадағы I_1 тоғы әззи. Бул тоқтың мәниси бос тоқ деп аталады. Екинши катушканы түйіқлағанда онда магнит майданын пайда ететуғын тоқ индукцияланады. Ал, бул магнит майданы, Ленц қағыйдасы бойынша, бириңиши катушканың пайда еткен магнит майданын компенсациялады. Бул бириңиши катушканың индуктивлик қарсылығының киширейиүйине ҳәм I_1 тоғының үлкейиүйине алып келеди. Солай етип, бириңиши шынжырда пайдаланылатуғын құйат екинши шынжырда алынатуғын құйаттан ғәрзели екен.

Екинши шынжыр ҳәрекетте болған жағдайда (3)-теңлик дұрыс болыудан қалады. Бириңиши шынжырдағы тоқтың шамасы бос тоқтың шамасынан күшли айырмаға иле болмаған жағдайда (3)-теңлик жақсы орынланады. Өзектің гистерезисиниң тутқан орнын есапқа алатуғын трансформатордың ұлыўмалық теориясы жүдә қурамалы.

Трансформатордағы зиянлы жоғалтыўлар катушкалардағы ленц-джоуль жыллыштырының бөлингіш шығыўы, магнит индукциясы сызықларының сыртқа шығыўы, өзектеги Фуко тоқлары ҳәм өзектің гистерезисиниң болыуына байланыслы қайтадан магнитлениң менен байланыслы.

Соңғы себептиң тутқан орнын киширейтиң ушын трансформаторлардың өзеклерин темирдин ең жумсақ сортларынан, соның менен бирге изоляциялық қатламлар менен изоляцияланған жүқа темирдин айырым жолақларынан соғады. Ҳәзирғи үақытлардағы үлкен трансформаторлarda жоғалтыўларды ұлыўма құйаттың 2 процентине шекем тәменлетиүдин әти түседи. Соңықтан, олардың пайдалы тәсир коэффициенти 98 процентке жетеди.

Бундай трансформаторлардағы бириңиши ҳәм екинши шынжырларда ислеп шығылған құйатлар ушын мынаны аламыз:

$$\mathcal{E}_1 I_1 = \mathcal{E}_2 I_2.$$

Буннан (3)-қатнас бойынша

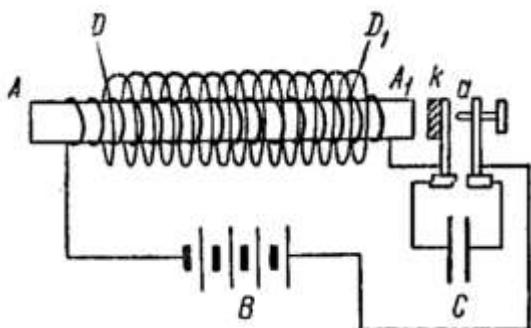
$$I_2 = \frac{N_1}{N_2} I_1 \quad (4)$$

қатнасына иле боламыз. Солай етип, бириңиши ҳәм екинши шынжырлардағы тоқлардың күши бириңиши ҳәм екинши катушкалардағы орамлардың санына кери пропорционал екен.

Жоқарылатыұшы болып ислейтуғын қәлеген трансформаторды тәменлетиүши трансформатор түринде пайдаланыўға болады. Оның ушын бириңиши тоқты орамлардың саны үлкен болған катушка арқалы өткериў керек. Бундай жағдайда екинши катушкада тоқтың күши үлкен, ал ә.қ.күштин шамасы бириңиши катушкадағыға салыстырғанда киши болады. Әдette станциядан алып берилетуғын "жоқары" кернеўге иле тоқ пайдаланыўшыда қайтадан тәменлетиүши трансформатордың жәрдеминде тәменги "кернеўге" шекем тәменлетиледи.

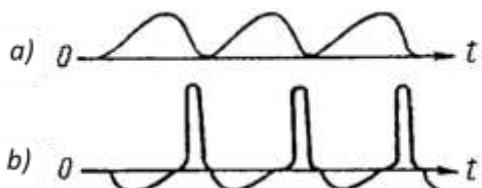
Жоқарыда көрсетилген техникалық қолланыўлары менен бир қатарда, трансформаторлар лабораториялық техникада кеңен қолланылмақта (жоқарылататуғынлар да, тәменлететуғынлар да). Қойылатуғын талапларға байланыслы лабораториялық трансформаторларға ҳәр қыйлы конструкциялар бериледи. Үлкен болмаған құйатларда жоқары ә.қ.күшлерин алыў ушын индукциялық катушка деп аталауғын дүзилислерден пайдаланады. Ол ұлыўмалық түйіқланбағын темир өзекке иле еки цилиндрлік соленоидлардан туралы (317-сүйрет). Бириңиши катушканың хызметин ишки AA_1 соленоид атқарады. Бул катушка жуўан сымлардан соғылады ҳәм орамлардың саны аз. Екинши катушка хызметин сыртқы соленоид DD_1 атқарады, оның орамларының саны көп ҳәм оны жүдә жиңишке сымнан соғады. Әдette, бириңиши катушканың ушларына турақлы тоқ дерегинен (мысалы B батареялар аккумуляторынан) ә.қ.күши түсириледи. Бириңиши катушканың өзгермелі магнит майданын пайда етийи ушын ондағы тоқты дәўирли түрде ажыратады ҳәм түйіқлайды. Ажыратыў менен түйіқлауды анаў ямаса мынаў конструкциядағы автомат ажыратқыштың жәрдеминде әмелге асырады. Ең әпиўайы ажыратқыш темир k сапқа иле пружинаға бекитилген кишене балғадан туралы (317-сүйрет). Тоқ бириңиши катушка арқалы өте баслағанда оның өзеги магнитленеди ҳәм өзине пружинаны тартады. Нәтийжеде шынжыр пружина k менен a штифтің арасында ажыратылады. Контакт ажыратылғанда интенсивли ушқынның шықпаўы ушын k менен a ның арасына C конденсаторы тутастырылады. Бундай жағдайда ажыратыуда B батареясынан тоқ конденсаторды зарядлаў ушын кетеди ҳәм ушқын пайда

болмайды.



317-сүйрет.
Индукциялық катушка.

Биринши катушкадағы балға ямаса басқа механикалық дүзилистің жәрдемінде ажыратылатуғын тоқ синусоидалық өзгермeli тоқ болып табылмайды. Оның күшиниң үақыттан ғәрэзлигиниң иймеклиги 318-а сүйретте көрсетилген. Шынжырды түйықлағаннан кейин оның шамасы салыстырмалы әстелік пенен өседи, бул өзлик индукция менен байланыслы, ал шынжырды ажыратқанда тоқтың шамасы тез кемейеди. Екинши шынжырдағы ә.қ.күш биринши катушкадағы тоқтың күшиниң өзгериү тезлигі болған dI/dt шамасына пропорционал болғанлықтан (226-параграфқа қараңыз), ажыратыў моментлеріндеги тоқтың шамасы түйықлау моментаиндеги тоқтың шамасынан әдеўир үлкен мәниске жетеди. Шынжырдың екинши катушкасындағы ә.қ.күштің үақыттан ғәрэзлиги 318-б сүйретте көрсетилген. Ә.қ.күштің терис мәниси оның тәсиринде екинши катушкада пайда болған тоқтың биринши катушкадағы тоқтың бағытына қарама-қарсы екенligин, ал ә.қ.күштің оң мәниси болса екинши катушкадағы тоқтың бағытының биринши катушкадағы тоқтың бағыты менен бағытлас екенligин аңғартады.



318-сүйрет.
Индукциялық катушкадағы тоқтың шамасының үақыттан ғәрэзлигиниң иймеклиги. a - биринши катушкадағы, b - екинши катушкадағы.

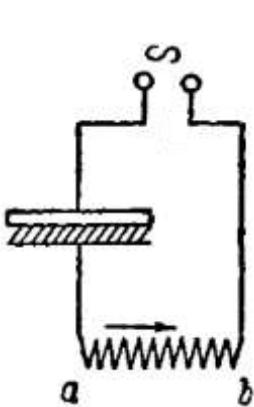
Егер екинши катушканы қысқа түйықласақ, онда ол арқалы симметриялы болмаған формадағы өзгермeli тоқ өтеди. Бирақ еки бағытта алып өтилетуғын электр зарядларының муғдарлары бирдей болады. Егер екинши шынжырда әдеўир үлкен ушқынлық қашықтық қалдырылса, онда екинши шынжырда түйықлағанда пайда болатуғын ә.қ.күш тесиүди пайда өтиў ушын жеткилиksiz болады. Бундай жағдайда биринши шынжырды ажыратқанда ғана ушқын пайда болады ҳәм екинши шынжырда үзик-үзик, бирақ ҳәр бир рет бир бағытта тоқ жүреди.

§ 237. Өзгермeli тоқларды түйылау ҳәм өлшеу. Аңсат генерацияланатуғын ҳәм алып берилетуғынлығына байланыслы өзгермeli тоқлар техникада оғада кең қолланылады. Бирақ, көплеген жағдайларда пайдаланыў ушын тұрақты тоқ керек. Сонықтан ҳәзирги техника өзгермeli тоқты түйылаудың ҳәр қыйлы усылларынан пайдаланады.

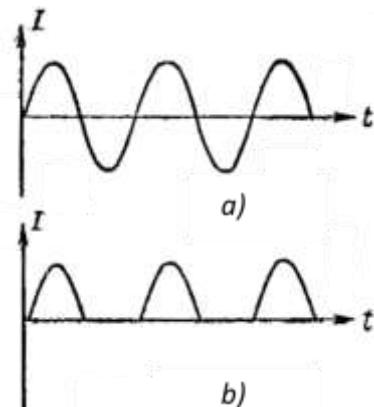
Тоқты түйылаудың ҳәр қыйлы усыллар менен, мысалы қатты ярым өткизгиш түйылағышлардың ямаса электролиттик түйылағышлардың жәрдемінде әмелге асырылыуы мүмкін (178-параграф). 171-параграфта еки ярым өткизгишлердин ямаса ярым өткизгиш пенен металдың арасындағы контакттың тоқтың бағытына байланыслы жүдә ҳәр қыйлы қарсылықтарға иие болатуғынлығы көрсетилди. Сонықтан, бир бағытта тоқ контакт арқалы сезилерліктей ҳәлсиреўсиз өтеди, ал қарама-қарсы бағытта жүдә әззи тоқ өте алады. Ҳәзирги заман техникасында ярым өткизгишли түйылағышлар кеңнен қолланыла баслады. Мысал сыпатында германий пластинкасынан туратуғын ҳәм оған бир тәрептен индийден соғылған шарик дәнекерленген, ал екинши тәрептен қалайыдан соғылған шарик дәнекерленген германий түйылағышларын көрсетиўге болады. Индий электродының қасында "тесиклик" өткизгишлик пайда болады, ал буннан кейин түйылаушы $p - n$ -өткели областы жүзеге келеди. Бундай түйылағыш контакттың 1 см^2 майданы арқалы жүз амперге шекем тоқты өткериүге қабилетли. Басқа ярым өткизгишли

туұрылағыштың сыйатында еки металл дисктиң арасына жайластырылған селеннен туратуғын селенили туұрылағышты көрсетійге болады.

Қатты туұрылаушылардың орнына *кенотронларды* пайдаланыўға болады. Кенотронларда тоқ тек бир бағытта, атап айтқанда анодтан қыздырылған катодқа қарай өтеди. Ақырында *сынаптың туұрылағышлар* деп аталатуғын кеңнен тарқалғанлығын атап өтемиз. Олар разрядлы трубка болып табылады, бул трубкада сүйең сынаптың бети менен графит электрод арасындағы сынаптың пүйларында разряд жүзеге келеди; бундай жағдайда сынаптың қызыған бети тийкарынан катодтың орнын ийелейди. Усының нәтижесинде сынап катодтың, ал графит анодтың хызметин атқарғанда разряд жүзеге келеди. Ал, тоқтың кери бағытында разряд өшеди. Қатты ямаса басқа түрдеги туұрылағышты өзгермелі тоқ шынжырына қосқанда (319-сүйрет) шынжырдың *ab* участкасында бир бағыттағы тоқ өтеди. Бирақ, бул тоқтың күши, әлбетте, турақлы болмайды, ал үақытқа байланыслы өзгереди.



319-сүйрет. Өзгермелі тоқ шынжырына қатты туұрылағышты тутастырыў.



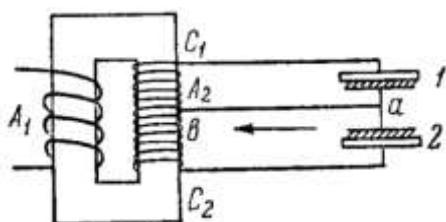
320-сүйрет. Үақытқа байланыслы *a* - өзгермелі тоқтың, *b* - туұрылағыш арқалы өтетуғын тоқтың күшинин өзгериүи.

320-*a* сүйретте синусоидалық өзгермелі тоқтың үақытқа байланыслы өзгериүи, ал 320-*b* сүйретте болса туұрылағыш арқалы өткен тоқ көрсетилген. Трансформатор менен еки туұрылағышты пайдаланып, өзгермелі тоқтың "екинши ярымын" да пайдаланыўға болады.

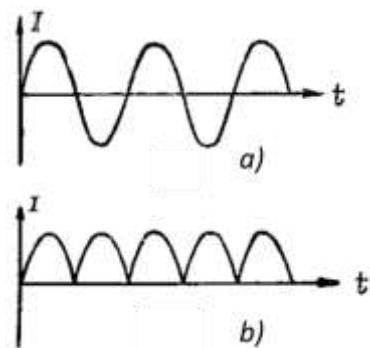
321-сүйретте A_1 өзгермелі тоқтың шынжырына тутастырылған трансформатордың бириңиши катушкасы болып табылады, A_2 - екинши катушка. 1 ҳәм 2 еки туұрылағыш екинши катушканың ушларына тутастырылған. Екинши катушканың орта бөлімінен *ba* ушын шығарылған. Бундай жағдайда дәүирдин бириңиши ярымында екинши катушканың C_1b бөліми ушырылады ҳәм тоқ 1 туұрылағышы арқалы өтеди. Дәүирдин екинши ярымында катушканың C_2b бөліми ислейди ҳәм тоқ 2 туұрылағышы арқалы өтеди. Шынжырдың *ab* бөлімінде тоқ барлық үақытта бир бағытта өтеди. 322-*a* сүйретте қайтадан синусоидалық өзгермелі тоқ, ал 322-*b* сүйретте болса тәрийипленген схема бойынша туұрыланған тоқ көрсетилген. Оның күшиндеги тербелислерди өзлик индукцияның ямаса сыйымлықтың жәрдемінде тегисленийи мүмкін.

Өзгермелі тоқларды өлшеў ушын қозғалатуғын рамкаға иие болған магнитоэлектрик әсбаплар пайдаланылмайды. Себеби рамканың бурылыў мүйеші тоқтың бағытының өзгериүи менен өзгереди. 233-параграфта айтылып өтилгениндей, өзгермелі тоқларды жыллышық әсбапларының жәрдемінде өлшеўге болады.

Өзгермелі тоқларды өлшеў ушын еки катушкаға иие болған электродинамикалық әсбаплар ҳәм катушкаға темирдинң бир бөлеги тартылатуғын электромагнитлик әсбаплар пайдаланылады. Бул электромагнитлик әсбапларда тартылатуғын кишкене стерженнинң мүмкін болғанынша киши гистерезиске иие болған темирдинң сортынан исленийи керек.



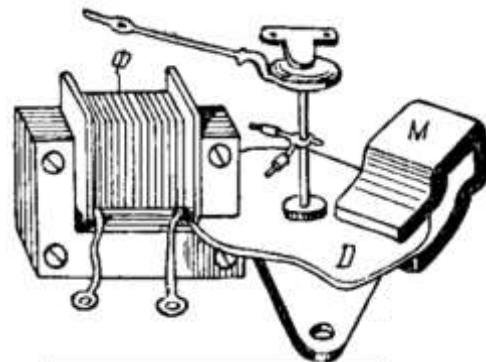
321-сүйрет. Трансформатордың орта ноқаты бар катушкасына еки түүрүлағышты тутастырыў схемасы.



322-сүйрет. Ўақытқа байланыслы *a* - өзгермели тоқтың, *b* - 321-сүйретте схема бойынша түүрүланған тоқтың күшинин өзгериүй.

Жоқарыда айтылғанлардан басقا, өзгермели тоқларды индукциялық (электродинамикалық) әсбаплардың жәрдеминде өлшеүге болады. Бул әсбаплардың ислеү принципи мынадай (323-сүйрет): күши өлшенетуғын өзгермели тоқ электромагниттиң Ф орамы арқалы өтеди ҳәм өзгермели магнит майданының қоздырады. Әсбаптың қозгалмалы бөлими *D* пластинка болып табылады ҳәм ол усы өзгермели тоққа қатнасы бойынша майданды тек ярымлай экранлайды. Пластинкада индукциялық Фуко тоқлары пайда болады ҳәм магнит майданы бул тоқларға пластинканы майданнаның шеклеринен шығарып таслаўға бағдарланған күш пенен тәсир өтеди. Нәтийжеде пластинка бурылады ҳәм ол өзине тутастырылған стрелканы да бурады. Турақты *M* магнити пластинканың тербелисин тынышландырыў ушын хызмет өтеди.

323-сүйрет.
Индукциялық амперметрдин схемасы.



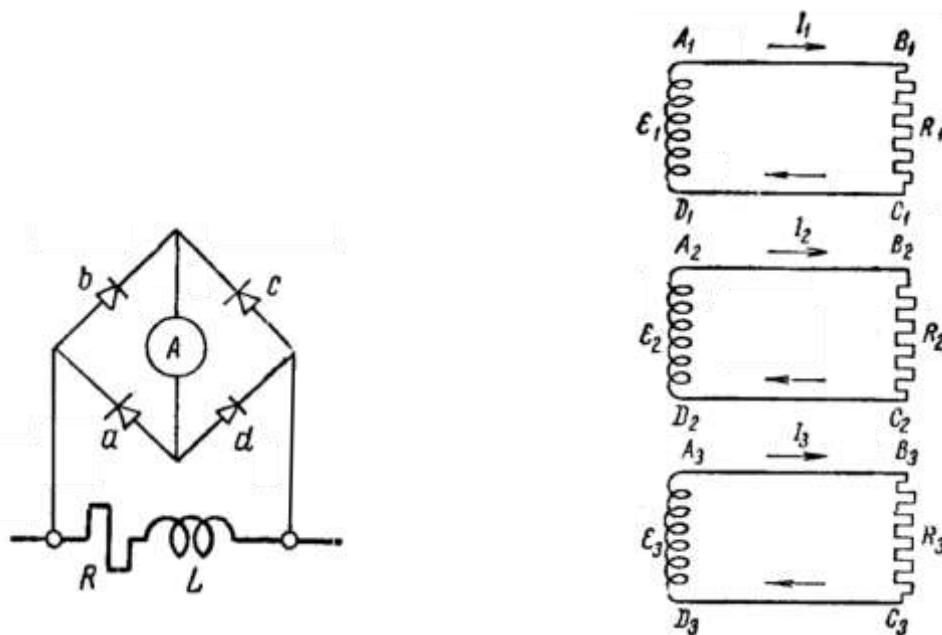
Ең ақырында, өзгермели тоқларды егер түүрүлағышты тутастырса қозғалатуғын рамкаға ийе болған магнитоэлектрик әсбаплардың жәрдеминде де өлшеүге болады. Усындағы мақсетлерде әдетте қатты түүрүлағышлар (купроқслар) пайдаланылады. 324-сүйретте *A* амперметрин усы амперметр арқалы тоқтың бир бағытта өтийин тәмийинлейтуғын *a, b, c, d* төрт купроксларының жәрдеминде тутастырыудың схемасы көрсетилген. *R* қарсылығы ҳәм *L* өзлик индукциясы шунттың орнын ийелейди.

§ 238. Үш фазалы тоқ. Биз қарап өткен әпиүйайы синусоидалық өзгермети тоқ пенен бир қатарда техникада үш фазалы тоқ деп аталатуғын тоқ кеңнен пайдаланылады. Үш өлшемли тоқ деп фазалары бир биринен $\frac{2}{3}\pi$ шамасына (яғни градусларда 120° қа) айрылатуғын тармақланған өткізгішлерде пайда болатуғын ә.к.күшке айтады. Дәслеп түйік бир бири менен тутаспаған $A_1B_1C_1D_1$, $A_2B_2C_2D_2$ ҳәм $A_3B_3C_3D_3$ шынжырларын қараймыз (325-сүйрет). Мейли,

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1 &= \mathcal{E}_0 \sin \omega t, \\ \mathcal{E}_2 &= \mathcal{E}_0 \sin \left(\omega t + \frac{2}{3}\pi \right), \\ \mathcal{E}_3 &= \mathcal{E}_0 \sin \left(\omega t + \frac{4}{3}\pi \right) \end{aligned}$$

Ә.к.күшлери шынжырлардың сәйкес A_1D_1 , A_2D_2 , ҳәм A_3D_3 участкаларында пайда етилетуғын болсын. Биз қарап атырған шынжырларда өзлик индукция жоқ ҳәм олардың ҳәр қайсысына бир

бирине тең $R_1 = R_2 = R_3 = R$ омлық қарсылықтар тутастырылған деп есаптайык.



Бундай жағдайда, 232-параграфта айттылғанларға сәйкес, бул шынжырларда сәйкес

$$\begin{aligned}I_1 &= I_0 \sin \omega t, \\I_2 &= I_0 \sin \left(\omega t + \frac{2}{3}\pi \right), \\I_3 &= I_0 \sin \left(\omega t + \frac{4}{3}\pi \right),\end{aligned}$$

шамаларына тең тоқлар индукцияланады. Бул теңликлерде $I_0 = \mathcal{E}_0/R$ арқалы тоқлардың улыўмалық амплитудасы белгиленген. Үш шынжырдың D_1, D_2 ҳәм D_3 ноқатларын бир бири менен жалғаймыз. Бундай жағдайда олардың потенциаллары бирдей болады; сәйкес C_1, C_2 ҳәм C_3 ноқатларының потенциаллары да бирдей болады ҳәм қарсылықтар арқалы өтетүүн I_1, I_2 ҳәм I_3 тоқларын өзгертпей оларды да бир бири менен жалғаў мүмкін. Бундай жалғаўда D_1C_1, D_2C_2 ҳәм D_3C_3 сымларын бир сым менен алмастырыўға болады ҳәм бир 326-сүйретте көрсетилгендей шынжырды аламыз. Элбette, F сымы бойынша $I_1 + I_2 + I_3$ тоқларының қосындысына тең болған тоқ өтеди. Бул қосынды тоқтың барлық ўақытта нолге тең болатуғының аңсат көриўге болады.

Хақыйқатында да:

$$I_1 + I_2 = I_0 \sin \omega t + I_0 \sin \left(\omega t + \frac{2}{3}\pi \right) = I_0 \sin \left(\omega t + \frac{1}{3}\pi \right).$$

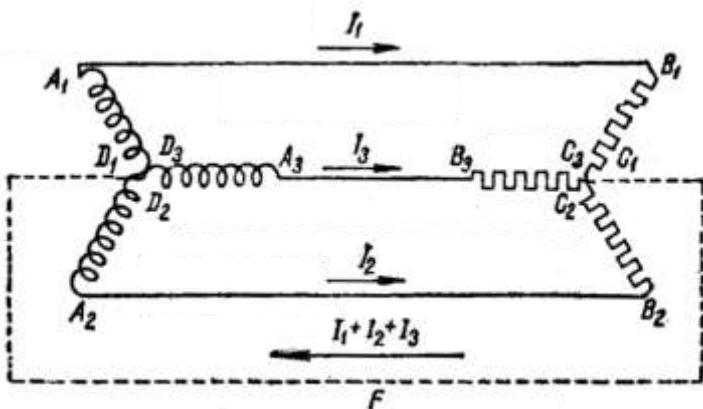
Буннан

$$I_1 + I_2 + I_3 = I_0 \sin \left(\omega t + \frac{1}{3}\pi \right) + I_0 \sin \left(\omega t + \frac{4}{3}\pi \right) = 2I_0 \sin \left(\omega t + \frac{5}{6}\pi \right) \cdot \cos \frac{\pi}{2} = 0.$$

Теңлиги келип шығады.

Тап усындан нәтийжени үш амплитудалардың векторлары I_0 ди графикалық қосыў жолы менен де алыўға болады. Олар тең қапталлы үш мүйешлик түриндеги түйүк сыйықты пайда етеди.

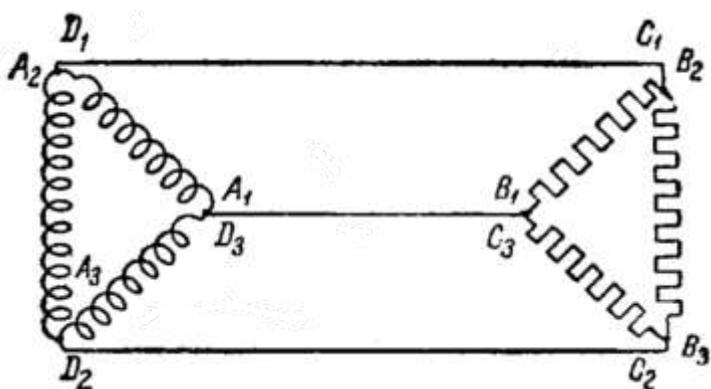
Тоқлардың қосындысы $I_1 + I_2 + I_3$ барлық ўақытта нолге тең болғанлықтан, F сымының кереги болмайды ҳәм оны алып таслаўға болады. Усының нәтийжесинде бир биринен 120° қа жылжыған үш өзгермелі I_1, I_2, I_3 тоқларын генерацияланған орыннан R_1, R_2, R_3 қарсылықтарына бир бири менен байланыспаған шынжарлар болған жағдайдағы сымлардың үш жубының орнына үш сымның жәрдеминде жеткерип бериўдің мүмкіншилігі түүйлады. Биз қарап өткен үш фазалы тоқтың шынжырын жулдыз схемасы бойынша тутастырылған үш фазалы тоқтың шынжыры деп атайды.



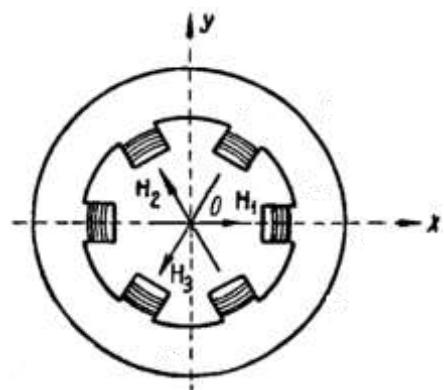
326-сүйрет.
Жұлдыз түріндегі тутастырыўдың
схемасы.

325-сүйретте көрсетилген бир бириңен ғәрзесиз болған шынжырларды басқа үсылдың жәрдемінде де, үш мүйешлик схемасы бойынша тутастырыўға болады (327-сүйрет).

Бул схемада бир бири менен A_1D_3, A_2D_1, A_3D_2 ноқатлары ҳәм B_1C_3, B_2C_1, B_3C_2 ноқатлары тутастырылған. Бундай схема да R_1, R_2, R_3 қарсылықтары арқалы өтетуғын тоқлардың шамаларын өзгертпей сымлардың үш жубын үш сым менен алмастырыўға мүмкіншилік береди.



327-сүйрет. Үш мүйешлик түріндегі тутастырыўдың
схемасы.



328-сүйрет. Сақыйна тәризли магнит
шынжыры.

Тоқлардың қосындысы $I_1 + I_2 + I_3$ дың нолге тең болыўы тек R_1, R_2, R_3 қарсылықтары бирдей болған жағдайда ғана орын алады. Егер қарсылықтар бир бириңе тең болмаса, онда фазалар айырмасының шамалары өзгермей қалғанда қосынды тоқ $I_1 + I_2 + I_3$ нолге тең болмайды. Ҳақыйқатында, (жұлдыз схемасында) C_1, C_2, C_3 ноқатлары тутастырылған болғанлықтан, олар түйинлік ноқатты пайда етеди. Бундай ноқат үшін Кирхгоф нызамы бойынша қалатуғын ҳәм кететуғын тоқлардың қосындысы нолге тең болыўы керек. Солай етеп, ис жүзинде, R_1, R_2, R_3 қарсылықтары бир бириңе тең болмаған жағдайда да тоқлардың қосындысы үшін $I_1 + I_2 + I_3 = 0$ теңлигі орынланады. Бул B_1, B_2, B_3 ноқатларының арасында қосынша фазалар айырмасының пайда болыўының есабынан жүзеге келеди.

Үш фазалы тоқларды пайдаланыўдың қолайлы екенлеги олардың айланыўшы магнит майданы деп аталатуғын магнит майданын пайда ете алатуғынлығында.

328-сүйретте көрсетилгендей полюслық наконечниклердин үш жубы бар сақыйна тәризли магниттик шынжырды қараймыз. Полюслық наконечниклердин ҳәр бир жубы өзинин магнит майданын пайда етеди, ал олардың кернеўлік векторлары H_1, H_2, H_3 лер сақыйнаның сәйкес диаметрлері бойынша бағытланған болады. Мейли, наконечниклердин ҳәр бир жубы үш фазалық тоқтың қураўшылары менен тутастырылған катушкаларға ийе болсын. Егер сақыйнаның материалындағы гистерезисти есапқа алмайтуғын болсақ, онда магнит майданының кернеўлікleri H_1, H_2 ҳәм H_3 лер ўақытқа байланыслы мынадай нызам бойынша өзгереди:

$$H_1 = H_0 \sin \omega t,$$

$$H_2 = H_0 \sin \left(\omega t + \frac{2}{3}\pi \right),$$

$$H_3 = H_0 \sin\left(\omega t + \frac{4}{3}\pi\right).$$

Координата көшерлерин 328-сүйретте көрсетилгендей етип өткеремиз ҳәм олардың ҳәр қайсысындағы H_1, H_2, H_3 лардың проекцияларының қосындысын табамыз:

$$H_x = H_0 \sin \omega t + H_0 \sin\left(\omega t + \frac{2}{3}\pi\right) \cos \frac{2}{3}\pi + H_0 \sin\left(\omega t + \frac{4}{3}\pi\right) \cos \frac{4}{3}\pi,$$

$$H_y = H_0 \sin\left(\omega t + \frac{2}{3}\pi\right) \sin \frac{2}{3}\pi + H_0 \sin\left(\omega t + \frac{4}{3}\pi\right) \sin \frac{4}{3}\pi,$$

Сәйкес түрлендириўлерден кейин

$$H_x = \frac{3}{2}H_0 \sin \omega t, H_y = \frac{3}{2}H_0 \cos \omega t$$

теңдиклерин табамыз.

I томда айтылғанларға байланыслы, бул еки қураушы saat стрелкасының қозғалыс бағытында тұрақты ω мүйешлик тезлиги менен айланатуғын \mathbf{H} векторын анықлады.

Айланатуғын магнит майданы онда жайласқан өткізгишке базы бир механикалық құш пенен тәсир етеди. Себеби өткізгиште магнит майданы тәсир ететуғын индукциялық тоқлар пайда болады. Мысалы, егер айланатуғын магнит майданына көшери майданның бағытынан перпендикуляр болған көшерге түйік орамға иие рамканы жайластырсақ, онда рамка магнит майданының кернеўлік векторының айланыў бағытында айлана баслады. Бул қубылыс үш фазалы өзгермелі тоқ пенен азықланатуғын электромоторларды соғыўға мүмкіншилік туýдырады. Бириңи рет энергияны үш фазалы тоқ пенен жеткерип бериў менен айланыўшы магнит майданы бар электромоторды рус инженери М.О.Доливо-Добровольский 1891-жылы әмелге асырды. Ҳәзирги ўақытлары техникада пайдаланылатуғын электромоторлардың көпшилигі айланыўшы майдан принципи тийкарында исклейди.

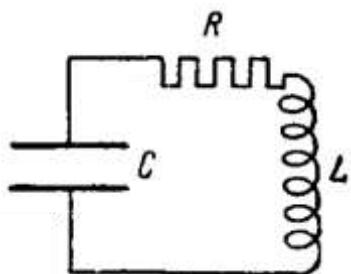
XXI БАП

ЭЛЕКТРОМАГНИТЛИК ТЕРБЕЛИСЛЕР МЕНЕН ТОЛҚЫНЛАР

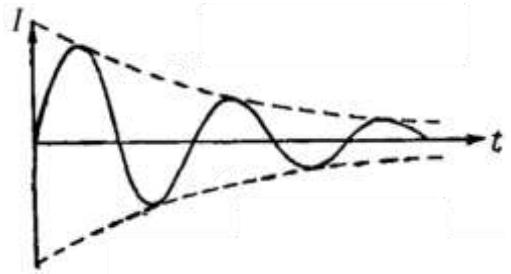
§ 239. Конденсатордың тербелмели разряды. Астарлары L өзлик индукциясы ҳәм R қарсылығы менен түйікленған C конденсаторын көз алдымызға елеслетейик (329-сүйрет). Мейли базы бир моментте конденсатордың астарларына V потенциаллар айырмасы түсирилген ҳәм бүннан кейин усы потенциаллар айырмасының дереги ажыратылған болсын. Өзлик индукция болмаған жағдайда конденсатордың астарларыны тутастырылған сымлар арқалы тоқ өткен ҳәм бул тоқ астарлардың потенциаллары теңлескенше дауам еткен болар еди. Өзлик индукция болған жағдайда процесс басқаша өтеди. Астарлардың потенциаллары теңлескенде өзлик индукцияның э.қ.күши киширейетуғын тоқты қоллап-қүйатлады ҳәм астарлардың кери бағыттағы қайтадан зарядланыўы орын алады. Бүннан кейин кери бағыттағы тоқ пайды болады, нәтийжеде астарлардың қайтадан зарядланыўы дәүирли түрде дауам етеди ҳәм сыйымлық пенен өзлик индукцияға ийе шынжырда тербелис жүзеге келеди. Тоқтың энергиясының бир бөлеги R қарсылығындағы ленц-джоуль жыллылығына айланатуғын болғанлықтан, тербелис сөнеди. Тербелислердин улыўмалық характеристири 330-сүйретте көрсетилген. R қарсылығы қаншама киши болса, сөниү де соншама киши болады ҳәм $R = 0$ шегинде тербелислер сөнбейтуғын тербелислерге айланады ҳәм

$$L > \frac{CR^2}{4} \quad (1)$$

теңсизлиги орынланғанда разряд тербелмeli характеристерге ийе болады. Егер өзлик индукция коэффициентинин мәниси (1)-теңсизлик бойынша анықланатуғын мәнистен киши болса, онда өзлик индукцияның э.қ.күши конденсатордың астарларын қайтадан зарядлаў ушын жеткиликсиз болады: разряд дәүирли болмайды.



329-сүйрет. C сыйымлыққа, R қарсылыққа ҳәм L индуктивликке ийе тербелмeli контур.



330-сүйрет. Сөниүши тербелислер.

Киши R қарсылығында тербелмeli разрядтың дәүири T мынадай формула бойынша анықланады (бул формула төменде көлтирип шығарылады):

$$T = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (2)$$

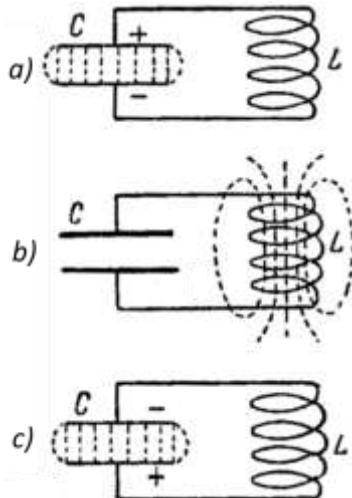
Солай етип, өзлик индукция менен сыйымлық киши болса дәүир де, яғни өлектр тербелислеринин жийилиги үлкен болады. Әдетте өлектр тербелислеринин дәүири жүдә киши болады. Егер биз еки салыстырмалы үлкен сыйымлық пенен өзлик индукцияны алатуғын болсақ, мысалы, олар $C = 1 \text{ мкФ}$, $L = 1 \text{ гн}$ шамаларына тең болса, онда ($1 \text{ мкФ} = 10^{-6} \text{ ф}$ теңлигинин орынлы екенлигин нәзәрде тұтып), онда тербелис дәүири ушын

$$T = 2\pi\sqrt{10^{-6} \cdot 1} \text{ сек} \approx 0,0063 \text{ сек}$$

шамасына ийе боламыз.

Биз көрген өлектр тербелислери механикалық тербелислерге, мысалы маятниктиң тербелислерине үқсас. Аүыстырылған маятник тең салмақлық орны арқалы өтеди ҳәм

қарама-қарсы тәрепке қарай аўысады ҳәм сүйкелистиң бар болыуының салдарынан әстелик пенен сөнетуғын тербелійин даўам етеди. Бул салыстырыудан өзлик индукцияның инерцияның, ал омлық қарсылықтың механикалық қарсылықтың орнын ийелетуғынлығын көрсетеди. Егер энергиялық қатнасларға өтетуғын болсақ, онда аналогияның оннан да бетер теренлесетуғынлығын көремиз. Маятниктиң тербелисинде аўысытырылған маятниктиң потенциаллық энергиясы қозғалыстың кинетикалық энергиясына өтеди, ал бул кинетикалық энергия болса өз гезегинде тең салмақлық орны арқалы өткеннен кейин потенциаллық энергияға өтеди ҳәм бундай өтиўлер даўам етеди. Конденсаторды зарядлағанда системаға электр (потенциаллық) энергияның запасы бериледи. 331-а сүйретте конденсаторды тутастыратуғын сызықтар астарлардың арасындағы электр майданын көрсетеди. Конденсатордың разрядланыўында соленоидта (өзлик индукцияда) магнит майданын қоздаратуғын электр тоғы пайда болады. Пайда болған магнит майданының энергиясы маятниктиң қозғалысының кинетикалық энергиясына үқсас. 331-б сүйретте өзлик индукцияның орамларының ишинде магнит майданы пункттир сызықтар менен көрсетилген. Буннан кейин конденсатордың қайтадан зарядланыўы орын алады (331-с) - тоқтың "кинетикалық" энергиясы конденсатордың электр майданының потенциаллық энергиясына өтеди х.т.б.



331-сүйрет.

Конденсатордың дәүирли разрядындағы электр ҳәм магнит майданларының избез-из пайда болыўы.

Конденсатордың разрядының тербелмeli характерге ийе болатуғынлығын толығырақ қараймыз. Конденсатордың астарларының бирине берилген зарядты Q арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда шынжырдағы тоқтың күшинин шамасы усы зарядтың үақыт бирлигиндеги өзгерисине тең:

$$I = \frac{dQ}{dt}. \quad (3)$$

Берилген моменттеги конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасының шамасын V арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда биз қарап атырған шынжырдағы потенциалдың толық түсіүи болған $IR + V$ шамасы шынжырға түсетуғын э.қ.күшине тең. Бирақ, шынжырда өзлик индукцияның э.қ.күши $-L \frac{dI}{dt}$ ҳәрекет етеди. Буннан

$$IR + V = -L \frac{dI}{dt} \quad (4)$$

теңлигине ийе боламыз.

Конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасын әдеттеги усыл менен конденсатордың сыйымлығы ҳәм оның астарларындағы заряд арқалы аңғартыўға болады: $V = \frac{Q}{C}$; әлбетте, Q заряды да, потенциаллар айырмасы V да өзгемели шамалар болып

табылады. V ушын жазылған бул аңлатпаны (4)-формулаға қойып ҳәм (3)-қатнасты пайдаланып, мынаны аламыз:

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = 0. \quad (5)$$

Бул қатнас дифференциаллық теңлеме болып табылады. Оны шешій арқалы Q дың үақыттан ғәрзелигин ала аламыз. Бундай теңлемеменің шешими биз I томда материаллық ноқаттың серпимли сөниүши тербелислерин қарағанда берилди. Енди

$$\frac{R}{L} = 2\beta, \quad \frac{1}{CL} = \omega_0^2 \quad (6)$$

белгилеўлерин киргизип (5)-теңлемени былайынша жазамыз:

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + 2\beta \frac{dQ}{dt} + \omega_0^2 Q = 0. \quad (5a)$$

(5a) теңлемесинң шешимин жаңа

$$Q = ze^{-\beta t}. \quad (7)$$

өзериүшисин киргизиў арқалы излеймиз. Үақыт бойынша дифференциаллаў арқалы мынаған ийе боламыз:

$$\begin{aligned} \frac{dQ}{dt} &= \frac{dz}{dt} e^{-\beta t} - \beta z e^{-\beta t}, \\ \frac{d^2 Q}{dt^2} &= \frac{d^2 z}{dt^2} e^{-\beta t} - 2\beta \frac{dz}{dt} e^{-\beta t} + \beta^2 z e^{-\beta t}. \end{aligned}$$

$Q, dQ/dt$ ҳәм $d^2 Q/dt^2$ шамаларын (5-a) теңлемеге қойып ҳәм улыўмалық болған $e^{-\beta t}$ көбейтиўшисине қысқартып, мынадай теңлемени аламыз:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + (\omega_0^2 - \beta^2)z = 0.$$

Бул теңлемениң $\omega_0^2 - \beta^2 > 0$ шәрти орынланатуғын жағдайларда

$$z = A \cos(\omega t - \varphi)$$

түриндеги шешимге ийе болатуғынлығын аңсат тексерип көриўге болады. Бул аңлатпада

$$z = A \cos(\omega t - \varphi); \quad (8)$$

A ҳәм φ шамалары басланғыш шәртлер бойынша анықланатуғын турақлы шамалар. Демек, (7)-теңлик бойынша Q ушын мынадай шешим орын алады:

$$Q = A \cdot e^{-\beta t} \cdot \cos(\omega t - \varphi). \quad (9)$$

Бул шешим сөниүши тербелисти береди. $A \cdot e^{-\beta t}$ шамасы үақыт бойынша экспоненциаллық нызам бойынша кемейетуғын амплитуданы аңғартады; β шамасы қаншама үлкен болса амплитуда тезирек кемейеди. (6)-теңлик бойынша $\beta = \frac{R}{2L}$ болғанлықтан омлық қарсылық R қанша үлкен, ал өзлик индукция қанша киши болса тербелислердин сөниүи тезирек жүзеге келеди. (8)-аңлатпа бойынша тербелислердин дәүири T мынаған тең:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}.$$

Бул теңликке ω_0 менен β лардың (6)-аңлатпадағы мәнислерин қойсақ, мынаны аламыз:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}}. \quad (8a)$$

Егер шынжырдың омлық қарсылығы R жұдә киши, ал өзлик индукция коэффициенті L киши болмаса, биз жұдә әстелик пенен сөнетуғын тербелислерге ийе боламыз. Бундай жағдайда (8a) формуласының $\left(\frac{R}{2L}\right)^2$ шамасын $\frac{1}{LC}$ ға салыстырғанда есапқа алмауға болады ҳәм әстелик пенен сөнетуғын тербелислердин дәүири ушын

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (86)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бул усы параграфтың басындағы (2)-формулаға сәйкес келеди.

(8-а) ҳәм (8-б) формулаларын салыстырып шынжырдағы қарсылықтың болыуының тербелис дәүири T ның үлкейетуғынлығына алып келетуғынлығын көремиз.

Егер шынжырдың қарсылығы ямаса конденсатордың сыйымлығы

$$\omega_0^2 - \beta^2 = \frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2 < 0$$

ямаса

$$L < \frac{CR^2}{4}$$

аңлатпалары орынланатуғындай дәрежеде үлкен болса, онда (9)-шешимдей шешим алынбайды ҳәм биз дәүирли болмаған разрядты аламыз. Бундай жағдайда шынжырда электр тербелислері пайда болмайды; буннан былай бул жағдайға итибар бермеймиз.

Биз тербелемeli процессти конденсатордың астарындағы ҳәр бир моменттеги Q заряды менен тәрийиплеу жолы менен талладық. (9)-формулаға сәйкес, бул зарядтың мұғдары тербеледи ҳәм дәүирли түрде белгисин өзгертип әстелик пенен кемейеди. Ең ақырында ең дәслеп конденсатордың астарларына берилген бир бирине тең ҳәм белгилери қарама-қарсы болған $+Q$ ҳәм $-Q$ зарядлары бир бири компенсациялайды. Әлбетте, Q зарядынан басқа, системаны конденсатордың астарларындағы потенциаллардың айырмасы V менен де ямаса шынжыр арқалы өтетуғын I тоғы менен де тәрийиплеуғе болады.

$$V = \frac{Q}{C} \text{ қатнасы орын алатуғын болғанлықтан}$$

$$V = \frac{A}{C} e^{-\beta t} \cos(\omega t - \varphi) \quad (10)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Солай етип, потенциаллардың айырмасы да T дәүири менен сөниүши тербелиске ушырайды екен. Тоқтың күши ушын мәнисти (3) бойынша табамыз. Буннан

$$I = \frac{dQ}{dt} = -A\beta e^{-\beta t} \cos(\omega t - \varphi) - A\omega e^{-\beta t} \sin(\omega t - \varphi). \quad (11)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Сөниү болмаған жағдайда $\beta = 0$ ҳәм сонлықтан

$$I = -A\omega \sin(\omega t - \varphi). \quad (11a)$$

Бундай жағдайда потенциаллар айырмасы V :

$$V = \frac{A}{C} \cos(\omega t - \varphi). \quad (10a)$$

Солай етип, сөниү болмаған жағдайда тоқтың күши ҳәм потенциаллар айырмасы фазасы бойынша бир биринен $\pi/2$ шамасына жылышқан екен.

§ 240. Мәжбүрий электр тербелислері. Буннан бурынғы параграфта биз қараған конденсатордың тербелемeli разряды дәслеп тең салмақтық ҳалынан шығарылған ҳәм буннан кейин өзининң меншикли тербелис дәүири менен тербелетуғын маятниктиң сөниүши тербелисине усайды. Бирақ, маятник, қәлеген басқа механикалық серпимли система сыйқылы сыртқы мәжбүрлелетуғын дәүирли күштинң тәсиринде мәжбүрий түрде тербелиске де келеди. Бундай тербелислерде усындағы жағдайлар ушын тән резонанс құбылысы орын алады (I том, 103-параграфқа қараңыз): мәжбүрлеуши күштинң жийилигинин базы бир белгили болған мәнисинде мәжбүрий тербелислердин амплитудасы айрықша үлкен болады. Әззи сөниү орын алғанда резонанслық жийилик деп аталатуғын бул жийилик ис жүзинде системаның меншикли тербелислеринин жийилигине сәйкес келеди.

Тербелетуғын системаға сыртқы күш пенен тәсир етип, системаның турақты амплитуда менен үзликсиз тербелийн тәмийинлеуғе, яғни сөнбейтуғын тербелислерди алыўға

болады. Оған мысал ретинде маятникилі саатлардың анкерлик механизми хызмет ете алады, ол маятникти дәүирли түрде ийтерип, маятникти сөнбейтуғын тербелиске алып келийге мәжбүрлейді. Бундай жағдайда сүйкеліс күшлерине қарсы жұмыс сыртқы деректин әнергиясының есабынан үзлиksiz түрде орынланады.

Тап соған сәйкес, сыйымлықтан, қарсылықтан ҳәм өзлик индукциядан туратуғын контурға сырттан дәүирли түрде өзгеретуғын ә.қ.күшti алып келсек, контурда мәжбүрий электр тербелислерин қоздырыўға болады. Мейли, C сыйымлыққа, L өзлик индукцияға ҳәм R омлық қарсылыққа ииे болған контурды базы бир орында үзсек ҳәм пайды болған еркин a ҳәм b ушларына (332-сүйрет) сыртқы деректен \mathcal{E} ә.қ.күшi алып келинген болсын. Егер биз мәжбүрлейтуғын ә.қ.күшин таза дәүирли деп болжасақ, яғни

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t \quad (1)$$

нызамы бойынша өзгеретуғын болса, онда биз 234-параграфта қаралған жағдайға келемиз. Енди нәтийжелерди бир қанша басқаша болған көз-қарастан қараймыз. Бизиң шынжырымызда [234-параграфтағы (5)-формула] мәжбүрлеўши ә.қ.күшi \mathcal{E} ның өзгериў жийилигіндегі жийилик пенен I тоғы циркуляцияланады:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi). \quad (2)$$

(2)-шешим биз қарап атырған жағдайдағы тоқтың күши I қанаатландыратуғын дифференциаллық теңлемениң дара шешими болып табылады. Толық шешим және $I_0 e^{-\beta t} \sin \omega t$ түриндеги аңлатпаға ииे болады, бирақ бул ағза сөниүши тербелис болып табылады ҳәм ол тез арада тоқтайды. Бундай жағдайда тоқтың күшиниң үақыттан ғәрэзлиги толығы менен (2)-формула менен бериледи. Үзлиksiz түрде тәсир ететуғын дәүирли мәжбүрлеўши (1)-күште (2)-аңлатпа бойынша I тоқ күшиниң тербелислери үақыттың өтийи менен даўам ете береди, яғни система ω жийилиги менен сөнбейтуғын мәжбүрий түрде тербеледи. 234-параграфтағы (9)-формула бойынша бул тоқтың амплитудасы I_0 мынаған тең:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \quad (3)$$

Оның мәниси резонанслық жийиликте максимумға жетеди:

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\frac{1}{LC}}. \quad (4)$$

239-параграфтағы (8а) формула бойынша контурдың меншикли тербелислеринин дәүири

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

шамасына тең. Буннан резонанстың меншикли тербелислердин жийилигин ω_0 ден үлкен болған $\omega_{\text{рез}}$ жийилигінде жүзеге келетуғынлығын көремиз. Шексиз киши омлық қарсылықта резонанслық жийилик меншикли тербелислердин жийилигине сәйкес келеди.

Резонанслық жийиликте тоқтың күшиниң амплитудасы I_0 мынадай мәниске ииे болады: $I_{0\text{max}} = \mathcal{E}_0/R$; омлық қарсылық қаншама киши болса, оның шамасы соншама үлкен болады.

333-сүйретте омлық қарсылық R дин ҳәр қылыш мәнислерине сәйкес келетуғын бир неше резонанслық иймекликлер келтирілген. R қарсылығының мәниси қанша киши болса, иймекликтің максимумы өткір болады. Солай етип, киши сөниүге ииे болған контур өткір резонансты береди. Мәжбүрлеўши ә.қ.күшi қурамалы характерге иие болған жағдайда усындау контурды ә.қ.күштің айырым гармоникалық қураўшыларына "сәйкеслендіриўге" мүмкіншилик береди.

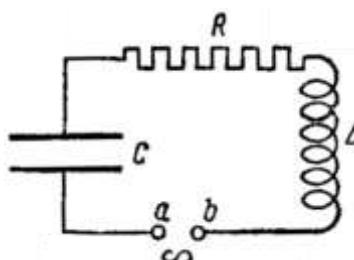
Хақыйқатында да, мейли мәжбүрлеўши ә.к.күшин мынадай синусоидалардың суммасы түринде көрсетиүге болады:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{01} \sin(\omega_1 t - \varphi_1) + \mathcal{E}_{02} \sin(\omega_2 t - \varphi_2) + \mathcal{E}_{03} \sin(\omega_3 t - \varphi_3) + \dots$$

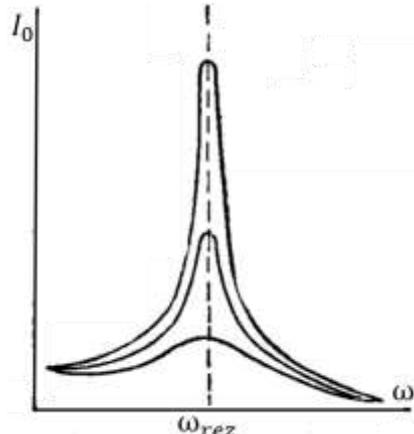
Контур ушын сыйымлық C менен өзлик индукция L ди

$$\frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_1$$

теңлиги орынланатуғындағы етип сайлап алсақ, онда резонанс шәрти $\mathcal{E}_{01} \sin(\omega_1 t - \varphi_1)$ қураушысы ушын орынланады; усы қураушының тәсиринде қозған мәжбүрий тербелислер ең үлкен амплитудаға ийе болады. $\omega_2, \omega_3, \dots$ жийиликлери менен мәжбүрий тербелислердин амплитудалары киши болады, себеби олар ушын резонанс шәрти орынланбайды. Контурдың сыйымлығы менен өзлик индукциясын өзгертиү жолы менен барлық $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \dots$ жийиликлерге "жуўап" беріүге болады. Солай етип, қурамалы тербелислердин гармоникалық таллауын өткериүге болады.

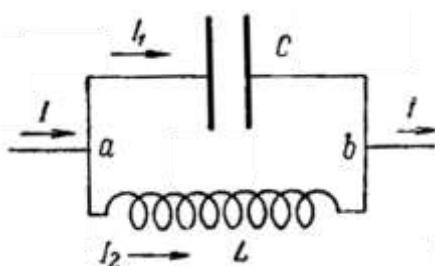


332-сүйрет. C сыйымлығы, R қарсылығы, L өзлик индукциясынан туратуғын шынжырдағы мәжбүрий тербелислердин қозығы.



333-сүйрет. I тоқ күшинин резонанслық иймекликлери.

Сөнбейтуғын электр тербелислерин алыў ушын 332-сүйретте келтирилген схемадан басқа 334-сүйретте келтирилген схеманы да пайдаланыўға болады. Биз бул жағдайда да C сыйымлығы менен L өзлик индукциясынан туратуғын шынжырға ийе боламыз. Әпиүайылық ушын барлық шынжырдың омлық қарсылығы R ди нолге тең деп болжаймыз. Сыртқы ә.к.күши $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$ контурдың a ҳәм b ноқаттарына тутастырылған. Солай етип, бул жағдайда a ҳәм b ноқаттарының арасында шынжыр тармақланады: шынжыр еки параллель тутастырылған участкалардан турады. Участкалардың бири C сыйымлығына, ал екиншиси L өзлик индукциясына ийе. Усы участкалардың ҳәр бириндеги тоқтың күшин 234-параграфта келтирип шығарылған формулалардың жәрдеминде сәйкес $C = 0$ ямаса $L = 0$ теңлиги орынланады деп есаплаў арқалы анықлаймыз.



334-сүйрет.

Параллель тутастырылған C сыйымлығы ҳәм L өзлик индукциясына ийе шынжыр.

234-параграфтағы (5)-формула бойынша aCb тармағында мынадай тоқ өтеди:

$$I_1 = I_{01} \sin(\omega t - \varphi_1). \quad (5)$$

234-параграфтағы (9)-формулаға $L = 0$ ҳәм $R = 0$ теңликлерин қойып, бул тоқтың амплитудасы I_{01} ди аламыз:

$$I_{01} = \mathcal{E}_0 C \omega. \quad (6)$$

234-параграфтағы (8)-формула бойынша бул тоқтың басланғыш фазасы φ_1 ди

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = -\infty$$

теңлигинин жәрдеминде анықтайды. Бүннан

$$\varphi = (2k + \frac{3}{2})\pi$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңліктегі $k = 1, 2, 3 \dots aLb$ тармағы бойынша

$$I_2 = I_{02} \sin(\omega t - \varphi_2). \quad (7)$$

тоғы өтеди. Оның амплитудасын 234-параграфтағы (9)-формула бойынша $C = \infty$ ҳәм $R = 0$ теңліктери орынлы деп аламыз. Бүннан мынадай нәтийже алынады:

$$I_{02} = \frac{\mathcal{E}_0}{L\omega}. \quad (8)$$

φ_2 басланғыш фазасы

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = +\infty$$

теңлигинин жәрдеминде анықланады. Бүннан φ_2 ушын

$$\varphi_2 = (2k + \frac{1}{2})\pi$$

мәнисине ийе боламыз.

Демек, aCb ҳәм aLb тармақтарындағы фазалар айырмасы $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$ шамасына тең, яғни бул тоқлардың фазалары қарама-қарсы ҳәм a ҳәм b ноқаттарына келетуғын сымлар арқалы амплитудасы

$$I_0 = I_{01} - I_{02}$$

шамасына тең тоқ өтеди. I_{01} ҳәм I_{02} шамаларының орнына олардың (6)- ҳәм (8)-аңлатпалар бойынша мәнислерин қойып, мынаны аламыз:

$$I_0 = \mathcal{E}_0 \left(C\omega - \frac{1}{L\omega} \right). \quad (9)$$

Солай етип, алып келетуғын тоқтың мәниси контурдың айырмаларында тоқтың шамасынан киширеқ болады. Мынадай теңлік орынланғанда

$$C\omega - \frac{1}{L\omega} = 0$$

ямаса мәжбүрий ә.қ.күш

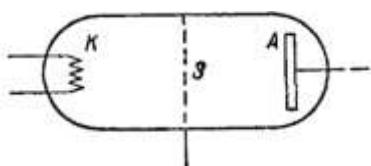
$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}}$$

шамасына тең болғанда, яғни резонанс шәрти орынланғанда тоқтың шамасы нолге тең болады. Бул тоқтың нолге тең болыуы контурдың қарсылығын нолге тең деп есаплаудың салдарынан алынады. Бундай жағдайда контурдағы тербелислерди услап тұрыў ушын сырттан ҳеш қандай энергияны алып келиў талап етилмейди. Омлық қарсылық R бар болған жағдайда $\varphi_1 - \varphi_2$ фазалар айырмасы π ге тең болмайды; усыған сәйкес резонанс шарайтында да тоқтың амплитудасы I_0 нолге тең болмайды. Контурға алып келинетуғын энергия ондағы сөнбейтуғын тербелислерди қоллап-қуятулай ушын жумсалады. R қарсылығы қанша киши болса, бул энергияның шамасы да киши болады.

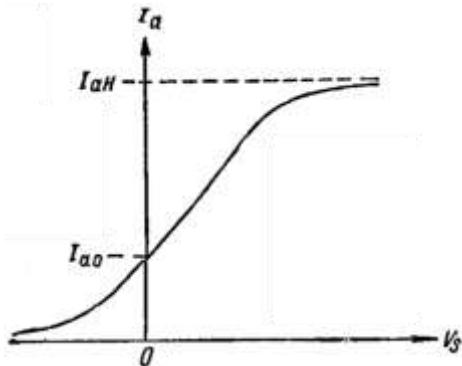
Өткір резонанста алып келиўши сымлардағы тоқтың шамасы контурдың өзинде циркуляцияланатуғын тоқтан әззирек болады. Сонықтан биз қарап өткен қубылышты тоқлардың резонансы деп атайды.

§ 241. Катод лампасының жәрдеминде сөнбейтуғын тербелислерди қоздырыў. Контурдағы сөнбейтуғын тербелислерди услап тұратуғын өзгермелі ә.қ.күшин дөретиў ушын ҳәзирғи үақытлары катодлық лампалар кеңнен қолланылады. 172-параграфта көргенимиздей, катодлық лампа еки электрод кирилизилген ишинен ҳауасы сорып алынған

ыдыстан туралы. Сол еки электродтың бири қыздырылатуғын катод K ҳәм A аноды болып табылады. K катоды электронларды шығарады, олар тезлететуғын майданың тәсиринде электронлық тоқты пайда етіп, анодқа қарай қозғалады. Бундай лампаны еки электродлы лампа ямаса диод деп атайды. Сөнбейтуғын тербелислерди генерациялау ушын әдетте уш электродлы лампалар ямаса триодлар пайдаланылады. Бундай лампа K катодтан, A анодтан ҳәм олардың арасына киргизилген S торынан туралы (335-сүйрет). Катодтан ушып шықкан электронлар тордың арасындағы тесиклер арқалы ушып өтіп анодқа жете алады.



335-сүйрет. Уш электродлы лампа (триод).



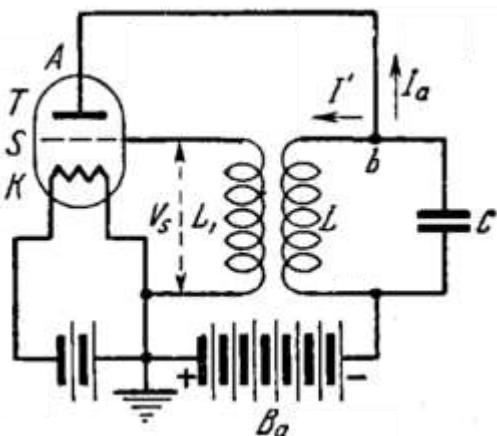
336-сүйрет. Анод тоғы I_a ның торлық кернеў V_a дан ғәрзелиги.

Егер катод K менен анод A ның ортасындағы берилген потенциаллар айырмасында катодтан ушып шығатуғын электронларды иркетуғын потенциалды түсиретуғын болсақ, онда анодқа жетип баратуғын тоқтың ("анодлық тоқ") шамасы киширейеди. Керисинше, егер электронларды тезлететуғын потенциал түсирилсе, онда анодлық тоқ күшнейеди. Солай етіп, анодлық тоқтың шамасы тордың потенциалынан ғәрзели екен. 336-сүйретте анодлық тоқтың V_s "торлық кернеўден" ғәрзелиги, яғни катод K менен S торының арасындағы потенциаллар айырмасынан ғәрзелиги көрсетілген. Бундай жағдайда анодлық кернеў V_a ны (K катоды менен A анодының арасындағы потенциаллар айырмасы) тұрақты деп болжаймыз. Ноллик торлық кернеўде берилген анодлық кернеў V_a да байланыслы базы бир I_{a0} анодлық тоғы болады. Усы анодлық тоқты нолге шекем төменлетиү ушын белгили шамадағы иркиүши торлық кернеўди түсириү керек. Тезлетиүши торлық кернеўде анодлық тоқ күшнейеди ҳәм ең арқырында оның шамасы тойының тоғы I_{at} шамасына шекем көтериледи. Орта бөлимде анодлық тоқтың характеристикасы сзығылғы түрге ийе болады. Триодта торлық кернеўдин киши өзгерислеринде анодлық тоқ күшли өзгереди. Бул жағдай былайынша түсіндіриледи: тордың катодқа жақын жайласыўының салдарынан торлық кернеў катодтың қасында жеткилики дәрежеде үлкен кернеўлікти пайда етеди. Анодта басланатуғын кернеўлік сзығыларының үлкен бөлими торда тамам болып, катодқа шекем жетип келмейди. Сонықтан триодтағы анодлық кернеў анодлық тоқтың шамасына аз тәсир етеди. Катодтан шығатуғын электронлардың бир бөлими торға келип түседи ҳәм усындан жоллар менен торлық тоқты пайда етеди. Бирақ, егер тордағы тесиклердин майданы усы тор соғылған сымлар жабатуғын майданнан үлкен болған жағдайда торлық тоқтың шамасы анодлық тоқтың шамасынан киши болады. Уш электродлы лампа сөнбейтуғын тербелислерди қоздырыу (генерациялау) ушын да, тербелислерди күшнейтиү ушын да пайдаланылады.

Уш электродлы лампаның жәрдеминде сөнбейтуғын тербелислерди қоздырыу схемасы 337-сүйретте көлтирилген. Бул схеманың жумыс ислеўинин принципи механикалық автотербелиўши системалардың, мысалы сааттың маятнигинин жумыс ислеўинин принципине үсайды. Сааттың маятнигинин механикалық автотербелислери

храп механизминің тәсиринде услап турылады. Сырттан энергия алып келинбесе контурдағы тербелислер энергияның әсте-ақырын нурланыўының және контурдағы омлық қарсылықтың бар болыўының себебинен энергияның ленц-джоуль жылдылығына айланыўының салдарынан сөнеди. 337-сүйретте энергия B_a анодлық батареядан үш электродлы T лампаның жәрдемінде LC контурына бериледи.

Лампаның S торы L_1 катушкасы менен тутастырылған. Катушка болса LS тербелмeli контурының L катушкасы менен индуктивли түрде байланысқан. Бундай байланыс кери байланыс атамасына ийе ҳәм ол сөнбейтуғын тербелислердин пайда болыўын тәмийинлейди. Шынында да, тербелмeli контурдағы тоқтың күши I' тың өзгериси L_1 катушкасында э.к.күшти пайда етеди, ал ол торлық кернеў V_S тиң өзгерисине алып келеди. Торлық кернеўдің өзгерисиниң салдарынан B_a батареясынан T триоды арқалы өтетуғын анодлық тоқ LC контурындағы тербелислердин жийилигіндегі жийилик пенен өзгереди. Торлық кернеўдің фазасын сәйкес түрде сайлап алғанда анодлық тоқтың бул өзгерислері LC тербелмeli контурындағы тербелислерди қоллап-құйаттайды. Усындей жол менен B_a баратеясынан алынған энергияның есабынан тербелислер сөнбейтуғын тербелислерге айланады. Триод тербелислер характеристикасының ортаңғы түркізылдылық участкада ислеген жағдайда тербелмeli контурда қозған тербелислер синусоидалық характерге ийе болады.



337-сүйрет.

Кери байланыс схемасы бойынша сөнбейтуғын тербелислерди қоздырыў.

337-сүйретте көрсетилген схема ушын тербелислер тенлемесин дүземиз. C конденсаторы зарядсызланғанда шынжырда пайда болған I тоғы b ноқатында екиге тармақланады: анод тоғы I_a ҳәм катушка арқалы өтетуғын I' тоғы. Тоқларды квазистационар деп есапладап (232-параграфқа қараңыз), b ноқаты ушын Кирхгофтың бириңиши нызамы бойынша мынаны аламыз:

$$I = I' + I_a. \quad (1)$$

C конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасын V арқалы ҳәм R арқалы L катушкасының омлық қарсылығын белгилеймиз; тутастырыўшы сымлардың қарсылықтарын есапқа алмаймыз. Кирхгофтың екинши нызамы бойынша, $RI' + V$ шамасына тен болған LC контурына потенциалдың түсиўлериниң қосындысы усы контурда ҳәрекет ететуғын э.к.күшлердин қосындысына тен болыўы керек. LC контурында тек өзлик индукцияның $-L \frac{dI'}{dt}$ э.к.күши тәсир етеди. Буннан

$$RI' + V = -L \frac{dI'}{dt} \quad (2)$$

тенлемесине ийе боламыз.

Конденсатордың астарларындағы потенциаллар айырмасы V ҳәр бир моментте астарлардың бириндеги Q заряды менен $V = \frac{Q}{C}$ қатнасы бойынша байланысқан. Бул қатнаста C арқалы конденсатордың сыйымлығы белгиленген. Усы жағдайдың тийкарында (2)-тенлемени мына түрде жазыўға болады:

$$L \frac{dI'}{dt} + RI' + \frac{Q}{C} = 0.$$

Бул теңлемениң шеп тәрепин t бойынша дифференциаллап, мынаны аламыз:

$$L \frac{d^2I'}{dt^2} + R \frac{dI'}{dt} + \frac{1}{C} \frac{dQ}{dt} = 0.$$

$\frac{dQ}{dt} = I$ теңлигинин орынлы екенлигин нәзерде тұтып ҳәм (1)-теңликтен пайдаланып

$$L \frac{d^2I'}{dt^2} + R \frac{dI'}{dt} + \frac{1}{C} (I' + I_a) = 0 \quad (3)$$

теңлигинин орынлы екенлигин табамыз. Жоқарыда айтылып өтилгениндей, I_a анод тоғының құши V_S торлық кернеүден ғәрэзли. Бул ғәрэзлик 336-сүүретте көрсетилген иймеклик пенен көрсетиледи. Графиктиң туýрысызықты бөлімінде бул ғәрэзлик сызықты. I_{a0} шамасын есапқа алмай, биз оны әпиýайы етип $I_a = kV_S$ түрінде жаза аламыз. Бул теңликтегі k - тұрақты шама. L ҳәм L_1 катушкаларының арасындағы өз-ара индукция коэффициентин L_{12} арқалы белгилеп, мынаны аламыз:

$$V_S = -L_{12} \frac{dI'}{dt}.$$

Буннан I_a ушын

$$I_a = kV_S = -kL_{12} \frac{dI'}{dt}$$

аңлатпасы келип шыгады. Бул I_a шамасын (3)-теңлемеге қойып, мынаны аламыз:

$$L \frac{d^2I'}{dt^2} + \left(R - \frac{kL_{12}}{dt} \right) \frac{dI'}{dt} + \frac{1}{C} I' = 0. \quad (4)$$

dI'/dt шамасының алдындағы көбейтиўши kL_{12}/C шамасына киширейтілген омлық қарсылық R болып табылады. Егер L_{12} коэффициентин өзгертиў арқалы бул шаманы

$$R - \frac{kL_{12}}{dt} = 0$$

теңлиги орынланатуғындағы етип сайдап алсақ, онда (4)-теңлеме мынадай түрге енеди:

$$L \frac{d^2I'}{dt^2} + \frac{1}{C} I' = 0. \quad (5)$$

Бул теңлемениң шешиминин,

$$I' = A \cos \omega t$$

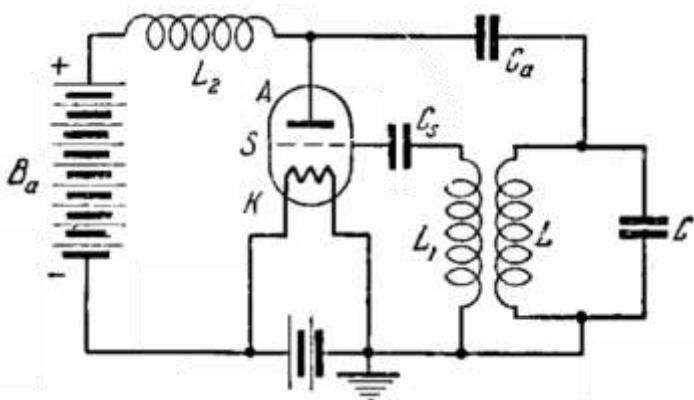
аңлатпасының болатуғынлығын аңсат тексерип көриүге болады. Бул теңликтегі $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}}$.

Солай етип, LC контурында A амплитудасына ҳәм ω цикллық жийилигине ийе болған сөнбейтуғын тербелислердин пайда болатуғынлығын аламыз. Бундай сөнбейтуғын тербелислерди триодтың характеристикасының сызықты бөлімінде алғы мүмкін. Себеби, тек усындағы жағдайдағанда (3)-теңлеме сөнбейтуғын тербелислердин (5)-теңлемесине өтеди.

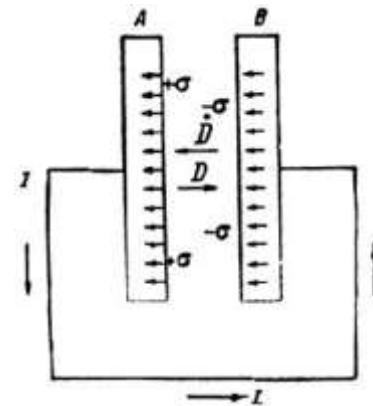
Хәзирги ўақытлардағы радиотехникада лампалық генераторлардың ҳәр қыйлы типтери пайдаланылады. Олар бир бириңен тийкарынан кери байланысты дүзиүди жүзеге келтириўдің усыллары менен айрылады. Бул байланыстың интүктивлик (337-сүүреттегидей), сыйымлықты ямаса автотрансформаторлық болыўы мүмкін. Усынның менен бирге, избе-из анодлық азықландырылатуғын генераторлардың болыўы мүмкін. Бундай жағдайда анод пенен тербелмeli контур анодлық батарея менен избе-из тутасады. Соның менен бирге параллель азықландырылатуғын генераторлардың болыўы да мүмкін. Бундай жағдайда анод пенен тербелмeli контур анодлық батарея менен параллель тутасатырылады. Ақырында, схемалар бир ямаса еки лампаның қолланылыўы менен бир бириңен айрылыўы мүмкін. 338-сүүретте индуктивли кери байланысқа ҳәм параллель анодлық азықландырыўға ийе схема көрсетилген. C_a конденсаторы анодлық батареяның L катушкасы арқалы тутасыўын болдырмай ушын қосылған; ол соның менен бир ўақытта LC тербелмeli контурына жоқары жийиликли тоқты өткереди. Ал L_2 индуктивлигинин тутқан орны анодлық батарея B_a да жоқары жийиликли тербелислерди жибермеўден

ибарат.

§ 242. Аўысыў тоғы. Конденсатор бар шынжыр арқалы өзгермели тоқ өткенде жүзеге келетуғын процесслерди толығырақ қараймыз. Жоқарыда көргенимиздей, тұрақты тоқ болғанда тоқ сыйықлары барлық үақытта түйік (156-параграф). Өзгермели тоқ болғанда ис басқаша болады. Конденсатордың пластинкаларының арасындағы диэлектрикте зарядлар орын алмастыра алмайды, усының салдарынан конденсатордың пластинкасына жеткенде тоқ сыйықлары бетте үзиледи. Конденсатордың астарларын тутастыратуғын өткизгиш сымлар арқалы өтетуғын өткизгишлик тоғы түйіқланбаған болады.



338-сүйрет. Параллель анодлық азықландырыў схемасы бойынша сөнбейтуғын тербелислерди қоздырыў.



339-сүйрет. Конденсатордың астарларының арасында аўысыў тоғының пайда болыўы.

Мейли, қандай да бир моментте A конденсаторының шеп тәрептеги астары (339-сүйрет) оның бетинде $+t$ тығызлығы менен тарқалған оң зарядқа, ал оң тәрептеги астар $-t$ тығызлығына ийе терис зарядқа ийе болсын. Астарларды сым арқалы тутастырып разрядлағанда шеп тәрептеги астардан оң тәрептеги астарға қарай тоқ өтеди. Бул i тоғының сан мәниси зарядтың тығызлығынан үақыт бойынша түүйінды алып табамыз (155-параграфқа қараңыз):

$$i = \frac{d\sigma}{dt}. \quad (1)$$

Усындағы тығызлыққа ийе тоқ A ның шеп тәрептеги астарынан ағады.

Енди конденсатордың астарларының арасындағы кеңисликте қандай құбылыстың жүзеге келетуғынлығын қараймыз. Егер бизлер жұдә жоқары жийиликке ийе болмаған өзгермeli тоқлар менен шекленсек, онда астарлардың арасындағы электр майданының өзгерисин анықтай аламыз. Ҳақыйқатында да, бул жағдайда конденсатордың ишиндеғи майданның бир заматлық мәнисин зарядлардың тығызлығының бир заматлық мәниси бойынша есаплауға болады. 144-параграфтан конденсатордың астарларының арасындағы электр индукциясы векторы D сан мәниси бойынша мынаған тен:

$$D = 4\pi\sigma.$$

Бул теңдиктиң оң ҳәм шеп тәрепинен үақыт бойынша түүйінды алсақ, онда

$$\frac{1}{4\pi} \frac{dD}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}$$

теңлигине ямаса электр индукциясынан үақыт бойынша алынған түүйіндыны \dot{D} арқалы белгилесек

$$\frac{1}{4\pi} \dot{D} = \frac{d\sigma}{dt} \quad (2)$$

теңлигине ийе боламыз.

Биз қарап атырған жағдайда \dot{D} векторы B астарынан A астарына қарай бағытланған.

Хақыйқатында да, конденсатордың разрядланығында оның астарларының арасындағы майдан ҳәлсирейди, буннан үақыт бойынша алынған dD/dt түүніндесінің мәнисинин терис болатуғынлығы келип шығады, яғни $\dot{\mathbf{D}}$ векторы \mathbf{D} векторына қарама-қарсы бағытланған. Электр индукциясы \mathbf{D} векторы болса астарлардың арасында шептен оңға қарай бағытланған. Буннан мынадай жуўмаққа келемиз: А пластинкасының ишинде өткізгишлик тоғының тығызлығының векторы \mathbf{i} шепке қарай бағытланған, ал астарлардың арасындағы кеңисликте болса тап сол бағытта $\dot{\mathbf{D}}$ векторының сзықтары жүреди. (1)- ұәм (2)-тәнликлер бойынша \mathbf{i} ұәм $\frac{1}{4\pi}\dot{\mathbf{D}}$ векторларының сан мәнислері бир бирине тең. Солай етеп, тоқтың тығызлығы векторы \mathbf{i} дың сзықтары ұәм 4π ге бөлинген $\dot{\mathbf{D}}$ векторының сзықтары бир бирин алмастырады.

Мынадай белгилеўди киргиземиз:

$$\frac{1}{4\pi}\dot{\mathbf{D}} = \mathbf{i}_{a\ddot{y}}. \quad (3)$$

Бундай жағдайда мынадай жағдай орынлы болады: өткізгиш пластинканың ишиндеғи өткізгишлик тоғының тығызлығы \mathbf{i} дың сзықтары пластинкалардың арасындағы $\mathbf{i}_{a\ddot{y}}$ векторының сзықтарына үзлиksiz түрде өтеди. $\mathbf{i}_{a\ddot{y}}$ шамасын бириңиши рет қарау ушын киргизген Максвелл оны аүйсүй тоғының тығызлығы деп атады. "Аүйсүй тоғы" атамасы ҳәзирги үақыттары әхмийетин пүткіллей жоғалтқан электростатикалық күшлердин пайда болыўы серпимли орталық болған эфирдин механикалық деформациялары менен байланыслы көз-қарасы менен байланыслы.

Демек, егер өткізгишлердеги өткізгишлик тоғының тығызлығы болған \mathbf{i} шамасын үақытқа байланыслы өзгеретуғын электр майданы тәрепинен анықланатуғын аүйсүй тоғының тығызлығы $\mathbf{i}_{a\ddot{y}}$ ға сәйкес келеди деп есапласақ, онда тоқ сзықтарының үзлиksizlik формаллық жақтан қайтадан тикленеди. Бирақ, ис шынында өткізгишлик тоғы менен аүйсүй тоғы арасындағы формаллық аналогия менен шекленип қоймайды. Электромагниттик құбылыслар ҳаққындағы тәлимattyң буннан былай раýажланыўы аүйсүй тоғының электромагнит майданының базы бир ҳақыйқый қәсийетлерин тәрийипләйтүнлігін көрсетти. Максвелл тәрепинен айттылған гипотеза бойынша өткізгишлик тоғы кеңисликте қандай магнит майданын пайда ететуғын болса, аүйсүй тоғы да кеңисликте тап сондай магнит майданын пайда етеди. Ҳәзирги үақыттары бул гипотезаның дұрыс екенлеги оның нәтийжесинде келип шығатуғын нәтийжелерди тексерип көриў бойынша өткерилген көп санлы тәжирийбелерде тастырықланды.

Бундай жағдайда мынаны нәзерде тұтыў керек: аүйсүй тоғы өткізгишлик тоғына тек магнит майданын пайда етийи бойынша ғана эквивалент. Барлық басқа жағдайларда аүйсүй тоғы өткізгишлик тоғына үсамайды: мысалы, аүйсүй тоғы өткенде ленц-джоуль жыллышы болинип шықпайды.

Өткізгишлик тоғы ұәм аүйсүй тоғы менен бир қатарда Максвелл өткізгишлик тоғы менен аүйсүй тоғының геометриялық қосындысынан туратуғын \mathbf{u} толық тоқ түснігін киргизди:

$$\mathbf{u} = \mathbf{i} + \mathbf{i}_{a\ddot{y}}. \quad (4)$$

Толық тоқтың барлық үақытта түйік болатуғынлығын көрсетиүгे болады. Биз қарап өткен мысалда тербелислердин жийилиги жүдә үлкен емес деп болжанды. Бундай жағдайда толық тоқтың түйік екенлеги мынадай әпиүайы таллаўлардан келип шығады: астарларды тутастыратуғын сымларда толық тоқты өткізгишлик тоғына тең деп есаплаўға болады; астарлардың арасында толық тоқ аүйсүй тоғына тең; астарлардың бетинин қасында (1)- ұәм (2)-тәнликлер бойынша аүйсүй тоғының тығызлығы ұәм өткізгишлик тоғының тығызлығы бирдей ұәм бирдей бағытта болғанлықтан, бетлердин қасында толық тоқ үзилиске түспейди.

Қатаң түрде айтқанда аўысыў тоғы өткизгиштиң ишинде де нолге тең емес. Оның шамасы байлайынша баҳалаўға болады:

$$\mathbf{i}_{\text{аў}} = \frac{\dot{\mathbf{D}}}{4\pi} = \frac{\varepsilon \dot{\mathbf{E}}}{4\pi}$$

Дәйирли разряд ушын электр кернеўлиги ўақыттың дәйирли функциясы болады: $E = E_0 \sin \omega t$, оның ўақыт бойынша тууындысы мынаған тең: $\dot{E} = E_0 \cos \omega t$. Буннан аўысыў тоғы $i_{\text{аў}}$ мынаған тең:

$$i_{\text{аў}} = \frac{1}{4\pi} \varepsilon \omega E_0 \cos \omega t.$$

Өткизгишилик тоғының тығызлығы кернеўлик E арқалы Ом нызамы бойынша аңғартылады: $i = \sigma E = \sigma E_0 \sin \omega t$.

Бул теңдикте σ - өткизгиштиң өткизгишилигі.

Аўысыў тоғы менен өткизгишилик тоғының тығызлықтарының амплитудаларының қатнасы мынаған тең:

$$\frac{i_{\text{аў}}}{i} = \frac{\omega \varepsilon}{4\pi \sigma}.$$

Металл өткизгишлерде σ ның шамасы 10^{17} CGSE ге тең; жанапай өлшеўлердин тийкарында металлардың диэлектриклик турақтысының мәниси 10 нан үлкен емес. Буннан $\omega \approx 10^{-7}$ сек⁻¹ ушын $\frac{\omega \varepsilon}{\sigma} = -10^{-9}$. Буннан металл өткизгишлер ушын өткизгишилик тоғының қасында аўысыў тоғын есапқа алмаўға болады.

§ 243. Электромагнит майданы. Өткен параграфта келтирилген Максвеллдин гипотезасы бойынша аўысыў тоғы да өткизгишилик тоғы сыйқы магнит майданын пайда етеди. Бирақ, тығызлығы

$$\mathbf{i}_{\text{аў}} = \frac{1}{4\pi} \dot{\mathbf{D}}$$

шамасына тең аўысыў тоғы электр индукциясы векторы \mathbf{D} ның тууындысы нолге тең болмаған жағдайда, яғни ўақытқа байланыслы өзгеретуғын электр майданы бар болған жағдайда ғана пайда болады. Солай етип, биз мынадай нәтийжеге келемиз: қәлеген ўақыт бойынша өзгеретуғын электр майданы магнит майданының бар болыўы менен байланыслы.

Электростатикалық майдан, яғни бир бирине салыстырғанда ҳәм шамасы жағынан өзгермейтуғын электр зарядларының майданы тек электр зарядларына тәсир етеди; ҳеш қандай магнит тәсирине ушырамайды. Бирақ, егер зарядлар бир бирине салыстырғанда қозғалғанда ямаса олардың шамалары өзгеретуғын болса, онда олар пайда еткен электр майданы да өзгереди, бундай жағдайда электр тәсири менен бир қатарда магнитлик тәсир де жүзеге келеди.

Дара жағдайда тең өлшеўли үлкейетуғын (ямаса кемейетуғын) электр майданын көз алдыға елеслетиүге болады. Бундай жағдайда аўысыў тоғы турақты болған ҳәм ол турақты магнит майданын пайда еткен болар еди. Бирақ, ис жүзинде өзгермели электр майданы барлық ўақытта ўақыт бойынша алынған тууындыға ийе болады, яғни өзгермели аўысыў тоғын пайда етеди. Буннан пайда болған магнит майданының ўақыт бойынша өзгермели екенлигі келип шығады. Солай етип, улыўма айтқанда, өзгермели электр майданы менен толтырылған көнислик бир ўақытта өзгермели магнит майданы менен де толған.

Буннан кейинги таллаўлар өзгермели магнит майданының өз гезегинде электр майданының пайда болыўына алып келетуғынлығын көрсетеди.

Мейли, ўақыт бойынша өзгермели магнит майданы индукция векторы \mathbf{B} ҳәм оның тууындысы $d\mathbf{B}/dt$ менен тәрийипленетуғын болсын. Бул вектордың ўақыт бойынша тууындысын $\dot{\mathbf{B}}$ арқалы белгилеймиз. Усы майданда қозғалмайтуғын өткизиўши контур

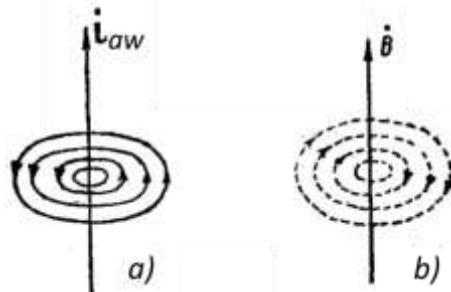
жайласқан деп болжайық. Бундай жағдайда магнит индукциясы векторы \mathbf{B} ның өзгермели болыұына байланыслы усы контур менен шекленген майдан арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысы Φ өзгериске ушырайды ҳәм контурда инлукцияның \mathcal{E}_i ә.қ.күши пайда болады. Фарадей нызамы бойынша бул ә.қ.күши \mathcal{E}_i дин շамасы ағыстан үақыт бойынша алынған тууынды болған $d\Phi/dt$ шамасына тең, яғни биз қарап атырған жағдайда (контур қозғалмайды) индукция векторынан үақыт бойынша алынған тууынды $\dot{\mathbf{B}}$ менен анықланады. Өткизиштеги ә.қ.күшиниң пайда болыұы онда электр күшиниң пайда болғанлығын аңғартады. Бул күш еркин зарядларды белгили бағытта қозғалыға мәжбүрлейди. Демек, биз мынадай жуўмаққа келемиз: үақытқа байланыслы өзгеретуғын магнит майданының болыұы өткизгиш жайласқан областта электр күшиниң пайда болыұына алып келеди. Бул нәтийжени улыўмаластырып, Максвелл кеңисликтин өзгеретуғын магнит майданының болыұы өткизгиштиң бары ямаса жоғынан ғәрэзсиз үақытқа байланыслы өзгеретуғын магнит майданының электр майданын пайда етеди деген жағдайды айтты. Максвелдин қөз-қараслары бойынша, ә.қ.күши пайда болатуғын өткизгиш электр күшлері өзин көрсететуғын объект болып хызмет етеди.

Солай етип, биз мынадай жуўмақты шығарамыз: *үақыт бойынша өзгеретуғын қалеген магнит майданы электр майданының бар болыұы менен байланыслы.*

Турақлы магнит майданы, яғни бир бирине салыстырғанда қозғалмайтуғын өткизишлер арқалы өтетуғын турақлы тоқлардың майданы ямаса бир бирине салыстырғанда қозғалмайтуғын магнитлердин майданы тек тоқларға ямаса магнитлерге ғана тәсир етеди; қозғалмайтуғын электр зарядларына олар ҳеш қандай тәсир етпейди. Бирақ, егер магнит майданы үақыт бойынша өзгеретуғын болса, онда магнит тәсир менен бир қатарда электрлік тәсир де пайда болады.

340-сүрет.

i_{aw} аўысыў тоғының дөгерегинде магнит кернеўлигиниң ҳәм $\dot{\mathbf{B}}$ векторының дөгерегинде электр кернеўлигиниң концентрик дөңгелек сзықларының пайда болыұы.



Ис жүзинде бизлер барлық үақытта тек магнит индукциясы векторы \mathbf{B} өзгеретуғын магнит майданына ғана иие болмай, оннан үақыт бойынша тууынды $\dot{\mathbf{B}}$ де өзгеретуғын магнит майданына иие боламыз. Бирақ, бундай жағдайда өзгермeli электр майданы да пайда болады. Буннан, улыўма айтқанда, өзгермeli магнит майданы менен толған кеңисликтин өзгермeli электр майданы менен де толған екенлиги келип шығады.

Өзгермeli болған майданлардың екеўи де - электр ҳәм магнит майданлары бир биринен байланысқан ҳәм электромагнит майданын пайда етеди.

Электромагнит майданы құйынлық характерге иие. Егер қандай да бир \mathbf{A} векторының қасында оған шексиз жақын еки ноқат бар болса ҳәм усы еки ноқаттағы \mathbf{A} векторы қарама-қарсы бағытқа иие болатуғын болса, онда сол \mathbf{A} векторының майданын құйынлық деп айтады. Мысалы, сүйықлықта ямаса газде құйын пайда болғанда құйынның көшеринин қасында көшердин еки қарама-қарсы тәрепинде қозғалыс қарама-қарсы бағыттарда жүзеге келеди.

Дәслеп магнит майданының құйынлық характерин қараймыз. Аўысыў тоғы тәрепинен пайда етилетуғын магнит майданы өткизишлик тоғының магнит майданын есаплағандай формуланың жәрдеминде есапланады (193-параграф). Бундай жағдайда өткизишлик

тоғының тұғызлығы аўысыў тоғының тұғызлығы менен алмастырылады. Аўысыў тоқларының магнит майданында магнит кернеўлигининң сзықлары тап сондай болған өткізгішлик тоқларының магнит майданының кернеўлигининң сзықларындей болады, яғни олар барлық үақытта түйік ҳәм тоқ сзықларын өзиниң ишине алады. Мейли, базы бир ноқатта аўысыў тоғының тұғызлығы векторы $\mathbf{i}_{a\ddot{y}}$ стрелкасы менен көрсетилетуғын болсын (340-сүрет). $\mathbf{i}_{a\ddot{y}}$ векторының қасындағы кернеўликтиң магнит сзықлары концентрик шеңберлерди пайда етеди, $\mathbf{i}_{a\ddot{y}}$ векторына жақынласқан сайын олардың радиуслары киши болады. Егер шекте биз $\mathbf{i}_{a\ddot{y}}$ векторына шексиз жақын жайласқан ноқаттарға өтсек, онда магнит кернеўлигининң сзықларының қыйсықлығы шексиз үлкен болады ҳәм, сонлықтан, магнит майданының кернеўлиги қарама-қарсы бағытланған бир бирине шексиз жақын жайласқан еки ноқатты барлық үақытта табыуға болады.

Өзгемели магнит майданы тәрепинен пайда етилетуғын электр майданы да құйынлық характерге ийе болады. Мейли, базы бир ноқаттағы магнит индукциясы векторының үақыт бойынша өзгериүи $\dot{\mathbf{B}}$ стрелкасы менен белгиленген болсын (340-б сүрет). Егер биз $\dot{\mathbf{B}}$ ны тегислиги усы векторға перпендикуляр болған өткізгіш контур менен қоршасақ, онда бул контурда пайда болған э.қ.күши Ленц қағыйдасы бойынша, 340-сүретте көрсетилгендей, пунктір сзықлар бойынша бағытланған. Ҳәр бир ноқатты э.қ.күши берилген ноқаттан $\dot{\mathbf{B}}$ векторының бағытына түсирилген нормалға перпендикуляр. Айталағандар бойынша, индукцияның э.қ.күши электр майданының бар болыўының салдарынан жүзеге келеди. Бул электр майданының кернеўлиги \mathbf{E} ҳәр бир ноқатта э.қ.күшиндей болып бағытланған. Демек, \mathbf{E} электр кернеўлиги сзықлары $\dot{\mathbf{B}}$ векторының әтирапында концентрик шеңберлерди пайда етеди. $\dot{\mathbf{B}}$ векторына шексиз жақын болған ноқаттар ушын шеңберлердин қыйсықлығы шексиз үлкен ҳәм, демек, электр кернеўликтери бир бирине қарама-қарсы болған қоңылас ноқатлардың жуплары бар болады. Солай етип, өзгемели магнит майданы тәрепинен пайда етилген электр майданы құйынлық характерге ийе. Оның кернеўлик сзықлары барлық үақытта түйік. Усындағы өзгешелиги менен ол қозғалмайтуғын электр зарядларының кернеўлик сзықлары түйік болмаған электростатикалық майданынан үлкен айырмаға ийе: ол сзықлар бир зарядларда басланады ҳәм екинши зарядларда тамам болады. Солай етип, электр майданы потенциаллық (электростатикалық майдан) болыўы да, құйынлық болыўы да (электромагнит майданы) мүмкін. Магнит майданы барлық үақытта құйынлық характерге ийе.

129-параграфта биз электростатикалық майданының потенциаллық характеристиниң математикалық аңлатпасы сыйпатында

$$\oint \mathbf{E}_l \, dl = 0 \quad (1)$$

қатнасының хызмет ететуғынлығын көрдік. Бул интеграл түйік контур бойынша тарқалған.

Магнит майданының құйынлық характеристи 198-параграфтағы

$$\oint \mathbf{H}_l \, dl = 4\pi I \quad (2)$$

қатнасы менен бериледи.

Бул қатнасқа басқа түрди бериүге болады. I шамасы контур тәрепинен өзиниң ишине алынатуғын S бети арқалы өтетуғын тоқты береди. $\oint \mathbf{H}_l \, dl$ интегралы усы контур бойлап алынады. Егер биз i_n арқалы S бетиниң майданына нормаль болған тоқтың қураўшысын белгилесек, онда, әлбетте, I ды былайынша көрсетиүге болады:

$$I = \int_S i_n \, dS.$$

Бул аңлатпада интеграл барлық S майданына тарқатылған. Буннан (2)-аңлатпа мынадай түрге

енеди:

$$\oint H_l dl = 4\pi \int_S i_n dS. \quad (2a)$$

Максвеллдин гипотезасы бойынша улыұма жағдайда (2a) қатнасының оң бөлімінде тоқтың толық тығызлығының түрүйі керек, ал ол (толық тығызлық) өткізгишлик тоғының тығызлығы і менен аұысыў тоғының тығызлығы $\frac{1}{4} \dot{\mathbf{D}}$ ның қосындысынан турады. Буннан ең ақырында мынадай аңлатпаны аламыз:

$$\oint H_l dl = \int_S (4\pi i_n + \dot{\mathbf{D}}_n) dS. \quad (3)$$

Егер $\oint H_l dl$ интеграл бетти өзинин ишине алатуғын контур бойынша алынатуғын болса (бул бет бойынша өтетуғын толық тоқ нолге тең емес), онда (3)-қатнастың оң тәрепинде турған интеграл нолге тең емес ҳәм, демек,

$$\oint H_l dl \neq 0.$$

Бул магнит майданының құйынлық характерге ийе екенлигин тастыйықлаў менен тендей қүшке ийе (егер кеңисликтиң базы бир бөлімінде толық тоқ нолге тең болмаса, онда кеңисликтиң бул бөлімінде магнит майданын потенциал менен тәрийиплеўге болады). Тап ұсындан қатнастың құйынлық электр майданы ушын да орынлы екенлигин көрсетемиз. Шынында да, өзгермелі магнит майданы областында түйік өткізгиш контур жайласқан деп болжайық. Бундай жағдайда Фарадейдин индукция нызамы бойынша бул контурда индукцияның ә.қ.құши пайда болады:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}.$$

Бул аңлатпада Φ контур менен шекленген S майданы арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысы. B_n арқалы магнит индукциясы векторының S бетине нормаль қураўшысын белгилеп, мынаған ийе боламыз:

$$\Phi = \int_S B_n dS.$$

Буннан

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d}{dt} \int_S B_n dS = -\int_S \dot{B}_n dS \quad (4)$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бул аңлатпада \dot{B}_n шамасы B_n қураўшысынан үақыт бойынша алынған түйіндыны аңғартады, ал интеграллаў барлық S майданына тарқатылады.

Жоқарыда айтылғанлар бойынша, ә.қ.құштың кернеўліктиң циркуляциясы сыпатында көрсетилийи мүмкін, яғни \mathcal{E}_i ә.қ.құши мынаған тең:

$$\mathcal{E}_i = \oint E_l dl.$$

Бул аңлатпадағы интеграл қарап атырылған барлық контурға тарқатылады.

Демек, (4)-аңлатпа мынадай түрге ийе болады екен:

$$\oint E_l dS = -\int_S \dot{B}_n dS. \quad (5)$$

Бул параграфтың тийкарғы текстінде баянланған Максвелл гипотезасы бойынша, биз қарап атырған өзгермелі магнит майданында өткізгиш контурдың бар болыўы ямаса жоқ болыўынан тәрэзесиз (5)-қатнас орын алады; ұсындан контур болмаған жағдайда (5)-қатнастың шеп тәрепиндеги интеграл ойда алынған қәлеген түйік контур бойынша алынады.

(5)-қатнас (3)-қатнасқа үқсас болып, өзгермелі магнит майданының бар болыўының нәтийжесинде пайда болған электр майданының құйынлық характерге ийе екенлигин аңғартады. Магнит майданы болмағанда ямаса магнит майданы турақлы болған жағдайда (яғни $\dot{B}_n = 0$ теңлиги орынланса) (5)-аңлатпа (1)-аңлатпаға өтеди; бундай жағдайда E электр майданы

қозғалмайтуғын ҳәм шамасы бойынша өзгермейтуғын электр зарядларының бар болыўының нәтийжесинде пайда болады ҳәм бул майдан потенциаллық болып табылады.

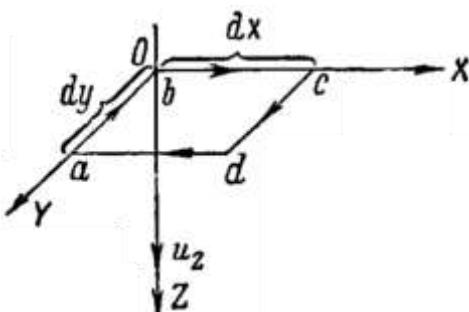
§ 244. Максвелл теңлемелери. Электромагнит майданларын дәл есаплау Максвелл тәрепинен усынылған ҳәм электромагнит құбылыслардың тәбияты ҳақындағы жоқарыда келтирилген идеяларды есапқа алғыфа тийкарланған теңлемелердин жәрдеминде әмелге асырылады. Максвелл теңлемелери электромагнит майданын тәрийиплейтуғын шамалардың координаталар ҳәм үақыт бойынша туғындыларын байланыстыратуғын дифференциаллық теңлемелер болып табылады. Биз Максвелл теңлемелерине алып келетуғын әпиўайыластырылған есаплауларды қараймыз.

Максвелл теңлемелери еки системаға бөлинеди. Биринши система магнит кернеўлиги векторының проекцияларының туғындыларын аүысыў ҳәм өткізгишлик тоқларының тығызлықтарының проекциялары менен байланыстырады. Максвелл теңлемелеринин екинши системасы электр кернеўлиги векторының проекцияларының туғындыларын магнит индукциясы векторының проекцияларының үақыт бойынша алынған туғындылары менен байланыстырады.

Дәслеп Максвеллдин теңлемелеринин биринши системасын аламыз. Мейли, үақыттың базы бир моментинде кеңисликтиң базы бир киши областындағы толық тоқтың тығызлығы \mathbf{u} векторының жәрдеминде сүретленетуғын болсын. Бул тығызлық өткізгишлик тоғының тығызлығы i менен аүысыў тоғының тығызлығы болған $\frac{1}{4\pi} \dot{\mathbf{D}}$ шамасының қосындысынан турады. Буннан

$$\mathbf{u} = \mathbf{i} + \frac{1}{4\pi} \dot{\mathbf{D}} \quad (1)$$

теңлигине ийе боламыз.



341-сүйрет.

Максвелл теңлемелеринин биринши системасын анықлауға.

Максвелл гипотезасы бойынша еки тоқта, өткізгишлик тоғы да, аүысыў тоғы да магнит майданының пайда болыўында бирдей орынды ийелейди. Усы тоқлардың пайда еткен магнит майданын анықлау ушын дәслеп \mathbf{u} векторының OZ көшерине түсирилген проекциясын қараймыз (341-сүйрет). Тоқ тәрепинен пайда етілген магнит майданының кернеўлиги барлық үақытта тоқтың бағытына перпендикуляр болғанлықтан (192-параграфқа қараңыз), тоқтың тығызлығының u_z проекциясы магнит майданының кернеўлигинин H_x ҳәм H_y проекциялары менен ғана байланыслы.

OXY тегислигінде жататуғын тәреплери dx ҳәм dy болған туғыры мүйешли $abcd$ киши контурын аламыз. \mathbf{H} тың усы контурдағы циркуляциясын есаптаймыз. ab участкасында мынаған ийе боламыз:

$$A_{ab} = -H_y dy.$$

Бул теңликтегі H_y шамасы ab участкасы жайласқан орын ушын анықланған магнит майданы \mathbf{H} тың проекциясы; минус белгиси орын алмасыўдың OY көшерине кери бағытта жүзеге келетуғынлығын көрсетеди.

bc участкасында

$$A_{bc} = H_x dx$$

теңлигине ийе боламыз. Бул теңликте $H_x - be$ участкасы жайласқан орын ушын H_x проекциясының мәниси.

Бир текли емес магнит майданы болған жағдайда cd участкасы жайласқан участкадағы H кернеўлиги ab участкасындағы кернеўліктен өзгеше болады ҳәм оны H' арқалы белгилеймиз; бундай жағдайда cd участкасында

$$A_{cd} = -H'_y dy$$

теңлигине ийе боламыз. Элбette, H_y проекциясының ab ҳәм cd кесиндилеринин арасындағы қашықлықтағы өсімін $\frac{\partial H_y}{\partial x} \cdot dx$ түрінде көрсетиўге болады. Буннан $H'_y = H_y + \frac{\partial H_y}{\partial x} dx$ ҳәм, демек,

$$A_{cd} = \left(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial x} dx \right) dy$$

теңлигине ийе боламыз. Тап сондай жоллар менен da ушын

$$A_{da} = - \left(H_x + \frac{\partial H_x}{\partial y} dy \right) dx$$

теңлигине ийе боламыз. Түйік $abcd$ контуры бойынша толық циркуляция мына суммаға тең:

$$A = -H_y dy H_x dx + \left(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial x} dx \right) dx - \left(H_x + \frac{\partial H_x}{\partial y} dy \right) dx.$$

Қаұсырмаларды ашып ҳәм үқсас ағзаларды қысқартып, мынаны аламыз:

$$A = \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) dxdy. \quad (2)$$

Екинши тәрептен циркуляцияның шамасы сан мәниси бойынша $abcd$ майданы арқалы OZ көшеринин бағытында өткен тоқты 4π ге көбейткенге тең (198-параграфқа қараңыз), яғни

$$A = 4\pi I_z.$$

$abcd$ майданының шеклеринде тоқтың тығызлығының проекциясы u_z ти турақлы деп есаплад, мынаны аламыз:

$$I_z = u_z dxdy.$$

Буннан мынадай аңлатпа алынады:

$$A = 4\pi u_z dxdy.$$

(1)-теңлик бойынша биз u_z ти өткізгишлик ҳәм аүйысыў тоқларының тығызлықтарының қосындысы $i_z + \frac{1}{4\pi} \dot{D}_z$ арқалы алмастыра аламыз. Буннан A ушын мынадай теңликтин орынлы екенлигин табамыз:

$$A = (4\pi i_z + \dot{D}_z) dxdy. \quad (3)$$

(2)- ҳәм (3)-аңлатпаларды салыстырып,

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 4\pi i_z + \dot{D}_z$$

аңлатпасына ийе боламыз. Тап үсындаған теңлемелерди биз толық тоқтың тығызлығының басқа u_x ҳәм u_z қураўшылары ушын да ала аламыз. Буннан Максвелл теңлемелеринин биринши системасының төмендегидей түрге ийе болатуғынлығын көремиз:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= 4\pi i_x + \dot{D}_x, \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= 4\pi i_y + \dot{D}_y, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= 4\pi i_z + \dot{D}_z. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Демек, Максвелл теңлемелеринин биринши системасы өткізгишлик тоғының тығызлығы \mathbf{i} ды, электр майданының индукциясы \mathbf{D} ның үақыт бойынша туғындысын ҳәм тоқтың тәсиринде пайда болған магнит майданы \mathbf{H} тың кеңисликлик туғындыларын байланыстырады екен.

Егер киретуғын барлық шамалар қандай да бир бирликлер системасында, мысалы барлығы электромагнитлик системада өлшенетуғын болса, онда (4)-теңлемелер системасы дұрыс болады. Егер магнит майданының кернеўлиги \mathbf{H} тың CGSM-бірликлеринде, ал \mathbf{i} менен \mathbf{D} ны CGSE-

бирликлеринде өлшесе, онда дәслеп электростатикалық бирликлерден электромагниттик бирликлерге өтийгे сәйкес келетүүн $1/c$ көбеймесин киргизиү керек болады. Бундай жағдайда Максвелл теңлемелери мынадай түрге енеди:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= \frac{4\pi}{c} i_x + \frac{1}{c} \dot{D}_x, \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= \frac{4\pi}{c} i_y + \frac{1}{c} \dot{D}_y, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= \frac{4\pi}{c} i_z + \frac{1}{c} \dot{D}_z. \end{aligned} \right\} \quad (4a)$$

Максвелл теңлемелериниң биринши системасына электр индукциясы векторы \mathbf{D} ны еркин электр зарядларының тығызлығының тарқалыўы р менен байланыстыратууын теңлемени қосыў керек. 144-параграфта айтылғанларға байланыслы, бундай теңлеме

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = 4\pi\rho \quad (5)$$

түрине ийе.

Электр индукциясы векторы \mathbf{D} ның электр майданының кернеўлиги векторы менен $\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E}$ қатнасы бойынша байланысқан екенлигин аңғарамыз. Орталықтың магнит сиңиргишлиги μ Максвелл теңлемелериниң биринши системасына кирмейди. Себеби тоқлар пайда еткен магнит майданының кернеўлиги (майдан нолге тең болмаған кеңисликти толығы менен толтырып туратууын бир текли магнетиклер ушын) орталықтың магнитлик сиңиргишлигинен ғәрэзли емес (202-параграфта айтылғанларға қараңыз).

Векторлық есаптан Максвеллдин (4)- ямаса (4a) теңлемелериниң шеп тәрепинде түрған аңлатпалар \mathbf{H} векторының "құйынының" қураўшылары болып табылады; солай етип, Максвелл теңлемелериниң биринши системасы векторлық түрде мынадай түрге ийе болады:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{i} + \frac{1}{c} \dot{\mathbf{D}}. \quad (46)$$

Бул системаға векторлық түрдеги (5)-аңлатпа да киреди:

$$\text{div } \mathbf{D} = 4\pi\rho. \quad (5a)$$

Максвелл теңлемелериниң екинши системасын Максвеллдин өзи тәрепинен Фарадейдин индукция нызамына берилген улыўмаластырыўдың тийкарында аламыз. 243-параграфта көлтирип өтилгениндей, Максвеллдин улыўмаластырыўы бойынша электр күшлери өткизгиштен соғылған контурдың бар ямаса жоқ екенлигинен ғәрэзсиз магнит индукциясы векторы \mathbf{B} өзгергенде пайда болады. Түйік контур бойынша \mathbf{E} векторының циркуляциясы сан мәниси бойынша контур тәрепинен өз ишине алынатууын майдан арқалы магнит индукциясының үақыт бойынша өзгерисине тең [243-параграфтағы (5)-формула]. Максвелл теңлемелериниң биринши системасын анықлағанда қарағанымыздай етип киши туýры мүйешли контур ушын усы циркуляцияны есаплаймыз.

Мейли үақыттың базы бир моментинде кеңисликтиң базы бир киши областындағы магнит майданының өзгериүи $\dot{\mathbf{B}}$ векторы менен тәрийипленетууын болсын. Усы өзгериүши магнит майданы тәрепинен пайда етилген электр майданының анықлау ушын дәслеп $\dot{\mathbf{B}}$ векторының OZ көшерине түсирилген проекциясын қараймыз (342-сүүрет).

Индукцияланған э.қ.күштин шамасы усы контурдың майданына перпендикуляр болған магнит индукциясы векторының қураўшысы тәрепинен анықланатууын болғанлықтан, \dot{B}_z проекциясы электр майданының кернеўлигинин E_x ҳәм E_y проекциялары менен ғана байланыслы болады.

OXY тегислигинде жатырған, тәреплери dx ҳәм dy болған туýры мүйешли $abcd$ контурын аламыз. \mathbf{E} ниң усы контур бойынша циркуляциясын есаплаймыз:

$$A_{ab} = -E_y dy.$$

Бул теңликтеги E_y - электр майданының кернеўлиги \mathbf{E} ниң ab участкасы түрған орын ушын анықланған мәниси; минус белгиси орын алмасыўдың OY көшерине кери бағытта жүзеге келетүүнлігін аңғартады.

Тап соған уқсас bc участкасы ушын мынаны табамыз

$$A_{bc} = E_x dx.$$

Максвелл теңлемелериниң биринши системасын анықлағанда магнит кернеўлигинин

циркуляциясын есаплағанда таллағанымыздай етип таллау жолы менен cd ҳәм da участкалары үшін сәйкес

$$A_{cd} = \left(E_y + \frac{\partial E_y}{\partial x} dx \right) dy, \quad A_{da} = - \left(E_x + \frac{\partial E_x}{\partial y} dy \right) dx$$

аңлатпаларын аламыз. Бұннан $abcta$ түйік контуры бойынша толық циркуляцияның мынаған тең екенлигин көремиз:

$$A = \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) dx dy. \quad (6)$$

Екинши тәрептен, циркуляция $abcta$ контуры арқалы өтетуғын магнит индукциясының ағысынан үақыт бойынша алынған тууындыға тең:

$$A = - \frac{\partial \Phi}{\partial t}.$$

Бирақ, $abcta$ контуры арқалы өтетуғын Φ ағысы $B_z dx dy$ шамасына тең болғанлықтан,

$$- \frac{\partial \Phi}{\partial t} = - \dot{B}_z dx dy. \quad (7)$$

теңлиги орынлы болады. (6)-хәм (7)-аңлатпаларды салыстырып арқалы мынадай теңлікти аламыз:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = - \dot{B}_z.$$

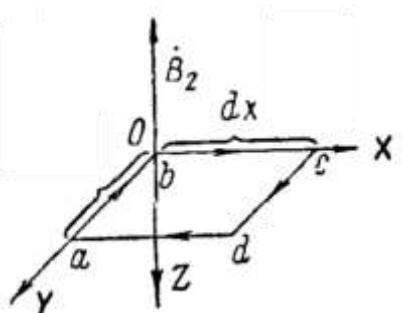
Тап үсындай жоллар менен индукция векторының басқа \dot{B}_x ҳәм \dot{B}_y қураўшылары болған теңлемелерди аламыз. Ең ақырында Максвелл теңлемелеринің екинши системасына ийе боламыз:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= - \dot{B}_x, \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= - \dot{B}_y, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= - \dot{B}_z. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Солай етип, Максвелдин теңлемелеринің екинши системасы магнит индукциясы векторы \mathbf{B} ның қураўшыларынан үақыт бойынша алынған тууындылар менен магнит майданының өзгериүүнин салдарынан пайда болған электр майданының кернеўлиги \mathbf{E} ның қураўшыларынан кеңисликлик координаталар бойынша алынған тууындыларды байланыстырады екен.

342-сүйрет.

Максвелдин теңлемелеринің екинши системасын алыўға.



(8)-теңлемелер системасы узы системаға киретуғын барлық шамалар CGSM-системасында өлшенген жағдайда дұрыс болады. Егер электр майданының кернеўлиги E ни CGSE-бирликлеринде, ал магнит индукциясы B ны CGSM-бирликлеринде өлшесек, онда оң тәрепте $1/c$ көбейтиўсисин киргизиў керек болады:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= - \frac{1}{c} \dot{B}_x, \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= - \frac{1}{c} \dot{B}_y, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= - \frac{1}{c} \dot{B}_z. \end{aligned} \right\} \quad (8a)$$

Максвелдиң теңлемелериниң екинши системасына индукция векторының сыйықтарының барлық үақытта түйік екенлигіне сәйкес келетуғын теңлемени қосыў керек. 200-параграфта айтылғандай, бул теңлеме мынадай түрге ийе болады:

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (9)$$

Векторлық түрде Максвелл теңлемелериниң екинши система (8а) ҳәм (9)-қатнас мынадай түрге енеди:

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \dot{\mathbf{B}}, \quad (86)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0. \quad (9a)$$

Максвелл теңлемелериниң бириңи ҳәм екинши системаларының биргеликте шешилиүи керек. Теңлемелердин бириңи система тоқлардың берилген \mathbf{i} тығызлықтары ҳәм электр зарядларының берилген көлемлик тығызлықтары р бойынша олар пайда еткен магнит майданының анықлауға мүмкіншилік береди; екинши система болса үақыт бойынша өзгеретуғын магнит майданы тәрепинен пайда етилетуғын құйын тәрізли электр майданының анықлауға мүмкіншилік береди. Бундай жағдайда \mathbf{H} ҳәм \mathbf{B} векторларының арасындағы байланыстың

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

қатнасының жәрдемінде берилетуғынлығын аңғарыў керек. Бул теңликтегі μ - орталықтың магнит сиңиргишлігі. \mathbf{E} ҳәм \mathbf{D} векторларының арасындағы байланыс

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$$

қатнасы бойынша анықланады. Бул теңликтегі ϵ - диэлектриклик турақты.

Орталық бир текли болмаған жағдайда 144-параграфта \mathbf{D} ушын, ал 206-параграфта \mathbf{B} ушын орталықтың айырым участкалары ушын алынған шегаралық шәртлердин орынланыуы керек:

$$D_{1n} = D_{2n}, \quad \frac{D_{1t}}{\epsilon_1} = \frac{D_{2t}}{\epsilon_2}, \quad B_{1n} = B_{2n}, \quad \frac{B_{1t}}{\mu_1} = \frac{B_{2t}}{\mu_2}.$$

Бул аңлатпаларда n ҳәм t индекслері сәйкес вектордың нормаль ҳәм тангенсиаллық қураушыларының алынатуғынлығын көрсетеди.

Ең ақырында, егер орталық өткізгишлікке ийе болатуғын болса, онда тоқтың тығызлығы i Ом нызамын қанаатландыратуғынын атап өтемиз:

$$\mathbf{i} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{E}').$$

Бул теңликтегі σ - орталықтың өткізгишлігі, ал \mathbf{E} - тәреплик дереклер тәрепинен пайда етилген майданның көрнекілігі.

§ 245 Максвелл-Лоренц теңлемелери. Максвелл теориясында заттың қәсийеттери үш константаның жәрдемінде тәрийипленеди: диэлектриклик турақты ϵ , магниттик сиңиргишлік μ ҳәм өткізгишлік σ . Өткізгишлік магниттик аналогы жоқ, себеби ҳеш қандай магнит зарядлары жоқ. Электр зарядлары болса олардың тарқалыуының тығызлығы менен бериледи.

Электромагнит майданы үсы зарядлардың болыуының ҳәм олардың қозғалысының себебінен пайда болады. Демек, Максвелл теориясы заттың атомлық құрылымын қарауға кирмейді ҳәм оның электромагнит майданға тәсірин ϵ, μ ҳәм σ константаларының жәрдемінде формаллық түрде қарайды. Заттың структурасын есапқа алыў Лоренцтиң электронлық теориясында берилген. Лоренц теориясының көз-қарасы бойынша зат тәрепинен ийеленген кеңислик бос кеңисликтен үсы кеңисликтегі оң ҳәм терис зарядлардың бар болыуы менен айрылады. Элементар терис зарядлар электронлар, ал элементар оң зарядлар атомлардың ядролары болып табылады. Электронлар ядролар менен бирге нейтраль атомларды ямаса ионларды пайда етеди. Атомлар менен ионлардың молекулалардың құрамына кирий мүмкін. Электронлар атомлардың ишинде түйік орбиталар бойынша қозғалады, олар атомлар менен молекулалардың ишинде айрылады. Электр зарядлары менен борборда үзіліктерін анықтауда олар орнын алмасырып, өткізгишлік тоғын пайда етеди. Электр ҳәм магнит майданлары үсы зарядлар ҳәм олардың қозғалысы тәрепинен пайда етиледи.

Зарядлардың микроскопиялық өлшемлерине байланыслы майданлар атомлық өлшемлер менен салыстырғандай қашықлықтарда ноқаттан ноқатқа өткенде өзгереди. Мысалы, айырым электрон ямаса ионның қасында электр майданы жүдә үлкен, ал қоңылас еки электронның арасында майданнаның нолге тең болыуы мүмкін. Солай етип, Лоренц теориясында қаралатуғын электр ҳәм магнит майданлары микроскопиялық характерге ийе болады. Бул майданлардың

кернегүлуклерин Максвелл теориясында қатнасатуғын макроскопиялық, орташаластырылған шамалардан айрыру үшін \mathbf{e} ҳәм \mathbf{h} арқалы белгилеймиз. Бул майданлар айрыым зарядлардың арасындағы кеңисликтерде пайда болады, яғни Лоренц теориясы шын мәнисинде бослықтағы майданларды қарайды. Сонықтан Лоренц теориясында Максвелдин тәнлемелерине киретуғын векторлардың еки жубы болған $\mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{H}$ ҳәм \mathbf{D} векторларының орнына векторлардың тек бир жубы ғана қарапады: электр майданының кернегүлүгі \mathbf{e} ҳәм магнит майданының кернегүлүгі \mathbf{h} .

Лоренциң электронлық теориясының көз-қарасы бойынша қалеген электр тоғы элементар зарядларының қозғалысларының салдарынан пайда болған конвекциялық тоқ болып табылады. Бул тоқтың тығызлығы $\sum \rho \mathbf{v}$ шамасына тең, бул аңлатпада $\rho \mathbf{v}$ - бир элементар заряд пайда еткен тоқ болып табылады, ал сумма барлық элементар зарядларға тарқалады (ρ бир зарядтың тығызлығы болып табылады, зарядтан тыста оның мәниси нолге тең, ал \mathbf{v} - оның тезлигинин векторы).

Солай етип, зарядлардың арасындағы бос кеңислик үшін Максвелл тәнлемелери мынадай түрге енеди:

$$\text{rot } \mathbf{h} = \frac{4\pi}{c} \sum \rho \mathbf{v} + \frac{1}{c} \dot{\mathbf{e}} \quad (1)$$

$$\text{div } \mathbf{e} = 4\pi \sum \rho, \quad (2)$$

$$\text{rot } \mathbf{e} = -\frac{1}{c} \dot{\mathbf{h}} \quad (3)$$

$$\text{div } \mathbf{h} = 0 \quad (4)$$

Усындағы түрде жазылған тәнлемелерди *Максвелл-Лоренц тәнлемелери* деп атайды. Бул тәнлемелерге киретуғын \mathbf{e} ҳәм \mathbf{h} шамаларын тиккелей өлшеүге болмайды, себеби биз атомлардың арасындағы ҳәм атомлардың ишиндеги кернегүлуклерди өлшей алмаймыз. Сонықтан, өлшенетуғын шамаларға өтиў үшін (1)-(4) тәнлемелерге киретуғын шамалардың орташа мәнислерин табыў керек. \mathbf{e} ҳәм \mathbf{h} кернегүлуклерин, зарядлардың тығызлығы болған $\sum \rho$ шамасын ҳәм $\sum \rho \mathbf{v}$ тоғын орташалауды айрыым атомлардың көлемлерине салыстырғанда үлкен болған, бирақ орташалаудың шеклеринде барлық макроскопиялық шамалар сезилерліктей өзгерислерге ушырамайтында дәрежеде киши кеңисликте өткериў керек; бундай орташалауды атомлардың ишиндеги қозғалыслардың дәүирине салыстырғанда үлкен үақыт аралықтары үшін исленеди (үақыттың усындағы аралығында макроскопиялық шамалардың өзгерип үлгермеўи үшін).

Усындағы жоллар менен орташаланған шамаларды $\bar{\mathbf{e}}$, $\bar{\mathbf{h}}$ $\sum \bar{\rho}$ ҳәм $\sum \bar{\rho} \mathbf{v}$ арқалы белгилеймиз. Бундай жағдайда Максвелл-Лоренц тәнлемелери мынадай түрге енеди:

$$\text{rot } \bar{\mathbf{h}} = \frac{4\pi}{c} \sum \bar{\rho} \mathbf{v} + \frac{1}{c} \dot{\bar{\mathbf{e}}} \quad (1a)$$

$$\text{div } \bar{\mathbf{e}} = 4\pi \sum \bar{\rho}, \quad (2a)$$

$$\text{rot } \bar{\mathbf{e}} = -\frac{1}{c} \dot{\bar{\mathbf{h}}} \quad (3a)$$

$$\text{div } \bar{\mathbf{h}} = 0 \quad (4a)$$

Бул тәнлемелер Максвелл тәнлемелерине сәйкес келиўи керек.

Егер

$$\mathbf{E} = \bar{\mathbf{e}}, \mathbf{B} = \bar{\mathbf{h}}$$

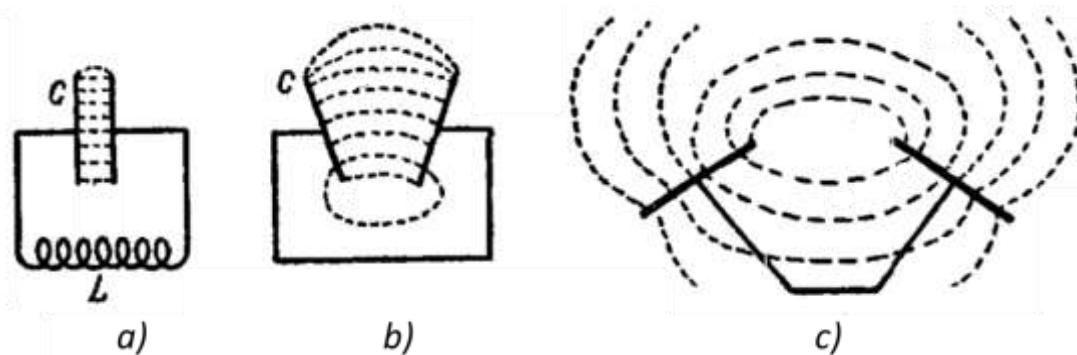
тәнликтери орынлы болса, онда (3a) ҳәм (4a) тәнлемелеринин Максвелл тәнлемелеринин екинши системасына сәйкес келетуғынлығын аңсат көриўге болады [244-параграфтағы (8b) ҳәм (9a) тәнлемелер].

Буннан 145- ҳәм 208-параграфларда айтылғанларға сәйкес мынаны аламыз: электр майданының макроскопиялық кернегүлүгі \mathbf{E} электр майданының микроскопиялық кернегүлүгі $\bar{\mathbf{e}}$ ниң орташаланған мәниси, ал магнит индукциясы \mathbf{B} болса магнит майданының микроскопиялық кернегүлүгі $\bar{\mathbf{h}}$ тың орташаларған мәниси болып табылады. Бул бурынырақ атап өтилген жағдайға сәйкес келеди: диэлектрик бар болған жағдайда электр майданының кернегүлүгі \mathbf{E} диэлектрик орталықта киргизилген "сыртқы" зарядлар тәрепинен де, орталықтың өзинин поляризациясы тәрепинен де анықланады; магнетик болған жағдайда магнит индукциясы \mathbf{B} тоқ тәрепинен де, орталықтың "магнитленгенлигі" тәрепинен де анықланады. Буннан электр майданының

кернеўлиги **E** менен магнит индукциясы **B** ның арасындағы аналогия және бир рет көринеди.

Бирақ, өзіншілдегі **E** үшін векторларын **E** үшін вектолары менен жоқарыда көлтирилгендей салыстырыуда (1а) өзіншілдегі (2а) тенлемелериниң Максвеллдин тенлемелериниң биринши системасына сәйкес келмейтуғында болып көринеди. Бирақ тереңиремек қарасақ, онда сәйкес келийдің орын алатуғының көрийгө болады. Оның ушын, бириншиден, $\sum \rho v$ векторының өткізишилік тоғының тығызлығы ішіндегі пайда болыуына сәйкес келетуғын еркін зарядлардың қозғалысын ғана емес, ал зарядлардың атомлардың ишинде қозғалысын да, атомлар менен молекулалардың үақыттың өзгеріүі менен поляризациясының өзгерисин де өзиниң ишине алатуғының есапқа алыў керек. Екиншиден, еркін зарядлардың макроскопиялық тығызлығы ρ элементар зарядлардың орташа тығызлығы болған $\sum \rho$ шамасына сәйкес келмейди. Себеби оған диэлектриктиң поляризациясына алып келинетуғын $\sum \rho$ шамасының бөлими кирмейди.

§ 246. Электромагнит толқынлар. Биз үақыт бойынша өзгеретуғын электр үәм магнит майданларының пайда болыуының құйын тәризли электр үәм құйын тәризли магнит майданларының пайда болыуына алып келетуғының көрдик. Егер усындағы электромагнит майданы кеңисликтиң базы бир шекленген областында пайда болса, онда тәжирийбелер бул майданның кеңисликтиң қалған бөліміне шекли тезлик пенен тарқалатуғының көрсетеди. Бул тезлик жүдә үлкен үәм бослықта жақтылықтың тезлигине сәйкес келеди ($3 \cdot 10^{10}$ см/сек). Пайда етилетуғын электромагнит майданы дәүирли характерге ийе болса, онда бул майданның тарқалыуы толқынлық характерге ийе болады. Электромагниттик майданның тарқалыуының толқынлық характеристика Максвеллдин электромагнит құбылыслардың улыўмалық теориясынан келип шығады үәм ол 1863-жылы берилди. Электромагнит толқынлары биринши рет Герц тәрепинен 1888-жылы экспериментлерде үйренилди.



343-сүйрет. Ашылыудың ҳәр қыйлы дәрежесине ийе тербелмелі контурлар.

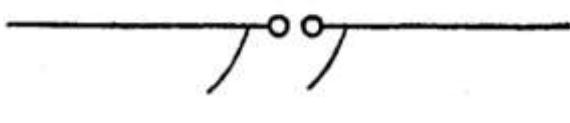
Дәслеп әпійайы теориялық схема мысалында электромагнит толқынлардың пайда болыу процессин қараймыз. Буннан кейин оларды жүзеге көлтирийдің техникалық усыллары менен танысамыз. Бизиң қолымызда қандай да бир усылдың жәрдемінде электр тербелислері қоздырылатуғын контур бар деп болжайық. Мейли, бул контур C сыйымлығы және өзлик индукция коэффициенти L менен тәрийипленетуғын болсын. Егер бул контурдағы тербелислердин дәүири меншикли тербелислердин дәүири T ға тең болса, онда бул дәүирдин шамасы 239-параграфтағы (2)-формуланың жәрдемінде анықланады:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

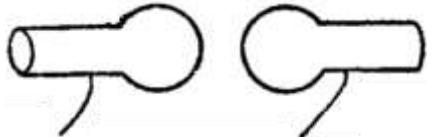
Бул тербелислердин нәтийжесинде контурдың областында өзгермелі электр үәм магнит майданлары пайда болады. Мысалы, егер биз конденсатордың астарларының арасындағы кеңисликти қарайтуғын болсақ, онда бул кеңисликте T дәүири менен электр майданының кернеўлиги үәм аўысыў тоғының шамасы өзгереди, усының нәтийжесинде құйын тәризли магнит майданы пайда болады. Электромагнит толқынның тарқалыуының сезилерліктең

болыўы ушын ямаса системаның сезилерлікте нурланыўы ушын аўысыў тоғы пайда болыўы ҳәм ฿ векторы нолге тең болмаған область мүмкін болғанынша қоршаған орталықтан аз бөлинген болыўы керек. Егер астарларының арасындағы қашықлық киши болған тегис конденсаторды ҳәм орамлары бир бирине тығыз жайласқан соленоид түриндеги өзлик индукцияны алса (343а сүүрет), онда майдан ис жүзинде дерлик толығы менен астарлардың арасында ҳәм соленоидтың ишинде болады. Нурланыўдың үлкейиүи ушын конденсатордың астарларының арасындағы қашықлықты үлкейтиў ҳәм шынжырдың өзлик индукцияға ийе областын катушка түринде емес, ал ашығырақ контур түринде ислеў керек болады. Астарлардың арасындағы қашықлықты үлкейтип ҳәм соленоидты сыйырлы өткизгиш пенен алмастырып, бизлер 343-б ҳәм 343-с сүүретлерде көрсетилген контурлардың типлерин аламыз. Әлбетте, контурларды усынданай етип өзгерктенде сыйымлық пенен өзлик индукция дәслепки схемаға салыстырғанда әдеўир киши болады ҳәм усыған сәйкес дәслепки схемаға салыстырғанда системаның меншикли тербелислеринин дәўири де киши болады. Бундай контурлардағы тербелислер қандай да бир өзгемели ә.қ.күшинен конденсатордың астарларына энергияны алып келиўдин өсабынан жүзеге келеди. Астарлар зарядланатуғын потенциаллар айырмасының шамасын үлкейтиў ушын астарларды тутастырытуғын өткизгиште ушқынлық аралық деп атала туғын ашық орынды пайда етиў керек. Ушқынлық аралықтың болыўының себебинен шынжырдың еки бөлиминдеги потенциаллар айырмасы ушқынлық аралықтан тесетуғын шамасына жеткенше шынжыр ажыратылған ҳалда турады. Тесиў орын алғанда еки бөлимди де бир өткизгиш контурға тутастыратуғын ушқынлық аралықта ушқын пайда болады, ал бул контурда электр тербелислері жүзеге келеди. Конденсатордың астарларын пүткіллей жоқ етиўге ҳәм тербелмели системаны бир бириңен ушқынлық аралық пенен айырылған еки металл стерженнен туратуғын етип ислеўге болады (344-сүүрет). Бундай тербелмели системаны диполь деп аталаады. Астарларды жоқ етиў сыйымлықтың жүдә киширийейиүине алып келеди; сыйымлықты үлкейтиў ушын тербелмели системаны пайда ететуғын стержендерди ушқынлық аралықтың шегараларының қасында сфералық жүйәнәйға ийе етип соғады. Тап усынданай тербелмели контурды Герц өзинин тәжирийбелеринде пайдаланды. 345-сүүретте Герцтиң вибраторы деп атала туғын Герцтиң тербелмели контуры көрсетилген. Герцтиң вибраторындағы тербелислер оның екинши орамына индукциялық катушканы тутастырыудың салдарынан қозады. Бундай жағдайда тербелмели процесс мынадай характерге ийе болады: Потенциаллар айырмасының шамасы әдеўир үлкен болғанда ҳәм ушқынлық аралықта ушқын пайда болғанда вибраторда сөниүши тербелислер пайда болады. Тербелислердин дәўири вибратордың сыйымлығы ҳәм өзлик индукциясы бойынша анықланады. Вибратордың ярымының екеўин де көп қайтара зарядлағаннан кейин тербелис сөнеди, себеби зарядлағанда вибратор алатуғын энергия нурланыў ҳәм ленц-джоуль жыллышына жумсалады. Буннан кейин индуктор вибраторды қайтадан зарядлайды ҳәм процесс қайталанады. Индуктордан вибраторды зарядлаў дәўири индуктордың ажыратқышының жұмыс ислеүинин дәўири бойынша анықланады; бул дәўири вибратордың тербелислеринин дәўиринен әдеўир үлкен. Диполдин өзинде тербелислерде жоқары жийиликли тоқ өтеди (Герцтиң тәжирийбелеринде жийиликтиң шамасы шама менен 10^8 гц ке тең болған), бул тоқ диполдин үшларында шағылысады ҳәм бағытын қарама-қарсы бағытқа өзгерtedи: диполда бир бағытта тарқалатуғын толқын менен шағылысқан толқынның интерференциясы жүзеге келеди, нәтийжеде онда түрғын толқынлар қәлиплеседи. Бул диполдин ҳәр қыйлы ноқатларында тоқтың амплитудасының ҳәр қыйлы мәнислерге ийе болатуғынлығын көрсетеди, бундай жағдайда диполдин үшларында тоқтың күши түйинге, ал ортасында шоғырға ийе болады. Солай етип, тербеліүши диполда ўақыттаң бир моментинде тоқтың күши ҳәр қыйлы мәнислерге ийе болады. Бул процесстин

"квазистационар емес" екенлигиниң мысалы болып табылады. Максвелдинг терриясынан сәйкес толық тоқ, яғнай өткизгишлик тоғы менен аўысыў тоғының қосындысы, диполдинг барлық кесимлеринде бирдей болыуы керек. Буннан, өткизгишлик тоғы нолге тең болатуғын орынларда аўысыў тоғының максималлық мәниске ийе болатуғынлығы келип шығады. Дәүирли процессте электр кернеўлигиниң амплитудасының мәниси ең үлкен болған орынларда аўысыў тоғының амплитудасы да ең үлкен мәнисине тең болады.



344-сүйрет. Ушқынлық аралық пенен ажыратылған еки стержень түриндеги тербелмелі контур.



345-сүйрет. Герцтиң вибраторы.

Солай етип, өткизгишлик тоғының амплитудасы нолге тең орынларда кернеўликтинң амплитудасының мәниси максималлық болады екен. Электр кернеўлигиниң шоғырлары диполдинг ушларында, ал түйин ортасында жайласады.

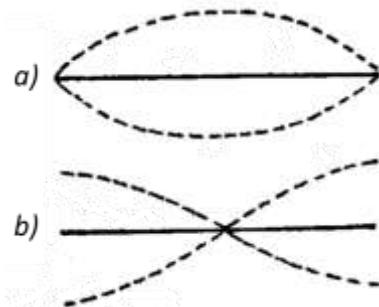
Диполдинг бойындағы тоқтың күшиниң амплитудасы менен электр кернеўлигиниң амплитудасының тарқалыуы 346-сүйретте көрсетилген.

Диполди қоршап турған кеңисликте пайда болған электромагнит майданының характеристерин қараймыз.

Диполди схема түрінде бир бириңен l қашықтығы дәүирли өзгеретуғын бир бириңе тең ҳәм белгилери ҳәр қыйлы болған $+q$ ҳәм $-q$ заряды түрінде көз алдыға елеслетиүге болады. Жоқарыда көргенимиздей (125-параграф), өзгермейтуғын диполдинг электр майданы бир зарядта басланатуғын ҳәм екинши зарядта тамам болатуғын кернеўлик сзыықтары менен тәрийипленеди.

346-сүйрет.

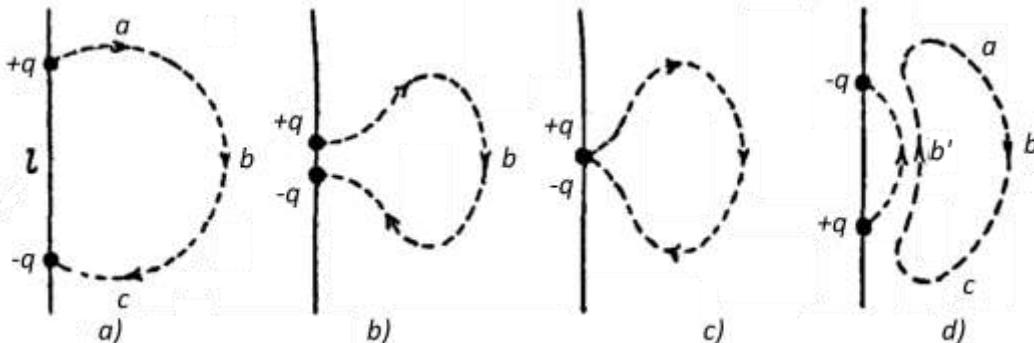
Тоқ күшиниң амплитудасының (a) ҳәм электр кернеўлигиниң (b) диполдинг бойында тарқалыуы.



Улыўма айтқанда, егер диполди пайда ететуғын зарядлар қозғалатуғын болса, аўчал басқаша болады. Бундай аўчалдың жүзеге келийи майданының кеңисликтеги шекли тезлик пенен тарқалыуына байланыслы. Демек, диполдан қашықлатылған қандай да бир ноқаттағы кернеўлик E ниң мәниси диполдағы бөлекшелердин тап ұсы моменттеги жайласыўынан емес, ал буннан бир қанша бурынғы жайласыўына сәйкес келеди.

Бул жағдайда графикалық жоллар менен түсіндіремиз. Диполди пайда ететуғын $+q$ ҳәм $-q$ зарядлары бир бириңен базы бир l қашықтықта жайласқан ҳалдан баслаймыз (347a сүйрет) ҳәм қандай да бир кернеўлик сзыығын, мысалы abc сзыығын қараймыз. Зарядлар бир бириңе жақынласқанда кернеўлик сзыықтары формасын өзгертереди, мысалы, b ноқатындағы кернеўлик E ниң мәниси зарядлардың берилген жайласыўына сәйкес келмейди, ал ўақыттың буннан бурынырақтағы моментине сәйкес келеди. Сзыық 347b сүйретте келтирилгендей түрге ийе. Зарядлардың екеўи де жылысқанда кернеўлик сзыықтары илмектин формасына ийе болады (347-сүйрет). Зарядлардың буннан былай

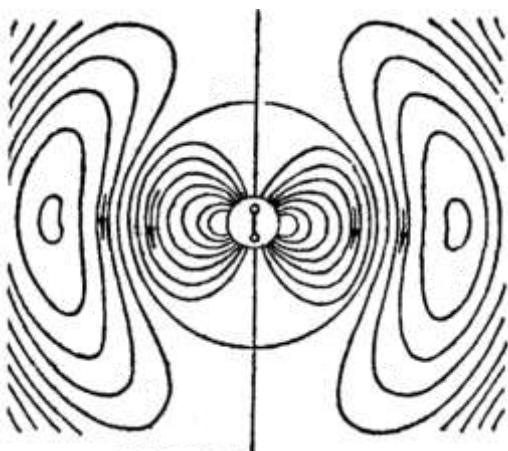
қозғалыұында кернеўліктиң $abcb'$ түйік сзығы пайда болады (347-д сүйрет). Солай етип, пайда болған электр майданы құйынлық характерге ийе болады.



347-сүйрет. Ҳәр қыйлы үақыт моментлериндеги диполдин қасындағы кернеўлік сзығылары.

Максвеллдин гипотезасы бойынша өзгермели электр майданының түйік сзығылары өзгермели магнит майданының түйік сзығыларының пайда болыўына алып келеди. Ал пайда болған магнит майданының түйік сзығылары болса электр кернеўлигинин түйік сзығыларын пайда етеди ҳ.т.б. Тербелетуғын диполдин дөгерегинде электромагнит майданы пайда болады.

348-сүйретте үақыттың барыз бир моментиндеги Герц диполининң әтирапындағы электр кернеўлигинин тарқалыўы көрсетилген.



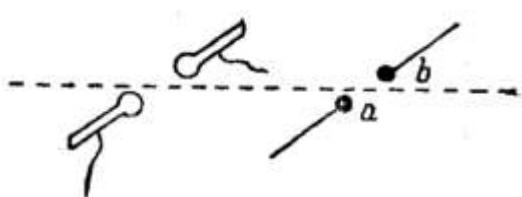
348-сүйрет.
Диполдин қасындағы кернеўлік сзығылары.

Диполдин қасында пайда болған толқындағы электр ҳәм магнит майданларының бағытын ҳәм салыстырмалы шамасын есаплаўға да ҳәм экспериментте де анықлаўға да болады.

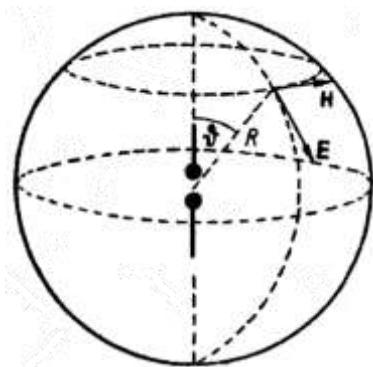
Электр майданын электр кернеўлигине реакция берे алатуғын "электр резонаторын" майданының ҳәр қыйлы ноқатларына қойыў жолы менен изертлеўге болады. Бундай резонатор болып ab ушқынлық аралығына ийе түрі мүйешли сым хызмет ете алады (349-сүйрет). Бул сүйретте резонатордың шеп тәрепинде нурландыратуғын вибратор көрсетилген. Егер бундай диполь электр майданының кернеўлік сзығыларына перпендикуляр болмаса, онда оның ушларының арасында потенциаллар айырмасы пайда болады. Усының нәтийжесинде ушқынлық аралықта ушқын пайда болады. Бул ушқын электр майданының бар екенлигинин индикаторы болады. Қабыл ететуғын диполдин ушқынлық аралығының киши болыўы керек, себеби оның ушларындағы потенциаллар айырмасының шамасы үлкен емес.

Магнит майданын оның индукциялық тәсіри бойынша үйрениүге болады. Оның ушын майданның ҳәр қылыш орынларына контур орналастырылады ҳәм ондағы тоқ өлшенеди. Индукциялық тоқтың шамасы контурдың түрған орнынан ҳәм оның бағытынан ғәрезли болады. Магнит индукциясының векторы контурдың тегислигіне нормаль бағытланған болса, онда өзгермeli майданның индукциялық тәсіри үлкен болады. Себеби, усындағай аұхалда контур тәрепинен шекленген тегислик арқалы өтетуғын магнит ағысының шамасы тезирек өзгереди. Ҳәр қылыш орынлардағы кернеўлик векторының салыстырмалы шамасы контур магнит майданының кернеўлигине нормаль бағытта түрған жағдайдағы индукциялық тоқтың шамасына пропорционал.

Усындағай типтеги тәжирийбелер диполди қоршап түрған электромагнит майданының характеристерин анықлауда мүмкіншиликті береди. Диполдинң тикелей қасында майданның характеристері қурамалы. Бирақ толқын зонасы деп аталатуғын усы диполдинң өлшемлерине салыстырғанда үлкен қашықтықтардағы областларда майдан салыстырмалы әпиүайы түрге ийе.



349-сүйрет. ab резонаторы.



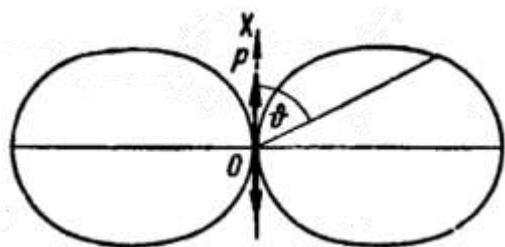
350-сүйрет. Диполдинң толқын зонасындағы E ҳәм H векторларының бағыты.

Диполдинң бағыты сыпатында сфералық беттін қөшерин қабыл етемиз (350-сүйрет) ҳәм усы көшерге байланыслы параллеллер менен меридианларды өткеремиз. Бундай жағдайда электр майданының кернеўлиги **E** қәлеген ноқатта меридианға урынба, ал магнит майданының кернеўлиги **H** параллелге урынба бағытта бағытланған. Магнит ҳәм электр майданларының кернеўликтеринің шамасы экватордан полюслерге өткенде киширеяди: диполдинң көшеринин дауамында жайласқан ноқатлар ушын еки кернеўлик те нолге тең; экваторлық областта жататуғын ноқатлар ушын кернеўликтер ең үлкен мәниске ийе болады. Усыған сәйкес нурландырылатуғын энергияның ағысының тығыздығы нурланыудың бағыты менен диполдинң көшеринин арасындағы ϑ мүйешинен ғәрезли. Бул ғәрезлик 351-сүйретте векторлық диаграмма түринде көрсетилген. Дополға шекемги қашықтықтың үлкейиүи менен (яғни сфераның радиусының үлкейиүи менен) кернеўликтер киширеяди. Берилген ноқаттағы электр майданының кернеўлиги **E** ниң бағыты оның менен байланыслы болған магнит майданының кернеўлиги **H** тың бағытына перпендикуляр ҳәм **E** менен **H** векторларының екеүі де сфераның радиусына, яғни толқынның тарқалыу бағытына перпендикуляр. Егер диполдағы ә.к.күши \mathcal{E}

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$$

нызамы бойынша өзгеретуғын болса (бул теңликте ω - тербелислердин цикллық жийилигі), онда майданының кернеўлиги **E** де ҳәр бир қоқатта сол ω жийилигі менен дәүйирли түрде, бирақ фазасы бойынша кешиккен ҳалда өзгереди. Егер биз қарап атырған ноқат диполдан қанша алыста жайласқан болса фаза бойынша кейин қалыудың шамасы да үлкен болады. Бул кейин қалыудың себеби электромагнит толқынлардың шекли v тезлигі менен тарқалыуының себебинен жүзеге келеди. Солай етип, диполдин әтирапында

сфералық электромагнит толқын пайда болады.



351-сүйрет.

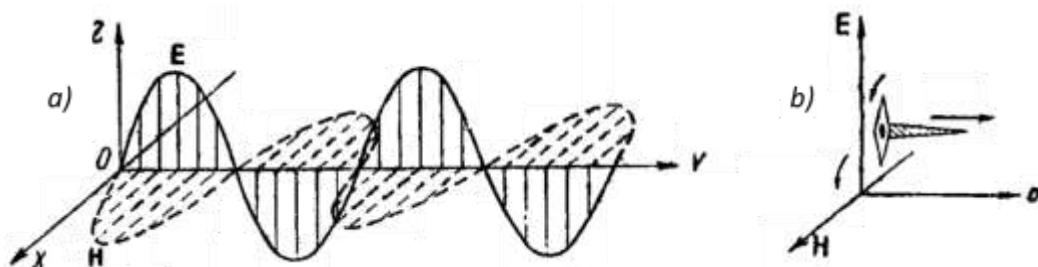
Нурланыў интенсивлігінің мүйешлер бойынша тарқалыўы.

Егер r арқалы диполден берилген ноқатқа шекемги қашықлықты белгилесек, онда \mathbf{E} векторының тербелислери мынадай аңлатпанаңың жәрдемінде бериледи:

$$E = \frac{E_0 \sin \vartheta}{r} \sin \omega \left(t - \frac{r}{v} \right) = \frac{E_0 \sin \vartheta}{r} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right).$$

Бул аңлатпада T - дәүир, λ - толқын узынлығы, ал ϑ - поляр мүйеш (350-сүйрет).

Тарқалыў бағытында электромагнит толқынды бир бирине перпендикуляр тегисликте жатқан еки синусоиданың жәрдемінде көрсетійге болады. Олардың бири электр кернеўлиги векторы \mathbf{E} нин, ал екіншиси магнит кернеўлиги \mathbf{H} тың тербелислерин көрсетеди. Бослықта еки вектордың тербелислеринің амплитудалары сан мәниси бойынша бир бирине тең (егер \mathbf{E} электростатикалық, ал \mathbf{H} - электромагниттік системада өлшенген болса); еки вектор да бирдей фазада тербеледи (352-а сүйрет). Толқынның тарқалыў бағытын бұрғы қағыйдасы бойынша анықлау мүмкін: егер бұрғының тұтқасын \mathbf{E} векторынан \mathbf{H} векторына қарай бұрасақ, онда оның илгерилемелі қозғалысының бағыты толқынның тарқалыў бағытын анықтайты (352-б сүйрет).



352-сүйрет. Электромагнит толқын.

Өзиниң тәжирийбелерінде Герц узынлығы шама менен 60 см болған электромагнит толқынларын алды. Ол толқынлардың металл айналардағы шығылышының, парафиннен соғылған призмадағы сыныуын, соның менен бирге интерференция құбылышын бақлады. Бұл тәжирийбелердин барлығы электромагнит майданның шекли тезлікке ийе толқынлар түрінде тарқала алатуғынлығын айқын көрсетti.

§ 247. Электромагнит толқынларының тарқалыў тезлигі. Электромагнит толқынлардың тезлігінің үлкен болыуына байланыслы оның шамасын тәжирийбеде тиккелей анықлау қыйыншылықты пайда етеди.

Герц вибратордың сыйымлығы менен өзлик индукциясы бойынша электромагнит толқынның узынлығы λ ны, тербелислердин дәүири T ны анықлады ҳәм усы шамаларды пайдаланып

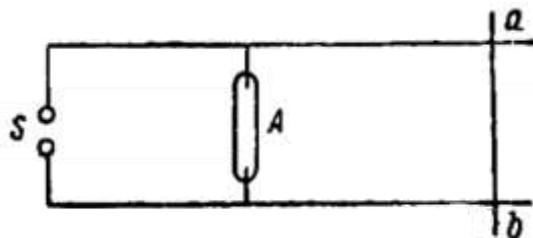
$$\nu = \frac{\lambda}{T} \tag{1}$$

қатнасының тийкарында тезлик ν ны есаплады. Толқын узынлығын өлшеу үшін Герц бир бирине қарама-қарсы тарқалатуғын толқынлардың интерференциясында пайда болатуғын түрғын толқынларды пайдаланды. Герц жууырыўшы толқынның металл айнада

шағылысыұын пайдаланып, бир бирине қарама-қарсы тарқалатуғын толқынларды ала алды.

Түрғын толқынның интенсивигинин сезилерликтей болыўы ушын тәжирийбени белгили болған бағытта тарқалатуғын электромагнит толқыны менен өткериў керек. Электромагнит толқынның ұсында "бағытланғанлығын" алыў 353-сүйретте көрсетилген схеманың жәрдеминде аңсат алыўға болады. Диполдин үшқынлық аралығы сүйретте көрсетилгендей, ушларында бир бири менен қосылатуғын еки паралель сым болып табылады.

353-сүйрет.
Түрғын электромагнит толқынларын алыў.



Электромагнит майданы тийкарынан сымлардың ортасында топланған, ал сымлар арқалы өткизгишлик тоғы пайда болады. Сымның ab участкасы өзине жетип келген толқынды шағылыстыратуғын айнаның хызметин атқарады. Нәтижеде сымлар менен шекленген областта түрғын толқынлар пайда болады ҳәм бул толқынның түйинлери менен шоғырлары тәжирийбеде анықланады. Өткизгишлердин арасына A разрядлық трубканы қозғалыўшы контактларда сымлардың бойы менен жылыстырыў оның үзик-үзик жақтылық шығарыўын бақлауға болады. Ең күшли жақтылық шығарыў электр кернеўлигинин шоғырларында орын алады; электр кернеўлигинин түйинлеринде жақтылық шығарыў бақланбайды. Қоңылас түйинлер ямаса шоғырлардың арасындағы қашықлық толқын узынлығының ярымын береди. Магнит кернеўлигинин түйинлери менен шоғырларын гальванометрге түйікленған рамканы сымлардың бойы менен жылжытып, жоқарыда көрсетилгендей өзгермeli магнит майданының индукциялық тәсирин бақлау арқалы табыуға болады. Бул бақлаулар магнит кернеўлигинин шоғырларының электр кернеўинин түйинлери менен сәйкес келетуғындығын көрсетеди. Шағылысыў орын алатуғын ab орнында электр кернеўлигинин түйини ҳәм магнит кернеўлигинин шоғыры орын алады. Буннан металл беттен шағылысқанда электр кернеўлигинин тербелисиниң ярым толқынды жоғалтатуғындығы келип шығады. Бундай жағдайда магнит кернеўлиги векторының тербелислері шағылысыўында ярым толқынның жоғалыўы орын алмайды.

Түйинлердин арасындағы қашықлық бойынша толқын узынлығы λ ны анықладап ҳәм тербелис дәўири T ны билип, (1)-формула бойынша электромагнит толқынлардың тарқалыў тезлиги v ны анықлауға болады. Тербелис дәўири T ны, жоқарыда көрсетилгендей, 239-параграфтағы (2)-формула бойынша есаплауға болады. Бирақ, тербелис дәўирин әмперикалық жоллар менен де анықлауға болады. Оның ушын айланатуғын айнаның жәрдеминде тербелмeli контурдың үшқын аралығындағы үшқынды бақлайды. Айнаны жүдә тез айландырғанда ҳәр бир тербелистиң дәўириниң ишинде үшқынның шығыўы ҳәм тоқтауына сәйкес үшқынның сүйрети үзик-үзик түринде алынады. Усындај жоллар менен электромагнит толқынларының бослықтағы тарқалыў тезлиги ушын $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек шамасы алынды. Түрғын толқынлардың толқын узынлығын ҳәзирғи ўақытлары өткөрілген дәлірек өлшеўлер, соның менен бирге жақтылықтың тезлигин өлшеўлер (жақтылық толқын узынлығы жүдә киши болған электромагнит толқын болып табылады) мынадай мәнисти береди⁶⁰:

⁶⁰ Жақтылықтың вакуумдағы тезлиги 299 792 458 00 см/с (Аўдарыўшылар).

$$c = 2,998 \cdot 10^{10} \text{ см/сек.}$$

Бул шама тоқ күшинин әлектромагнитлик ҳәм электростатикалық бирликлериниң қатнасы бойынша анықланатуғын әлектромагнитлик тұрақты c ның шамасына жүдә жақын. Бундай сәйкеслик тосыннан жүзеге келген емес: Максвелл теориясы (қараңыз: майды шрифт) бослықта әлектромагнит толқынларының әлектродинамикалық тұрақты c да тең тезлик пенен тарқалатуғынлығын көрсетеди.

Егер бойы арқалы әлектромагнит толқынлары тарқалатуғын сымларды диэлектрикке түсірсек, онда турғын толқынлардың түйинлери арасындағы қашықтық киширейеди; бул толқынлардың тарқалың тезлигиниң киширейетуғынлығын көрсетеди. Максвелл теориясы бойынша толқынның тарқалың тезлиги v мынаған тең:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}. \quad (2)$$

Бул теңдикте ϵ менен μ арқалы заттың диэлектриккі тұрақтысы менен магнитлик сиңиргишлігі белгиленген.

Максвелл теңлемелерин таллап, белгили болған шарайтларда олардың шешимлериниң толқынлық характеристеге ийе болатуғынлығын көрсетеди. Максвелл теңлемелерин шешімдердин усылларын көрсетиүге мүмкіншилік жоқ болғанлықтан, биз толқынлық шешимниң Максвелл теңлемелерин қанаатлардыратуғынлығын көрсетемиз ҳәм толқынның характеристи менен оның тарқалың тезлиги ҳақында жүйе-шартты көлтирип шығарамыз.

Әлектромагнит тербелис белгили $T = \frac{2\pi}{\omega}$ дәүирге ийе болады ҳәм белгили бағытта, мысалы OY көшериниң бағытында тарқалады деп болжаймыз (352-сүйрет). Әпиүайыластырыў ушын толқынды тербелислердин тарқалың бағытына перпендикуляр тегис ҳәм ўақыттың бир моментинде E ҳәм H векторларының екеүи де берилген мәниске ийе болады деп болжаймыз. Бул болжау E ҳәм H векторлары ушын "толқын теңлемесин" былайынша жазыўға мүмкіншилік береди:

$$E = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right), H = H_0 \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right); \quad (3)$$

бул аңлатпаларда E_0 ҳәм H_0 арқалы әлектр ҳәм магнит кернеўлуклери векторларының сәйкес амплитудаларын аңғартады, v - әлектромагнит толқынның тарқалың тезлиги. Толқынның тезлиги v толқынның дәүири ҳәм толқын ұзынлығы менен байланысқан:

$$v = \frac{\lambda}{T}.$$

Бизлер толқынды тегис деп болжағаннан кейин E ҳәм H векторларының проекцияларының x ҳәм z координаталары бойынша алынған дара түүндылары нолге тең болады, себеби берилген момент E ҳәм H шамалары тек толқынның тарқалың бағытында, яғни тек OY көшериниң бағытында ғана өзгереди. Солай етип, Максвелл теңлемелеринен x ҳәм z координаталары бойынша алынған түүндылар шығып қалады. Бул жағдай бизге мынадай түрдеги Максвелл теңлемелериниң системасын береди (244-параграф):

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\partial H_z}{\partial y} = \frac{\epsilon}{c} \dot{E}_x, \\ 0 = \frac{\epsilon}{c} \dot{E}_y, \\ -\frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{\epsilon}{c} \dot{E}_x \end{array} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\partial E_z}{\partial y} = -\frac{\mu}{c} \dot{H}_x, \\ 0 = \frac{\mu}{c} \dot{H}_y, \\ \frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{\mu}{c} \dot{H}_z \end{array} \right\} \quad (5)$$

Максвелл теңлемелериниң еки системасының екинши теңлемелериниң орынланыўы ушын E ҳәм H векторларының OY көшерине түсирилген проекцияларының нолге тең болыўы керек.

(3)-аңлатпадан E ямаса H векторларының қандай да бир проекциясынан ўақыт бойынша алынған түүнды барлық ўақытта нолге тең болса, онда усы проекцияның өзиниң нолге тең болатуғынлығы келип шығады. Буннан мынадай теңликтердин орынланатуғынлығын көремиз:

$$E_y = H_y = 0. \quad (6)$$

Бул бизге жүдә әхмийетли нәтийжени береди: тегис әлектромагнит толқында E ҳәм H векторлары тербелислердин тарқалың бағытына перпендикуляр жайлласқан, әлектромагнит

толқын көлденен.

Анықлық ушын \mathbf{E} векторы өзиниң бағытын өзгертпей тербеледи деп болжаймыз; мейли, бул бағыт OZ бағытына сәйкес келсин. Вектор өзиниң бағытын сақлайтуын усында толқынды тегис поляризацияланған толқын деп атайды. Бизиң болжайымыз \mathbf{E} векторының OX көшериниң бағытындағы нолге тең деп жуўмақ шығарыўға мәжбүрләйди, яғни $E_x = 0$. Буннан

$$E_z = E \quad (7)$$

теңлигине ийе боламыз. Бундай шарайтта Максвелдин екинши теңлемелер системасының үшинши теңлемеси мынаны береди:

$$\dot{H}_z = 0.$$

Демек

$$H_z = 0$$

теңлиги орынлы болады екен. Усының менен бирге (4)-системаның биринши теңлемеси де орынланады. Солай етип, магнит кернеўлиги векторы OX көшерине параллель тербеледи екен. Буннан

$$H_x = H$$

теңлигине ийе боламыз. Буннан биз электр кернеўлиги векторы (OZ көшериниң бағытындағы) менен магнит кернеўлиги векторының (OX көшериниң бағытындағы) өз-ара перпендикуляр екенлигин көремиз.

Биринши система (4) тиң үшинши теңлемесин ҳәм екинши система (5) тиң биринши теңлемесин пайдаланамыз. Енди олар мынадай түрге енеди:

$$-\frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\epsilon}{c} \dot{E}, \quad \frac{\partial E}{\partial y} = -\frac{\mu}{c} \dot{H}.$$

Бул теңлемелерден белгисизлердин биреүин жоқ етиў ушын (мысалы H ты) биринши теңлемеден үақыт бойынша туўынды аламыз:

$$-\frac{\partial \dot{H}}{\partial y} = \frac{\epsilon}{c} \ddot{E};$$

Бул теңлемедеги \dot{H} тың орнына оның екинши теңлемедеги мәнисин қойып, мынаны аламыз:

$$\frac{c}{\mu} \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} = \frac{\epsilon}{c} \ddot{E} \text{ ямаса } \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}. \quad (8)$$

Әлбетте, E ни жоқ етип биз H ушын (8)-теңлемеге усаған теңлемени аламыз. (8)-теңлеме толқын теңлемеси болып табылады (I томдағы 111-параграфтағы теңлеме менен салыстырыңыз). Бундай теңлемени

$$E = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right)$$

түриндеги шешимниң қанаатландыратуынына көз жеткеремиз. Оның ушын E ден үақыт t ҳәм координата бойынша екинши тәртипли туўындыларын аламыз:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} &= -\omega^2 E_0 \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right) = -\omega^2 E; \\ \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} &= -\frac{\omega^2}{v^2} E_0 \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right) = -\frac{\omega^2}{v^2} E. \end{aligned}$$

Бул $\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$ ҳәм $\frac{\partial^2 E}{\partial y^2}$ шамаларын (6)-теңликке қойып

$$\frac{1}{v^2} = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \quad (9)$$

барлық үақытта қанаатландырыў мүмкін болған қатнасына ийе боламыз. Солай етип, (8)-теңлемениң шешими жийилиги ω болған ҳәм v тезлиги менен тарқалатуын тегис толқын болып табылады екен. (9)-аңлатпа бойынша v мынаған тең:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}. \quad (10)$$

Бослық ушын $\epsilon = 1$ ҳәм $\mu = 1$, буннан бослықтағы электромагнит толқынларының тарқалыў тезлигинин, сан мәниси бойынша c ға тең екенлиги келип шығады. Ал, c болса тоқ күшиниң электромагнит (*CGSM*) бирлигиниң электростатикалық бирлигине (*CGSE*) қатнасына тең.

§ 248. Умов-Пойнтинг векторы. Электромагнит толқынының тарқалыў үсы

электромагнит толқынын тәрийиплейтуғын энергияның алып берилиүи менен жүреди. Жоқарыда электр ҳәм магнит майданының энергиясының кеңисликте $\varepsilon E^2 / 8\pi \text{ ҳәм } \mu H^2 / 8\pi$ тығызлықтары менен тарқалатуғының көрдик. Электромагнит майданының тығызлығы w шамасына тең қосынды энергия менен тәрийипленетуғының көрсетиүге болады:

$$w = \frac{\varepsilon E^2 + \mu H^2}{8\pi}.$$

(Бул формула бирликлердин электростатикалық системасында да, электромагниттик системасында да дұрыс). Энергия майданының кернеўліктериниң функциясы болғанлықтан, ол кеңисликте майданының тарқалыўының тезлиги v менен тарқалады. Электромагнит энергиясының ағысының тығызлығы векторын киргизиў арқалы энергияның тарқалыўын тәрийиплеўге болады. Улыўмалық түрде серпимли толқынларға қолланылатуғын энергияның ағысының тығызлығы векторы бириңши рет Москва университетиниң профессоры Н.А.Умов тәрепинен киргизилди (I томдағы 112-параграфты қараңыз), ал электромагнит майданына арналған дара жағдай Пойнтинг тәрепинен пайдаланылды.

Егер Умов-Пойнтинг векторының сан мәнисин S арқалы белгилесек, онда dt ўақытының ишинде толқынның тарқалыў бағытына перпендикуляр беттиң бир бирлиги арқалы өтетуғын энергияның шамасы

$$S dt = w \cdot v \cdot dt \quad (1)$$

формуласының жәрдеминде анықланады. Бул формулада v - толқынның тарқалыў тезлиги.

Егер E ҳәм H векторлары бир бирине перпендикуляр болса (бослықтағы электромагнит толқынларында усы векторлар бир бирине перпендикуляр), онда изотроп орталықтарда Умов-Пойнтинг векторының мәниси

$$S = \frac{c}{4\pi} EH \quad (2)$$

тәнлигинин жәрдеминде анықланады. Бул тәнлик бирликлердин аралас системасында (гаусслық) орынлы.

Шамасы ҳәм бағыты бойынша Умов-Пойнтинг векторы S тиң шамасы E ҳәм H векторларының векторлық көбеймесиниң жәрдеминде анықланады:

$$S = \frac{c}{4\pi} (E \times H). \quad (3)$$

(2)- ҳәм (3)-тәнликлер бойынша анықланған Умов-Пойнтинг векторының (1)-тәнлемени қанаатландыратуғынын, яғни ҳақыйқатында энергияның ағысының тығызлығының векторы болып табылатуғының көрсетемиз. Жоқарыдағыдай, OY көшериниң бағытында тарқалатуғын толқынның электр ҳәм магнит векторлары сәйкес OZ ҳәм OX көшерлериниң бағытына параллель деп болжаймыз (352-сүйрет). Бундай жағдайда $E = E_z$ ҳәм $H = H_x$ ҳәм S векторы OY көшериниң бағытында бағытланған, яғни толқынның тарқалыў бағыты менен бағытлас болады.

247-параграфтағы (5)-системасының бириңши тәнлемесинен сол параграфтағы (3)-формуланы итибарға алып, мынаған ииे боламыз:

$$\frac{\omega}{v} E = \frac{\mu \omega}{c} H;$$

бул тәнликке $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$ тәнлигин қойып, мынаны аламыз:

$$\sqrt{\varepsilon E} = \sqrt{\mu H}.$$

(E ниң электростатикалық, ал H тиң электромагниттик бирликлерде жазылған екенлигин аңғармаз). Демек электромагнит энергиясының тығызлығын былайынша жаза алады екенбиз:

$$w = \frac{\varepsilon E^2 + \mu H^2}{8\pi} = \frac{\varepsilon E^2}{4\pi} = \frac{\mu H^2}{4\pi}. \quad (4)$$

Умов-Пойнтинг векторының сан мәнисинин ўақыт элементи dt ға көбеймесин аламыз:

$$Sdt = \frac{c}{4\pi} E \cdot H \cdot dt = \frac{c\sqrt{\epsilon}E^2}{4\pi\sqrt{\mu}} dt = \frac{c\epsilon E^2}{\sqrt{\mu} \cdot 4\pi} dt.$$

Егер, бул теңликтегі (4) бойынша w ны қойып ҳәм $c/\sqrt{\epsilon\mu}$ шамасын v арқалы аңғартып, (1)-теңликтегі сәйкес келетуғын

$$Sdt = w \cdot v \cdot dt$$

теңлигин аламыз. Улыұма жағдайда базы бир көлемге dt үақыты ишинде киретуғын (яmasa шығатуғын) электромагнит энергияның өлшеми $\int_S S_n dt ds$ шамасына тән болады. Бул интеграл биз қарап атырған көлемди шеклейтуғын S бети бойынша алынады. Солай етип, биз қарап өткен жағдайлардан S векторының электромагнит энергияның ағысының тығызлығының векторы екенлигин көремиз.

§ 249. Радиотехника. Электромагнит толқынларды қоздырыудың ҳәм регистрациялаудың қәзирги заман ұсыллары. Герц тәрепинен 345-сүйретте көрсетилген вибратордың тербелислеринин жәрдеминде электромагнит толқынларды алғыудың ең бириňши ұсылы толқын ұзынлығы шама менен 1 м болған толқынларды алғыфа мүмкіншилик берди. Герцтин тәжирийбелери электромагнит толқынлардың әхмийетли болған қәсийетлерин экспериментлерде үренийге мүмкіншилик берди: шағылышы, сыныў ҳ.т.б. Бул тәжирийбелер жақтылықтың электромагниттик тәбиятының туýрыдан-туýры тастыйықланыўы болып табылады. Кейинирек киширек толқын ұзынлығына ийе толқынларды алғыфа көп санлы тырысыўлар болды. 1906-жылы П. Н. Лебедев жүдә киши болған миниатюралық вибраторларды пайдаланып ұзынлығы шама менен 3 мм болған электромагнит толқынларды алды. Кейинирек (1924-жылы) М. А. Левитская ұзынлығы 0,2 мм болған толқынды алды. Москва университетине профессорлары В. К. Аркадьев пенен А. А. Глаголева-Аркадьевалар қысқа электромагнит толқынларды майдың ишинде жүзип жүрген унталған металдың кишикене түйиртпеклеринин арасында пайда болатуғын үшқынлардың жәрдеминде алғыудың оригиналлық ұсылын испеп шықты. Оларға ұзынлығы 0,1 мм болған толқынларды алғыудың сәти түсти. Бул толқынлар ең ұзын инфракызыл толқынлардың толқын ұзынлығынан әдеýир киши (III томда қараңыз). Ұсының менен бир үақытта әдеýир ұзын болған толқынларды алғыудың ұсыллары испеп шығылды.

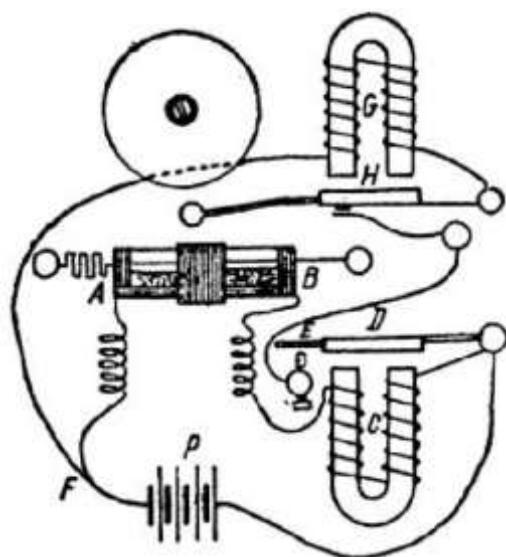
Электромагнит толқынлар менен өткерилиген тәжирийбелер белгилі рус физиги А. С. Поповтың сымсыз телеграфияны ашыўына алып келди. 1895-жылы А. С. Попов, металл порошоктың бир бирине жабысы ў қәсийетин пайдаланып ҳәм ұсындај жоллар менен жоқары жийиликli электр тербелислеринин тәсиринде өзинин электр өткизгишлигин жоқарылататуғының пайдаланып, электромагнит толқынлардың бириňши сезгир қабыллағышын конструкциялады.

354-сүйретте А. С. Поповтың қабллағышының схемасы көлтирилген. Оның тийкарғы бөлими болып AB арқалы белгиленген көгерер деп аталатуғын дүзилис хызмет етеди. Ол металдың унтағы бар металл трубадан туралады. Көгерер гальваникалық батарея P дан ҳәм CDE релесинен туратуғын шынжырға тутастырылған. Электромагнит толқынлары әсбапқа жетип келгенде унтақ металдың өткизгишлиги артады ҳәм шынжырда тоқ пайда болады ҳәм усы тоқтың тәсиринде D релесинин якоры электромагнит тәрепинен тартылады ҳәм E контакттың түйікрайды. Ұсының салдарынан усы P баратеясынан азықланатуғын HG қоңырауы тутасқан екинши шынжыр да түйікланған болады.

Қоңыраудың балғасы қарама-қарсы бағыттағы қозғалысында көгерердин трубасына үралады, сол соққының тәсиринде металдың унтағының қарсылығы қайтадан тикленеди. Солай етип, электромагнит толқыны келип жетпеген жағдайда қабыллағыш автомат түрде ҳәрекет етийин тоқтатады.

Бир жыл өткеннен кейин, 1896-жылы А. С. Попов Физика-химиялық жәмийеттин мәжилисінде дүньядағы бириňши радиограмманы алып беріўди демонстрациялады.

Радиограмма мәжилис болып өткен Петербург университетиниң территориясына оннан 250 м қашықтықта жайласқан Химиялық институттың бинасынан алып берилди. А. С. Попов тәрепинен сымсыз телеграфтың ашылышы техникадағы уллы революциялық өзгериске алып келди.



354-сүрет.

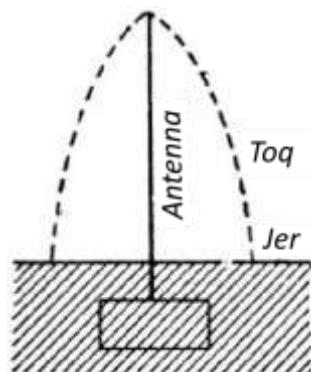
А.С.Поповтың қабыллағышының схемасы.

Радиотехниканың буннан байлай раңажланышы тек сөниүши тербелислерди беретуғын ушқынлы генераторларды сөнбейтуғын тербелислерди беретуғын генераторлар менен алмастырыўға бағытланған болды. Сөнбейтуғын тербелислерди пайдаланыў сигналларды алып беріўден адамлардың дауысларын, музыканы, сүйретлерди алып беріүге өтиүге мүмкиншиликтен көрсетілген. Соңықтан, XX әсирдин жигирмаланшы жыллары радиотехника электронлық лампалардың жәрдемінде генерацияға өтти.

Генератордың усындағы түриниң схемасы 241-параграфта тәрийипленди. Радиоеситтириў мақсетлеринде контур антенна менен индуктивлик түрде байланысады. Шын мәнисинде әпиўайы түрде антенна төменги ушы Жер менен тутастырылған туры вертикаль бағыттағы сым болып табылады. Сымның узынлығы былайынша сайлап алынады: сымда турғын толқынның пайда болыўы ҳәм тоқ күшиниң шоғыры оның төменги ушында, ал тоқ күшиниң түйини жоқарғы ушта болыўы керек. Бундай антенна Герцтинде вибраторының ярымымына үсайды ҳәм оның әтирапында электромагнит толқынлары түриндеги тербелислердин нурланышын тәмийинлейди (355-сүрет).

Электромагнит толқынлардың бар екенлигин табыў қабыл ететуғын антенна менен күшайтетуғын системаның жәрдемінде әмелге асырылады. Бундай системаның тербелмелі контуры LC (356-сүрет) антенна менен индуктивлик арқалы байланысқан (сүретте антенна көрсетилмеген). Контурда электромагнит толқынның тәсиринде мәжбүрий тербелислер қозады. Резонанс шәрти орынланғанда олардың амплитудасы үлкен болады, бирақ пайда болған тоқларды тиккелей өлшеў ушын амплитуданың мәниси дым киши. Оларды өлшеўдин мүмкін болыўы ушын арнаўлы күшайтетуғын системаның жәрдемінде оларды күшайтеди. 356-сүретте көрсетилген әпиўайы түрде бул схема үш электродлы лампадан тұрады. Тербелмелі контур S лампаның торы менен индуктивли түрде байланысқан. LC контурында электр тербелислері пайда болғанда "торлық кернеў" өзгереди (241-параграфқа қараңыз), ҳәм, демек, B_1 батареясынан лампа арқалы ететуғын тоқ та өзгереди. Лампаның жумыс ислеў шәртін оны характеристикалық турысының областында ислейтүғындай етип алады (357-сүрет). Егер бул турысының анықтамалық жетекшиліктерінде тик болса, онда ΔV_S торлық кернеўдин үлкен емес өзгерисине ΔI_a анод тоғының әдеўир үлкен болған өзгериси сәйкес келеди. Солай етип,

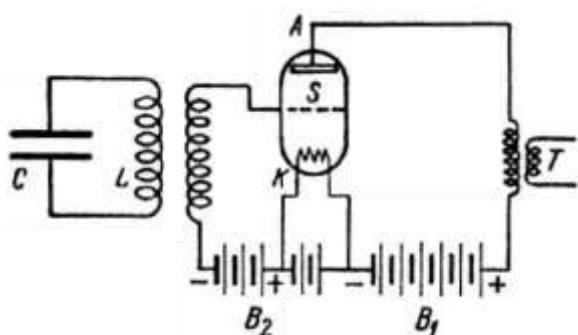
резонацияланатуғын LC контурындағы әззи тербелислер лампаның шынжырындағы анод тоғының үлкен тербелислерине алып келеди. Биз қарағын күшайтетуғын схемада лампаның шынжырындағы күшайтиші B_1 батареясы хызмет етеди. Түсетуғын электромагнит толқыны тәрепинен пайда етилген LC контурының тербелислері тек лампаға тәсир етеди B_1 батареясынан өтетуғын тоқтың күшинин өзгериүин болдырады. Анод тоғының тербелислері T трансформаторының жәрдеминде регистрациялайтуғын аппаратқа ямаса оларды буннан байлай күшайтиш ушын екинши лампаның торына берилийи мүмкін.



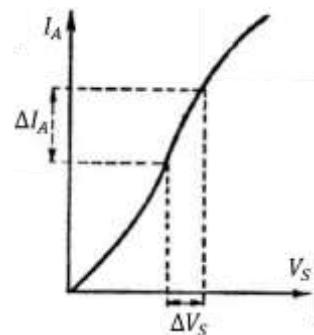
355-сүйрет.

Ең әпиүайы вертикаль бағыттағы антеннаның еркін тербелислері.

Сеслерди алып беріү ушын электромагнит тербелислер *модуллестириледи*, яғни олардың амплитудасы сес тербелислері менен бирдей текте өзгереди. Бундай жағдайда жоқары жийиликли электромагниттік тербелислердин графигиниң үстинен жүргизилген иймеклик сес жийилигіндеги тербелислер болып табылады (358-сүйрет). Амплитуданың усындағы өзгерислері қабыллаұшы станцияда сес шығарғыштардың жәрдемінде қайтадан сести алыўға мүмкіншиликті береди⁶¹.



356-сүйрет. Электромагнит тербелислерин күшайтийдің схемасы.

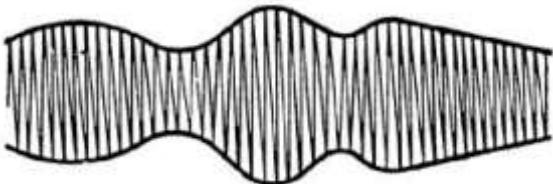


357-сүйрет. Уш электродлы лампаның характеристикасы.

Модуллестирийдің әпиүайы схемасы 359-сүйретте көрсетилген. Онда 338-сүйретке сәйкес келетуғын генерациялайтуғын схеманың бир бөлімі ҳәм оң тәрепте A антеннасы көрсетілген. Генерациялайтуғын схема антенна менен индуктивли түрде байланысқан. Сүйреттің жоқарғы бөлімінде M микрофонды аңғартады. Микрофонның ишинде пайда болатуғын көрнეйдің тербелислері, T трансформаторында күшайеди ҳәм C_S торлық конденсатордың пластинкаларына бериледи. L_1 катушкасында пайда болатуғын жоқары жийиликли тербелислер C_S конденсаторы арқалы аңсат өтеди ҳәм S лампасының торына бериледи. Усының менен бирге, T трансформаторының орамларының үлкен

⁶¹ Рус тилиндеги "громкоговоритель" сөзиниң орнына "сес шығарғыш" сөзи қолланылды. (Айдарыўшылар).

индуктивликке ийе болыўының себебинен олар микрофонның шынжырана тармақланбайды. Солай етип, генерациялайтуғын система оған микрофон тутастырылмаған жағдайдағыдан болып ислей береди. Микрофонда пайда болатуғын тербелислер сес жийиликлерине, яғый лампалық генератор тәрепинен қоздырылатуғын жийиликке салыстырғанда әдеүир төмен жийиликке ийе болады. Сонықтан C_S конденсаторы T трансформаторынан өтетуғын тоққа генератордан өтетуғын тоққа салыстырғанда үлкен қарсылық көрсетеди. Нәтийжеде, C_S конденсаторының пластинкаларында тек қосымша потенциаллар айырмасы ғана пайда болады. Ал бул потенциаллар айырмасы торлық V_S кернеүин өзгертерди ҳәм ұсындај жоллар менен тербелислердин модуляциясы жүзеге келеди.



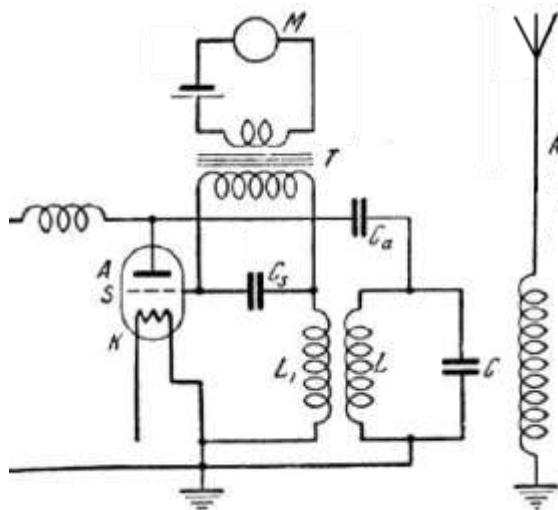
358-сүйрет.
Жоқары жийиликли тербелислердин
үстинен жүргизилген иймеклик.

Алып бериүши ҳәм қабыл ететуғын радиостанциялардың ұлыўмалық схемасы 360-сүйретте берилген. Алып беретуғын станцияда жоқары жийиликли тербелислердин G генераторы белгili болған ω жийилигидеги сөнбейтуғын гармоникалық тербелислерде береди. Бул тербелислер MF микрофондан келетуғын сес тербелислерине сәйкес M модулятордың жәрдемінде модуляцияланады. Буннан кейин тербелислер күшетиүши U_1 лампалық системасының жәрдемінде күшетиледи ҳәм индуктивлик байланыстың жәрдемінде электромагнит толқынларын нурландыратуғын A_1 антеннасына бериледи. Қабыллаұшы станцияның A_2 антеннасына жетип келген толқын онда мәжбүрлеүши тербелислерди қоздырады. A_2 антеннасы RK резонанслық контур менен индуктивли түрде байланысқан. Резонанслық контурда пайда болған мәжбүрий тербелислер U_2 лампалық күшетиүши схема тәрепинен күшетиледи. Күшетилген тербелислер D туýрылаушының (детектордың) жәрдемінде туýрыланады; өзиниң үақытқа ғәрезлиги бойынша алып беретуғын станциядағы микрофондағы тоқты қайтадан тиклейтуғын туýрыланған I_0 тоғы (схемада көрсетілмеген) төменги жийиликли күшеткиштен кейин T сес шығарғышына бериледи.

Радиотолқынлардың тарқалыўы еркін кеңисликте емес, ал жақсы өткізгіш болып табылатуғын Жердин бети бойлап әмелге асады. Сонықтан жиберетуғын станцияның антеннасының әтирапында 246-параграфта қаралған толқынлардай, сфералық толқын пайда болмайды. Антenna тәрепинен нурландыратуғын толқынлар Жердин бетинин бағытлаұшы тәсирине ушырайды ҳәм, соның салдарынан Жер шарын айланып өтеди. Жердин бети бойынша толқынлардың тарқалыў мәселеси академик В. А. Фок тәрепинен толық шешилди. Қысқа электромагнит толқынларының тарқалыўында тийкарынан ионлардан туратуғын атмосфераның бийик қатламлары үлкен әхмийетке ийе (атмосфераның жоқарғы қатламларындағы ионлар Құяштың ультрафиолет нурларының тәсиринде пайда болады). Атмосфераның бул бөлими ионосфера деп аталады. Қысқа электромагнит толқынлар ионосферада шығылышады. Бул жағдай олардың Жер шарының бети бойынша тарқалыўына құшлы тәсир етеди.

Хәзирги үақытлары, радиотелеграф, радиотелефонлар ҳәм телевидение менен бир қатарда электромагнит толқынларының басқа да қолланылыўлары кең түрде испеп шығылмақта. Радиотехниканың раýажланыўындағы әдеүир әхмийетли қәдем қысқа электромагнит толқынларға өтиў болып табылады (метрлик ҳәм сантиметрлик). Олар арнаўлы формаға ийе болған антенналардың жәрдемінде бағытланған радиосигналларды

алыўға мүмкіншилик береди.



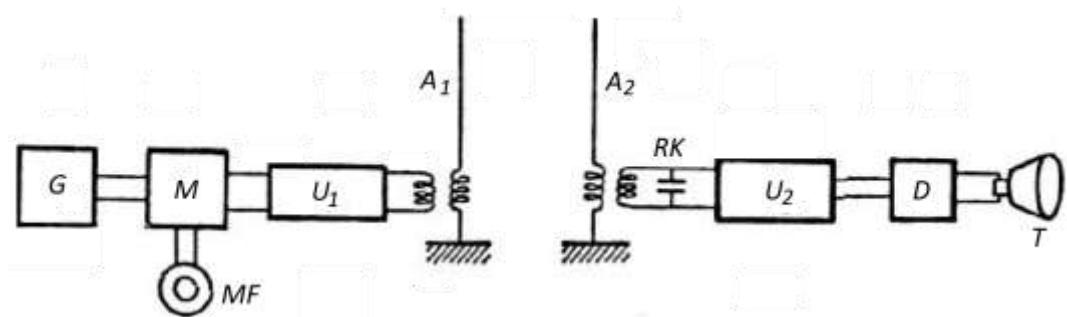
359-сүйрет.
Жоқары жийиликли тербелислерди
модуллестириў схемасы.

Электромагнит толқынлар өзиниң жолында ҳәр қыйлы тосқынлықтарға үшырап, бул тосқынлықтарда толқынлардың бир бөлиминиң иркилийи, бир бөлиминиң шағылысы易于, және бир бөлиминиң шашырауы мүмкін. А.С.Попов 1897-жылдың өзинде теңиздеги радиотелеграфлау бойынша өткерилген тәжирийбелерде кораблдин экранлаушы тәсириниң бар екенligин, кораблдин артында "радиосаяның" пайда болатуғынлығын тапты. Предметлерди үлкен қашықлақтарда турып табыу ҳәм олардың орнын анықлау радиотолқынлардың металл денелерден шағылысы易于 құбылысына тийкарланған. Радиолокация деп аталатуғын бул усыл СССР да бириңи рет Д.Н.Рожанский ҳәм Ю.Б.Кобзарев тәрепинен ислеп шығылды. Бул усылдың мәниси мынаған алып келинеди: с генератордың ҳәм арнаұлы системаның жәрдеминде радиотолқынлардың бағытланған дәстеси алынады; объектте шағылысқаннан кейин (корабль, самолет) толқынлар қабыллаушы дүзилиске жетип келеди ҳәм регистрацияланады. Жиберилген сигналлардың қабыл етилетуғын сигналларға кесент бермеүи ушын сигналларды үзик-үзик етип жебереди. Ҳәр бир сигнал секундтың миллионлардан бир үлесіндегі үақыт дауам етеди, сигналлардың арасындағы үзилис үақытының шамасы оннан онлаған, жүзлеген есе үлкен. Шығылысқан толқынларды регистрациялау сигналлардың арасындағы үақыттың ишинде әмелге асырылады. Сигналды жибериү ҳәм қабыл етиү арасындағы үақыт бойынша бақланып атырған объектке шекемги қашықлық анықланады. Усындај жоллар менен объектлердин турған орынларын анықтайтуғын дүзилислер радарлар атамасына ийе болды.

Л.И.Мандельштам ҳәм Н.Д.Папалексилер тәрепинен шағылысқан нурлардың фазаларының арасындағы айысыұдың тийкарында қашықлықтарды жүдә үлкен дәллікте анықлау усылы ислеп шығылды.

Хәзирги үақытлары радиотехникалық үсыллардың қолланылығы областы жүдә үлкен тезликлер менен рајажланбақта.

Қысқа толқынларда тек Жердин жасалма жолдаслары менен ғана емес, ал бир неше миллион километр қашықлықтардағы космослық ракеталар менен де байланыслар орнатылмақта.



360-сүйрет. Алып беретуғын ҳәм қабыл ететуғын радиостанциялардың схемасы.

ҚОСЫМША

ЭЛЕКТРЛИК ҲӘМ МАГНИТЛИК ШАМАЛАРДЫҢ БИРЛИКЛЕР СИСТЕМАЛАРЫ

Биз курстың ҳәр қыйлы бөлімлеринде электр ҳәм магнит шамаларын өлшеү ушын ҳәр қыйлы бирликлерди пайдаландық.

Физикада CGS-системасы қабыл етилген ҳәм ол былайынша орнатылады (I томдағы 3-параграф). Тийкарғы бирликлер сыйпатында узынлықтың бирлиги - сантиметр, массаның бирлиги - грамм ҳәм үақыттың бирлиги секунда сайлап алынады; басқа барлық физикалық шамалардың бирликлери узынлық, масса ҳәм үақыттың арасындағы нызамлықтардың тийкарында табылады. Усының менен бирге сәйкес формулаларда пропорционаллық коэффициенти бирге тең деп қабыл етиледи. Бирақ, бул усыл бир мәнисли емес. Бизлер, мысалы, күштин ғарияттың еки усылдың жәрдеминде табыўға болатуғынлығын атап өтип едик (I том, 32-параграф): 1) Ньютоның $f = mw$ нызамының тийкарында, бундай жағдайда пропорционаллық коэффициентин бирге тең деп алады; 2) пүткил дүньялық тартылышы $f = \frac{m_1 m_2}{r^2}$ ның тийкарында, бул жағдайда да пропорционаллық коэффициентин бирге тең деп алғыу усынылады. Бириңи жағдайда пүткил дүньялық тартылышы нызамын биз былайынша жазамыз:

$$f = k \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

Бул жағдайда "гравитациялық турақты" $k = 6,685 \cdot 10^{-8}$ см³/г·сек². Екинши жағдайда Ньютоның екинши нызамын былайынша жазыўымыз керек:

$$f = k' tw.$$

Бул жағдайда "динамикалық турақты" $k' = 1,496 \cdot 10^7$ г·сек²/см³.

Солай өтип, механикалық шамаларды өлшеудин еки CGS-системасын құрыў мүмкін екен: 1) "динамикалық" ҳәм 2) "гравитациялық". Әдетте тек динамикалық системаның пайдаланылатуғынлығы белгили.

Тап сол сияқты электромагнит құбылыслары ҳақындағы тәlimатта зарядлардың электростатикалық өзара тәсирлесіүиниң нызамларына тийкарланып (CGSE-система) ямаса тоқлардың магнитлик өзара тәсирлесіүине тийкарланып (CGSM-система) еки CGS-системасын құрамыз.

1. Абсолют электростатикалық система (CGSE) Бул системада электр зарядының муғдары қ бослық ушын жазылған Кулон нызамының тийкарында анықланады ҳәм бул нызамдағы пропорционаллық коэффициентин бирге тең деп болжайды:

$$f = \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (1)$$

(1)-формуладағы f қүши диналарда, қашықтың r сантиметрлерде (толығынақ 123-параграфты қараңыз). Диэлектриктер ушын

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

формуласы орынлы. Бул формулада ϵ - диэлектрик турақты, оны дерексиз сан деп атайды [бослық ушын (1)-теңлик бойынша $\epsilon = 1$, басқа орталықтар ушын $\epsilon > 1$].

Электр зарядының муғдарының CGSE-бирлигинен майданың кернеўлигинин, потенциаллар айырмасының, қарсылықтың, басқа да шамалардың CGSE-бирликлери табылады.

Бул системадағы магнит майданының кернеўлигинин бирлигин табыў ушын мынадай қатнасты пайдаланамыз: шексиз узын туýры тоқтың r қашықтыңдағы магнит майданының кернеўлиги H (193-параграф):

$$H = \frac{2I}{r}$$

шамасына тең деп болжанады (I арқалы тоқтың күши белгиленген).

I ди CGSE-бирликлеринде өлшеп, магнит майданының кернеўлигинин CGSE-бирлигин табамыз.

Кернеўлиги H болған магнит майданындағы бетиниң майданы S_1 болған ҳәм I_1 тоғы өтип турған тегис контурға тәсир ететуғын күшлердин моменти M , 191-параграфта айтылып етилгендей, HI_1S_1 көбеймесине пропорционал:

$$M \sim HI_1S_1.$$

CGS-системада M ны дина \times сантиметрлерде, S_1 шамасын сантиметрдиң квадратында өлшейди. H пенен I_1 ушын биз CGSE-бирликлерин сайлап алдық. Демек, биз төрт M , H , I_1 ҳәм S_1 шамалары ушын өлшем бирликлерин сайлап алдық. Буннан M пенен HI_1S_1 көбеймесиниң арасындағы теңликке өткенде биз пропорционаллық коэффициентинин мәнисин 1 ге тең деп ала алмаймыз, ал шамасы $1/c^2$ қа тең деп болжанған базы бир коэффициентти киргизиўимиз шәрт:

$$M = \frac{1}{c^2} HI_1S_1.$$

с коэффициентиниң сан мәнисин тәжирийбелерден анықлауға болады. Өлшеўлер $c = 2,998 \cdot 10^{10}$ см/сек теңлигиниң орынланатуғынлығын көрсетеди; ол электродинамикалық тұрақты атамасына ийе. Бизиң көрип турғанымыздай, c өзиниң сан мәниси бойынша электромагнит толқынларының бослықтағы тарқалыў тезлигине сәйкес келеди.

CGSE-системасында B магнит индукциясы ушын өлшем бирлиktи тоқ өтип турған контурға тәсир ететуғын M моментин анықладап,

$$M = BI_1S_1 \quad (5)$$

қатнасының жәрдеминде анықлады. (4)- ҳәм (5)-аңлатпаларды салыстырып, бослық ушын

$$B = \frac{1}{c^2} H \quad (6)$$

формуласына, ал заттар ушын

$$B = \mu H \quad (6a)$$

қатнасларына ийе боламыз. μ шамасы $L^{-2}T^2$ өлшемине ийе ҳәм оның сан мәниси магнит сициргишилктиң әдеттеги мәнислеринен c^2 есе киши. (6)- ҳәм (6a)-формулалардан CGSE-системасында **B** ҳәм **H** векторларының ҳәр қыйлы өлшемлерге ийе болатуғынлығы көринип түр.

(6a) аңлатпаны бослық ушын да сақлауға болады. Оның ушын мынадай аңлатпаны жазыў керек:

$$B = \mu_0 H. \quad (6b)$$

(6)-теңлеме менен салыстырыў бундай жағдайда $\mu_0 = \frac{1}{c^2}$ теңлигиниң орынланыуының керек екенлигин көрсетеди. μ_0 шамасын гейде "бослықтың магнит сициргишилгі" деп те атайды. Бирақ бундай атама ҳеш қандай физикалық мәниске ийе емес. Биз жоқарыда (201-параграф) заттың магнит сициргишилгі μ дың оның магнитлениү қабилетлигі менен байланыслы екенлигин көрдік, ал магнитлениү болса, өз гезегинде, атомлар менен молекулалардың магнит моменттери менен байланыслы (турақты ямаса индукцияланған). "Бос" сөзин пайдаланғанымызда материяның атомлар менен молекулалардан турмайтуғын айрықша түри болған тек электромагнит майданы бар көнисликтин бөлими ушын пайдаландық (152-параграфта айттылғанлар менен салыстырыңыз). Электромагнит майданы белгили болған физикалық қәсийетлерге ийе болады. Усы қәсийетлердин ишине электромагнитлик үйітқыўды с тезлигине тең тезлик жеткериў қәсийети де киреди. Солай өтип, электродинамикалық тұрақты болған с шамасы атомлар менен молекулалардан

туратуғын затлардың қәсийетин емес, ал электромагнит майданының белгили болған объектив қәсийети аңғартады. Сонықтан $\mu_0 = \frac{1}{c^2}$ шамасы заттың магнит сициргишилиги μ менен ҳеш қандай уқсаслықта ийе емес.

Магнитлик шамаларды өлшеудің CGSE-бірліктери сийрек пайдаланылады.

2. Абсолют электромагнит система (CGSM). Бул системада тоқтың күши I дың өлшем бирлиги бослықтағы тоқ өтип түрған еки туры ҳәм шексиз үзын параллель өткізгішиң арасындағы күш үшін жазылған аңлатпаның тийкарында анықланады (196-параграфқа қараңыз):

$$f = \frac{2I_1 I_2}{r} l. \quad (7)$$

Бул аңлатпада f арқалы тоқлардың бириңін үзынлығы l ге тең болған участкасына тәсир ететуғын күш, r арқалы тоқлардың арасындағы қашықлық белгиленген. Магнит майданының кернеўлиги H тың бирлиги (3)-қатнастың тийкарында тоқтың күшиниң CGSM-бірлігинин тийкарында анықланады. Магнит майданының кернеўлигинин бул бирлиги *эрстед* атамасына ийе.

Магнит индукциясы B тың бирлиги

$$B = \mu H$$

қатнасы бойынша анықланады. Бул қатнастағы өлшем бирлигине ийе емес шама болған магнитлик сициргишилик μ тоқ өтип түрған өткізгішти берилген заттың ишине салғанда тоқлардың арасындағы өз-ара тәсир етисіүдің неше есе үлкейетуғынлығын көрсетеди. Магнит индукциясының CGSM-бірлиги гаусс деп аталады. Гаусс өзиниң шамасы ҳәм бирлиги бойынша әрстедке сәйкес келеди.

$$\Phi = B_n S$$

қатнасының жәрдемінде анықланатуғын магнит индукциясы Φ тиң CGSM-бірлиги максвелл деп аталады.

CGSM-системада электр зарядының муғдары q дың бирлиги $q = It$ қатнасының тийкарында тоқ күши I арқалы анықланады. Солай етип, электр зарядының муғдарының бирлиги зарядлардың электростатикалық тәсирлесіүйнен ғәрэзсиз сайлап алынған болып шығады. Сонықтан (1)-Кулон нызамына киретуғын барлық f, q ҳәм r шамаларының бирліктери бар болып шығады. Демек, Кулон нызамында белгили болған сан мәнислерине ҳәм өлшем бирліклерге ийе болған коэффициенттиң түріүү керек. Бул коэффициенттиң мәнисин аңсат есаплауға болады: CGSM-системасында заряд q дың бирлиги CGSE-системадағыға салыстырғанда с есе үлкен, ал f күштин ҳәм r қашықлықтың бирліктери бирдей. Сонықтан, күш f тиң мәнисиниң бирдей болыўы үшін CGSE-системаны пайдаланғанда Кулон нызамының оң тәрепине c^2 шамасына тең көбейтиўшини киргизиў керек:

$$f = c^2 \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (8)$$

Диэлектрикler үшін CGSM-системада Кулон нызамы

$$f = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (8a)$$

түринде жазылады.

Бундай жағдайда диэлектрик тұрақты болған ϵ шамасы $L^{-2} T^2$ өлшемине ийе ҳәм оның сан мәниси CGSE-системасындағыға ϵ ге салыстырғанда c^2 есе киши. (8a) аңлатпасын CGSM-системасында формаллық жақтан сақлауға болады ҳәм бослық үшін

$$f = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

түрине ийе. Бул формуланы (8)-аңлатпа менен салыстырыўдан бундай жағдайда $\epsilon_0 = \frac{1}{c^2}$ теңлигинин орынланыўының керек екенлиги көринеди. Гейпара жағдайларда ϵ_0 шамасын

"бослықтың диэлектрик тұрақтысы" деп те атайды. Бул шама да *CGSE*-системасындағы $\mu_0 = \frac{1}{c^2}$ шамасы ушын пайдаланылатуғын "бослықтың магнитлик сиңиргишлигі" атамасы сияқты физикалық мәниске ийе емес.

Электр майданының кернеўлиги *CGSM*-системада

$$E = \frac{f}{q} \quad (9)$$

теңлигинин жәрдемінде анықланады. Бүннан кернеўлик E ниң өлшемлеринин $[E] = \frac{[f]}{[q]} = L^{1/2} M^{1/2} T^{-2}$ түринде жазылатуғынлығын көремиз. *CGSM*-системадағы электр кернеўлиги E ниң биrlиги *CGSE*-системадағыға қарағанда с есе киши.

Электростатикалық индукция D мынадай теңдиктин жәрдемінде анықланады:

$$D = \varepsilon E. \quad (10)$$

CGSM-системада ε шамасының өлшем биrlиги бар болғанлықтан, *CGSM*-системадағы электростатикалық индукция векторы D ниң өлшем биrlиги электростатикалық кернеўлик векторының өлшем биrlигинен өзгеше. Ҳақыйқатында да, $[D] = [\varepsilon] \cdot [E] = L^{-3/2} \cdot M^{1/2}$.

Бослықта *CGSM*-системасындағы электростатикалық индукция D ниң сан мәниси майданының кернеўлиги E ден c^2 есе киши.

3. Абсолют гаусс системасы. Бул системада барлық электрлік шамалар ушын биrlиклер *CGSE*-биrlиклерге сәйкес келеди, ал магнитлик шамалар ушын биrlиклер *CGSM*-биrlиклерине сәйкес келеди. Бул системада диэлектрик тұрақты ε ҳәм магнитлик сиңиргишилк μ өлшем биrlигине ийе емес. Ал бослық ушын мынадай теңдиклер орынланады:

$$\varepsilon = 1 \text{ ҳәм } \mu = 1.$$

Биrlиклердин гаусслық системасын пайдаланғанда бир үақытта электрлік ҳәм магнитлик шамаларды өзиниң ишине алатуғын барлық формулаларға электродинамикалық тұрақты с арқалы аңғартылатуғын санлы коэффициентлер киреди. Мысалы, Био-Савар-Лаплас нызамы мынадай түрге енеди:

$$H = \frac{1}{c} \cdot \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2}.$$

Магнит майданындағы тоқтың Δl элементине тәсир ететуғын күш ушын аңлатпа былайынша жазылады:

$$\Delta f = \frac{1}{c} I B \sin \alpha \cdot \Delta l.$$

Фарадейдин индукция нызамын былайынша жазамыз:

$$E = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}.$$

Гаусслық системада Максвелл теңлемелери 244-параграфтағы (4а) ҳәм (8а) теңлемелери түринде бериледи.

ХХ кестеде *CGSE*, *CGSM*- ҳәм гаусслық системалардағы тийкарғы электрлік ҳәм магнитлик шамалардың өлшемлери көлтирилген. ХХI кестеде болса бул үш системадағы биrlиклердин қатнаслары берилген.

Бирликлердин абсолют системаларындағы тийкарғы электрлік ҳәм магнитлік шамалардың өлшемлери

Шама	Системалар		
	CGSE	CGSM	Гауслық
Диэлектриклик турақты ϵ	Өлшеми жоқ	$L^{-2} T^2$	Өлшеми жоқ
Электр заряды q	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{1/2} M^{1/2}$	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$
Электр майданының кернеўлиги E	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-2}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$
Электр майданының индукциясы D	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{-3/2} M^{1/2}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$
Потенциал V	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}$	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$
Тоқтың күши I	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}$	$T^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}$
Қарсылық R	$L^{-1} T$	$L T^{-1}$	$L^{-1} T$
Сыйымлық C	L	$L^{-1} T^2$	L
Магнитлік сиңиргишлик μ	$L^{-2} T^2$	Өлшеми жоқ	Өлшеми жоқ
Магнит майданының кернеўлиги H	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-2}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$
Магнит майданының индукциясы B	$L^{-3/2} M^{1/2}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$
Магнит индукциясының ағысы Φ	$L^{1/2} M^{1/2}$	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$
Өзлик индукция коэффициенти L	$L^{-1} T^2$	L	L

4. Халық аралық бирликлер системасы. Өлшемлер менен салмақтар бойынша Халық аралық конференцияда 1960-жылы қабыл етилген бирликлер системасы мынадай тийкарғы төрт бирлике тийкарланған: метр, килограмм, секунд, ампер (I томға қараңыз). Бул системада күштин бирлигі сыптында 1 ньютон = 10^5 дин, жұмыстың бирлигі сыптында 1 джоуль = 10^7 эрг ҳәм құйаттың бирлигі сыптында 1 ватт = 10^7 эрг/сек қабыл етилген. Тоқ күшинин бирлигі болған ампер бир бириңе параллель болған шексиз ушын өткізгішлер арқалы тоқлардың өз-ара тәсирлесіү күши бойынша анықланады (196-параграфқа қараңыз): ампер бослықта бир бириңен 1 м қашықлықта жайласқан еки параллель сымның ҳәр бир метринин бир бириңе $1 \cdot 10^7$ ньютон күш пенен тәсир етисиүн болдыратуғын тоқтың күшине тең. Усы анықлама бойынша $1 a = 0,1$ тоқтың CGSM - бирлигі. Қалған электрлік бирликлер мынадай қатнаслардың тийкарында келтирип шығарылады:

$$1 \text{ ампер} \times 1 \text{ сек} = 1 \text{ кулон},$$

$$1 \text{ ампер} \times 1 \text{ вольт} = 1 \text{ ватт},$$

$$1 \text{ ампер} \times \text{ом} = 1 \text{ вольт},$$

$$1 \text{ фарада} \times 1 \text{ вольт} = 1 \text{ кулон}.$$

Абсолют системалардағы бирликлердин қатнаслары

$$c = 2,998 \cdot 10^{10} \cong 3 \cdot 10^{10}.$$

Шама	1 CGSE-бирлик тең CGSM-бирликтеке	Гаусс бирлиги тең:	
		CGSM- бирлигине	CGSE- бирлигине
Диэлектрик тұрақты ϵ	$1/c^2$	$1/c^2$	1
Электр заряды q	$1/c$	$1/c$	1
Электр майданының кернеўлігі E	c	c	1
Электр майданының индукциясы D	$1/c$	$1/c$	1
Потенциал V	c	c	1
Тоқтың күши I	$1/c$	$1/c$	1
Қарсылық R	c^2	c^2	1
Сыйымлық C	$1/c^2$	$1/c^2$	1
Магнит сиңиргишлик μ	c^2	1	$1/c^2$
Магнит майданының кернеўлігі H	$1/c$	1	c
Магнит майданының индукциясы B	c	1	$1/c$
Магнит индукциясының ағысы Φ	c	1	$1/c$
Өзлик индукция коэффициенти L	c^2	1	$1/c^2$

Магнитлик бирликлер индукция нызамының тийкарында келтирип шығарылады, атап айтқанда: магнит ағысы Φ тиң бирлиги сыпатында қарсылығы 1 ом ға тең болған түйік контур арқалы нолге шекем кемейгенде пайда болған э.қ.күшинин тәсиринде 1 к шамасына тең электр заряды ағып өтетуғын ағыс қабыл етилген. Ағыстың бул бирлиги вебер деп аталады. 1 вб = 10^8 мкс тенлигинин орынланатуғынлығын аңсат есапладап шығарыўға болады.

Магнит индукциясы В ның бирлиги

$$B_n = \frac{\Phi}{S}$$

қатнасының тийкарында анықланады. Буннан магнит индукциясының бирлиги ретинде 1 вб шамасына тең бир текли магнит ағысы 1 m^2 шамасындағы майданды келип өткенде пайда болатуғын индукцияның қабыл етилетуғынлығы келип шығады. Магнит индукциясының бил бирлигин тесла деп атайды. Магнит индукциясының усы бирлиги менен гаусстың аралығында мынадай қатнас бар:

$$1 \text{ тесла} = 1 \text{ вб}/\text{м}^2 = 10^4 \text{ гс.}$$

Халық аралық бирликлер системасында формулаларды "рационаллық" жазыў деп атала туғын система қолланылады. Ол 244-параграфтағы (4b) ҳәм (5a), (8b) ҳәм (9a) Максвелл теңлемелериниң

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H} &= \mathbf{i} + \dot{\mathbf{D}}, \\ \text{rot } \mathbf{E} &= -\dot{\mathbf{B}}, \end{aligned}$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} = 0$$

түрине ениүине тийкарланған. \mathbf{D} ҳәм \mathbf{E} және \mathbf{B} ҳәм \mathbf{H} векторларының арасындағы байланыс сәйкес формулалар менен бериледи:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}.$$

Бундай жағдайда Кулон ҳәм Био-Савар-Лаплас нызамлары былайынша жазылады:

$$f = \frac{q_1 q_2}{4\pi \epsilon r^2}, \quad (11)$$

$$\Delta H = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2}. \quad (12)$$

Бослық ушын (11) Кулон нызамын былайынша көширип жазыўға болады:

$$f = \frac{q_1 q_2}{4\pi \epsilon_0 r^2}.$$

Бул формалада ϵ_0 - "бослықтың диэлектрик турақтысы". Халық аралық системада "бослықтың диэлектрик турақтысы" ның өлшемге ийе ҳәм сан мәнисинин

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi c^2 \cdot 10^{-7}}$$

шамасына тең екенлигин аңсат көриүге болады. Бул формулада c - м/сек ларда аңғартылған электромагнит толқынлардың бослықтағы тезлигине, яғни $c = 2,998 \cdot 10^8$ м/сек шамасына тең.

(12)-аңлатпа формасында жазылған Био-Савар-Лаплас нызамынан туұры ҳәм үзын өткізгіштен r қашықтығындағы магнит майданының кернеўлиги H тың мынаған тең екенлиги келип шығады:

$$H = \frac{I}{2\pi r}.$$

Бул теңдиктиң тийкарында 196-параграфта көрсетилген бир ампер тоқ өтип турған үзын туұры өткізгішен $r = \frac{1}{2\pi}$ м қашықтықтағы магнит майданының кернеўлигинин өлшем бирлигі болған "бир метрдеги ампер" келип шығады.

B ҳәм H ушын бирликтерди салыстырыудан практикалық системада "бослықтың магнит сициргишлиғы" ның $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (өлшем бирликтегі ийе емес сан) шамасына тең екенлиги келип шығады.

Бирликтердин ҳалық аралық системасы соңғы үақыттарды ССРР ра қабыл етилген "практикалық система" да сәйкес келеди. Бул система MKSA-система деп белгиленді. Тийкарғы электрлік ҳәм магнитлік шамалардың ҳалық аралық системадағы өлшем бирликтери XXII кестеде көлтирилген. Ҳалық аралық системадағы шамалардың өлшемлері CGSM-системадағы өлшемлерге сәйкес келеди ҳәм ҳалық аралық системаның барлық электрлік ҳәм магнитлік бирликтери CGSM-системаның бирликтеринен пүтин сан есе айрылады.

XXII кесте

Бирликтердин MKSA-системасы

Шама	Атамасы	Өлшеми	1 MKSA-бирлик = CGSM-бирликтегі
Диэлектрик турақты ϵ	-	$L^{-2} T^2$	$4\pi 10^{-7} \cong 1,26 \cdot 10^{-6}$
Электр заряды q	Кулон	$L^{1/2} M^{1/2}$	10^{-1}
Электр майданының кернеўлиги E	бір метрдеги вольт	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-2}$	10^6
Электр майданының индукциясы D	бір квадрат метрдеги кулон	$L^{-3/2} M^{1/2}$	$4\pi 10^{-1} \cong 1,26$

Потенциал V	вольт	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}$	10^8
Тоқтың күши I	ампер	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$	10^{-1}
Қарсылық R	ом	$L T^{-1}$	10^9
Сыйымлық C	фарада	$L^{-1} T^2$	10^{-9}
Магнит сициргишилігі μ	-	өлшеми жоқ	$\frac{10^{-7}}{4\pi} \cong 7,96 \cdot 10^5$
Магнит майданының кернеўлігі H	бір метрдеги ампер	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$4\pi 10^{-3} \cong 1,26 \cdot 10^{-2}$
Магнит майданының индукциясы B	tesла	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	10^4
Магнит индукциясының ағысы Φ	вебер	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$	10^8
Өзлик индукция коэффициенти L	генри	L	10^9